

DIGITHÈQUE

Université libre de Bruxelles

Citation APA :

Institut international de physique Solvay (1923). *Atomes et électrons: rapports et discussions du Conseil de physique tenu à Bruxelles du 1er au 6 avril 1921*. Paris: Gauthier-Villars et cie.

Disponible à / Available at permalink :

https://dipot.ulb.ac.be/dspace/bitstream/2013/234811/3/DL2256892_000_f.pdf

(English version below)

Cette œuvre littéraire est soumise à la législation belge en matière de droit d'auteur.

Elle a été éditée par l'Université libre de Bruxelles et les Instituts Internationaux de Physique et de Chimie Solvay, et numérisée par les Bibliothèques de l'ULB.

Malgré tous leurs efforts, les Bibliothèques de l'ULB n'ont pu identifier le titulaire des droits sur l'œuvre ici reproduite. Dans l'hypothèse où le titulaire de droits sur celle-ci s'opposerait à sa mise en ligne, il est invité à prendre immédiatement contact avec la Direction des bibliothèques, à l'adresse bibdir@ulb.ac.be, de façon à régulariser la situation.

Les règles d'utilisation des copies numériques des œuvres sont visibles sur le site de DI-fusion <http://difusion.ulb.ac.be>

L'ensemble des documents numérisés par les Bibliothèques de l'ULB sont accessibles à partir du site de la Digithèque <http://digitheque.ulb.ac.be>

This work is protected by the Belgian legislation relating to authors' rights.

It has been edited by the Université libre de Bruxelles and the Solvay International Institutes of Physics and Chemistry, and has been digitized by the Libraries of ULB.

Despite all their efforts, the ULB Libraries have not been able to identify the owner of the rights in the work reproduced herein. In the event that the rights holder over this work objects to its posting online, he/she is invited to immediately contact the Director of the Libraries at bibdir@ulb.ac.be, in order to settle the situation.

The general terms of use of the present digital copies are visible on DI-fusion website: <http://difusion.ulb.ac.be>

All the documents digitized by the ULB Libraries are accessible from the website of the Digitheque <http://digitheque.ulb.ac.be>

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

ATOMES ET ÉLECTRONS

RAPPORTS ET DISCUSSIONS

DU

CONSEIL DE PHYSIQUE

TENU A BRUXELLES DU 1^{er} AU 6 AVRIL 1921

SOUS LES AUSPICES

DE L'INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

Publiés par la Commission administrative de l'Institut
et MM. les Secrétaires du Conseil



PARIS

GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

1923

ATOMES ET ÉLECTRONS

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}

65861 Quai des Grands-Augustins, 55.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

ATOMES ET ÉLECTRONS

RAPPORTS ET DISCUSSIONS
DU
CONSEIL DE PHYSIQUE

TENU A BRUXELLES DU 1^{er} AU 6 AVRIL 1921

SOUS LES AUSPICES

DE L'INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

Publiés par la Commission administrative de l'Institut
et MM. les Secrétaires du Conseil



PARIS

GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

—
1923

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

TROISIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE

Le troisième des Conseils de Physique, prévus par l'article 10 des Statuts de l'Institut international de Physique fondé par Ernest Solvay, le 1^{er} mai 1912, s'est réuni sur l'invitation de la Commission administrative ⁽¹⁾, agissant de concert avec le Comité scientifique international ⁽²⁾. Il a tenu ses séances à Bruxelles, dans les locaux de l'Institut, du 1^{er} au 6 avril 1921.

Les participants à ce Conseil étaient :

Le Président : le professeur H.-A. Lorentz, de Haarlem ;

Les Membres : les professeurs C.-G. Barkla, d'Édimbourg ; W.-L. Bragg, de Manchester ; M. et L. Brillouin, de Paris ; M. de Broglie, de Paris ; M^{me} Curie, de Paris ; P. Ehrenfest, de Leyde ; W.-J. de Haas, de Delft ; H. Kamerlingh Onnes, de Leyde ; M. Knudsen, de Copenhague ; P. Langevin, de Paris ; J. Larmor, de Cambridge ; R.-A. Millikan, de Chicago ; J. Perrin, de Paris ; O.-W. Richardson, de Londres ; E. Rutherford, de Cambridge ; M. Siegbahn, de Lund ; Edm. van Aubel, de Gand ; P. Weiss, de Strasbourg, et P. Zeeman, d'Amsterdam.

⁽¹⁾ La Commission administrative se compose de :

M. E. TASSEL, professeur honoraire à l'Université libre de Bruxelles ;

M. P. HEGER, professeur honoraire à l'Université libre de Bruxelles ;

M. Ch. DE KEYSER, professeur ordinaire à l'Université libre de Bruxelles.

⁽²⁾ Le Comité scientifique international se compose de :

M. H.-A. LORENTZ, professeur à l'Université de Leyde, président ;

M^{me} P. CURIE, professeur à la Faculté des Sciences de Paris ;

M. W.-H. BRAGG, professeur à l'Université de Londres ;

M. M. BRILLOUIN, professeur au Collège de France, à Paris ;

M. H. KAMERLINGH ONNES, professeur à l'Université de Leyde ;

M. M. KNUDSEN, professeur à l'École Polytechnique de Copenhague ;

M. P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, à Paris ;

M. E. RUTHERFORD, professeur à l'Université de Cambridge ;

M. E. VAN AUBEL, professeur à l'Université de Gand.

Les Secrétaires étaient le professeur J.-E. Verschaffelt, de Haarlem, ancien membre de la Commission administrative de l'Institut; le D^r M. de Broglie, de Paris; le professeur W.-L. Bragg, de Manchester, et le D^r L. Brillouin, de Paris, membres du Conseil.

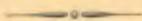
Les collaborateurs de M. Ernest Solvay, qui assistaient au Conseil, étaient le D^r Ed. Herzen et l'ingénieur Edm. Warnant, de Bruxelles.

Le professeur A.-A. Michelson, de Chicago, de passage en Europe, assista aux réunions à titre d'invité.

Le professeur W.-H. Bragg, de Londres, membre du Comité scientifique de l'Institut, ainsi que les professeurs N. Bohr, de Copenhague, A. Einstein, de Berlin, et J.-H. Jeans, de Dorking, invités à participer comme membres aux réunions du Conseil, avaient été empêchés de se rendre à Bruxelles.

La mort d'A. Righi avait également laissé une place vacante parmi les membres du Conseil.

Le compte rendu ci-après des Rapports présentés aux réunions du Conseil et des discussions auxquelles ces Rapports ont donné lieu a été rédigé par les soins des Secrétaires; l'édition en a été confiée, comme précédemment, à la Librairie scientifique Gauthier-Villars et C^{ie}.



Au moment où ces Comptes rendus vont paraître, l'Institut de Physique a à déplorer la perte douloureuse qu'il vient de subir par la mort de son éminent fondateur, survenue inopinément le 26 mai dernier. Ernest Solvay, qui, dans sa longue et glorieuse carrière d'industriel et de sociologue, était constamment guidé par un amour ardent de la justice et de la vérité, appréciait hautement les recherches scientifiques, dont il attendait beaucoup pour le progrès de la civilisation. C'est ainsi qu'il fut amené, il y a onze ans, à convoquer le premier Conseil de Physique et à fonder, peu après, l'Institut international de Physique, auquel il imposa la tâche « d'encourager des recherches qui soient de nature à étendre et surtout à approfondir la connaissance des phénomènes naturels ».

Tout en laissant une entière liberté à la Commission administrative et au Comité scientifique, Ernest Solvay s'intéressait vivement et sans relâche aux travaux de l'Institut. L'année dernière encore, à l'occasion de la réunion du troisième Conseil de Physique, il assista fréquemment à nos séances, nous stimulant par son enthousiasme et par ses encouragements. L'Institut, fier de porter son nom, honorera sa mémoire et gardera un souvenir reconnaissant de ce grand ami de la Science.

H.-A. LORENTZ.

ATOMES ET ÉLECTRONS

NOTES

SUR

LA THÉORIE DES ÉLECTRONS

PAR M. H.-A. LORENTZ.

1. *Formules fondamentales (unités rationnelles).* — Soient :

- ρ la densité de la charge électrique;
 \mathbf{v} la vitesse d'un point de la charge;
 c la vitesse de la lumière;
 \mathbf{d} la force électrique, ou le déplacement diélectrique;
 \mathbf{h} la force magnétique.

L'intensité de courant est donnée par $\dot{\mathbf{d}} + \rho \mathbf{v}$, et l'on a les équations

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{d}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{d}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{d}_z}{\partial z} = \rho, \\ \frac{\partial \mathbf{h}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{h}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{h}_z}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{h}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{h}_y}{\partial z} = \frac{1}{c} (\dot{\mathbf{d}}_x + \rho \mathbf{v}_x), \quad \dots \\ \frac{\partial \mathbf{d}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{d}_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{h}}_x, \quad \dots \end{array} \right.$$

La force qui agit sur l'unité de charge est

$$(2) \quad \mathbf{f} = \mathbf{d} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \cdot \mathbf{h}],$$

$[\mathbf{v} \cdot \mathbf{h}]$ étant le produit vectoriel de \mathbf{v} et de \mathbf{h} .

2. Les équations fondamentales s'accordent avec le principe de relativité.

La transformation dont on se sert dans la théorie de la relativité spéciale peut être mise sous la forme

$$(3) \quad x' = x, \quad y' = y, \quad z' = az - bct, \quad t' = at - \frac{b}{c}z,$$

où a et b sont des constantes reliées entre elles par l'équation

$$a^2 - b^2 = 1.$$

Si l'on pose

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{lll} d'_x = a d_x - b h_y, & d'_y = a d_y + b h_x, & d'_z = d_z, \\ h'_x = a h_x + b d_y, & h'_y = a h_y - b d_x, & h'_z = h_z, \\ & \rho' = \left(a - b \frac{v_z}{c} \right) \rho, \end{array} \right.$$

on aura pour les grandeurs d' , h' des équations qui ont exactement la même forme que les formules du paragraphe 1.

3. La théorie de la relativité exige qu'un électron animé d'une vitesse de translation v s'aplatisse dans la direction de cette translation dans le rapport de 1 à $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. La quantité de mouvement et l'énergie sont données par les expressions

$$(5) \quad \frac{m v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

et

$$(6) \quad \frac{m c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

dans lesquelles m est une constante (masse de l'électron).

4. C'est pour l'électron que ces expressions ont été déduites en premier lieu, mais on a reconnu plus tard qu'elles s'appliquent à un corps quelconque qui, en se déplaçant avec la vitesse v , se trouve dans un état stationnaire, les mouvements internes, quelle qu'en soit du reste la nature, ne conduisant à aucun changement, qui irait toujours dans le même sens.

Démonstration. — Désignons :

par X_x, X_y, \dots les tensions par unité de surface,
 par $\mathbf{G}_x, \mathbf{G}_y, \mathbf{G}_z$ les quantités de mouvement par unité de volume,
 par E l'énergie par unité de volume,
 et par $\mathbf{S}_x, \mathbf{S}_y, \mathbf{S}_z$ les composantes du courant d'énergie,

et supposons qu'entre ce courant et la quantité de mouvement il y ait toujours la relation

$$(7) \quad \mathbf{S} = c^2 \mathbf{G}.$$

Nous aurons alors les formules de transformation suivantes :

$$(8) \quad \begin{aligned} X'_x &= X_x, & Y'_y &= Y_y, & X'_y &= X_y, \\ X'_z &= aX_z + bc\mathbf{G}_x, & Y'_z &= aY_z + bc\mathbf{G}_y, \\ Z'_z &= a^2Z_z + 2abc\mathbf{G}_z - b^2E, \end{aligned}$$

$$(9) \quad \mathbf{G}'_x = \frac{b}{c}X_z + a\mathbf{G}_x, \quad \mathbf{G}'_y = \frac{b}{c}Y_z + a\mathbf{G}_y,$$

$$(9) \quad \mathbf{G}'_z = \frac{ab}{c}Z_z + (a^2 + b^2)\mathbf{G}_z - \frac{ab}{c}E,$$

$$(10) \quad E' = -b^2Z_z - 2abc\mathbf{G}_z + a^2E.$$

Supposons maintenant que, dans le système x, y, z, t , la quantité de mouvement totale soit nulle, et que l'énergie ait une valeur que nous représenterons par mc^2 . En d'autres termes, si dS est un élément de volume et si les intégrales sont calculées pour une valeur déterminée du temps t ,

$$(11) \quad \int \mathbf{G}_z dS = 0$$

et

$$(12) \quad \int E dS = mc^2.$$

Cela posé, on peut calculer, pour une valeur déterminée τ de t' , la quantité de mouvement du corps dans le système x', y', z', t' , c'est-à-dire la grandeur

$$\int \mathbf{G}'_z dS'.$$

Si l'on représente par $\varphi(x, y, z, t)$ le second membre de l'équation (9), on peut écrire

$$\int \mathbf{G}'_z dS' = \frac{1}{a} \int \varphi \left(x, y, z, \frac{1}{a}\tau + \frac{b}{ac}z \right) dS.$$

Comme le résultat doit être une constante, on peut remplacer ici φ par sa valeur moyenne

$$\bar{\varphi}\left(x, y, z, \frac{1}{a}\tau + \frac{b}{ac}z\right),$$

prise pour un intervalle très étendu de la variable τ .

Pour un état stationnaire cette valeur est égale à

$$\bar{\varphi}(x, y, z, t),$$

prise pour un intervalle très long de la variable t .

Donc, en vertu de l'équation (9),

$$\int \mathbf{G}'_z dS' = \frac{b}{c} \int \bar{Z}_z dS + \left(a + \frac{b^2}{a}\right) \int \bar{\mathbf{G}}_z dS - \frac{b}{c} \int \bar{\mathbf{E}} dS.$$

On peut démontrer ⁽¹⁾ que la première intégrale s'annule, et on a donc, si l'on tient compte de (11) et de (12),

$$\int \mathbf{G}'_z dS' = -bmc.$$

Si l'on applique le même raisonnement à l'équation (10), on trouve pour l'énergie du corps dans le système x', y', z', t'

$$amc^2.$$

Comme la quantité de mouvement est nulle dans le système x, y, z, t , on peut bien dire que dans ce système le corps n'a pas de mouvement de translation et que, dans le système x', y', z', t' , il a la vitesse avec laquelle le point $x = y = z = 0$ se déplace dans ce système. Cette vitesse a la direction de l'axe des z , et la

⁽¹⁾ Soit, pour une valeur déterminée de z , $\int Z_z dx dy = Q$. Alors, en vertu de la signification de Z_z et de \mathbf{G}_z ,

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = \frac{d}{dt} \int \mathbf{G}_z dx dy.$$

Cela nous donne pour la valeur moyenne $\frac{\partial \bar{Q}}{\partial z} = 0$ et $\bar{Q} = 0$, parce que \bar{Q} doit être nul pour $z = -\infty$. Mais

$$\int \bar{Z}_z dS = \int \bar{Q} dz.$$

grandeur

$$(13) \quad v = -\frac{b}{a} c,$$

de sorte qu'on a

$$(14) \quad a = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad b = -\frac{\frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Les valeurs que nous venons de trouver pour la quantité de mouvement et l'énergie se réduisent maintenant aux expressions (5) et (6). Ces expressions peuvent être appliquées à un atome ou à une molécule, et même à un corps de grandeur quelconque, ou au rayonnement noir enfermé dans une enceinte.

5. *Application à un système qui se divise en deux parties ayant les masses m_1 et m_2 , et se mouvant dans la direction de OZ avec les vitesses v_1 et $-v_2$.*

Si le système primitif a la masse m et la vitesse 0, on a

$$\frac{m_1 v_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} - \frac{m_2 v_2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} = 0,$$

$$\frac{m_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} + \frac{m_2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} = m.$$

Ces formules, qui expriment la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, nous permettent de calculer m_2 et v_2 , si m , m_1 , v_1 sont connus.

Si m_1 est très petit par rapport à m , on a en première approximation

$$m_2 = m - \frac{m_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}}, \quad v_2 = \frac{m_1}{m_2} v_1.$$

6. *Constitution de l'électron.* — Dans ce qui suit, l'électron sera regardé comme étant, à l'état de repos, une sphère de rayon R , portant une charge e uniformément distribuée sur la surface. Une translation v la change en ellipsoïde aplati.

Il est facile de déterminer le champ électromagnétique qui

entoure l'électron mobile et de calculer la quantité de mouvement et l'énergie dont ce champ est le siège. Le résultat est

$$(15) \quad \frac{e^2 v}{6 \pi e^2 R} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

pour la quantité de mouvement et

$$(16) \quad \frac{e^2}{6 \pi R} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{e^2}{24 \pi R} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

pour l'énergie.

Reste à savoir quelles sont les valeurs de la quantité de mouvement et de l'énergie qui existent à l'intérieur de l'électron, où il n'y a pas de champ électromagnétique. Pour déterminer ces valeurs, je supposerai que l'électron se trouve en repos dans le système x, y, z, t . Il est alors soumis à la tension

$$\frac{e^2}{32 \pi^2 R^4}$$

dans la direction des lignes de force extérieures, ce qui nous conduit à poser pour l'intérieur

$$X_x = Y_y = Z_z = \frac{e^2}{32 \pi^2 R^4}.$$

Admettons encore que, dans le cas considéré, l'énergie E par unité de volume ait une valeur ε , constante dans toute l'étendue de l'électron. Évidemment, pour l'état de repos, $\mathbf{G} = 0$.

Passons maintenant à un autre système x', y', z', t' , en nous servant des formules de transformation (8)-(10). On trouve

$$\begin{aligned} X'_x &= Y'_y = \frac{e^2}{32 \pi^2 R^4}, \\ Z'_z &= a^2 \frac{e^2}{32 \pi^2 R^4} - b^2 \varepsilon, \\ \mathbf{G}'_z &= \frac{ab}{c} \left(\frac{e^2}{32 \pi^2 R^4} - \varepsilon \right), \\ E' &= a^2 \varepsilon - b^2 \frac{e^2}{32 \pi^2 R^4}. \end{aligned}$$

Les deux dernières valeurs, multipliées par $\frac{1}{a} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3$ (volume

de l'électron) s'ajoutent aux grandeurs (15) et (16). On trouve ainsi pour les valeurs totales de la quantité de mouvement et de l'énergie des expressions qui s'accordent avec (5) et (6) quand on pose

$$m = \frac{e^2}{8\pi c^2 R} + \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\varepsilon}{c^2}.$$

D'après une hypothèse bien connue de POINCARÉ on aurait

$$\varepsilon = \frac{e^2}{32\pi^2 R^3}.$$

Cela nous donne

$$m = \frac{e^2}{6\pi c^2 R},$$

$$X'_x = Y'_y = Z'_z = \varepsilon, \quad E' = \varepsilon, \quad G'_z = 0.$$

A l'intérieur de l'électron mobile il n'y aurait donc ni quantité de mouvement ni courant d'énergie; les tensions normales et la densité de l'énergie y resteraient toujours les mêmes.

Dans l'hypothèse de POINCARÉ on se heurte à la difficulté que l'équilibre entre les tensions de MAXWELL et une tension intérieure constante n'est pas stable. Pour s'assurer de la stabilité on peut considérer l'électron comme un corps *rigide*, c'est-à-dire comme composé d'une substance ayant des modules d'élasticité infiniment grands, ce qui, bien entendu, ne la mettrait pas à l'abri de la contraction qui est causée par un mouvement de translation.

Si l'électron est rigide, il est naturel de poser $\varepsilon = 0$; en effet, il n'y aurait aucun moyen de se rendre compte d'une valeur différent de 0.

La supposition $\varepsilon = 0$ conduit à

$$m = \frac{e^2}{8\pi c^2 R}$$

et entraîne les conséquences un peu singulières qu'à l'intérieur d'un électron se mouvant avec la vitesse \mathbf{v} , il y aurait une quantité de mouvement et une énergie *negatives*, ces grandeurs étant données par

$$\mathbf{G}'_z = - \frac{\mathbf{v}}{c^2 - \mathbf{v}^2} \frac{e^2}{32\pi^2 R^3}; \quad E' = - \frac{\mathbf{v}^2}{c^2 - \mathbf{v}^2} \frac{e^2}{32\pi^2 R^3}.$$

7. *Mouvement d'un système de particules chargées sous l'influence de leurs attractions et répulsions électrostatiques mutuelles.*

Soit $\frac{k}{r^2}$ la force entre deux particules, k étant positif dans le cas d'une répulsion.

L'énergie potentielle a la valeur

$$U = \sum \frac{k}{r}.$$

D'un autre côté le théorème du viriel (1) nous apprend que, pour un état de mouvement stationnaire, la valeur moyenne de l'énergie cinétique T est égale à la moitié de celle du viriel, changée de signe, c'est-à-dire que \bar{T} est égal à la valeur moyenne de

$$-\frac{1}{2} \sum \frac{k}{r}.$$

Entre les valeurs moyennes des énergies potentielle et cinétique il y a donc la relation

$$(17) \quad \bar{U} = -2 \bar{T}.$$

Ce résultat peut être étendu au cas où le système est placé dans un champ électrique E , homogène et constant. Plaçons l'axe des x dans la direction de ce champ, désignons par e la charge d'une des particules, et soit $\Sigma e = 0$. Comme la force électrique E donne lieu à un terme $-E\Sigma(ex)$ dans l'énergie potentielle, et à un terme $E\Sigma(ex)$ dans le viriel, on trouve

$$\bar{U} = -2\bar{T} - 2E\Sigma(\bar{ex}).$$

8. Applications de la relation (17).

a. Si l'on éloigne les particules les unes des autres à des distances infinies, de telle manière qu'elles se trouvent en repos après la séparation, l'énergie augmente de

$$-(U + T) = \bar{T}.$$

Par conséquent, la masse du système est moindre que la somme des masses des particules isolées, la différence étant

$$\frac{\bar{T}}{c^2} = \frac{1}{2c^2} \sum \overline{mv^2}.$$

(1) Je rappellerai qu'on donne le nom de *viriel* d'un système de forces X , Y , Z , appliquées aux points x , y , z , à la somme $\Sigma (Xx + Yy + Zz)$.

b. La formule (17) montre que \bar{U} doit être négatif. Dans la somme

$$\sum \frac{k}{r},$$

les termes correspondant aux attractions doivent donc l'emporter sur ceux qui proviennent des répulsions. Ou bien, parce que $k = ee'$, les termes dans lesquels e et e' ont des signes opposés doivent l'emporter sur ceux dans lesquels e et e' ont le même signe.

On pourrait appliquer cette condition au noyau d'un atome, s'il était permis de le considérer comme un système de particules agissant les unes sur les autres selon les lois de l'électrostatique et se mouvant conformément aux règles de la mécanique classique. Prenons comme exemple le noyau de l'oxygène tel que M. RUTHERFORD se l'est imaginé. Il se compose de quatre particules A à charge $+2$, une particule B à charge $+2$, et deux électrons à charge -1 . Entendons par distance moyenne la valeur inverse de la moyenne de $\frac{1}{r}$, et appelons

- r_1 la distance moyenne entre deux A,
- r_2 la distance moyenne entre un A et B,
- r_3 la distance moyenne entre les deux électrons,
- r_4 la distance moyenne entre un électron et un A,
- r_5 la distance moyenne entre un électron et B.

La condition devient

$$(18) \quad \frac{16}{r_4} + \frac{4}{r_5} > \frac{24}{r_1} + \frac{16}{r_2} + \frac{1}{r_3}.$$

Il semble douteux que cette inégalité puisse se vérifier.

9. *Un théorème plus général.* — Il est probable que les forces entre les particules constituantes d'un noyau sont loin d'être simplement électrostatiques et qu'elles peuvent donner lieu à des déformations considérables des particules. Il y a donc, peut-être, quelque intérêt à faire connaître un théorème analogue à celui du viriel, mais d'une portée plus générale que la proposition dont il fut question au paragraphe 7. Je supposerai seulement que le champ entre les particules se conforme aux équations de MAXWELL et que ce n'est qu'à l'intérieur des particules qu'il y a des forces

de nature non électromagnétique, telles que la tension imaginée par POINCARÉ. De plus, le système sera supposé ne pas avoir de vitesse de translation.

Soient, par unité de volume, X , Y , Z les composantes de la force non électromagnétique. On aura

$$X = -\rho f_x, \quad Y = -\rho f_y, \quad Z = -\rho f_z,$$

où f est la force déterminée par la formule (2).

Pour le viriel V des forces non électromagnétiques

$$V = \int (xX + yY + zZ) dS = - \int (x f_x + y f_y + z f_z) \rho dS,$$

on trouve, en se servant des formules fondamentales et en limitant le champ S des intégrations par une surface fermée σ , dont la normale extérieure est n ,

$$(19) \quad V + \int (xX_n + yY_n + zZ_n) d\sigma = - \int \frac{1}{2} (d^2 + h^2) dS \\ + \frac{d}{dt} \int (xG_x + yG_y + zG_z) dS.$$

Ici, G_x , G_y , G_z sont les composantes de la quantité de mouvement électromagnétique, et X_n , Y_n , Z_n celles des tensions de MAXWELL agissant à la surface σ . On voit que la première intégrale n'est autre chose que le viriel de ces tensions.

Éloignons maintenant à l'infini les points de la surface σ . Le viriel des tensions tend alors vers 0, si les forces électrique et magnétique diminuent comme l'inverse du carré de la distance au centre; il en sera ainsi tant que le système ne rayonne pas. Le dernier terme de l'équation s'annule quand on passe aux valeurs moyennes, l'état étant considéré comme stationnaire. On voit donc que la valeur moyenne du viriel des forces non électromagnétiques devient égale à celle de l'énergie électromagnétique du système, prise avec le signe opposé.

Ce théorème, bien différent au premier abord de la proposition du paragraphe 7, la comprend cependant comme cas particulier. Pour le moment, il semble difficile de tirer de cette généralisation quelque conséquence utile.

10. *Un atome placé dans un champ magnétique variable, le noyau étant en repos.*

Dans sa théorie du magnétisme M. LANGEVIN a montré comment on peut calculer le moment magnétique développé dans les substances diamagnétiques par les forces électriques existant dans un champ magnétique variable. Pour le cas d'un noyau entouré d'un certain nombre d'électrons la théorie peut être mise sous une forme simple, qui se rapproche d'un théorème qu'on doit à M. LARMOR. Dans ce qui suit, les forces entre les particules constituantes de l'atome, noyau et électrons, seront considérées comme purement électrostatiques, et les équations de la mécanique ordinaire seront appliquées.

Plaçons l'origine des coordonnées dans le noyau et représentons par \mathbf{h}_0 la force magnétique en ce point. Il suffira de connaître la force agissant sur un électron qui se trouve à une distance très petite. Or, en vertu de la dernière des équations (1), on peut décomposer (pour le voisinage immédiat de O) la force électrique \mathbf{d} en deux parties, dont la première a pour composantes

$$(20) \quad \frac{1}{2c} (y \dot{\mathbf{h}}_{0z} - z \dot{\mathbf{h}}_{0y}) \quad \dots,$$

tandis que la seconde dépend d'un potentiel φ . Comme ce potentiel est dû au changement $\dot{\mathbf{h}}$ du champ magnétique, sa variation dépendra de $\ddot{\mathbf{h}}$ et pourra souvent être négligée pour un temps suffisamment court. Pour un électron qui circule dans une orbite fermée, et pour lequel le travail des forces (20) peut avoir une valeur positive ou négative, le travail de la seconde partie de \mathbf{d} sera nul. On comprend ainsi que cette seconde partie est sans importance pour le magnétisme induit; aussi la négligerons-nous dans ce qui va suivre (1).

En introduisant encore la force $\frac{e}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{h}]$ due aux mouvements des électrons dans le champ magnétique \mathbf{h} , on trouve pour chaque électron trois équations de la forme

$$(21) \quad m \ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}_x + \frac{e}{c} (y \dot{\mathbf{h}}_z - z \dot{\mathbf{h}}_y) + \frac{e}{2c} (y \dot{\mathbf{h}}_z - z \dot{\mathbf{h}}_y), \quad \dots,$$

où, pour simplifier, j'ai écrit \mathbf{h} au lieu de \mathbf{h}_0 .

(1) Le potentiel φ disparaît rigoureusement quand le champ magnétique est symétrique autour d'un axe passant par le noyau.

$\mathbf{F}_x, \mathbf{F}_y, \mathbf{F}_z$ sont les forces qui proviennent de l'action du noyau et des autres électrons.

En nous basant sur l'égalité des charges e des différents électrons, nous introduirons maintenant de nouvelles coordonnées x', y', z' , prises par rapport à des axes qui tournent autour de la ligne de force passant par le point O avec la vitesse angulaire

$$(22) \quad \omega = -\frac{e}{2cm} \mathbf{h}.$$

Les composantes de cette vitesse angulaire, variable avec le champ \mathbf{h} , seront

$$-\frac{e}{2cm} \mathbf{h}_x, \quad -\frac{e}{2cm} \mathbf{h}_y, \quad -\frac{e}{2cm} \mathbf{h}_z,$$

et, si λ_1, μ_1, ν_1 sont les cosinus directeurs de x' par rapport à x, y, z ; λ_2, μ_2, ν_2 ceux de y' , et λ_3, μ_3, ν_3 ceux de z' , on aura

$$(23) \quad \dot{\lambda}_1 = \frac{e}{2cm} (\mu_1 \mathbf{h}_z - \nu_1 \mathbf{h}_y), \quad \dots,$$

et, en négligeant le carré de \mathbf{h} ,

$$(24) \quad \ddot{\lambda}_1 = \frac{e}{3cm} (\mu_1 \dot{\mathbf{h}}_z - \nu_1 \dot{\mathbf{h}}_y), \quad \dots$$

Ensuite, les relations

$$x' = \lambda_1 x + \mu_1 y + \nu_1 z, \quad \dots$$

nous donnent

$$\ddot{x}' = \lambda_1 \ddot{x} + \mu_1 \ddot{y} + \nu_1 \ddot{z} + 2(\dot{\lambda}_1 \dot{x} + \dot{\mu}_1 \dot{y} + \dot{\nu}_1 \dot{z}) + \ddot{\lambda}_1 x + \ddot{\mu}_1 y + \ddot{\nu}_1 z, \quad \dots$$

En fin de compte, en introduisant ici les valeurs (23) et (24), on déduit facilement des équations (21)

$$(25) \quad m \ddot{x}' = \mathbf{F}'_x, \quad m \ddot{y}' = \mathbf{F}'_y, \quad m \ddot{z}' = \mathbf{F}'_z.$$

Le champ magnétique a disparu et

$$\mathbf{F}'_x = \lambda_1 \mathbf{F}_x + \mu_1 \mathbf{F}_y + \nu_1 \mathbf{F}_z, \quad \dots$$

sont les composantes des forces \mathbf{F} par rapport aux nouveaux axes des coordonnées. Comme les distances mutuelles et les différences de coordonnées entrent dans ces composantes de la même manière

que dans les expressions primitives pour \mathbf{F}_x , \mathbf{F}_y , \mathbf{F}_z , les équations du mouvement (25) ont exactement la même forme que celles qui détermineraient le mouvement par rapport à des axes immobiles dans le cas où il n'y aurait pas de champ magnétique.

Donc, lorsque l'on connaît le mouvement des électrons dans ce dernier cas, on pourra dire non seulement comment ce mouvement se modifiera dans un champ constant, mais aussi quelle sera l'influence de l'établissement ou de la disparition d'un champ magnétique.

Considérons, par exemple, l'action d'un champ qui a la direction de l'axe des z , et cherchons le moment magnétique de l'atome dans la direction de cet axe. Ce moment est donné par

$$(26) \quad \frac{e}{2c} \sum (x\dot{y} - y\dot{x}),$$

la somme étant étendue à tous les électrons. Soit d'abord $h_z = 0$; l'expression (26) a une certaine valeur que nous représenterons par m_0 , et qui ne varie pas dans le cours du temps. Notre théorème nous apprend qu'après l'établissement d'un champ $h_z = h$, ce sera l'expression (26) avec x, y remplacés par x', y' , qui a la valeur m_0 , donc

$$\frac{e}{2c} \sum (x'\dot{y}' - y'\dot{x}') = m_0;$$

il s'agit d'en déduire

$$\mathbf{m} = \frac{e}{3c} \sum (x\dot{y} - y\dot{x}),$$

ce qui est le vrai moment magnétique.

Les relations entre x, y, x', y' sont maintenant

$$x = x' \cos \vartheta - y' \sin \vartheta, \quad y = x' \sin \vartheta + y' \cos \vartheta,$$

avec

$$\vartheta = -\frac{e}{3cm} h.$$

En substituant ces valeurs on trouve

$$(27) \quad \mathbf{m} = m_0 - \frac{e^2}{4c^2 m} \sum (x'^2 + y'^2) h.$$

Le dernier terme, dans lequel on peut remplacer la somme

par $\Sigma(x^2 + y^2)$ (coordonnées primitives) représente le moment qui est produit par le champ magnétique h .

11. *Rotation d'un électron* ⁽¹⁾. — Un électron tournant autour d'un diamètre, disons autour de l'axe OX, avec une vitesse angulaire ω constante ou lentement variable, a un moment magnétique dirigé suivant l'axe de rotation et de grandeur

$$\frac{eR^2}{3c} \omega.$$

La rotation produit un champ magnétique qui, à l'extérieur, correspond à ce moment. À l'intérieur le champ est uniforme :

$$(28) \quad h_x = \frac{e}{6\pi cR} \omega.$$

L'énergie magnétique a la valeur

$$\frac{e^2 R}{36\pi c^2} \omega^2$$

et la quantité de mouvement électromagnétique a, par rapport à l'axe de rotation, le moment

$$\frac{e^2 R}{18\pi c^2} \omega.$$

On voit donc que l'électron se comporte comme une sphère ayant le moment d'inertie

$$\frac{e^2 R}{18\pi c^2}.$$

12. *Action d'un champ sur un électron*. — Un électron, animé d'une vitesse de translation v et d'une vitesse de rotation ω , se trouve dans un champ électromagnétique produit par des causes extérieures et caractérisé par la force électrique d et la force magnétique h (valeurs au centre de l'électron). Ce champ agit sur

⁽¹⁾ Dans tout ce qui va suivre, les termes de l'ordre de grandeur $\frac{v^2}{c^2}$ seront négligés; l'électron sera donc sphérique.

l'électron avec une force ayant les composantes

$$e \mathbf{d}_x + \frac{e}{c} (\mathbf{v}_y \mathbf{h}_z - \mathbf{v}_z \mathbf{h}_y), \quad \dots$$

et un couple dont les composantes sont

$$(29) \quad - \frac{e R^2}{3c} \frac{d\mathbf{h}_x}{dt} + \frac{e R^2}{3c} (\omega_y \mathbf{h}_z - \omega_z \mathbf{h}_y), \quad \dots$$

Ici,

$$\frac{d\mathbf{h}_x}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{v}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{v}_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{h}_x$$

représente le changement de \mathbf{h}_x au centre de l'électron mobile.

A cette action d'un champ étranger s'ajoute celle du champ produit par l'électron même. Elle consiste en deux forces, savoir

$$(30) \quad - \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \dot{\mathbf{v}}_x, \quad \dots$$

et

$$(31) \quad \frac{e^2}{6\pi c^2} \ddot{\mathbf{v}}_x, \quad \dots$$

et un couple

$$(32) \quad - \frac{e^2 R}{18\pi c^2} \dot{\omega}_x, \quad \dots$$

Les composantes (30) et (32) correspondent à la masse et au moment d'inertie de l'électron.

En combinant les expressions (29) et (32) on déduit facilement la rotation à laquelle un champ magnétique peut donner lieu. Supposons que d'abord $\mathbf{h} = 0$ et que l'électron soit sans rotation. Alors, si d'une manière ou d'une autre il vient à se trouver dans un champ \mathbf{h} , il aura acquis une vitesse de rotation aux composantes

$$\omega_x = - \frac{6\pi c R}{e} \mathbf{h}_x, \quad \dots$$

La formule (28) montre que cette rotation a pour effet d'annuler \mathbf{h} à l'intérieur de l'électron.

La rotation que nous venons de considérer a lieu autour de la ligne de force magnétique. On peut aussi imaginer une rotation autour d'un axe quelconque.

Supposons que le champ h soit uniforme et constant. Alors l'axe de rotation de l'électron aura un mouvement de précession qui est déterminé par

$$-\frac{e^2 R}{18 \pi c^2} \dot{\omega}_x + \frac{e R^2}{3c} (\omega_y h_z - \omega_z h_y) = 0, \quad \dots$$

Dans l'espace l'axe décrira un cône de révolution autour de la ligne de force, la vitesse de cette rotation étant

$$-\frac{6 \pi c R}{e} h.$$

En tenant compte du signe négatif de e , on voit que dans cette précession le mouvement du pôle de l'électron sera opposé à celui des aiguilles d'une montre, pour un spectateur qui se trouve du côté vers lequel tendent les lignes de force.

13. *Rayonnement des électrons et des atomes.* — La théorie exige que tout changement dans le mouvement d'un électron donne lieu à une onde électromagnétique dont la propagation est accompagnée d'un rayonnement d'énergie. Si, à un moment t , l'électron, se trouvant au point P, a une accélération j , cela se fera sentir en un point éloigné Q (PQ = r) au temps postérieur $t + \frac{r}{c}$ par une force électrique

$$-\frac{e}{4 \pi c^2 r} j_p,$$

où j_p est la composante de l'accélération perpendiculaire à la ligne PQ. Cette force électrique a la direction de j_p et est accompagnée d'une force magnétique de grandeur égale, perpendiculaire au plan passant par PQ et j , et ayant un tel sens que le courant d'énergie

$$\frac{e^2}{16 \pi^2 c^3 r^3} j_p^2$$

est dirigé suivant le prolongement de PQ.

Ce rayonnement est intimement lié à la force que nous avons représentée par (31) et qui peut être considérée comme une *résistance* s'opposant aux variations du mouvement de l'électron.

Le théorème que je viens de rappeler est bien d'accord avec le

phénomène de la diffusion de la lumière par les molécules (formule de RAYLEIGH), mais il conduit à de graves difficultés dans la théorie moderne de la constitution de la matière. On devrait en conclure que les électrons qui circulent autour du noyau perdent continuellement de l'énergie; l'état du système ne pourrait donc pas être permanent.

A propos de ce rayonnement et de la résistance qui lui correspond, on peut faire les remarques suivantes :

a. Le champ produit par un électron à mouvement variable donne lieu, non seulement à la force (31) agissant sur l'électron même, mais aussi à une force semblable qui agit sur un électron voisin. C'est ainsi que, pour un système d'électrons placés à des distances égales sur une circonférence et se mouvant sur cette ligne avec la même vitesse, la résistance totale, ainsi que le rayonnement, diminuent rapidement à mesure que le nombre des particules augmente. Le mouvement constant d'une charge uniformément répartie sur une ligne circulaire ne produit pas de rayonnement et aucune résistance ne s'y oppose. Il en sera de même quand une charge distribuée sur une ligne fermée quelconque a un mouvement stationnaire comparable à celui d'un fluide incompressible dans un tube fermé sur lui-même.

b. L'étude des spectres dus à des atomes qui ne contiennent qu'un seul électron (hydrogène, hélium à charge + 1) a fait voir que le noyau n'est pas immobile, mais décrit une orbite à dimensions très petites. Cela prouve qu'à la place du noyau le champ produit par l'électron change périodiquement avec la position de cette particule. On s'attendrait donc à ce que cette périodicité existât également à des distances plus grandes, ce qui amènerait nécessairement un rayonnement.

14. *Pourra-t-on maintenir les équations de Maxwell?* — Les spéculations suivantes n'ont aucunement la prétention de résoudre la difficulté que je viens de signaler; elles peuvent montrer tout au plus qu'il n'est pas tout à fait impossible de la reléguer à l'intérieur des atomes et de maintenir les équations de MAXWELL pour l'espace environnant.

a. Les théories développées par M. BOHR et d'autres physiciens

montrent clairement que l'électricité négative n'est pas concentrée dans des anneaux, mais dans les électrons ayant la masse et la charge bien connues; par exemple, le mouvement du noyau dont il fut question au paragraphe précédent ne pourrait avoir lieu s'il était entouré d'un anneau d'électricité négative. Donc, si, pour échapper à la difficulté du rayonnement, on désire des anneaux pleins, il faudra admettre qu'il peut y avoir transformation de systèmes d'électrons en anneaux, et inversement.

b. On pourrait imaginer, autour de chaque atome, une surface fermée σ , imperméable aux actions très rapidement variables. La condition à une telle surface serait, par exemple, que les valeurs de \mathbf{d} et de \mathbf{h} à l'extérieur doivent être égales aux valeurs moyennes de ces grandeurs à l'intérieur, prises pour un intervalle de temps suffisamment long. On y ajouterait la supposition que le champ intérieur est le même que si la surface σ n'existait pas et qu'un électron éprouve une force égale et opposée à la résistance (31). Cette force pourrait être exercée par un système matériel M caché dans l'atome. Au travail positif de la force correspondrait une perte d'énergie de ce système M, mais cette perte pourrait être réparée à la surface σ , où M recevrait l'énergie qui y arrive par le rayonnement intérieur.

Bien entendu, dans cette hypothèse, la surface σ laisserait passer librement les actions constantes ou lentement variables. C'est ce qu'il faut nécessairement admettre pour se rendre compte des effets Zeeman et Stark et de l'action magnétique émanant d'un atome.

c. On peut enfin penser à une cause qui donnerait lieu à des vibrations *opposées en phase* à celles qui sont produites par un électron mobile. A cet effet, on peut se figurer une « action électromotrice » convenablement choisie.

Je dirai qu'il y a une force électromotrice E lorsque le champ électromagnétique est déterminé par les équations

$$\frac{\partial \mathbf{h}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{h}_y}{\partial z} = \frac{1}{c} (\dot{\mathbf{d}}_x + \rho \mathbf{v}_x), \quad \dots,$$

$$\frac{\partial \mathbf{e}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{e}_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{h}}_x, \quad \dots,$$

$$\mathbf{d} = \mathbf{e} + \mathbf{E},$$

prenant la place des formules correspondantes mentionnées au paragraphe 1. Lorsque la force électromotrice est limitée à un espace très petit, l'intégrale $\int \mathbf{E} dS$, étendue à cet espace, sera appelée *action électromotrice*. C'est de cette intégrale que dépend, dans ce cas, le champ produit par la force \mathbf{E} .

Considérons maintenant un atome dans lequel un seul électron se meut dans une orbite elliptique et appelons \mathbf{r} le rayon vecteur tiré à partir du centre. Une action électromotrice appliquée en ce dernier point et égale à chaque instant en direction et grandeur à $-\mathbf{er}$ fera disparaître le rayonnement. On peut regarder cette action comme due au système M dont j'ai déjà parlé et l'on trouve une solution possible si l'on n'hésite pas à multiplier un peu les fonctions qu'il faut attribuer à ce système. En effet, il faut encore supposer que M exerce sur l'électron deux forces, l'une égale et opposée à la résistance (31) et l'autre égale et opposée à la force que l'électron subirait à cause de l'action électromotrice $-\mathbf{er}$, et enfin, comme cette dernière action ferait disparaître le champ magnétique appartenant à l'atome, il faudrait y remédier en introduisant par exemple, au centre de l'orbite, « une force magnéto-motrice » proprement choisie. On voit que les circonstances deviendraient extrêmement compliquées. Mais on peut être certain que le système M gagnerait autant d'énergie qu'il en dépense.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. LORENTZ.

M. RUTHERFORD. — Ces théories de l'électron posent donc des limites bien déterminées à sa dimension ? C'est là une question qui est de la plus haute importance pour les physiciens expérimentateurs, entre autres à cause du rôle qu'elle joue dans la diffusion des rayons X par les électrons.

M. LORENTZ. — Il y a eu un temps où nous avons l'idée que toute la masse de l'électron pouvait être considérée comme électromagnétique, parce qu'elle variait avec la vitesse de la façon prévue par la théorie. Plus tard, la théorie de la relativité nous a appris qu'il n'en est pas nécessairement ainsi, puisque tout système, quelle qu'en soit la nature, doit présenter cette même variabilité de la masse.

Tout ce que nous pouvons dire, c'est que

$$m \geq \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \quad \text{ou} \quad R \geq \frac{e^2}{6\pi c^2 m};$$

s'il y a donc une autre masse encore que la masse électromagnétique, le rayon de l'électron doit avoir une valeur plus grande que celle-là. Du reste, les formules de mon rapport montrent déjà l'incertitude où nous nous trouvons. On peut prendre ε aussi grand que l'on veut.

M. LANGEVIN. — D'après la formule donnée par M. Lorentz pour la masse de l'électron,

$$m = \frac{e^2}{8\pi c^2 R} + \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\varepsilon}{c^2};$$

la limite qu'on en déduit pour le rayon de l'électron dépend de la valeur adoptée pour la densité d'énergie ε à l'intérieur. La limite inférieure $\frac{e^2}{6\pi c^2 m}$ correspond à la densité d'énergie de Poincaré. Une densité d'énergie nulle conduirait à une limite plus basse $\frac{e^2}{8\pi c^2 m}$.

M. LORENTZ. — La limite inférieure serait ainsi un peu reculée.

M. LANGEVIN. — Les résultats de M. Lorentz au sujet de la densité de quantité de mouvement ou du flux d'énergie à l'intérieur de l'électron se présentent sous une forme un peu plus concrète si l'on remarque que le vecteur de Poynting dans le champ électromagnétique entourant l'électron en mouvement correspond à un flux d'énergie électromagnétique partant de la face postérieure et aboutissant à la face antérieure après avoir contourné l'électron par le dehors. Si l'on admet à l'intérieur la densité de Poincaré, on constate que ce flux d'énergie correspond exactement au transport d'arrière en avant exigé par le mouvement de l'électron, ce transport s'effectuant ainsi par l'extérieur, par l'intermédiaire du champ électromagnétique environnant, de sorte qu'aucune portion de cette énergie ne passe par l'intérieur. L'électron en mouvement serait ainsi conçu comme une région singulière du milieu qui se détruit constamment à l'arrière et se reforme à l'avant, l'énergie disparue à l'arrière reparaissant à l'avant après avoir contourné l'électron; les régions intérieures non encore atteintes par la destruction qui vient de l'arrière se comportent comme immobiles, sans densité de quantité de mouvement ni flux d'énergie. La densité d'énergie intérieure se transforme sur place à l'arrière en énergie du champ électromagnétique et celle-ci revient par l'extérieur se transformer sur place à l'avant en énergie intérieure.

Si l'on admet au contraire une densité d'énergie nulle à l'intérieur, le cycle de l'énergie ne peut se fermer que si l'énergie qui arrive à l'avant par l'extérieur retourne à l'arrière par l'intérieur donnant ainsi lieu dans l'intérieur de l'électron à un flux d'énergie en sens inverse du mouvement, ou, ce qui revient au même, à une densité négative de quantité de mouvement, avec précisément la valeur obtenue par M. Lorentz.

M. LORENTZ. — Je n'ai aucune objection à faire à cette manière de voir. J'ai seulement signalé comme un peu singulier le résultat que nous aurions une sphère rigide se déplaçant avec une certaine vitesse, et que pourtant il y aurait une quantité de mouvement en sens inverse de la vitesse, donc pour ainsi dire une masse négative.

M. LANGEVIN. — Les conséquences auxquelles on aboutit ainsi se présentent en effet sous une forme qui semble paradoxale quand on se place au point de vue habituel où le mouvement de la matière

et des molécules qui la composent implique l'existence à l'intérieur de celles-ci d'une quantité de mouvement dirigée dans le sens du mouvement, c'est-à-dire d'une masse essentiellement positive. Du point de vue de la relativité, les difficultés sont moindres puisque la description de l'état mécanique d'un système se réduit à la connaissance du tenseur d'énergie et de quantité de mouvement.

Du reste, si, au point de vue de la mécanique ancienne, une densité de quantité de mouvement négative à l'intérieur de l'électron, quand on y suppose une densité d'énergie nulle, peut sembler un peu paradoxale, il est à peine moins singulier de trouver, dans le cas de la densité d'énergie de Poincaré, une densité de quantité de mouvement nulle à l'intérieur d'une particule en mouvement où la densité d'énergie n'est pas nulle. Je crois que la conclusion à tirer de ceci est que l'ancien point de vue d'une substance douée d'inertie et transportant de la quantité de mouvement proportionnellement à sa densité doit être abandonné. L'énergie et la quantité de mouvement, sous la forme unifiée où les introduit la théorie de relativité, auraient seules une réalité dynamique. Leur distribution est représentée, dans le cas de l'électron sphérique, par les formules que donne M. Lorentz et dont l'exactitude est indépendante des représentations plus ou moins concrètes qu'on peut chercher à s'en faire.

M. LORENTZ. — En ce qui concerne l'électron rigide, je dois encore faire une remarque à laquelle je n'avais pas pensé d'abord. C'est que la notion de corps rigides conduit à des difficultés dans la théorie générale de la relativité. Considérez un corps en rotation. Quelles sont ses dimensions? Prenez par exemple un disque tournant autour d'un axe; la circonférence tend à subir la contraction connue et cette contraction aura lieu sans doute dans une certaine mesure. On aura quelque chose d'analogue au cas d'un cercle métallique chauffé qu'on place autour d'une roue : le cercle métallique se contracte, mais pas autant que si la roue n'y était pas. Le calcul m'a appris que dans le cas d'un disque circulaire absolument rigide tournant autour de son axe géométrique la contraction de la circonférence serait exactement la quatrième partie de celle qu'éprouverait, à vitesse égale, une barre se mouvant dans le sens de sa longueur. Cette contraction moindre est due évidemment à une pression qui

se développe dans le disque dans la direction radiale et dont la grandeur est proportionnelle au module d'élasticité et croît à l'infini avec ce dernier. Or, un système de pressions infiniment grandes produirait un champ gravifique d'intensité infinie, ce qui est une conséquence inadmissible.

M. LANGEVIN. — Il semble bien difficile d'admettre un électron rigide dans lequel l'énergie devrait se propager avec une vitesse infinie, puisqu'il doit s'y produire, lorsqu'il est en mouvement, un flux d'énergie dirigé vers l'arrière, alors que la densité de l'énergie y est nulle. Dans le cas de l'électron de Poincaré, cette difficulté est remplacée par la nécessité d'admettre à l'intérieur de l'électron une densité d'énergie non électromagnétique assurant la cohésion et l'équilibre de l'électron. Des liaisons y sont d'ailleurs encore nécessaires pour assurer la stabilité au lieu de la rigidité. La théorie qu'a développée M. Mie semble pouvoir éliminer tout au moins la partie non électromagnétique de l'énergie en faisant dériver des potentiels électriques les forces de cohésion de l'électron. Ne pensez-vous pas qu'elle représente un progrès?

M. LORENTZ. — Il a toujours introduit quelque chose qui sort du cadre de ce qu'on nomme ordinairement « électromagnétique ».

Je me permets de revenir pour un moment sur l'inégalité (18). A cause du grand nombre de forces répulsives il y a une difficulté à concevoir qu'elle se vérifie. Je crois que M. Rutherford a fait une remarque analogue dans son rapport.

M. RUTHERFORD. — Je pense que la loi de l'inverse du carré des distances est tout à fait en défaut aux distances existant entre les charges positives et négatives dans le noyau.

M. LORENTZ. — Je voulais seulement faire remarquer la difficulté dans la théorie classique. On peut toujours la résoudre en plaçant les particules attractives à des distances suffisamment petites; mais il est difficile de placer les électrons à de petites distances pour les actions attractives et à de grandes distances pour les actions répulsives.

M. LANGEVIN. — La stabilité des systèmes de particules chargées peut provenir de ce qu'il s'agit, non d'un état d'équilibre, mais d'un régime permanent de mouvement. Encore semble-t-il que

les mouvements admis dans les modèles d'atomes ou de molécules, en particulier le modèle de M. Bohr pour la molécule d'hydrogène, ne sont pas stables au point de vue de la dynamique classique. Les conditions de stabilité doivent avoir des énoncés nouveaux pour les mouvements permanents régis par les conditions de quanta.

M. LANGEVIN. — L'hypothèse qu'il existe autour de l'atome une surface protectrice telle que la surface σ de M. Lorentz soulève cette difficulté que l'atome ne serait pas influencé par un rayonnement extérieur de haute fréquence. On ne comprendrait pas la diffusion des rayons de Röntgen proportionnellement au nombre des électrons intérieurs ni l'absorption de ces rayons avec réémission de l'énergie sous forme de rayons secondaires, corpusculaires ou non.

M. LORENTZ. — Vous avez parfaitement raison et ce n'est pas cette hypothèse trop hâtive d'une enveloppe protectrice qui nous tirera d'embarras, à moins qu'elle ne puisse être convenablement modifiée.

Il y a encore deux points dont je n'ai pas parlé dans mon rapport et sur lesquels je voudrais appeler l'attention.

Les expériences sur les interférences à grandes différences de marche ont montré qu'un gaz raréfié peut émettre des séries d'un grand nombre d'ondes, de près d'un million par exemple, qui se suivent régulièrement. Cette succession existe tout près du tube qui contient le gaz lumineux et il est difficile de croire qu'elle ferait défaut dans le gaz même. En d'autres termes, bien que l'émission de la lumière doive être provoquée par les changements brusques qu'on suppose dans la théorie de M. Bohr, le rayonnement proprement dit doit avoir lieu d'une manière continue et régulière. On peut se figurer par exemple qu'à côté des atomes de Bohr le gaz contienne de vrais « vibrateurs » et qu'un d'eux puisse emmagasiner provisoirement l'énergie perdue par un atome dans le passage d'un état stationnaire à un autre; il faudrait pour cela que la quantité d'énergie fût exactement le quantum correspondant à la fréquence propre du vibreur. L'énergie serait ensuite rayonnée dans un temps qui peut être beaucoup plus long que la durée de la révolution des électrons autour du noyau. Peut-être aussi l'atome se change-t-il temporairement en vibreur.

Ma deuxième remarque se rapporte aux difficultés qu'on rencontre dans l'explication des phénomènes photo-électriques. Comment un atome peut-il accaparer l'énergie nécessaire pour l'expulsion d'un électron, même dans les cas où l'énergie des rayons incidents est excessivement diluée ? Il me semble qu'on pourrait attribuer l'absorption de l'énergie nécessaire, non pas à une seule particule, mais à une quantité de matière qui en contient un grand nombre. Cette quantité pourrait facilement recevoir un quantum et les actions internes devraient être de nature à concentrer ce quantum sur un seul atome.

M. LANGEVIN. — L'expérience semble bien être en désaccord avec l'hypothèse d'une émission instantanée des quanta rayonnés par l'atome. Les travaux récents de M. Wien ont permis de mesurer la durée d'émission de lumière par les rayons positifs et ont donné des résultats en accord remarquable avec la durée prévue par la théorie électromagnétique du résonateur de Planck et l'amortissement calculé par M. Lorentz. Il semble donc nécessaire d'admettre dans l'atome un changement d'état progressif au cours de l'émission d'un quantum.

Si l'on veut supposer que l'électron passe instantanément d'une trajectoire stable à une autre, il faudrait admettre que l'énergie perdue par lui est transmise à quelque système intérieur à l'atome qui la rayonne ensuite avec une fréquence constante et un amortissement continu.

M. LORENTZ. — Mes vibreurs joueraient effectivement le rôle de votre système caché. J'ai choisi un vibreur parce qu'il ne peut prendre de l'énergie que par un quantum entier. Si nous avons plusieurs résonateurs et qu'un électron saute, un seul résonateur prendrait l'énergie et la rayonnerait.

M. LANGEVIN. — L'atome pouvant émettre une infinité de fréquences propres composant l'ensemble des séries spectrales, il faudrait y admettre la présence d'une infinité de résonateurs accordés sur ces fréquences. Cela semble bien difficile.

M. LORENTZ. — Ce serait très commode de n'en avoir que d'une espèce.

M. LARMOR. — J'ai compris que la tâche donnée par les expérimentateurs à M. Lorentz a été d'élucider la manière de se comporter des électrons dans l'atome. Cela impliquait un examen de toutes les théories possibles de la constitution de l'électron et le résultat de cet examen a été une contribution de la plus grande valeur, qui par elle-même justifierait déjà ce congrès. Peut-être M. Lorentz aurait-il pu accorder plus d'attention au point de vue que l'électron est un organisme ayant une structure et que la représentation qu'on s'en fait comme une simple distribution d'une charge électrique ne peut être que provisoire. Si l'électricité peut s'expliquer par des électrons, l'électron ne s'explique pas, en fin de compte, comme étant de l'électricité. Mais cela ne diminue pas la valeur provisoire d'une pareille représentation, parce que, en fait, nous n'avons pas d'autre image à mettre à sa place pour le moment. On a autrefois considéré l'atome comme l'unité indivisible, la « pierre fondamentale », et on l'a imaginé sous la forme d'un anneau tourbillon; cette idée s'est maintenant évaporée à la lumière des nouveaux faits et en ce moment l'électron a pris la place de l'atome comme unité indestructible. Ici l'éther peut jouer un rôle essentiel. Tout ce que nous pouvons connaître d'une pareille unité, c'est l'influence qu'elle exerce sur d'autres corps; si cette influence est transmise tout entière à travers l'éther, nous n'avons besoin que d'être capables d'exprimer les relations entre l'électron et l'éther, c'est-à-dire son champ de force dans l'espace qui l'entourne. Il peut avoir beaucoup d'autres qualités, mais elles sont étrangères à la physique, considérée comme la science qui s'occupe des relations entre corps situés à des distances notables les uns des autres.

La question se pose de savoir si un électron formé par un courant annulaire parfaitement uniforme peut saisir l'éther dans un sens physique, car sa configuration ne change pas du tout.

La méthode d'édification d'une théorie du champ mécanique au moyen d'un tenseur tension-énergie peut être considérée comme un des moyens d'utiliser l'éther autant qu'il est nécessaire de le faire pour le but proposé. On peut considérer comme plus fondamental de revenir à une fonction de densité d'action dynamique dans le champ, car cette manière de faire doit contenir tous les autres principes dynamiques spéciaux.

Le tenseur tension, étant quadratique, ne peut pas intervenir

directement dans la propagation des ondes de rayonnement. Si ces ondes sont transmises par une tension, ce doit être par une tension linéaire; le tenseur quadratique serait quelque chose *en dehors*, pas essentielle à la fonction principale du rayonnement, mais entrant en jeu lorsque le rayonnement agit sur la matière.

M. LORENTZ. — Il y a beaucoup à dire en faveur de votre manière de voir, que les électrons sont des discontinuités dans l'éther. Mais les expérimentateurs surtout nous ont donné de si fortes preuves que ce sont de tout petits corpuscules, que je dois bien les considérer comme tels. Du reste, j'ai tâché de faire ressortir que les formules pour la quantité de mouvement et l'énergie s'appliquent à des particules d'une structure quelconque.

Il va sans dire que, dans quelques problèmes, cet anneau tournant aurait un grand avantage, celui de ne pas rayonner. Si la charge est compensée, il ne produirait qu'une force magnétique comparable à la vitesse qu'on trouve dans l'espace environnant un tourbillon.

Quant à l'éther, même les physiciens qui en parlent encore l'ont dépouillé de plus en plus de tout ce qu'il avait en commun avec la matière. Moi-même j'ai tenu autrefois à un éther absolument immobile et j'ai reconnu bien vite que cela doit impliquer qu'on ne parle pas de forces agissant sur l'éther. Je niais donc l'existence objective des tensions intérieures, mais je considérais toujours l'éther comme le siège de l'énergie électromagnétique.

Maintenant je dirai que chacun peut se représenter les dix composantes du tenseur d'énergie et de quantité de mouvement comme il l'entend; mais, si l'on donne aux uns une certaine réalité, il faut bien en donner une aussi aux autres.

M. LANGEVIN. — Il semble difficile d'accorder une signification physique à l'énergie et à la quantité de mouvement sans en faire autant pour les tensions qui ne sont autre chose que les flux de quantité de mouvement par unité de surface et par unité de temps et qui figurent symétriquement parmi les composantes du tenseur d'énergie et de quantité de mouvement à côté de la densité d'énergie et des densités de quantité de mouvement ou flux d'énergie par unité de surface et par unité de temps.

M. EHRENFEST. — Question à M. LORENTZ. — Vous avez fait l'hypothèse que dans l'effet photo-électrique beaucoup d'atomes coopèrent pour recueillir l'énergie rayonnée et qu'ils concentrent un quantum sur l'un d'entre eux. Est-ce que cette hypothèse ne pourrait pas être soumise à un contrôle expérimental, par exemple par des expériences sur la fluorescence dans des gaz excessivement raréfiés, dans le genre de celles de Wood et Dunoyer, ou par des expériences dans lesquelles on éclairerait les gouttelettes de M. Millikan pendant un temps très court par des rayons X de très courte longueur d'onde.

M. LORENTZ. — Si l'on pouvait montrer qu'un électron peut être libéré dans des circonstances où, d'après la théorie classique, même une gouttelette entière ne peut pas recevoir un quantum, ma façon de résoudre la difficulté devrait être abandonnée.

Il y a, du reste, moyen de faire un calcul grossier. En se basant sur les évaluations des dimensions des atomes, on peut calculer le temps pendant lequel un disque de même dimension doit être exposé à un rayonnement d'intensité connue pour que l'énergie incidente soit égale à un quantum. Dans un exemple numérique donné par Planck, ce temps devient plus d'une heure.

M. LÉON BRILLOUIN. — Je voudrais présenter ici quelques remarques, à propos d'une théorie, développée par Einstein, sur le mécanisme de l'absorption et de l'émission de rayonnement par un atome de Bohr. Considérons, pour simplifier, un atome Σ' capable de prendre seulement deux états distincts Σ_1 (énergie totale E_1) et Σ_2 (E_2); les transformations $2 \rightarrow 1$ ou $1 \rightarrow 2$ se font, respectivement, avec émission ou absorption d'un quantum d'énergie radiante $h\nu$,

$$(1) \quad E_2 - E_1 = h\nu \quad (E_2 > E_1).$$

Quelle est la probabilité pour que, en un temps dt , une telle transformation se produise? Einstein l'écrit ⁽¹⁾ :

$$(2) \quad \frac{d\pi}{1 \rightarrow 2} = B_{12} \rho_\nu dt, \quad \frac{d\pi}{2 \rightarrow 1} = (A + B_{21} \rho_\nu) dt;$$

⁽¹⁾ A. EINSTEIN, *Zur Quantentheorie der Strahlung* (*Phys. Zeitschr.*, t. XVIII, 1917, p. 121).

ρ_ν est la densité d'énergie du rayonnement ν ; A_{11} , B_{21} , B_{12} sont des coefficients arbitraires. Un raisonnement simple, basé sur les lois des ensembles canoniques ⁽¹⁾, permet de retrouver, pour le rayonnement isotherme ρ_ν , la formule de Planck, si l'on pose

$$(3) \quad B_{12} = B_{21} = B \quad \text{et} \quad A = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B.$$

Cette dernière relation est un peu étrange; le coefficient numérique qu'elle comporte recevait, dans l'électromagnétique classique, une interprétation excellente, qu'il est regrettable de ne plus retrouver dans cette nouvelle théorie.

Cette lacune peut se combler au moyen des hypothèses suivantes, qui se rattachent étroitement aux idées développées dans cette discussion.

Admettons que l'atome, dans l'état Σ_1 , représente un système capable de vibrer avec la fréquence ν , autour de son état d'équilibre; ce sera un oscillateur ⁽²⁾, plus ou moins complexe.

La théorie électromagnétique ⁽³⁾ nous apprend que, sous

⁽¹⁾ L'application des lois des ensembles canoniques aux problèmes discontinus pouvait paraître arbitraire. J'ai montré qu'elle se justifie sans difficulté (L. BRILLOUIN, *Journ. de Phys.*, 6^e série, t. II, 1921, p. 65).

⁽²⁾ Si l'état Σ_1 est un état dynamique (trajectoire quantifiée), les vibrations pourront être des oscillations de l'électron autour de la trajectoire stable (sans rayonnement); ce seront donc des trajectoires complexes, mais caractérisées par le fait que l'atome, abandonné à lui-même, reviendrait asymptotiquement à la trajectoire stable Σ_1 , en rayonnant le surplus d'énergie sous forme de radiation de fréquence ν . Si l'atome est capable de prendre n états Σ_1 , Σ_2 , ..., Σ_n , il y aura autant de types d'oscillations propres possibles, autour d'un état Σ_j , qu'il existe d'états Σ_k d'énergie supérieure à celle de Σ_j .

⁽³⁾ Une démonstration extrêmement générale a été donnée par M. Lorentz: *Les théories statistiques en Thermodynamique: Leçons professées au Collège de France en 1912*, 5^e leçon, p. 60 et Notes annexes. On peut prévoir l'existence d'un terme correctif de l'ordre de $h\nu$; car, au moment où l'état Σ_1 se forme à partir de l'état Σ_2 , le vibreur se constitue avec une énergie initiale

$$E_2 - E_1 = h\nu.$$

Le calcul exact de la correction à apporter dans l'énergie moyenne exigerait la connaissance du mécanisme du vibreur, et, en particulier, de son amortissement.

l'influence du rayonnement ρ_ν , cet oscillateur prendrait, en état de régime, une énergie moyenne u_ν

$$(4) \quad u_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu.$$

Il semble logique d'admettre que u_ν mesure l'effet que la radiation est capable de produire sur l'atome. J'écrirai alors les probabilités de transformation, en un temps dt , sous la forme

$$(5) \quad \begin{matrix} d\pi \\ 1 \rightarrow 2 \end{matrix} = (\alpha_1 + \beta_1 u_\nu) dt, \quad \begin{matrix} d\pi \\ 2 \rightarrow 1 \end{matrix} = (\alpha_2 + \beta_2 u_\nu) dt,$$

$\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$ étant des coefficients arbitraires; α_2 sera, par exemple, un terme positif, la probabilité de décomposition spontanée $2 \rightarrow 1$; le terme α_1 sera probablement négatif, de sorte que $-\frac{\alpha_1}{\beta_1}$ mesure le seuil d'énergie, que le vibreur doit dépasser pour que la transformation $1 \rightarrow 2$ devienne possible. Si j'admets que la transformation est possible dès que u_ν dépasse la valeur $h\nu$, je prendrai

$$\alpha_1 = -\beta_1 h\nu.$$

Il est facile de trouver, dès lors, la valeur de l'énergie moyenne u_ν du vibreur à température T , en calquant le raisonnement d'Einstein. D'après la règle des ensembles canoniques, la probabilité de l'état Σ_1 est proportionnelle à $e^{-\frac{E_1}{kT}}$; celle de l'état Σ_2 à $e^{-\frac{E_2}{kT}}$; écrivons qu'il se produit autant de transformations $1 \rightarrow 2$ que $2 \rightarrow 1$ et nous obtenons

$$(6) \quad e^{-\frac{E_1}{kT}} (\alpha_1 + \beta_1 u_\nu) = e^{-\frac{E_2}{kT}} (\alpha_2 + \beta_2 u_\nu).$$

À très haute température, u_ν devient très grand; les exponentielles deviennent égales à 1, de sorte que l'on a $\beta_1 = \beta_2$.

De l'équation (6) on tire, en tenant compte de (1),

$$(7) \quad u_\nu = \frac{\alpha_2 - \alpha_1 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\beta_1 e^{\frac{h\nu}{kT}} - \beta_2} = \frac{\frac{\alpha_2}{\beta_2} - \frac{\alpha_1}{\beta_1}}{\frac{\beta_1}{\beta_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} - \frac{\alpha_1}{\beta_1}.$$

Cette relation ressemble beaucoup aux formules de Planck; on

sera amené à poser, en plus de la relation $\beta_1 = \beta_2$,

$$(8) \quad \alpha_2 - \alpha_1 = \beta_1 h\nu,$$

ce qui fournit

$$(9) \quad u_\nu = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} - \frac{\alpha_1}{\beta_1}.$$

L'hypothèse analogue à celle d'Einstein serait $\alpha_1 = 0$, qui redonne la première formule de Planck; on peut aussi bien retrouver la seconde par les conditions

$$-\alpha_1 = +\alpha_2 = \frac{1}{2} \beta_1 h\nu;$$

l'hypothèse du seuil d'énergie $h\nu$, indiquée plus haut, conduit à poser $\alpha_2 = 0$ (absence de transformation spontanée $2 \rightarrow 1$) et donne

$$(10) \quad \alpha_1 = -\beta_1 h\nu, \quad u_\nu = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + h\nu.$$

Dans tous les cas, les valeurs à donner aux coefficients α et β sont très simples, la relation (4) de l'électromagnétique conserve son sens, et jointe à (9) redonne la loi de rayonnement de Planck; il semble bien que l'on doive être très près de la réalité.

Un type d'expériences permettrait une vérification; ce serait une mesure précise de la *variation d'intensité d'une raie spectrale en fonction de la température*. Les hypothèses ci-dessus permettent aisément de calculer le nombre de transformations en une seconde, c'est-à-dire le nombre de quanta émis; la valeur de l'intensité de la raie spectrale est alors

$$(11) \quad I = \frac{e^{-\frac{E_1}{kT}}}{e^{-\frac{E_1}{kT}} + e^{-\frac{E_2}{kT}}} (\alpha_1 + \beta_1 u_\nu) h\nu \\ = \beta_1 \frac{\frac{\alpha_1}{\beta_1} + u_\nu}{1 + e^{-\frac{h\nu}{kT}}} h\nu \\ = \beta_1 \frac{h^2 \nu^2}{2 \operatorname{sh} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)}.$$

Cette loi garde la même forme, quelles que soient les hypothèses particulières faites sur les α et β ; l'expérience ne pourrait donc distinguer entre les divers cas possibles, mais seulement vérifier l'exactitude des conceptions générales exposées ici. On peut aussi appliquer ces hypothèses à la prévision des vitesses de réaction; on trouve, pour la vitesse moyenne de réaction $1 \rightarrow 2$, sous l'influence du rayonnement éclairant de fréquence ν , et d'intensité J_ν , une loi en

$$\frac{J_\nu}{A + J_\nu},$$

conforme à ce que suppose M. Perrin.

M. RUTHERFORD. — Il est de la plus haute importance pour le physicien de savoir quelque chose de certain au sujet de la forme et des dimensions de l'électron. Ainsi par exemple en Amérique on a proposé une forme annulaire pour l'électron. M. A.-H. Compton a essayé d'évaluer les dimensions de cet électron en tenant compte de variations de la diffusion de rayons X de fréquences très différentes. Les résultats de Barkla montrent que la diffusion des rayons X de longueur d'onde moyenne par les éléments légers est en bon accord avec la théorie classique, si l'on tient compte du nombre connu d'électrons externes dans les atomes légers. Mais cette concordance disparaît tout à fait pour les courtes ondes et dans un travail récent, mais non encore publié de M. Compton, la preuve est donnée que la diffusion des rayons X très pénétrants est excessivement faible en comparaison de la valeur théorique pour tous les éléments. Compton a expliqué cet écart en admettant que l'électron a des dimensions qui sont grandes par rapport à la longueur d'onde. Il est difficile de s'assurer si c'est là la seule explication de la diminution rapide de la diffusion avec la fréquence. Pour ma part, je voudrais donner la préférence à l'ancien modèle d'électron sphérique, avec un rayon et une masse bien déterminés, et des expériences sur la rencontre de particules α avec des noyaux atomiques il semble résulter que l'électron a des dimensions plus petites que celles estimées par Compton, qui évalue le rayon à 10^{-11} cm.

Des expériences qui sont en cours au Cavendish Laboratory paraissent indiquer que l'électron a encore d'autres propriétés

que sa charge électrique. Ainsi, par exemple, il semble qu'il soit doué d'une espèce de polarité. La principale preuve de ce fait vient de l'observation des trajectoires des particules β obtenues par M. C.-T.-R. Wilson par sa méthode bien connue. Ce point est traité avec quelque détail dans mon rapport sur la structure de l'atome. Dans beaucoup de cas, ces particules β suivent un chemin en spirale, très différent de ce que l'on s'attendrait à trouver dans une diffusion au hasard. Compton a suggéré cette explication, que l'électron a une polarité magnétique et que la réaction du champ magnétique induit dans un milieu légèrement paramagnétique se traduit par une voie en spirale. Bien que nous en soyons encore à un essai d'explication, je suis porté à admettre la réalité du phénomène. En outre, le commencement d'une trajectoire en spirale s'observe très souvent à l'extrémité du chemin parcouru par une particule α . Cela semblerait indiquer qu'une particule α , lorsqu'elle est en mouvement, a à ce point de vue des propriétés en quelque sorte analogues à celles de l'électron, mais il faut remarquer que le champ magnétique induit doit être très fort pour faire dévier la particule α dans la mesure observée. Je mentionnerai encore que d'autres expériences montrent déjà que la diffusion de rayons β rapides traversant la matière est plus grande que la simple théorie nucléaire ne le ferait prévoir.

M. BARKLA. — Les phénomènes de diffusion des rayons X de longueurs d'onde moyennes nous donnent la preuve la plus convaincante possible de l'exactitude de la théorie électromagnétique classique. En 1903, j'ai comparé expérimentalement les énergies des rayons X diffusés par les éléments légers. J'ai trouvé que la diffusion par atome était proportionnelle au poids atomique (si l'on excepte l'hydrogène). On en a conclu que ce sont les électrons qui sont les particules diffusantes. En 1904, une mesure fut faite de l'énergie totale diffusée, c'est-à-dire la fraction de l'énergie du rayonnement primaire; en appliquant l'expression donnée dans l'intervalle par Sir J.-J. Thomson, basée sur la théorie classique, cela donna le nombre d'électrons par atome. Avec les données dont on disposait à ce moment pour e et $\frac{e}{m}$, le nombre ainsi trouvé était égal à plusieurs fois le poids atomique; mais actuellement, avec les valeurs exactes obtenues plus tard pour e

et $\frac{e}{m}$, on trouve le nombre qu'on appelle maintenant « le nombre atomique ». Ce résultat, a été confirmé par des preuves indépendantes. En y regardant maintenant d'une autre façon, si nous divisons l'énergie diffusée par le nombre total d'électrons dans la substance diffusante (en dehors du noyau), nous trouvons l'énergie diffusée par un électron. Cela est d'accord, avec une erreur possible de 5 pour 100 environ, avec ce que l'on calcule au moyen de l'expression $\frac{2}{3} \frac{\mu e^2 f^2}{V} t$, donnée par M. Larmor pour l'énergie rayonnée par une particule électrisée. Si l'on considère les limites énormes de variation possible des valeurs, la probabilité d'une concordance fortuite est pour ainsi dire infiniment petite. L'accord nous donne donc la preuve convaincante de l'exactitude de la théorie classique; il est tout à fait en opposition avec la théorie d'une absorption ou d'un rayonnement par quanta. La diffusion plus forte d'ondes plus longues, de longueur comparable aux dimensions de l'atome, s'explique par de petites différences de phase dans le mouvement des électrons dans un même atome.

A l'autre limite il y a aussi un écart de la simple théorie du rayonnement indépendant, par une diminution de la diffusion à mesure que la fréquence de la radiation augmente, La cause de cet écart est encore matière à discussion.

M. BRAGG. — Nous avons fait quelques mesures de l'amplitude des ondes diffractées par un atome, que vient frapper un faisceau de rayons X homogènes. Nous l'avons fait en examinant quelle est l'intensité des rayons X réfléchis par les différentes faces d'un cristal. La théorie apprend qu'il y a, dans l'expression pour l'intensité du rayonnement réfléchi, un facteur qui dépend de l'amplitude de l'onde diffusée et, comme les autres facteurs peuvent être calculés, nos mesures donnent cette amplitude en valeur absolue. Nos résultats confirment ceux que le professeur Barkla vient de décrire, car la diffusion paraît se faire conformément aux lois classiques de l'électromagnétisme. Ainsi, par exemple, nous avons examiné l'amplitude des ondes diffusées par le sodium. Lorsque la direction de l'onde diffusée fait un angle de 12° environ avec l'onde incidente, son amplitude est 8,3 fois celle diffusée par un seul électron; elle diminue à mesure que l'angle devient plus grand jusqu'à ce que,

pour un angle de 60° , elle ne soit plus que les 0,7 de l'amplitude diffusée par un seul électron. Comme il y a probablement dix électrons dans l'atome de sodium examiné (chlorure de sodium), la théorie nous conduirait à prévoir que l'amplitude serait dix fois plus grande que celle due à un seul électron, sous un angle de diffusion égal à zéro, et serait nulle de l'autre côté par suite de l'interférence entre les ondes diffusées par les divers électrons de l'atome. Voilà ce qu'on a trouvé expérimentalement et le résultat est une vérification à la fois de la théorie de la réflexion des rayons X et du fait que les électrons dans l'atome diffusent indépendamment les uns des autres conformément aux lois classiques.

M. LARMOR. — Les résultats exigent en effet une action indépendante des électrons dans l'atome.

LA STRUCTURE DE L'ATOME

PAR SIR E. RUTHERFORD.

Introduction.

Avant la découverte de l'électron les idées concernant la structure possible de l'atome étaient nécessairement vagues et incertaines, mais on pensait déjà généralement que l'atome devait être une combinaison de particules positivement et négativement chargées. La découverte de l'existence indépendante de l'électron négatif, de petite masse, et la preuve que cet électron devait être un élément constitutif de tous les atomes, donnèrent une forte impulsion à l'étude de la structure réelle de ces derniers; et dans ces vingt dernières années plusieurs modèles d'atomes ont été proposés. Une des premières suggestions de cette espèce a été faite par Lord KELVIN ⁽¹⁾, dans un travail intitulé « *Aepinus atomized* » dans lequel il a considéré l'équilibre d'un certain nombre d'« électrons », ou d'électrons, comme nous les appelons actuellement, placés à l'intérieur d'une sphère remplie d'électricité positive, de densité uniforme.

Ce modèle d'atome fut repris et développé dans ses détails par Sir J.-J. THOMSON ⁽²⁾. Ce modèle avait à cette époque un grand avantage : le problème de la distribution, du mouvement, de la vibration et du rayonnement des électrons pouvait être attaqué par les moyens mathématiques, en se basant sur l'électrodynamique classique. Si l'on admet que l'électron négatif est un constituant de tout atome, les problèmes principaux qui se posent sont :

⁽¹⁾ Lord KELVIN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. III, 1902, p. 257.

⁽²⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. VII, 1904, p. 237.

- 1° Le nombre et la distribution des électrons négatifs et la variation de leur nombre avec la masse de l'atome;
- 2° La nature et la distribution de l'électricité positive;
- 3° La nature et la distribution de la masse de l'atome.

La difficulté fondamentale dans le développement de nos idées concernant la constitution de l'atome gisait dans l'incertitude dans laquelle nous nous trouvions au sujet de la nature et de la répartition de l'électricité positive et au sujet du rôle que jouaient les deux électricités. Eu égard à la preuve fournie par KAUFMANN, que la masse de l'électron était, probablement, d'origine électromagnétique, on envisagea d'abord la possibilité d'une masse atomique due aux électrons constituants. Dans cet ordre d'idées, l'atome d'hydrogène aurait dû contenir 1860 électrons. Mais plus tard J.-J. THOMSON proposa diverses méthodes permettant d'estimer le nombre d'électrons dans cet atome; ces méthodes se fondaient sur :

- 1° La diffusion des rayons X par la matière;
- 2° L'absorption des rayons cathodiques;
- 3° La dispersion de la lumière;
- 4° La déviation de particules électrisées rapides dans leur passage à travers la matière.

Ces méthodes, et particulièrement les méthodes (1°) et (4°), ont appris que le nombre d'électrons dans l'atome est proportionnel à la masse de l'atome. Les expériences sur la diffusion des rayons β rapides, faites par CROWTHER (1), montrèrent que le nombre d'électrons est égal à 2 à 3 fois le poids atomique de l'élément. Celles sur le coefficient de diffusion des rayons X furent faites surtout par BARKLA (2). Comme résultat d'une détermination très précise, BARKLA trouva que la diffusion des éléments légers est à peu près proportionnelle à leur masse et les résultats indiquaient que le nombre des électrons dans les atomes légers était à peu près la moitié du poids atomique. Ces calculs se basaient sur la théorie de THOMSON, qui suppose que chaque électron dans l'atome agit

(1) CROWTHER, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIV, 1910, p. 226.

(2) BARKLA, *Phil. Mag.*, t. VII, 1904, p. 543; t. XXI, 1911, p. 648.

comme un élément diffusant indépendant. Ce modèle d'atome a joué un rôle important en éclaircissant nos idées concernant plusieurs points essentiels de la structure atomique et en indiquant quelques moyens principaux d'attaquer ce problème, un des plus fondamentaux en physique.

Je vais, maintenant, considérer en détail un type d'atome un peu différent, connu sous le nom d'*atome à noyau*, et proposé par l'auteur ⁽¹⁾. Comme les idées essentielles relatives à la structure de l'atome à noyau semblent avoir été acceptées d'une façon générale par les hommes de science, et que ce type d'atome s'est montré tout à fait capable de rendre compte des faits les plus fondamentaux découverts dans ces dernières années, je pense qu'il sera utile de développer avec quelque détail ces idées principales et d'examiner les preuves expérimentales qui plaident en leur faveur.

L'atome à noyau.

L'idée de l'atome à noyau se présenta pour la première fois dans des tentatives pour expliquer le fait que les rayons α peuvent être déviés en une seule fois sous un grand angle par des atomes lourds. GEIGER et MARSDEN ⁽²⁾ avaient observé que, lorsque des particules α tombent sur une mince feuille d'or ou d'un autre métal, une certaine fraction ($\frac{1}{10\,000}$ environ) des particules sont déviées de plus d'un angle droit. GEIGER avait aussi mesuré l'angle dont un faisceau de rayons est dévié en moyenne par divers éléments. A cette époque on admettait généralement que cette déviation sous un petit angle était une déviation composée, c'est-à-dire due à une superposition des effets d'un grand nombre d'éléments diffusants indépendants dans l'atome, conformément aux lois de probabilité. Il était évident que la déviation sous un grand angle était d'un tout autre ordre de grandeur que celui qu'on pouvait prévoir dans une pareille déviation composée. Il fallait nécessairement supposer qu'il existe dans l'atome un centre chargé — ou plusieurs — de grande masse et de petites dimensions, car c'était uniquement de cette façon qu'il était possible d'obtenir les champs électriques intenses,

⁽¹⁾ RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XXI, 1911, p. 669; t. XXVII, 1914, p. 488.

⁽²⁾ GEIGER et MARSDEN, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXII, 1909, p. 495.

capables de faire dévier la particule α d'un grand angle par l'effet d'un seul choc. Les lois de la diffusion simple furent déduites dans l'hypothèse où l'atome se compose d'un minuscule noyau de charge Ne , entouré à quelque distance d'un système de N électrons négatifs, la plus grande partie de la masse de l'atome étant concentrée dans le noyau, qui agit comme une charge ponctuelle jusqu'à la plus petite distance d'approche de la particule α . On supposa que la déviation sous un grand angle se produit lorsque la particule α passe tout près du noyau, dans une région dépourvue d'électrons et où le champ électrique obéit à la loi ordinaire de l'inverse du carré.

Dans ces conditions, la particule α décrit une trajectoire hyperbolique autour du noyau. On en déduit que le nombre de particules α déviées d'un angle φ par rapport aux rayons qui tombent normalement sur une surface-unité doit être proportionnel :

$$1^{\circ} A \cos^2 \frac{\varphi}{2};$$

2^o Au carré de la charge Ne du noyau;

3^o $A \frac{1}{E^2}$, où E est l'énergie de la particule α ;

4^o Au nombre d'atomes par unité de volume et à l'épaisseur, supposée petite, de la plaque diffusante.

De la moyenne des déviations sous un petit angle, observées par GEIGER, on déduit par calcul que N égale approximativement la moitié du poids atomique pour les atomes de l'aluminium jusqu'à l'or. Dans le but de vérifier l'exactitude de cette théorie, GEIGER et MARSDEN ⁽¹⁾ entreprirent une étude systématique de la diffusion des particules α par de minces couches de matière. Une étude spéciale fut faite du nombre de particules α déviées d'angles compris entre 5^o et 150^o. Bien que, dans ces limites, ce nombre décrût dans le rapport de 200 000 à 1, la relation s'accordait bien avec la théorie dans les limites des erreurs expérimentales. Ces auteurs trouvèrent que la diffusion des éléments compris entre le carbone et l'or était, par atome, à peu près proportionnelle au carré du poids atomique, ce qui prouve que la charge d'un atome est à peu près proportionnelle à sa masse. La loi de variation de la

(1) GEIGER et MARSDEN, *Phil. Mag.*, t. XXV, 1913, p. 604.

diffusion avec la vitesse, la loi $\frac{1}{V^2}$, fut confirmée. Il était difficile de déterminer la grandeur réelle de la charge du noyau, parce que cette détermination impliquait une comparaison quantitative du nombre de particules α dispersées au nombre relativement très grand de particules α dans le faisceau incident, mais les résultats ont appris que N était à peu près $\frac{\Lambda}{2}$, avec une erreur possible de 20 pour 100. Les résultats des expériences étaient donc pleinement d'accord avec les prévisions théoriques et fournissaient de puissants arguments en faveur de l'exactitude générale de cette hypothèse concernant la structure de l'atome.

C.-G. DARWIN (1) a calculé l'effet de la masse du noyau sur la diffusion et a montré que les résultats expérimentaux étaient d'accord uniquement avec une loi de force électrique contenant l'inverse du carré et que cette loi de force pouvait être déduite directement des observations sur la variation de la diffusion avec la vitesse. Il est à remarquer que ces expériences, bien que fournissant une mesure du nombre des électrons périphériques de l'atome, ne donnaient pas de renseignements sur leur distribution ni sur leurs conditions d'équilibre. Mais la concordance entre la théorie et l'expérience avait mis en évidence deux faits importants : 1° que la particule α et le noyau se comportent comme des charges ponctuelles pour des distances de l'ordre de 10^{-12} cm et 2° que dans un domaine compris, d'après estimation, entre 4×10^{-12} et 4×10^{-11} cm de distance du noyau, la loi de l'inverse du carré se vérifie.

On ne pouvait pas s'attendre à ce que la relation approchée entre la charge du noyau et la masse de l'atome, fournie par l'observation, se vérifiât aussi pour les atomes légers, car il semblait évident que le noyau d'hydrogène devait avoir une charge égale à l'unité et le noyau d'hélium une charge deux. VAN DEN BROEK (2) fit remarquer que les observations de diffusion s'accordaient tout aussi bien avec l'hypothèse, que la charge nucléaire serait proportionnelle au numéro d'ordre, ou nombre atomique de l'élément. Cette idée, si elle était vraie, introduisait une séduisante simplicité dans la relation entre les éléments. La preuve de

(1) DARWIN, *Phil. Mag.*, t. XXVII, 1914, p. 499.

(2) VAN DEN BROEK, *Phys. Zeitschr.*, t. XIV, 1913, p. 32.

l'exactitude de cette relation fut fournie par le travail remarquable de MOSELEY sur les spectres des rayons X des éléments. Je pense qu'il n'est pas sans intérêt de rappeler ici, d'après mes souvenirs personnels, que MOSELEY entreprit ses recherches sur les rayons X dans le but bien déterminé de décider si le nombre atomique d'un élément, ou la charge de son noyau, était plus important que son poids atomique dans la détermination des vibrations de haute fréquence de l'atome. Nous ne nous attarderons pas à discuter en détail les conséquences remarquables (1) qui découlèrent du travail de MOSELEY; elles sont suffisamment connues.

Il est néanmoins utile de faire observer que sa conclusion principale, que la fréquence de vibration de raies correspondantes est proportionnelle au carré d'un nombre variant d'une unité lorsqu'on passe d'un atome au suivant, était un fait d'expérience et n'impliquait aucune considération théorique sur la constitution de l'atome, ni sur l'origine de son rayonnement. Mais ses résultats acquièrent une signification philosophique beaucoup plus grande lorsqu'il interpréta sa relation par l'hypothèse que la charge du noyau est égale au nombre atomique de l'élément. Il est à remarquer que la fréquence de vibration observée pour les radiations caractéristiques K n'était pas proportionnelle au nombre atomique N , mais à $N - a$, où a était une constante introduite pour rendre compte de l'effet perturbateur de l'anneau d'électrons K sur le champ environnant. On sait également que cette relation n'est pas exacte, car la fréquence observée pour les éléments lourds est nettement plus petite que celle calculée d'après cette formule.

Les résultats de MOSELEY plaidant fortement en faveur de l'exactitude de la conclusion que la charge du noyau est mesurée par le numéro d'ordre de l'élément dans la classification, il est de la plus haute importance de vérifier cette conclusion par toutes les méthodes possibles. Cette relation a un caractère fondamental et est d'une simplicité inattendue, car on pouvait à peine prévoir *a priori* que tous les atomes, avec des charges nucléaires comprises entre 1 et 80, seraient stables, à l'exception peut-être d'un petit nombre d'éléments qui n'ont pas encore été trouvés sur

(1) MOSELEY, *Phil. Mag.*, t. XXVI, 1913, p. 1024; t. XXVII, 1914, p. 103.

terre, mais auxquels des places déterminées ont été assignées dans la classification de MOSELEY.

Une détermination soignée des charges nucléaires d'un certain nombre d'éléments a été faite récemment par CHADWICK (1), qui détermina la proportion des particules α déviées d'un angle déterminé. La loi de variation de la diffusion avec l'angle était supposée connue exactement par les données de GEIGER et MARSDEN. Des méthodes spéciales furent imaginées pour déterminer la proportion des particules α diffusées, avec une erreur dont on suppose qu'elle ne dépasse pas 2 pour 100. Les charges nucléaires trouvées pour le cuivre, l'argent et le platine étaient 29,3, 46,3, 77,4, alors que les nombres atomiques sont 29, 47 et 78. En même temps la loi de force autour du noyau fut contrôlée par la façon dont la diffusion dépend de la vitesse de la particule α . La conclusion était que la force autour du noyau varie suivant la loi $\frac{1}{r^p}$, où p est compris entre 1,97 et 2,03, donc suivant l'inverse du carré dans les limites des erreurs expérimentales.

Nous arrivons ainsi à cette généralisation importante, fortement appuyée par les preuves expérimentales, que les propriétés principales d'un atome sont déterminées par son nombre atomique, qui est à son tour une mesure de la charge positive résultante du noyau. Le nombre et la distribution des électrons extérieurs, dont dépendent les principales propriétés physiques et chimiques, sont donc régis par la charge du noyau, et, dans une mesure bien moindre, par la masse de l'atome. Celle-ci est essentiellement concentrée dans le noyau et dépend de la structure de ce dernier. Ainsi que MOSELEY l'a montré, le remplacement du poids atomique par le nombre atomique fait disparaître les difficultés qui restaient encore dans le système de classification périodique des éléments de Mendéléeff et fait en même temps comprendre la signification de la loi périodique.

Une preuve très forte de l'exactitude de cette manière de voir générale a été obtenue par l'étude des éléments radioactifs. Il paraît certain que la radioactivité est une propriété du noyau et que les particules α et β , qui jouent un rôle fondamental dans les trans-

(1) CHADWICK, *Phil. Mag.*, t. XL, 1920, p. 734.

formations, sont expulsées par le noyau. La généralisation remarquablement simple qui a été proposée par RUSSELL, FAJANS et SODDY montre qu'il y a une relation intime entre les propriétés chimiques d'un produit et le type de rayonnement de l'élément qui lui donne naissance. Cette relation s'explique clairement dans la théorie nucléaire. L'expulsion d'une particule α (noyau d'atome d'hélium portant deux charges positives) abaisse de deux unités la charge du noyau ou le nombre atomique de l'élément, et sa masse de quatre. L'expulsion d'une particule β du noyau élève la charge nucléaire et le nombre atomique d'une unité, mais ne modifie pas la masse d'une quantité appréciable. Connaissant le type du rayonnement par les produits et le nombre atomique de l'élément placé en tête de la série, on peut immédiatement écrire le nombre atomique et la masse de tous les éléments de la série. Ces conclusions sont parfaitement d'accord avec les nombres atomiques et les poids atomiques des éléments de la série qui ont été soumis à l'examen expérimental. C'est là une généralisation remarquable, offrant les mêmes éléments de simplicité que la relation de MOSELEY entre la charge du noyau et le nombre atomique. Une règle simple relie aussi entre eux le type du rayonnement et la situation de l'élément résultant dans le tableau de Mendéléeff.

L'étude de la structure de l'atome se décompose ainsi tout naturellement en deux parties distinctes : 1^o la structure du noyau ; 2^o la distribution des électrons à l'extérieur de l'atome et leurs modes de vibration. Comme je me bornerai, dans ce rapport, principalement à la première partie, il est désirable que je dise quelques mots des progrès que l'on a faits dans l'étude de la seconde. Dans l'électrodynamique classique, où le rayonnement résulte d'une accélération d'un électron, il est impossible qu'aucune distribution des électrons entourant le noyau soit permanente. Les électrons devraient finir par tomber sur le noyau. Pour surmonter cette difficulté évidente, BOHR a donné sa théorie de la constitution et de l'origine des spectres, qui a eu une si grande influence sur la physique moderne. Le succès remarquable de BOHR, SOMMERFELD, EPSTEIN et d'autres, dans l'explication quantitative de la fine structure des raies spectrales et des effets Stark et Zeeman dans les cas d'atomes simples, fournissent la preuve convaincante du pouvoir de cette théorie ; mais, vu la difficulté qu'il y a à calculer

les orbites des électrons, lorsqu'il y en a plusieurs qui agissent les uns sur les autres, il n'a pas été facile d'appliquer la théorie à la détermination de la distribution des électrons et de leur mode de vibration dans les atomes compliqués. Pour simplifier les cas, on a généralement admis que les électrons sont en mouvement et disposés en anneaux autour du noyau. C'est là une difficulté sur laquelle LANGMUIR a insisté dans sa théorie de la distribution des électrons périphériques de l'atome, où il suppose que les électrons occupent des situations plus ou moins fixes par rapport au noyau, à peu près comme les atomes constituant un cristal. La théorie de LANGMUIR est purement descriptive et qualitative, mais elle est, sans aucun doute, utile parce qu'elle indique les arrangements possibles des électrons à la périphérie de l'atome et rend compte de quelques-unes des principales propriétés physiques et chimiques des atomes. Les points de vue de BOHR et de LANGMUIR ne sont pas nécessairement contradictoires. Chacun d'eux a son utilité dans une direction spéciale, en faisant connaître de nouvelles façons d'attaquer le problème, mais la théorie de BOHR a un intérêt tout particulier, en ce sens que ce n'est pas seulement une théorie de la structure de l'atome, mais aussi une théorie de l'origine des spectres.

Dimensions du noyau.

Il y a une méthode tout indiquée pour mesurer les dimensions minimum du noyau d'un atome lourd. Supposez que la particule α émise par l'uranium, dont le nombre atomique est 92, vienne de la surface du noyau et acquière son énergie en passant à travers le champ répulsif produit par ce noyau. Comme l'énergie de cette particule α est $5,6 \times 10^{-5}$ erg, le rayon du noyau, supposé sphérique, ne peut pas être inférieur à 7×10^{-12} cm ⁽¹⁾. Si la particule α s'échappe du noyau avec une certaine vitesse, les dimensions doivent être plus grandes. Il est clair que, si cette manière de voir est exacte, la particule α émise par le radium C, laquelle est expulsée

(1) Ce calcul suppose que la loi de l'inverse du carré est valable jusqu'à la surface du noyau; mais il y a des preuves que tout près du noyau les forces ont plutôt une action plus grande que ne le veut cette loi et que le rayon du noyau d'un atome lourd est de l'ordre de $1,5 \times 10^{-12}$ cm.

avec une énergie 11×10^{-5} erg d'un noyau à charge 83, doit ou bien avoir une grande vitesse initiale, ou bien venir de l'intérieur du noyau. Nous voyons ainsi qu'une particule α venant du radium C, lorsqu'elle vient choquer le noyau de l'atome d'uranium, doit pénétrer dans ce noyau et, dans une plus forte mesure encore, dans des noyaux à charge moindre. Il est très important, pour cette raison, de mesurer avec précision le nombre de particules α qui sont déviées entre 90° et 180° par les atomes lourds, afin d'établir s'il y a quelque indication d'un changement de la loi de force dans des rencontres aussi intimes. La seule indication obtenue jusqu'ici a été trouvée par LOEB ⁽¹⁾ pour les atomes légers. Cet auteur conclut que la diffusion sous de grands angles est plus grande que ne le fait prévoir la théorie du noyau ponctuel. Pour le noyau d'uranium, le rayon est 7×10^{-12} cm, le potentiel à la surface 1,9 mégavolt. Nous savons que les rayons β sont expulsés par le radium C avec une énergie correspondant à 2 mégavolts, de sorte que, pour s'échapper de l'atome, quelques-unes des particules β doivent être mises en liberté par le noyau avec une vitesse initiale d'au moins 4 mégavolts.

Il y a une autre question très importante qui se pose à ce propos. On a généralement supposé, dans les calculs de MOSELEY et dans les calculs suivants, qu'il n'existe pas d'électrons entre le noyau et l'anneau K, dont le rayon serait environ 10^{-11} cm pour les atomes lourds. Les données récentes de CHADWICK semblent confirmer cette conclusion, bien que la charge nucléaire observée pour le platine paraisse être plus petite que le nombre atomique. Mais, d'un autre côté, il est excessivement difficile de rendre compte de cette façon de la fréquence très élevée des rayons γ émis par le radium C, car il est prouvé que leur fréquence est à peu près 20 fois plus grande que celle du rayonnement K caractéristique de cet élément. A moins qu'il ne soit possible, comme BOHR m'en a donné l'idée, qu'un ensemble d'électrons emmagasine de l'énergie et l'émette sous forme d'un seul quantum, de fréquence beaucoup plus élevée que la fréquence naturelle du système, il me semble probable qu'il existe un ou deux électrons entre la région K et le noyau, pour les atomes lourds du moins. Dans le spectre

(¹) LOEB, *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, 1919, p. 533.

magnétique des rayons β du radium C, on a observé une raie bien nette correspondant à 2 mégavolts et il y a de fortes raisons de penser que cette raie provient de la transformation que subit le rayon γ en s'échappant de l'atome. Même si l'on suppose que la transformation se produit dans le système électronique extérieur, la haute fréquence ne peut se produire que si l'électron se trouve tout près du noyau, car nous avons évalué le potentiel à la surface du noyau de l'uranium à 2 mégavolts au maximum. Si nous essayons d'échapper à ce dilemme en supposant que ces rayons γ de haute fréquence proviennent du noyau, nous nous heurtons à cette difficulté que le radium E, qui émet des rayons β rapides, donne des rayons γ très mous. L'expulsion de la particule α donne également lieu à un rayonnement γ très mou. Il me paraît très probable que l'hypothèse d'un système électronique à très haute fréquence, très voisin du noyau, est le moyen le plus simple de sortir de cette difficulté. Les rayons γ de haute fréquence, provenant du radium C, seraient alors expliqués si la particule β passait tout près de cet électron intérieur, tandis que l'absence relative de rayonnement γ du radium E peut être attribuée au fait que la particule β quitte le noyau dans une direction telle qu'il ne dérange pas les électrons intérieurs.

L'écart à la relation linéaire, trouvée par MOSELEY, entre le nombre atomique et la racine carrée de la fréquence du rayonnement α caractéristique de l'atome, dans le cas des atomes lourds, peut être mis en rapport avec l'existence d'électrons entre le système K et le noyau.

Diffusion de particules β par le noyau.

D'après la théorie nucléaire, les lois de la simple diffusion doivent être les mêmes pour une particule β que pour une particule α et par conséquent la diffusion « simple » doit prédominer. Les preuves vont, cependant, s'accumulant qu'il y a une différence marquée entre les deux cas. Quiconque a soigneusement examiné les photographies, faites par WILSON, des trajectoires suivies par les particules β , n'a pas manqué d'observer la courbure en apparence régulière de plusieurs de ces trajectoires. Cette courbure est particulièrement frappante dans les épreuves stéréographiques des trajectoires des particules β mises en liberté lors

du passage d'un faisceau de rayons X à travers l'air. Ainsi que H.-A. COMPTON ⁽¹⁾ l'a fait observer, un nombre considérable de ces trajectoires semblent se terminer en hélices convergentes, qui peuvent tourner à droite ou à gauche. Pour expliquer cette observation, COMPTON suppose que l'électron agit comme un doublet magnétique, dont l'axe garde une direction à peu près fixe, et que la courbure de la trajectoire résulte de la réaction du champ magnétique induit dans le milieu, supposé légèrement paramagnétique. Il faudra un examen plus minutieux de ces trajectoires pour établir que cette courbure en spirale n'est pas un effet du hasard, mais l'impression générale produite est une confirmation de l'exactitude de la supposition. Même dans le cas des particules α il y a une indication d'un effet semblable dans les derniers millimètres de leur course. Quelques mesures directes de la diffusion des rayons β par des feuilles de métal que le D^r CROWTHER et M. SCHONLAND sont en train de faire au Cavendish Laboratory ⁽²⁾, montrent que la diffusion est plus grande que ne le ferait prévoir la théorie nucléaire et ne paraît pas s'accorder avec la théorie simple de la diffusion des rayons α .

L'idée que l'électron a des propriétés magnétiques n'est encore qu'un essai et il faudra des preuves nouvelles et plus convaincantes avant que l'on puisse accepter un fait aussi important. Mais, si l'on admet que l'électron a une pareille propriété, il est naturel de supposer qu'elle est due, d'une certaine façon, à une rotation de l'électron. L'électron annulaire de PARSONS a été imaginé tout spécialement pour avoir une polarité magnétique. La question très intéressante se pose de savoir si cette rotation est une propriété intrinsèque de l'électron, ou si elle est liée à la vitesse de translation de l'électron dans son orbite atomique. Ainsi que M. JEANS me l'a fait observer, toute asymétrie de l'électron doit tendre à lui donner la même fréquence de rotation que celle de sa révolution dans son orbite. La question se pose donc si un électron accéléré dans un champ électrique prendrait une pareille rotation et si une rotation, une fois acquise, peut être conservée lorsque l'électron est retardé par un champ électrique ou par le passage à

(1) H.-A. COMPTON, *Phil. Mag.*, t. XLI, 1921, p. 279.

(2) Voir *Proc. Roy. Soc., (A.)*, t. C, 1922, p. 526.

travers la matière. Il est donc possible que les électrons aient diverses propriétés dépendant, dans une certaine mesure, de leur passé.

Rencontres de particules α .

Nous allons parler maintenant de quelques expériences qui donnent des renseignements sur les dimensions des atomes légers, comme l'hélium, et sur la nature des forces qui interviennent dans une rencontre très proche entre une particule α et le noyau de l'hydrogène. MARS DEN ⁽¹⁾ a montré que des noyaux d'hydrogène sont mis en mouvement, par une rencontre avec des particules α , et prennent une vitesse tellement grande qu'on peut les reconnaître par leurs scintillations sur une étendue à peu près quatre fois plus grande que la particule α , savoir 28^{cm} environ dans l'air, lorsque la particule α vient du radium C et a une portée de 7^{cm} dans l'air. J'ai montré expérimentalement ⁽²⁾ que ces particules à longue portée sont des atomes d'hydrogène portant une unité de charge positive et que la vitesse observée dans un choc central, 1,6 fois la vitesse de la particule α , s'accorde bien avec le résultat prédit par les lois ordinaires du choc; aucune hypothèse ne fut faite ni sur la nature ni sur la grandeur des forces agissantes.

Si l'on admet que les noyaux d'hydrogène et d'hélium se comportent comme des centres de force dont les charges sont 1 et 2, il est facile de calculer les nombres d'atomes mis en mouvement avec des vitesses déterminées. En faisant passer un faisceau homogène de rayons α à travers une courte colonne d'hydrogène, on observa les faits suivants :

1. Le nombre des atomes H produits par des particules α rapides était égal à 30 fois, à peu près, le nombre théorique.
2. La distribution des vitesses entre les atomes était fort différente de celle qu'on aurait dû trouver, si les noyaux pouvaient être considérés comme des points chargés. Pour les rayons α rapides, les atomes H semblaient être lancés en avant dans la direction des rayons α et les atomes H rapides prédominaient.

(1) MARS DEN, *Phil. Mag.*, t. XXVII, 1914, p. 824.

(2) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XXXVII, 1919, p. 538-571.

3. Le nombre des atomes H décroissait au lieu d'augmenter, lorsque la vitesse de la particule α diminuait.

Dans ces expériences, les atomes H furent comptés par la méthode de scintillation. De grands perfectionnements ont été introduits récemment dans les méthodes optiques et rendent la numération plus commode et plus sûre. La question tout entière est soumise, au Cavendish Laboratory, à l'examen de plusieurs observateurs, à la fois par la méthode de scintillation et par la méthode électrique, et bientôt nous disposerons de données plus précises. Les résultats obtenus jusqu'ici indiquent que le nombre d'atomes H est même plus grand qu'on ne l'avait estimé d'abord. Il n'y a pas de doute, semble-t-il, que la loi des charges ponctuelles soit complètement en défaut, mais les atomes H produits par les particules α les plus rapides ne sont pas aussi homogènes qu'il semblait au début : ils contiennent encore une certaine proportion d'atomes à faible vitesse.

Nous avons vu que dans le cas de noyaux lourds la loi de l'inverse du carré se vérifie dans un espace de 6×10^{-12} à 10^{-11} cm du noyau. Dans le cas d'une collision de particules α et d'hydrogène, la distance d'approche est beaucoup plus petite, savoir à peu près 3×10^{-13} cm et à une telle distance les noyaux ne se comportent plus comme des charges ponctuelles. Un pareil résultat est à prévoir, si l'un des noyaux a une structure compliquée, dont les dimensions sont comparables à cette distance. Si nous supposons que le noyau H est l'électron positif de petites dimensions et que le noyau d'hélium est constitué de quatre électrons positifs et de deux négatifs, les résultats apprennent que le noyau d'hélium a des dimensions d'environ 3×10^{-13} cm. Pour des distances considérables en comparaison des dimensions du noyau, nous nous attendons à trouver vérifiée la loi de l'inverse du carré; mais, pour des distances comparables à ces dimensions, l'intensité et la distribution du champ électrique peuvent varier rapidement autour d'un pareil noyau complexe (1).

(1) Comme conclusion d'une étude soignée de la distribution des atomes H rapides, CHADWICK et BIELER (*Phil. Mag.*, t. XLII, 1922, p. 933) supposent qu'une particule α , dans ses rencontres avec des atomes H, se comporte

Il y a encore un autre point que l'on ne doit pas perdre de vue. Le diamètre de l'électron négatif est probablement beaucoup plus grand que celui de l'électron positif et, conformément à d'anciens calculs, il serait environ 3×10^{-13} cm, c'est-à-dire à peu près du même ordre que celui du noyau d'hélium, d'après les estimations. On peut supposer que sous l'action des forces très intenses qui se développent lors du choc, non seulement la structure du noyau d'hélium subira quelque modification, mais l'électron constituant aussi peut subir un grand changement de forme et de dimensions. Aussi longtemps qu'il n'y a pas d'indications précises du contraire, il paraît logique de considérer d'abord tous les effets que l'on peut déduire de ces causes, plutôt que d'admettre que la loi de force entre des charges ponctuelles est en défaut à d'aussi petites distances. Nous avons admis jusqu'ici que les forces électriques entre les particules chargées jouent un rôle prépondérant dans ces collisions. Les résultats généraux fournis par l'étude de la diffusion des particules α par les atomes lourds appuient certainement une pareille conclusion; mais, dans les cas de chocs entre des particules α et des atomes légers, où la distance au moment du choc est très petite, il se peut bien que d'autres espèces de forces entrent en jeu. Ainsi, par exemple, si les électrons positifs et négatifs possèdent une polarité magnétique, les forces magnétiques entre les noyaux peuvent devenir très importantes à de petites distances, car on peut prévoir que ces forces entre les noyaux varieront plus rapidement que la loi de l'inverse du carré. Mais nos connaissances à ce sujet sont encore trop incertaines et vagues pour qu'une discussion plus approfondie ait quelque utilité.

Désintégration artificielle des éléments.

La preuve la plus évidente de la désintégration des éléments est déduite de l'étude des corps radioactifs, dont chacun émet, dans sa transformation, des particules α et β . La particule α du radium est la source d'énergie la plus concentrée dont nous disposons et nous avons vu qu'il y a de bonnes raisons de croire que la par-

comme un sphéroïde élastique, dont les demi-axes sont 8×10^{-13} et 4×10^{-13} cm et qui se meut dans la direction du petit axe.

En dehors de cette région les forces obéiraient à la loi de l'inverse du carré.

ticule α rapide du radium C est capable de pénétrer à l'intérieur des noyaux des atomes légers et peut-être aussi des atomes lourds. A moins que les noyaux des atomes ne soient des édifices excessivement stables, il est à présumer qu'ils subiront une rupture sous l'influence des forces intenses qui agissent lors du choc avec une particule α . Un pareil effet se produirait très probablement dans la rencontre avec des atomes légers, où la particule α ne perd pas autant d'énergie en s'approchant du noyau chargé. Eu égard aux petites dimensions des noyaux, les chances d'un choc central seraient bien faibles et, même dans les cas les plus favorables, on ne peut pas s'attendre à ce que plus d'une particule sur 10 000 produise effectivement une désintégration.

Si les particules mises en liberté dans une pareille désintégration ont assez d'énergie pour aller au delà de la portée des particules α , il doit être possible de les déceler par la méthode de scintillation. Une preuve d'une pareille désintégration a été obtenue dans le cas de l'azote. Outre les atomes H provenant de la source, on observe encore d'autres particules, qui sont déviées dans le champ magnétique comme des atomes H ⁽¹⁾. L'effet observé est faible et correspond à celui qu'on peut prévoir dans le cas où de l'hydrogène de 5^{cm} environ de pression est mêlé à de l'air de pression normale. Cette émission d'atomes H a été observée dans l'air et dans l'azote préparé chimiquement, mais elle n'a pas été trouvée dans l'oxygène, ni dans l'anhydride carbonique; elle semble donc être une propriété de l'azote. L'effet observé est faible et difficile à mesurer; mais dans l'ensemble on a fortement l'impression que les atomes H prennent naissance par désintégration du noyau d'azote.

Dans les premières expériences le nombre des scintillations était trop petit pour qu'on pût être certain que ces particules provenant de l'azote avaient une portée plus grande que les atomes correspondants mis en liberté par l'hydrogène ordinaire. Mais, grâce aux perfectionnements qui ont été apportés dans ces derniers temps au système optique servant à la numération des scintillations, M. CHADWICK et moi ⁽²⁾ avons réussi à montrer avec

⁽¹⁾ RUTHERFORD, *Proc. Roy. Soc., (A.)*, t. XCVII, 1920, p. 374.

⁽²⁾ *Phil. Mag.*, t. XLII, 1921, p. 809.

certitude que les atomes H de l'azote ont une portée plus grande que les atomes ordinaires, savoir environ 40cm dans l'air au lieu de 28, ce qui est la portée maximum des atomes H de l'hydrogène sous l'action des rayons α du radium C, qui ont dans l'air une portée de 7cm . Ces résultats prouvent définitivement que les particules à longue portée dans l'azote ne peuvent pas être attribuées à la présence d'hydrogène, ni d'un composé d'hydrogène, mélangé au gaz, mais doivent provenir d'atomes d'azote. L'énergie de l'atome H provenant de l'azote est plus grande que celle de l'atome H ordinaire dans des conditions semblables, savoir 81 pour 100 au lieu de 64 pour 100 de l'énergie de la particule α incidente. La principale difficulté qu'il y a à prouver la mise en liberté d'atomes H par les éléments sous l'action de particules α résidait dans la possibilité de la présence d'hydrogène ordinaire, à l'état libre ou combiné, dans les substances examinées. Mais cette incertitude est complètement écartée depuis que nous avons compté des scintillations au delà de la portée des atomes H ordinaires.

Une préparation de l'élément soumis à l'examen, sous forme de métal ou de poudre, est exposée aux rayons α venant de radium C et le nombre des scintillations est compté en interposant sur la voie des rayons α des écrans en mica correspondant, par leur pouvoir d'arrêter ces rayons, à plus de 28cm d'air. Nous avons trouvé de cette façon que des particules à longue portée sont mises en liberté par le bore, l'azote, le fluor, le sodium, l'aluminium et le phosphore. Nous n'avons pas observé de preuve de l'émission de pareilles particules par le carbone, l'oxygène, le soufre, le calcium, le titane, le manganèse, le cuivre et l'étain. Pour le lithium, le glucinium, le magnésium, le silicium, le chlore et le potassium, l'effet, s'il y en a un, est très faible et exigera un examen plus précis.

Dans le cas de l'aluminium et du phosphore, les particules ont une étendue de pénétration extraordinairement grande. Il est difficile de déterminer avec précision la limite de leur portée, mais il paraît certain que les particules mises en liberté par l'aluminium ont une portée d'au moins 80cm en comparaison des 28cm des atomes d'hydrogène ordinaires. Si ces atomes provenant de l'aluminium sont des atomes H, on peut aisément calculer que l'énergie nécessaire à leur projection est plus grande de 28 pour 100 que l'énergie de la particule α incidente.

Aussi longtemps que nous n'aurons pas obtenu de nouvelles données, il ne semble pas utile d'entrer dans des considérations au sujet de la nature possible des chocs qui donnent lieu à la mise en liberté de ces particules à haute vitesse. Il paraît néanmoins évident que les atomes d'au moins six éléments sont désintégrés par le choc de particules α . La particule expulsée est probablement de l'hydrogène dans tous les cas, bien que la vérification expérimentale n'en ait été donnée que dans le cas de l'azote. Il est, toutefois, intéressant de faire observer que des éléments purs comme le carbone, l'oxygène et le soufre, dont la masse atomique est exprimée par $4n$, ne donnent pas naissance à ces particules rapides, mais que des éléments comme l'azote, le bore, le sodium, le fluor, l'aluminium et le phosphore, dont la masse est exprimée par $4n + a$, ou a peut être 2 ou 3, subissent l'action.

Ceci fait supposer que la particule α ne saurait faire partir un atome H de grande vitesse, ou « proton », de l'hélium ou de noyaux composés entièrement d'unités d'hélium, comme le carbone, l'oxygène ou le soufre, mais agit sur les protons complémentaires qui font partie de la structure des atomes dont les masses sont exprimées par $4n + 2$ ou $4n + 3$.

L'absence, ou la faible quantité, de particules à haute vitesse dans les éléments à masse atomique supérieure à 31 fait supposer qu'il y a à partir de cette valeur un nouvel arrangement dans la structure des noyaux, par lequel les particules α qui viennent frapper ces noyaux ne peuvent pas agir directement sur les protons. La question de savoir si, dans ces cas, il y a émission de protons à vitesse plus petite, n'a pas encore été examinée expérimentalement jusqu'ici.

Si l'on se sert de particules α dont la portée dans l'air est de 7cm , on observe dans l'azote et dans l'oxygène un petit nombre de scintillations brillantes, qui correspondent à des particules allant jusqu'à 9cm dans l'air. Ces particules, qui furent d'abord regardées comme des atomes d'oxygène ou d'azote chargés, sont déviées dans un champ magnétique à peu près comme des particules α ; mais, dans l'hypothèse où elles prennent naissance dans le gaz, elles sont déviées à peu près dans la mesure à prévoir dans le cas où ce seraient des atomes de masse 3 et portant deux unités de charge.

Des expériences récentes m'ont prouvé la grande difficulté qu'il

y a à obtenir la preuve décisive de l'origine de ces particules. Les feuilles métalliques employées pour arrêter les particules α sont d'une épaisseur tellement irrégulière qu'il est difficile de s'assurer quand les particules α de la source sont complètement arrêtées. La seule lame d'épaisseur uniforme dont on dispose est le mica, mais cette matière présente l'inconvénient qu'elle contient de l'hydrogène et de l'oxygène et donne par conséquent naissance à des atomes H, aussi bien qu'à des atomes d'oxygène. Aussi longtemps que des expériences n'ont pas été effectuées dans d'autres gaz et spécialement dans l'hélium, il est difficile d'être certain de la nature et de l'origine de ces particules.

Isotopes.

L'idée de l'existence d'isotopes se présenta pour la première fois dans l'étude des corps radioactifs. On observa bientôt plusieurs cas de mélanges de deux substances, dont on reconnut qu'il était impossible de les séparer par les méthodes chimiques ordinaires; des exemples sont le thorium et l'ionium, le radium D et le plomb. SODDY fit un examen systématique d'une préparation commerciale de mésothorium, qui contenait du radium, et il trouva qu'il lui était impossible d'augmenter la proportion de l'un ou l'autre des deux éléments, même par un grand nombre de cristallisations fractionnées. C'était la propriété radioactive qui servit à déterminer le rapport des quantités de radium et de mésothorium avant et après les processus chimiques. Il conclut donc que deux éléments peuvent avoir des propriétés radioactives notablement différentes, et cependant avoir des propriétés physiques et chimiques ordinaires à ce point identiques qu'ils sont inséparables. Il donna à de pareils éléments le nom d'*isotopes*, parce qu'il trouva qu'ils occupaient la même place dans le tableau périodique ⁽¹⁾.

L'interprétation qu'il fallait donner des isotopes était évidente dans la théorie nucléaire. Les isotopes doivent être formés d'atomes dont les noyaux ont la même charge totale, mais des structures internes différentes. Comme la distribution et le mouvement des électrons extérieurs, dont dépendent les propriétés physiques et chimiques ordinaires, sont régis presque uniquement par la charge

⁽¹⁾ SODDY, *The chemistry of the radio-elements*, Part. II, Longmans, Green et C^o, 1914.

du noyau, qui, aux distances où se trouvent ces électrons, peut être regardée comme ponctuelle, il s'ensuivait que des atomes peuvent avoir des propriétés nucléaires différentes, par exemple avoir une autre masse et une autre radioactivité, et cependant être chimiquement identiques et donner même des spectres à peu près semblables.

D'après la généralisation, à laquelle nous avons déjà fait allusion, établissant la relation entre les propriétés chimiques des éléments radioactifs et les radiations qu'ils émettent, les isotopes radioactifs, qui sont des éléments de même nombre atomique, peuvent être indiqués immédiatement. Cela se voit nettement dans le Tableau suivant de substances radioactives, où sont donnés le nombre atomique et la masse de chaque atome. On se rappellera que la perte d'une particule α abaisse le nombre atomique de l'élément résultant de 2 et la masse de 4, tandis que l'expulsion d'une particule β relève de 1 la charge nucléaire, sans changement appréciable de la masse atomique. Les masses des atomes dans la série de l'actinium ont été déterminées en partant de la supposition probable que le protoactinium a la masse 234. Il est à peine nécessaire d'insister sur la simplicité extraordinaire et la portée de cette généralisation.

SÉRIE DE L'URANIUM.

Élément.	Masse atomique.	Nombre atomique.	Rayons émis.
<i>Uranium I</i>	238,18	92	α
<i>Uranium X₁</i>	234	90	β
<i>Uranium X₂</i>	234	91	β
<i>Uranium II</i>	234	92	α
<i>Uranium Y</i>	230	90	β
(produit accessoire)			
<i>Ionium</i>	230	90	α
<i>Radium</i>	226	88	α
Émanation du Ra.....	222	86	α
<i>Radium A</i>	218	84	α
<i>Radium B</i>	214	82	β
<i>Radium C</i>	214	83	α, β
<i>Radium D</i>	210	82	β
<i>Radium E</i>	210	83	β
<i>Radium F</i>	210	84	α
(polonium)			
<i>Radium G</i>	206	82	—
(prod. final, plomb d'uranium)			

SÉRIE DU THORIUM.

<i>Thorium</i>	232,1	90	α
<i>Mésothorium 1</i>	228	88	β
<i>Mésothorium 2</i>	228	89	β
<i>Radiothorium</i>	228	90	α
Thorium X.....	224	88	α
Émanation du Th.....	220	86	α
Thorium A.....	216	84	α
Thorium B.....	212	82	β
Thorium C.....	212	83	α
Thorium D.....	208	81	β
<i>Thorium E</i>	208	82	—

(prod. final, plomb de thorium)

SÉRIE DE L'ACTINIUM.

<i>Protoactinium</i>	230	91	α
<i>Actinium</i>	226	89	β
Radioactinium.....	226	90	α
Actinium X.....	222	88	α
Émanation de l'Act.....	218	86	α
Actinium A.....	214	84	α
Actinium B.....	210	82	β
Actinium C.....	210	83	α
Actinium D.....	206	81	β
<i>Actinium E</i>	206	82	—

(prod. final, plomb d'actinium)

Les produits dont la vie moyenne est supérieure à un an ont été indiqués en italique. Les produits accessoires dont on suppose qu'ils dérivent des produits C ont été laissés de côté.

Voici la liste des isotopes connus, avec leurs nombres atomiques et leurs masses :

Nombre
atomique.

- 81..... Thallium (204). Thorium D (208). Actinium D (206).
 82..... Plomb (207). Plomb d'uranium (206). Plomb de thorium (208). Radium D (210). Thorium B (212). Radium B (214). Actinium B (210).
 83..... Bismuth (208). Radium E (210).
 84..... Polonium (210). Thorium A (216). Radium A (218). Actinium A (214).
 86..... Émanation du Ra (222). Émanation du Th (220). Émanation de l'Act. (218).

Nombre atomique.	
88.....	Radium (226). Thorium X (224). Mésothorium (228). Actinium X (222).
90.....	Thorium (232). Radiothorium (228). Ionium (230). Uranium X (234). Uranium Y (230). Radioactinium (226).
91.....	Uranium X (234).
92.....	Uranium I (238). Uranium II (234).

Il n'y a pas d'éléments connus correspondant aux nombres 85 et 87. Je n'ai pas ajouté les isotopes dont on suppose qu'ils prennent naissance dans les transformations complexes des produits C, parce que leur existence n'a pas été vérifiée par des méthodes chimiques directes.

Les isotopes du plomb ont un intérêt tout particulier. La généralisation en question indiquait que le produit final des séries de l'uranium et du thorium devait être du plomb, mais du plomb ayant respectivement les poids atomiques 206 et 208, au lieu de la valeur 207 du plomb ordinaire. Cette conclusion a été vérifiée par une détermination directe des poids atomiques des plombs obtenus par SODDY, RICHARDS et HÖNIGSCHMID, à partir de minéraux choisis d'uranium et de thorium. La valeur la plus basse trouvée pour le plomb d'uranium est 206,08 et la valeur la plus élevée pour le plomb de thorium 207,77. La présence d'une petite quantité de plomb ordinaire, de poids atomique 207, aurait évidemment pour effet de donner une valeur trop élevée pour le plomb d'uranium et trop basse pour le plomb de thorium. Les résultats confirment donc pleinement les résultats prédits, non seulement au point de vue de la nature des produits finaux, mais encore au point de vue de leurs poids atomiques. Cela prouve, en première analyse du moins, que la masse atomique d'un élément radioactif peut être déduite de celle de son ancêtre par la connaissance du nombre des particules α qui ont été émises. Ainsi, par exemple, la perte de 3 particules α de masse 4,00 par l'uranium de masse 238,18 donne 226,18, et la masse atomique observée pour le radium est 226,0. La perte de 8 particules α par l'uranium donne 206,18 et la masse du plomb d'uranium observée est 206,08.

Comme les isotopes 206 et 208 du plomb peuvent être obtenus dans un état pratiquement pur, en quantités convenables, à partir

des minéraux radioactifs, il a été possible de comparer leurs propriétés à celles du plomb ordinaire. D'après la théorie nucléaire, les isotopes du plomb doivent avoir évidemment les mêmes volumes atomiques. Cela a été confirmé en montrant que la densité de ces différents isotopes est proportionnelle à leur masse atomique. On a comparé entre elles un certain nombre de propriétés du plomb d'uranium et du plomb ordinaire. On n'a pas pu constater avec certitude une différence entre leurs points de fusion, leurs solubilités, leurs effets thermo-électriques, leurs indices de réfraction.

On peut prévoir, pour des raisons générales, que la masse du noyau doit avoir un effet du second ordre sur la fréquence de vibration de l'électron. Cela a été confirmé dans le cas des isotopes du plomb par les recherches d'ARÖNBERG ⁽¹⁾ et de MERTON ⁽²⁾. La différence de longueur d'onde observée est petite pour $\lambda = 4058 \text{ \AA}$, savoir

$$\lambda(\text{Pb Ur}) - \lambda(\text{Pb ord.}) = 0,005 \text{ \AA},$$

$$\lambda(\text{Pb Th}) - \lambda(\text{Pb ord.}) = -0,0024 \text{ \AA}.$$

Plus la masse de l'isotope est petite, plus est basse la fréquence, mais la différence, de $\frac{1}{10000000}$ à peu près, est la plus marquée entre le plomb d'uranium et le plomb ordinaire.

Isotopes d'éléments ordinaires.

Une fois que l'existence de nombreux isotopes de substances radioactives était prouvée, il était naturel de penser que d'autres éléments stables que le plomb pouvaient être un mélange d'isotopes. La première preuve en ce sens fut donnée par les photographies de rayons positifs du néon, obtenues par Sir J.-J. THOMSON et ASTON. A côté d'une parabole fortement marquée, correspondant au poids atomique 20, on en observait, dans le néon, toujours une autre plus faible, de masse atomique 22, mais il était difficile d'estimer les masses à moins de 1 pour 100. Si le néon est composé de deux isotopes, l'un de masse 20, et l'autre de masse 22, mélangés dans le rapport de 10 à 1, ainsi qu'on le déduit du poids

⁽¹⁾ ARÖNBERG, *Astr. Phys. Journ.*, t. XLVII, 1918, p. 96.

⁽²⁾ MERTON, *Proc. Roy. Soc.*, (A.), t. XCVI, 1920, p. 393.

atomique observé, il doit être possible d'effectuer une séparation partielle par diffusion. De premières tentatives furent faites par ASTON, pour séparer les isotopes par distillation fractionnée du néon absorbé dans du charbon de bois à basse température, mais les résultats furent absolument négatifs, comme on peut s'y attendre d'après les idées modernes. Des expériences furent entreprises ensuite pour effectuer une séparation par diffusion à travers un vase poreux. Après une longue série d'opérations, on trouva une petite différence de densité entre les deux fractions finales, mais l'effet était trop faible pour y avoir grande confiance. Cependant, vu les résultats obtenus plus tard, il paraît certain qu'une séparation partielle avait été réalisée par cette méthode. ASTON imagina alors une nouvelle méthode pour obtenir des photographies de rayons positifs, où les atomes chargés de même masse étaient concentrés en un foyer sur une plaque photographique. Cette méthode constituait un grand progrès et donnait un pouvoir séparateur beaucoup plus élevé ⁽¹⁾. Lorsque le spectre de masse du néon eut été obtenu par cette nouvelle méthode, il fut possible, en comparant la situation des raies à celle de raies fournies par des atomes ou groupes connus, comme C, O, CO, etc., de fixer la masse atomique des deux isotopes du néon avec une précision d'environ $\frac{1}{1000}$. Il en résulta que les deux isotopes avaient des masses 20,00 et 22,00, et l'intensité relative des deux raies était grossièrement d'accord avec ce que faisait prévoir le poids atomique moyen 20,1. Ces résultats prouvaient que les masses des isotopes étaient représentées par des nombres à très peu près entiers, en prenant pour base O = 16. Ce résultat important a été confirmé dans toutes les recherches ultérieures. L'élément suivant auquel on s'attaqua fut le chlore, de poids atomique 35,45, lequel, si les vues étaient exactes, devait être certainement un mélange d'isotopes. Les spectres de masse fournis par HCl et COCl₂ donnèrent quatre raies correspondant aux masses 35, 36, 37 et 38, avec une faible raie possible à 39. Pour diverses raisons il semblait évident que les isotopes étaient de masses 35 et 37 et que les raies 36 et 38 provenaient du HCl résultant de la combinaison de H avec les deux isotopes du chlore. C'est ce qui a été confirmé récemment

⁽¹⁾ ASTON, *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, 1919, p. 707; t. XXXIX, 1920, p. 449.

par ASTON, en prenant le spectre de masse du chlore négativement chargé. Dans ce cas les raies 35 et 37 se montraient seules. Il est intéressant de noter que l'intensité relative des raies attribuées aux deux isotopes s'accordait bien avec celle que faisait prévoir le poids atomique ordinaire du chlore.

Une étude systématique a été faite alors de tous les éléments qui s'obtiennent aisément sous forme gazeuse. Donnant à la masse de l'hélium la valeur 4,00, la masse de l'hydrogène fut trouvée égale à 1,008, la valeur trouvée par les chimistes; quant à la substance appelée H_2 , observée par J.-J. THOMSON sur ses photographies, elle se trouvait à l'endroit $3 \times 1,008$ et non à 3,000. Il fut bientôt évident que, d'une façon générale, les éléments dont les poids atomiques étaient des nombres à peu près entiers, pour $O = 16$, étaient des éléments « simples » et n'avaient pas d'isotopes, tandis qu'un écart notable d'un nombre entier était une indication de l'existence d'éléments « complexes », contenant un mélange d'isotopes. La liste des éléments examinés jusqu'ici est donnée dans le Tableau suivant. Les isotopes du lithium ont été observés récemment par J.-P. THOMSON et ASTON ⁽¹⁾, qui se sont servis de diverses méthodes, et ceux du magnésium par DEMPSTER ⁽²⁾.

Élément.	Nombre atomique.	Poids atomique.	Nombre minimum d'isotopes.	Masses des isotopes par ordre d'intensité.
H.....	1	1,008	1	1,008
He.....	2	3,99	1	4
Li.....	3	6,9	2	6; 7
B.....	5	10,90	2	11; 10
C.....	6	12,00	1	12
N.....	7	14,01	1	14
O.....	8	16,00	1	16
F.....	9	19	1	19
Ne.....	10	20,20	2	20; 22; (21)
Mg.....	12	24,3	3	24; 25; 26
Si.....	14	28,30	2	28; 29; (30)
P.....	15	31,04	1	31
S.....	16	32,06	1	32
Cl.....	17	35,46	2	35; 37; (39)

⁽¹⁾ THOMSON et ASTON, *Nature*, février 1921.

⁽²⁾ DEMPSTER, *Science*, 10 décembre 1920.

Élément.	Nombre atomique.	Poids atomique.	Nombre minimum d'isotopes.	Masses des isotopes par ordre d'intensité.
A.....	18	39,88	2	40; 36
As.....	33	74,96	1	75
Br.....	35	79,92	2	79; 81
Kr.....	36	82,92	6	84; 86; 82; 83; 80; 78
J.....	53	136,92	1	127
X.....	54	130,32	5 (7)	129; 132; 131; 134; 136; (128; 130?)
Hg.....	80	200,60	(6)	(197-200); 202; 204

(Les nombres entre parenthèses sont provisoires.)

Il n'a pas été possible, jusqu'ici, d'étudier par cette méthode des éléments métalliques autres que le mercure, le lithium et le magnésium. Ainsi, par exemple, avec le nickel-carbonyle on n'a pas trouvé trace de raie due au nickel ⁽¹⁾. Cependant, il n'y a pas à douter de la possibilité d'imaginer des modifications de la méthode, de manière à obtenir les spectres de masse de plusieurs des autres éléments. On voit que le xénon et le krypton donnent tous deux un grand nombre d'isotopes entre des limites de masse considérables. Mais, en dehors du véritable nombre d'isotopes d'un élément « complexe », le point fondamental qui a été mis en évidence, c'est que les masses des atomes individuels sont exprimées par un nombre entier dans des limites d'erreurs expérimentales qui ne dépassent pas $\frac{1}{1000}$ dans cette série d'expériences. Évidemment, la précision des mesures ne suffit pas encore pour prouver que la différence entre les deux isotopes du xénon, 131 et 132, est exactement 1,000 et non 1,008, mais dans l'ensemble l'exactitude de la règle des nombres entiers est prouvée. Cette conclusion est de la plus grande importance, parce qu'elle indique que les noyaux atomiques sont tous formés de masses qui sont des nombres entiers, si l'on pose $O = 16$.

Avant la découverte de la radioactivité, les chimistes avaient distingué et classé 82 espèces différentes d'atomes. L'analyse des transformations radioactives fournit à peu près 30 éléments supplémentaires, qui sont instables et ont une vie limitée, et montra l'existence d'un certain nombre d'isotopes. Si nous envisageons

⁽¹⁾ En produisant des décharges intenses, Astron a trouvé que le nickel est constitué de deux isotopes, de masses 58 et 60.

la structure du noyau, il est clair que le nombre des atomes qui diffèrent par la constitution de leur noyau est beaucoup plus grande que l'on ne supposait et peut atteindre, en définitive, deux ou trois fois le nombre établi par les chimistes.

Séparation des isotopes.

Le seul processus naturel qui fournit des isotopes à l'état de pureté est la transformation de matière radioactive. Le cas du plomb en est le meilleur exemple; nous avons vu, en effet, que les isotopes de ce métal de masses 206 et 208 peuvent être obtenus à partir de certains minéraux choisis dans ce but, et les isotopes radioactifs peuvent être isolés par des méthodes de radioactivité spéciales. Si nous considérons les processus naturels qui conduisent à la formation et l'agrégation des minéraux, il ne semble pas que les concentrations relatives des isotopes d'un élément donné puissent varier considérablement. Dans des cas exceptionnels, cependant, une séparation partielle peut avoir lieu. Il sera donc d'un grand intérêt de déterminer les poids atomiques moyens d'éléments complexes, extraits de matériaux trouvés en différents endroits et dans des conditions fort différentes.

Pour vérifier la composition isotopique des éléments indiquée par la méthode d'ASTON, il est important d'effectuer, dans des cas spécialement choisis, une séparation partielle des isotopes. Les diverses méthodes que l'on peut appliquer pour effectuer une pareille séparation ont été discutées par LINDEMANN et ASTON (1). La plus indiquée est fondée sur le principe de la diffusion. Un certain nombre de recherches sont en train en ce moment pour effectuer d'une façon ou d'une autre une séparation partielle dans le cas du chlore. Ainsi que feu Lord RAYLEIGH l'a fait remarquer, la séparation par des méthodes de diffusion de deux isotopes dont les masses atomiques ne diffèrent que de quelques pour 100, ne s'effectue que très lentement, même dans les conditions les plus favorables. HARKINS a rapporté qu'il a réalisé une séparation partielle des isotopes du chlore, mais jusqu'ici il n'a communiqué aucun détail. BRONSTED et HEVESY (2) ont montré qu'une sépa-

(1) LINDEMANN et ASTON, *Phil. Mag.*, t. XXXVII, 1919, p. 523.

(2) BRONSTED et HEVESY, *Nature*, 30 septembre 1920.

ration partielle des isotopes du mercure peut se faire par distillation dans un vide avancé et ils ont trouvé une différence de densité de 50 millièmes entre les deux fractions.

Indépendamment de la vérification de la nature isotopique de certains éléments, il serait du plus haut intérêt d'obtenir les isotopes aussi purs que possible, afin de disposer de matériaux pour étudier leurs différences de propriétés.

Structure du noyau.

L'étude de la radioactivité a appris que les noyaux des atomes radioactifs lourds expulsent des atomes d'hélium chargés et des électrons rapides. Il est logique d'en conclure que les noyaux des atomes en général sont formés en partie de noyaux d'hélium de charge 2 et d'électrons négatifs. On peut donc supposer que le noyau se compose de particules positivement et négativement chargées, dont les positives sont en excès; la charge du noyau est la charge résultante de toutes les particules. Mais, s'il est probable que le noyau d'hélium est un constituant d'un grand nombre d'atomes, il résulte aussi clairement des recherches d'ASTON que ce n'est pas là la seule unité qui les constitue, mais que des atomes de masses 1, 2 ou 3 peuvent aussi être associés aux noyaux pour former tout le domaine de masses atomiques actuellement observé.

Il y a bien longtemps, PROUT a émis l'idée que les atomes de matière sont tous des composés de l'hydrogène et, dans un sens un peu différent, il semble bien que ce soit là l'interprétation la plus simple des faits qui ont été découverts. Toutefois l'unité ne serait pas le noyau d'hydrogène à masse 1,008, mais à masse 1,000. Il est probable, cependant, que l'unité dans la combinaison est réellement le noyau d'hydrogène, mais si étroitement lié à des électrons négatifs dans le noyau de l'atome que sa masse apparente est réduite de 1,008 à 1,000. Une pareille diminution de la masse apparente doit être attribuée à ce qu'on peut appeler le *packing effect* (effet de tassement), car, ainsi que M. le professeur LORENTZ l'a fait observer il y a bien longtemps, la masse électromagnétique d'une combinaison intime de particules positives et négatives doit être plus petite que la somme des masses individuelles. On a souvent émis l'idée que le noyau d'hydrogène serait l'électron positif ou l'unité d'électricité positive et le fait que sa masse est

beaucoup plus grande que celle de l'électron négatif serait dû à une plus forte concentration de l'électricité constituante. Il n'y a rien qui plaide en défaveur de cette manière de voir, tandis que sa simplicité est une recommandation. Dans cet ordre d'idées, toute matière serait composée d'électrons positifs et négatifs et la masse serait d'origine purement électrique. Le noyau d'hélium de masse 4 et de charge 2 serait formé de 4 électrons positifs et de 2 négatifs et la réduction de la masse de $4 \times 1,008$ à 4,000 serait un effet du tassement. La grandeur de cette diminution ne paraît pas déraisonnable, si nous songeons que les dimensions de la particule α ont été trouvées très petites, environ 3×10^{-13} cm, par l'étude de la rencontre de particules α avec des noyaux H. Un tassement aussi serré des électrons positifs et négatifs doit conduire à une réduction de la masse, mais il est difficile d'évaluer la véritable grandeur de cette diminution, aussi longtemps que nous ne savons pas plus de la véritable structure du noyau d'hélium et de la nature des forces qui agissent dans une combinaison aussi intime (1). Des calculs de la grandeur de l'effet que l'on pourrait prévoir dans certaines conditions ont été faits par NICHOLSON et HARRKINS. Le fait que le noyau d'hélium est chassé de plusieurs corps radioactifs et que les masses atomiques de divers éléments sont exprimées par $4n$, n étant un nombre entier, fait certainement supposer que le noyau d'hélium est une des principales unités secondaires qui constituent les noyaux des atomes. Outre des unités de masse 1, il est probable que des unités secondaires de masses 2 et 3 prennent part aussi à l'édification de l'atome.

Le nombre des électrons positifs et négatifs dans le noyau d'un atome pur peut être calculé directement. Si A est la masse atomique, N le nombre atomique, le nombre n d'électrons négatifs est donné par $n = A - N$ et le rapport des nombres d'unités négatives et positives est $\frac{n}{A} = 1 - \frac{N}{A}$. Pour beaucoup d'atomes purs, par exemple ceux des éléments légers dont la masse est inférieure à 40, ce rapport est 0,5, mais en moyenne il augmente avec le poids atomique. C'est ainsi qu'il est 0,56 pour l'arsenic, de masse 75; 0,61 pour l'uranium, de masse 238. Cette augmen-

(1) On a proposé de donner le nom de *proton* à ces unités, de masse 1,000, de la structure du noyau.

tation du rapport était à prévoir, puisque dans les atomes lourds il faut des électrons supplémentaires pour contre-balancer le champ répulsif dû à l'augmentation de la charge du noyau.

Un examen général des données dont on dispose, et plus particulièrement une étude des transformations radioactives, font supposer que le noyau a une structure très régulière, dans laquelle les unités secondaires sont disposées dans un ordre régulier, semblable à certains points de vue à l'arrangement des atomes dans un cristal. Nous pouvons nous faire une idée grossière des distances de ces unités par les considérations suivantes. Supposez que le noyau d'uranium, de masse 238, soit constitué essentiellement d'atomes d'hélium et que les unités constitutives soient au nombre de 60 environ. S'il y avait 4 noyaux d'hélium sur le côté d'un cube, le nombre total dans le cube serait de 64. Nous avons calculé que le rayon du noyau d'uranium ne saurait être inférieur à 7×10^{-12} cm. Cela veut dire que les noyaux d'hélium ne se trouvent pas à des distances moindres que 4×10^{-12} cm, distance qui est encore grande en comparaison de la dimension du noyau d'hélium, estimée à 3×10^{-13} cm.

S'il est possible d'expliquer la stabilité du noyau d'hélium, avec des dimensions de l'ordre de 3×10^{-13} cm, en faisant intervenir des forces électriques et en supposant une déformation notable des électrons négatifs constituants, il ne semble pas qu'il soit possible de rendre compte de cette façon de la stabilité d'un noyau massif, où les noyaux d'hélium constituants se trouveraient à des distances d'environ 4×10^{-12} cm les uns des autres et seraient maintenus en équilibre, malgré le champ répulsif puissant dû au noyau tout entier. Un état d'équilibre ne paraît possible que s'il y a une certaine attraction des noyaux d'hélium les uns sur les autres, contre-balançant les forces répulsives des charges. Ainsi que je l'ai déjà fait remarquer, l'existence de forces magnétiques aussi bien qu'électriques entre les noyaux constituants peut être suggérée comme moyen d'explication. Mais, aussi longtemps que la preuve de l'existence de pareilles forces magnétiques puissantes dans le noyau n'a pas été fournie et que leur origine n'a pas été expliquée, des calculs basés sur une pareille hypothèse n'auraient évidemment qu'un caractère fort spéculatif.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. RUTHERFORD.

M. MILLIKAN. — Est-il établi comme fait expérimental que les rayons γ de haute fréquence ne peuvent pas être les derniers termes d'un rayonnement général, au lieu d'être des rayons caractéristiques à longueur d'onde déterminée ?

M. RUTHERFORD. — Il semble qu'il y ait une raie nette, correspondant à une seule longueur d'onde.

M. DE BROGLIE. — La longueur d'onde a-t-elle été déterminée par réflexion cristalline ?

M. RUTHERFORD. — Il est impossible de mesurer des fréquences aussi élevées : la longueur d'onde est trop petite ; elle a été déduite de la vitesse des rayons β libérés par les rayons γ .

M. LANGEVIN. — Si l'on cherche à se faire de l'état des choses à l'intérieur du noyau une représentation dynamique où les particules positives et négatives circuleraient sous l'influence de leurs actions mutuelles, les particules des deux sortes devraient avoir des quantités de mouvement du même ordre, et, par suite, les négatives, de masse beaucoup plus faible, auraient une énergie cinétique considérable par rapport à celle des positives. Il semble donc vraisemblable que les particules α sortent du noyau avec une énergie cinétique faible et acquièrent celle qu'elles possèdent à la sortie de l'atome dans le champ électrique entourant le noyau, tandis que les particules β sortent du noyau avec une énergie considérable dont elles perdent une partie dans ce même champ électrique. A ce point de vue la limite inférieure calculée par Sir Ernest Rutherford pour le rayon du noyau (7×10^{-12} dans le cas de l'uranium) fournirait une mesure exacte du rayon au delà duquel s'étend le champ électrique entourant le noyau. L'accord est suffisant avec la limite inférieure de l'ordre 4×10^{-12} déduite (pour d'autres atomes) de la déviation des particules α par ce champ électrique. Cette évaluation reste, comme il convient, inférieure aux dimensions que doivent avoir les orbites des électrons du groupe K de l'uranium.

Dans l'ordre d'idées que je viens d'indiquer, avec des particules β très rapides à l'intérieur du noyau, il semble naturel d'admettre que les rayons γ très pénétrants ont leur origine à l'intérieur même du noyau lorsqu'une de ces particules β rapides passe, sans sortir du noyau, d'une trajectoire stable à une autre. L'absence de rayons pénétrants dans la transformation du radium E ne me semble pas en contradiction avec cette hypothèse. Dans ce cas les particules β sortiraient du noyau, mais n'y subiraient pas de changements d'orbite associés avec l'émission de rayons γ pénétrants. Je voudrais demander à Sir Ernest Rutherford s'il voit une difficulté réelle à supposer que les rayons γ ont leur origine à l'intérieur du noyau ?

M. RUTHERFORD. — Non, je pense que les rayons γ de haute fréquence doivent avoir leur origine dans le noyau.

M. PERRIN. — Quelle différence voyez-vous entre les électrons qui sont près du noyau et ceux qui sont à l'intérieur ?

M. RUTHERFORD. — Je pense qu'il y a un « no man's land » entre les électrons du noyau et ceux qui l'entourent.

M. DE BROGLIE. — Les électrons, dont parle Sir Ernest Rutherford et qui sont très voisins du noyau, entrent-ils dans la charge totale de ce dernier ?

Il est frappant que les rayons γ paraissent succéder aux rayons X des séries régulières d'une façon pour ainsi dire continue, puisque Sir Ernest Rutherford a mesuré des rayons γ dont la longueur d'onde est de l'ordre de la moitié de celle des rayons X les plus pénétrants.

Le caractère absolu de la discontinuité créée par le noyau paraît donc s'effacer un peu; la charge totale extérieure égale à $+Ne$ qui, dans un atome de nombre atomique N , s'exerce sur les électrons extérieurs, n'est peut-être que la différence entre la charge d'un noyau central de charge positive très supérieure à Ne , partiellement masquée par des électrons nucléaires périphériques. Il en résulterait qu'on pourrait appliquer à ces derniers des équations telles que celles de Bohr, mais avec des valeurs plus grandes de N .

En somme, on pourrait dire que ce qui définit un électron comme

appartenant au noyau, c'est le fait que sa charge négative entre en ligne de compte dans l'évaluation de la charge algébrique totale, telle qu'elle se fait sentir à l'extérieur, par exemple sur un électron de l'anneau K.

M. LANGEVIN. — Il ne semble pas y avoir grande difficulté à supposer que les électrons se comportent dans le noyau, au moins approximativement, avec leurs propriétés habituelles, puisque le rayon que leur attribue la théorie électromagnétique (10^{-13} pour les négatifs, et probablement beaucoup moins pour les positifs) est très inférieure aux évaluations indiquées par M. Rutherford pour le rayon du noyau.

M. PERRIN. — Je pense que, en apprenant les belles découvertes de Sir Ernest Rutherford sur la dislocation des noyaux atomiques par les rayons α , nous avons tous été frappés de ce que les atomes d'hydrogène extraits du noyau peuvent être lancés, dans une direction quelconque, avec une énergie cinétique supérieure à celle du projectile (notamment pour l'aluminium et le phosphore).

L'étonnement vient de ce qu'on assimile le phénomène à l'action d'un projectile qui arrache par choc une pièce à un assemblage, et la lance au loin, grossièrement dans la direction du choc, avec une énergie nécessairement inférieure à celle du projectile.

Les expériences mêmes de M. Rutherford semblent prouver qu'il faut renoncer à cette idée d'un simple choc. Le projectile α , en raison de sa grande vitesse, et malgré une très forte répulsion électrique, peut arriver, très ralenti, au voisinage immédiat du noyau. A ce moment, une « transmutation » se produit, consistant probablement en un réarrangement intranucléaire, avec capture possible du noyau α incident (car nous ne savons pas ce qu'il devient), émission du noyau d'hydrogène formant le rayon H observé, et peut-être encore avec d'autres projections moins importantes. Il n'y a aucune raison, dans cette façon de voir, pour que le projectile H émis « se souvienne » de la direction du choc initial ni pour que son énergie (empruntée pour une part à l'énergie électrique intranucléaire) soit inférieure à celle du projectile incident.

Si, par exemple, le noyau d'aluminium heurté capture le pro-

jectile α et n'émet pas d'électrons, il reste, après l'émission du projectile H, un atome dont la masse est $(27 + 4 - 1)$, soit 30, et dont le numéro d'ordre est $(13 + 2 - 1)$, soit 14, donc un atome isotope du silicium. D'autres hypothèses seraient d'ailleurs faciles.

M. RUTHERFORD. — Il se peut fort bien que la particule α entre dans une certaine espèce de combinaison temporaire avec le noyau.

M. EHRENFEST. — Quelle est la portée des particules H de l'aluminium ?

M. RUTHERFORD. — La portée des particules H dans la direction des particules α est d'environ 80^{cm}. Dans la direction inverse, elle est de 50^{cm} à 60^{cm}.

M. EHRENFEST. — Le chlore est-il scindé ?

M. RUTHERFORD. — On n'a pas obtenu de preuve d'une décomposition du chlore.

M. MILLIKAN. — Il est intéressant de rappeler que nos expériences sur le passage d'étincelles à travers un vide très élevé prouvent l'évolution de l'hydrogène lorsque le potentiel est de 300 000 volts. Il se produit donc une désintégration du noyau par la pénétration d'un électron à grande vitesse dans le noyau. Nous avons conclu que tous les éléments dont la présence avait été révélée par l'examen spectroscopique pouvaient être mis sur le compte d'impuretés, à l'exception de l'hydrogène. Celui-ci continue à venir des électrodes. Il ne semble pas qu'il y ait formation d'hélium. L'hydrogène provient du carbone, mais cela peut être dû à des traces d'aluminium et d'autres éléments dans les électrodes en carbone, conformément aux résultats de Rutherford.

M. RUTHERFORD. — Je ne suis pas aussi optimiste que M. Millikan au sujet de la possibilité de se débarrasser de l'hydrogène comme impureté. Il y a de l'hydrogène partout et il est très difficile de l'éliminer. Il est douteux que l'énergie ou la quantité de mouvement que possède l'électron dans les expériences de M. Millikan soit suffisante pour libérer une particule H. Dans le cas du bombardement d'un élément par des particules α à grande vitesse, je

crois qu'on ne peut pas douter qu'il y ait désintégration. Mais il reste à expliquer pourquoi les rayons H projetés vers l'arrière ont tout de même une énergie inférieure à ceux projetés vers l'avant (60^{cm} de parcours vers l'arrière pour 80^{cm} vers l'avant).

M. LANGEVIN. — Cela s'explique, en effet, dans l'hypothèse de M. Perrin. Il suffit d'admettre que l'atome heurté commence par encaisser la quantité de mouvement du projectile α , prenant par suite dans l'ensemble une vitesse de l'ordre de 3000 km : sec vers l'avant, qui se compose avec la vitesse du rayon H émis dans une direction arbitraire. Soit 6000 km : sec environ d'écart maximum entre les vitesses de ces rayons H.

M. L. BRILLOUIN. — Une accumulation d'énergie sur un seul électron semble admissible dans les expériences de M. Millikan. Elle permettrait d'extraire des électrons du noyau, alors même qu'un choc unique pourrait en être incapable. Des phénomènes du même ordre, quoique à une toute autre échelle, ont en effet été constatés dans les arcs à bas voltage de M. Compton (dans la vapeur de césium, par exemple). On sait que ces arcs se maintiennent sous des tensions très inférieures à la tension d'ionisation et même à celle de résonance.

M. LANGEVIN. — Une semblable accumulation d'énergie dans un atome par des chocs successifs d'électrons paraît bien nécessaire si l'on veut comprendre le maintien d'un arc dans la vapeur de mercure sous une différence de potentiel de l'ordre de 2 volts très inférieure au potentiel d'ionisation de l'atome de mercure, 10,4 volts environ. Les états intermédiaires correspondant aux étapes successives de cette accumulation se maintiendraient pendant un certain temps avant le retour spontané à l'état normal, et la proportion des atomes qui les présentent augmenterait avec la densité du courant, en régime permanent.

M. KNUDSEN. — L'énergie des particules H qui reviennent est-elle plus grande que celle des particules α ?

M. RUTHERFORD. — Dans le cas de l'aluminium, les particules H les plus rapides ont une énergie plus grande de 30 pour 100 que les particules α .

M. BRAGG. — La portée de la particule H, dont l'énergie est plus grande que celle de la particule α , varie-t-elle avec la vitesse de la particule qui la chasse du noyau ?

M. RUTHERFORD. — Le nombre des noyaux de H varie considérablement avec la vitesse de la particule α , mais la variation de portée est difficile à mesurer, eu égard au fait que la limite de portée est assez mal définie.

M. RICHARDSON. — Je tiens à confirmer ce qui a déjà été dit au sujet de la difficulté qu'il y a à se débarrasser de l'hydrogène, spécialement dans des récipients en verre dont les parois contiennent toujours de l'eau.

M. MILLIKAN. — Nous ne nous servons pas de verre pour construire nos récipients. Comme aucune partie du récipient n'est chauffée, il est peu probable qu'il vienne de l'hydrogène des parois. L'hydrogène doit venir du métal de l'anticathode elle-même.

M. LARMOR. — Faut-il s'attendre à ce que les volumes atomiques des isotopes soient légèrement différents ?

M. RUTHERFORD. — La différence à laquelle on doit s'attendre est très petite, probablement de l'ordre qu'on observe dans le spectre lumineux.

M. BRAGG. — La preuve que les propriétés de l'atome (à l'exception de sa masse et des propriétés connexes) dépendent entièrement de la charge nucléaire est très forte. Un cas analogue est fourni par les molécules dont les propriétés physiques sont presque les mêmes, par exemple : CO et N₂, ou CO₂ et N₂O. La charge positive totale des noyaux de carbone et d'oxygène dans CO est égale à la charge totale de deux noyaux d'azote dans N₂ et, comme l'a montré Langevin, il en résulte que les deux molécules ont des propriétés semblables, bien que les masses des noyaux soient différentes. On peut donc s'attendre, *a fortiori*, à ce que deux isotopes aient les mêmes propriétés.

M. ZEEMAN. — En appliquant aux deux isotopes du plomb la formule que Bohr a déduite, dans le cas de l'hydrogène et de l'hélium, pour le changement de la constante de Rydberg, dû

au mouvement du noyau, on trouve un changement de longueur d'onde très petit. Aronberg et Merton ont observé des différences dans les spectres des deux isotopes, mais les effets observés sont 100 fois trop grands.

Dans le cas du lithium, l'effet pourrait être aisément observé et serait de l'ordre de 0,09 Å. J'ai examiné à ce point de vue les épreuves photographiques que j'ai obtenues moi-même en 1913 avec la raie rouge du lithium. On y trouve les raies du doublet, observées alors pour la première fois, à une distance de 0,14 Å, et du côté rouge une troisième raie faible, à une distance de 0,31 Å de la composante violette du doublet. S'il y a coïncidence de la composante rouge du doublet intense avec la composante violette d'un doublet faible, mes observations sont compatibles avec un déplacement de 0,18 Å du doublet faible vers le rouge, c'est-à-dire un déplacement double de la valeur théorique. Des photographies publiées plus tard pour d'autres raies du lithium par d'autres physiciens ne montrent pas un tel effet, ce qui est assez surprenant.

M. LORENTZ. — Ainsi donc, pour le lithium, on s'attendrait à observer un effet et on ne l'a pas encore trouvé ?

M. ZEEMAN. — C'est ainsi.

M. DE HAAS. — Pourquoi la charge des unités positive et négative est-elle la même ?

M. RUTHERFORD. — La première idée de considérer l'électricité négative comme un manque d'électricité positive est due à Franklin. Actuellement nous envisagerions cela un peu autrement, en considérant qu'il y a dans l'atome neutre deux espèces d'électricité qui se neutralisent exactement.

M. MILLIKAN. — Nous avons prouvé que les quantités d'électricité positive et négative sont égales entre elles.

M. DE HAAS. — Peut-on donner une raison de cette égalité ?

M. LORENTZ. — Non. Nous devons l'admettre comme fait; je ne pense pas qu'il soit possible de l'établir en se basant sur des principes généraux.

M. RUTHERFORD. — Il n'y a effectivement pas moyen d'expliquer l'égalité des charges positive et négative; il faut l'admettre comme fait établi expérimentalement.

M. EHRENFEST. — Les équations fondamentales de l'éther (voir par exemple la théorie de Mie) ne sont peut-être pas linéaires; les particules positives pourraient alors y jouer un tout autre rôle que les particules négatives.

M. LANGEVIN. — Un résultat remarquable des expériences de M. Aston est que les masses atomiques des divers isotopes sont exactement des nombres entiers quand on admet l'oxygène égal à 16 ou l'hélium égal à 4; en particulier les deux isotopes dont le mélange constitue le néon seraient exactement 20 et 22, tandis que l'hydrogène reste égal à 1,008.

Ceci se comprend immédiatement pour les masses atomiques de la forme $4n$, si l'on admet que les noyaux correspondants sont constitués par n noyaux d'hélium et que la variation de masse par rayonnement d'énergie au moment de cette condensation est négligeable par rapport à celle qui accompagne la formation du noyau d'hélium à partir de quatre noyaux d'hydrogène et de deux électrons négatifs.

Mais pour les masses atomiques de forme $4n + 1$, $4n + 2$ ou $4n + 3$, les noyaux sont vraisemblablement formés de n noyaux d'hélium associés à 1, 2 ou 3 noyaux d'hydrogène, et il paraît peu vraisemblable que l'émission d'énergie correspondante soit exactement la même, par noyau d'hydrogène, que dans la formation du noyau d'hélium, de sorte que la masse atomique soit exactement entière. Cela paraît encore moins probable à la suite des belles expériences de Sir Ernest Rutherford, puisque la désintégration des noyaux de cette sorte (azote, aluminium, etc.) sous l'action des particules α montre que les noyaux d'hydrogène supplémentaires, non intégrés en noyaux d'hélium, sont moins solidement liés que les autres et par suite que leur adjonction au noyau a dû libérer une énergie moindre que pour les autres.

En conséquence, si la masse atomique peut être exactement 20 pour le premier constituant du néon dont le noyau serait formé de 5 noyaux d'hélium, celle du second serait comprise entre 22 et 22,016 et probablement plus voisine de ce dernier nombre.

La précision des mesures de M. Aston permet-elle d'affirmer qu'il n'en est pas ainsi ?

La masse atomique de l'azote semble bien être un peu supérieure à 14. Elle devrait à ce point de vue être comprise entre 14 et 14,016.

M. RUTHERFORD. — Il semble logique que dans la formation d'un noyau d'hélium aux dépens de quatre noyaux d'hydrogène le changement d'énergie rend compte de l'abaissement de la masse de $4 \times 1,008$ à 4. Il n'y a pas de preuves suffisantes pour montrer que des noyaux contenant un nombre d'atomes d'hydrogène qui n'est pas un multiple de 4 ont, oui ou non, des poids atomiques entiers. Par exemple, les poids atomiques du néon pourraient être 20,000 et 22,016 aussi bien que 20,00 et 22,00.

M. PERRIN. — Je voudrais faire une seconde remarque, celle-ci relative aux valeurs des poids atomiques. Si la loi de Prout est admise, et que tous les atomes soient en définitive constitués par des atomes d'hydrogène, 3 centigrammes se perdent quand un atome-gramme d'hélium (masse 4) se forme aux dépens de 4 atomes-gramme d'hydrogène (masse $4 \times 1,0077$). Cela implique, en admettant la formule d'Einstein sur la pesanteur de l'énergie, une perte d'énergie égale en ergs à 0,03 multiplié par le carré de la vitesse de la lumière, soit environ à 700 milliards de calories. Et cette énergie ne peut se perdre que par rayonnement. Si la loi des quanta subsiste, cela fait un $h\nu$ très élevé. La fréquence du rayonnement émis serait de l'ordre de 6.10^{21} . Ce serait un de ces rayonnements ultra X que j'ai été conduit à supposer (*Ann. de Phys.*, 1918).

Je vois dans ce rayonnement l'explication du problème de la chaleur solaire. On sait que le Soleil rayonne annuellement 2 calories par gramme. D'autre part, les données géologiques (Lyell, Joly, etc.) conduisent à penser que depuis plus d'un milliard d'années le rayonnement solaire se maintient au taux actuel en un régime quasi stationnaire.

Aucune théorie n'a pu encore expliquer cette durée; notamment la théorie météorique de Helmholtz et Kelvin ne rend compte que d'environ 30 millions d'années de rayonnement solaire au taux actuel.

Mais supposons que la nébuleuse qui par condensation a donné notre Soleil ait été faite primitivement d'hydrogène, successivement transformé en hélium, puis en atomes plus lourds. Nous voyons que la seule transmutation en hélium rend compte d'environ 50 milliards d'années de rayonnement solaire au taux actuel.

Or précisément les nébuleuses gazeuses telles que la nébuleuse d'Orion apparaissent au spectroscopie, malgré leur température déjà élevée (12 000° d'après Fabry), comme principalement formées d'hydrogène, avec de l'hélium et du nébulium et comme ne contenant pas d'atomes plus lourds, en sorte qu'il semble bien que les atomes lourds apparaissent au cours de la condensation de la nébuleuse en étoile.

M. RUTHERFORD. — Il y a, en effet, une énorme quantité d'énergie mise en liberté par la combinaison de noyaux d'hydrogène pour former de l'hélium. D'après cette manière de voir, on disposerait de quantités de chaleur beaucoup plus grandes que d'après les idées de Kelvin et de Helmholtz, qui, du reste, se recommandaient sans doute à leur époque.

L'idée m'est venue que l'hydrogène des nébuleuses provient de particules qu'on pourrait appeler des « neutrons » et qui seraient formées d'un noyau positif avec un électron à toute petite distance. Ces neutrons exerceraient peu d'action en entrant dans la matière. Ils serviraient d'intermédiaires dans l'assemblage du noyau des éléments à poids atomique élevé. Il est difficile de comprendre autrement comment des unités de charge positive pourraient pénétrer dans le noyau, à l'encontre des forces de répulsion, sans être animées de vitesses énormes.

M. KNUDSEN. — Quelle différence y a-t-il entre le neutron et l'atome d'hydrogène ?

M. RUTHERFORD. — L'électron est beaucoup plus près du noyau dans le premier cas que dans le second.

M. PERRIN. — A propos des variations d'énergie, il serait très important de connaître de façon précise les poids atomiques des éléments lourds, par exemple la différence entre l'uranium I et le plomb. Les transformations radioactives ont-elles lieu avec

émission ou absorption d'énergie? A cause de la présence des isotopes, une mesure faite par la méthode de M. Aston aurait seule un sens précis.

M. RUTHERFORD. — On peut espérer atteindre une haute précision, peut-être 1 : 10000; cela dépend des mesures relatives de poids atomiques. Les valeurs absolues sont difficiles à déterminer.

M. MILLIKAN. — Je voudrais appeler l'attention sur les expériences de DEMPSTER, par lesquelles cet auteur détermina le poids atomique du magnésium. La méthode de ce physicien permet d'atteindre une haute précision, et il semble même possible de mesurer la proportion des isotopes.

M. EHRENFEST. — Y-a-t-il une explication de la grande différence dans les temps de désintégration des diverses substances?

M. RUTHERFORD. — La seule explication de la loi de Geiger et Nuttall est celle donnée par Lindemann. Lindemann suppose un mouvement irrégulier des parties du noyau. Mais sa théorie ne peut pas être complète, parce qu'elle ne tient pas compte de l'énergie que la particule α gagne en s'échappant du noyau.

M. LORENTZ. — Je voudrais faire une remarque au sujet de la structure des noyaux des atomes. Dans le cas des éléments à petit poids atomique, M. Rutherford donne au noyau une structure bien définie, analogue à celle qu'on concevrait pour une molécule cristalline. Mais les grands noyaux, notamment ceux des corps radioactifs, semblent devoir être des systèmes d'une grande complexité, avec des mouvements irréguliers, et à grande vitesse des particules constituantes. C'est précisément cette irrégularité, plus grande à mesure que le poids atomique s'élève, qui permettrait de comprendre les lois des transformations radioactives; de temps en temps les électrons atteignent des situations qui leur permettent de s'échapper; d'après les lois de probabilité, la loi des transformations radioactives doit être exponentielle.

M. RUTHERFORD. — Nous sommes loin de l'idée d'un noyau calme. Je pense pourtant que les mouvements à l'intérieur du noyau doivent être faibles, au moins pour les particules positives. Autrement, il serait difficile d'expliquer le fait que la vitesse de

projection de la particule α est constante pour chaque élément radioactif.

M. DE BROGLIE. — Des particules à charge totale nulle, telles que les neutrons de Sir Ernest Rutherford, échappent facilement à nos moyens d'investigation; elles pourraient jouer un rôle dans l'explication des causes encore inconnues qui déterminent la dislocation des noyaux.

M. PERRIN. — En ce qui concerne les transformations radioactives, il ne faut pas oublier qu'on pourrait toujours admettre l'intervention d'une cause extérieure. Cela serait analogue à l'influence d'une radiation sur les transformations chimiques ordinaires,

M. LORENTZ. — Dans ce dernier cas, vous savez quelque chose des causes extérieures, température, milieu, etc. Ces radiations-là sont connues. Mais dans le cas des transformations radioactives, nous ne savons rien.

M. LANGEVIN. — Rien ne prouve qu'il n'y ait pas lieu d'admettre aussi l'intervention d'un hasard interne dans la transformation chimique. La dissociation d'une molécule comme celle de PCl_5 ne se produit pas nécessairement, ni même probablement au moment d'un choc extérieur ou de l'absorption d'un quantum de rayonnement, mais plutôt au moment où les modifications qui résultent des mouvements internes influencés antérieurement par les chocs ou l'absorption font passer la molécule par une configuration particulièrement instable, par une région sensible de son extension en phase. C'est bien un hasard interne qui interviendrait ici comme dans le cas des transformations radioactives.

M^{me} CURIE. — Les remarques que je me propose de faire sont relatives à l'une des questions qui ont été posées dans le rapport de M. Rutherford. Il s'agissait de la possibilité pour une particule β à charge négative d'être expulsée avec une vitesse considérable par un noyau d'atome radioactif dont la charge totale est positive.

Si l'on envisage uniquement les forces électrostatiques qui s'exercent dans le noyau, l'émission d'un électron par le noyau peut s'expliquer sans aucune difficulté. Le noyau est formé d'électrons et d'éléments d'électricité positive, ces derniers probablement

sous la forme de noyaux d'hydrogène et de particules α . Si par exemple on imagine un certain nombre de particules positives distribuées régulièrement sur un anneau au centre duquel se trouvent deux électrons, il est facile de déterminer le rapport entre la distance des électrons et le rayon de l'anneau de telle manière que pour l'un des électrons la répulsion l'emporte sur l'attraction et que l'électron puisse être chassé du noyau. Lors du départ de l'électron un certain travail est en ce cas fourni par les forces électriques. Ces mêmes forces fournissent aussi un travail pour chasser du noyau une particule positive périphérique et l'on peut déterminer les dimensions de telle manière que le travail soit à peu près le même dans les deux cas. On sait que les atomes radioactifs peuvent émettre des particules β d'une énergie cinétique du même ordre que celle des particules α .

Le départ d'un électron du noyau sous l'action des forces électriques est donc facile à concevoir. Mais un noyau, constitué par un tel assemblage d'éléments positifs et négatifs, ne saurait être en équilibre sous l'action des forces électriques seules. La même difficulté a déjà été examinée au cours de ce Congrès en ce qui concerne l'électron et il a été reconnu que l'équilibre de l'électron devait être assuré par des forces dont la nature n'est pas électromagnétique.

Il est vraisemblable qu'il en est de même dans le cas d'un noyau d'atome et un argument sérieux en faveur de cette manière de voir semble résulter de l'existence d'atomes dont le poids atomique est un multiple de 4 et dont le nombre atomique est exactement la moitié du poids atomique (C, O, S, etc.). De tels atomes peuvent être considérés comme constitués uniquement par des noyaux d'hélium sans adjonction d'autres électrons que ceux qui font partie de ces noyaux. On aurait donc là des assemblages de particules positives dont l'équilibre exige des forces de liaison pouvant compenser la répulsion électrostatique. Les atomes de carbone et d'oxygène se montrent d'ailleurs particulièrement stables en ce qui concerne le bombardement par les rayons α , ainsi que l'ont montré les belles expériences de M. Rutherford.

Il semble donc nécessaire d'admettre entre les noyaux positifs des forces d'attraction qui apparaissent à faible distance, par exemple une attraction en raison inverse d'une puissance de la

distance supérieure à la deuxième. Pour pouvoir préciser cette loi d'attraction, il serait nécessaire de disposer de données expérimentales relatives aux distances au-dessous desquelles les actions entre les noyaux cessent d'obéir à la loi de Coulomb. Il faudra aussi tenir compte de forces d'inertie pouvant provenir du mouvement des éléments du noyau.

Si, conformément à ce qui précède, on imagine la présence de groupes d'électrons négatifs dans la région centrale du noyau, l'expulsion de l'un de ces électrons avec une accélération initiale considérable s'accompagnerait, au point de vue de la théorie électromagnétique, de l'émission de rayons γ , tandis que le départ d'une particule positive, d'accélération beaucoup moindre, ne doit pas donner naissance à l'émission d'un rayonnement aussi pénétrant.



LA RELATION $h\nu = \varepsilon$
DANS LES PHÉNOMÈNES PHOTO-ÉLECTRIQUES;

PRODUCTION DE LA LUMIÈRE
DANS LE CHOC DES ATOMES PAR LES ÉLECTRONS
ET PRODUCTION DES RAYONS DE RÖNTGEN,

PAR M. DE BROGLIE.

Le présent aperçu n'a pas la prétention d'être un historique complet, ni un exposé détaillé d'un groupe de phénomènes qui ont donné lieu à des travaux très nombreux, très touffus et parfois assez divergents. Il est simplement rédigé pour rappeler les grands traits des questions qui se posent, et pour servir de base à une discussion.

Les phénomènes photo-électriques ont été parmi les premiers à recevoir une interprétation au moyen de la théorie des quanta. L'émission, par un corps illuminé, de corpuscules dont l'énergie ne dépend que de la fréquence de la radiation excitatrice, le fait très remarquable que les électrons émis par un corps sous l'influence de rayons X ont une énergie du même ordre que celle des électrons cathodiques dans le tube générateur de la radiation, apportent immédiatement un support matériel à la théorie de Planck-Einstein.

Dans l'exposé qui va suivre, il apparaît utile d'envisager à part, et le plus souvent en premier lieu, le cas des radiations de haute fréquence (rayons X); en effet, les phénomènes sont en général plus simples dans le domaine de ces rayons et l'architecture profonde des atomes s'y révèle plus purement; la différence entre les spectres de haute fréquence et les spectres lumineux des éléments en est un exemple frappant.

Il y aura, de plus, souvent lieu de distinguer entre les phénomènes présentés par les atomes à l'état gazeux ou par les corps à

l'état solide ou liquide; l'interprétation des résultats étant, dans ce dernier cas, rendue plus difficile par l'intervention des forces de cohésion et par l'ignorance où nous sommes de la véritable nature des électrons libres de conductibilité.

Malgré tout ce qui lui manque encore, le modèle de Rutherford-Bohr est certainement le mieux adapté à nos raisonnements. Pour fixer les idées, rappelons qu'il admet l'existence de trajectoires stables, numérotées à partir du noyau et sur lesquelles se meuvent les électrons.

Quand on fait sortir un électron de l'atome c'est sur une de ces trajectoires qu'on vient le prendre (au moins tant que les phénomènes radioactifs du noyau n'interviennent pas).

Une trajectoire de rang p est caractérisée par le fait qu'un travail $h\nu_p$ est nécessaire pour extraire un électron de cette trajectoire et l'amener, sans vitesse, hors de l'atome; c'est ce qu'on peut appeler le *travail d'ionisation d'ordre p* auquel on relie un potentiel d'ionisation V par la relation

$$eV = h\nu_p.$$

Si l'électron est simplement transporté de la trajectoire p sur la trajectoire q plus éloignée, le travail dépensé sera $h\nu_p - h\nu_q$; on sait alors que le corpuscule peut, en revenant à sa trajectoire de départ, émettre une radiation de fréquence égale à $\nu_p - \nu_q$; on dit souvent que le travail $h\nu_p - h\nu_q$, et le potentiel correspondant, sont le travail et le potentiel de résonance pour cette radiation.

Ces extractions d'électrons seront l'effet, soit de l'absorption d'une radiation périodique de fréquence suffisante, soit du choc avec un électron possédant assez d'énergie. Le mécanisme nous en demeure tout à fait inconnu.

PREMIÈRE PARTIE.

Effet d'une lumière de fréquence ν .

1. Plaçons-nous d'abord dans le cas des rayons X. Une lumière de fréquence ν frappe un radiateur secondaire constitué par un certain corps de nombre atomique N ; à cause de la grandeur du

quantum qui intervient il est probable qu'on peut négliger les différences entre l'état solide et gazeux. Voici maintenant quels sont les faits révélés par l'expérience. Le radiateur considéré possède dans son atome des trajectoires stables K, L, M, etc., correspondant aux discontinuités des spectres de rayons X, et caractérisées par des fréquences $\nu_k, \nu_l, \nu_m, \dots$ (En réalité, les trajectoires L, M, ... sont multiples; mais, pour la simplicité de l'exposé, nous négligerons ici leur complexité.)

Supposons, pour fixer les idées, que la fréquence ν de la radiation incidente soit comprise entre ν_k et ν_l ; indépendamment de la diffusion de la radiation incidente, celle-ci éprouve une absorption dont l'énergie se retrouvera dans les rayonnements suivants :

1° Les rayonnements X caractéristiques L, M, ..., dont la fréquence des discontinuités critiques est inférieure à la fréquence ν ;

2° Des rayonnements corpusculaires formés de flots successifs, auxquels on peut attacher les noms d'électrons L, M, ..., et dont l'énergie présente avec le quantum $h\nu$, une relation que nous étudierons plus loin.

Excitation des rayonnements caractéristiques, ou rayonnements de fluorescence.

2. Les expériences de Barkla ont montré que les rayons caractéristiques excités dans ce processus, qui est une véritable fluorescence, obéissent à la loi de Stokes; c'est-à-dire que les fréquences de fluorescence sont toujours inférieures à la fréquence d'excitation; mais il faut entendre ceci pour la fréquence des discontinuités critiques correspondant à la série excitée. Tant, par exemple, que la fréquence ν est inférieure à la discontinuité critique d'une certaine série, aucune raie de cette série n'apparaît; au contraire, les raies d'une série apparaissent toutes, dès que le quantum de la radiation excitatrice dépasse celui de leur discontinuité.

A vrai dire, la démonstration expérimentale de cette loi n'a pas été aussi rigoureusement effectuée dans tous ses détails que, par exemple, dans le cas de la loi correspondante pour l'excitation

des rayons caractéristiques par des électrons d'énergie croissante, mais le fait ne paraît pas douteux.

Avec le schéma de Bohr, les résultats précédents s'interprètent simplement; il faut, pour extraire un électron de la trajectoire L, c'est-à-dire pour rendre libre une place sur cette trajectoire (place qu'un électron extérieur viendra remplir par cascades successives en émettant les raies de la série), avoir affaire à une radiation dont le quantum soit supérieur au travail d'ionisation correspondant à la discontinuité L; ν doit être plus grand que ν_L .

Le phénomène se produit en même temps pour les autres discontinuités M, N, . . . ; mais peut-être pas dans les mêmes atomes. C'est l'énergie absorbée dans les bandes d'absorption, c'est-à-dire empruntée à tout un domaine de fréquences du spectre incident qui est en partie réémise sous forme de rayons caractéristiques.

3. Une question intéressante est de savoir s'il y a émission d'un fond spectral continu de rayons X en même temps que l'émission des raies de série. Il y a lieu aussi de remarquer que, si l'étude des rayons X n'a pas d'abord révélé de phénomènes analogues à ceux de la résonance lumineuse ni de lignes renversées comme celles de Fraunhofer; des expériences récentes (Fricke, Hertz) conduisent à penser que l'absorption sélective se manifeste seulement pour les termes élevés de chaque série spectrale, c'est-à-dire pour les raies les plus voisines de la bande d'absorption. Kossel avait pu prévoir ce résultat grâce à la remarque suivante; d'après la théorie de Bohr, l'électron absorbant passe d'une certaine trajectoire stable intérieure à une trajectoire plus extérieure de l'atome et le passage ne doit être possible que si l'anneau d'arrivée présente une place libre, c'est-à-dire ne porte pas son nombre maximum d'électrons; seuls les passages de l'électron aux anneaux les plus extérieurs correspondant aux termes les plus élevés de la série spectrale seront donc possibles. Un raisonnement de thermodynamique confirme cette idée et montre que l'intervalle spectral étroit au voisinage de la bande d'absorption, dans lequel peut s'observer le renversement des raies, dépend, au moins théoriquement, de la température. Si les spectres de rayons X sont susceptibles de fournir des renseignements sur les conditions périphériques de l'atome et en particulier sur les liaisons chimiques,

c'est dans ces petits domaines spectraux que ces indications pourront être obtenues.

4. On voit, d'après ce qui précède (§ 2), que l'émission des rayons caractéristiques est liée à l'émission des rayons corpusculaires; en effet, il faut d'abord créer une place vide dans une trajectoire stable, c'est-à-dire extraire un électron et il est naturel de penser que les électrons, dont on constate l'éjection sous forme de corpuscules photo-électriques, ne sont autres que les électrons ainsi extraits, qui peuvent encore posséder, en dehors de l'atome, une vitesse considérable; nous allons passer à l'examen de cette seconde espèce de rayonnement.

Rayons β secondaires des rayons X, ou effet photo-électrique de haute fréquence.

5. Un des premiers phénomènes qui ait attiré l'attention sur les quanta est précisément le fait que les électrons photo-électriques des rayons X possèdent une énergie comparable à celle des rayons cathodiques du tube générateur. Avant de passer à la description des résultats expérimentaux, il importe d'attirer l'attention sur un des points les plus délicats de la théorie des quanta.

Si l'absorption d'énergie aux dépens du rayonnement incident se fait par quantum indivisible $h\nu$, on voit que le corpuscule arraché par une radiation $\nu = \nu_L + \varepsilon$ ne possédera plus, une fois sorti de l'atome, que l'énergie $h\varepsilon$, il sera donc à peu près sans vitesse si la fréquence de la radiation ν ne dépasse que de très peu celle de la discontinuité L; en tout cas, son énergie, une fois sortie de l'atome, ne sera pas $h\nu$, mais $h(\nu - \nu_L)$; c'est-à-dire l'énergie correspondant au quantum $h\nu$ de la radiation excitatrice, diminuée du travail d'ionisation.

De plus, les électrons extraits par ce même rayonnement aux différentes trajectoires L, M, N posséderont, après leur sortie de l'atome, des énergies différentes $h(\nu - \nu_L)$, $h(\nu - \nu_M)$, ...

Les flots d'électrons correspondant aux différentes trajectoires auront donc, au dehors de l'atome, des vitesses très différentes et ces vitesses dépendraient du radiateur considéré.

Une conception tout à fait opposée a été développée par M. Barkla et appuyée sur certains résultats expérimentaux ⁽¹⁾.

D'après cette manière de voir, tous les électrons photo-électriques provenant d'une radiation excitatrice $h\nu$ posséderaient à la sortie de l'atome, quel que soit le radiateur, la même énergie exactement égale au quantum $h\nu$. Il faut, si l'on admet que leur énergie soit entièrement empruntée à la radiation, que l'absorption de cette dernière se fasse par quantités

$$h\nu + h\nu_L, \quad h\nu + h\nu_M, \quad \dots;$$

la loi des quanta ne serait donc pas satisfaite pour les phénomènes d'absorption.

6. Il est intéressant de prévoir quel résultat on devrait obtenir en faisant tomber sur un radiateur un faisceau de rayons X contenant toutes les fréquences depuis une limite basse jusqu'à une valeur maxima ν_{\max} . En suivant la première conception (absorption par quantum entier) chaque discontinuité donne lieu à un flot d'électrons possédant toutes les vitesses depuis zéro jusqu'à celle qui correspond à la différence des quanta de la radiation ν_{\max} et de la discontinuité. Si l'on avait le spectre des vitesses des rayons β secondaires, il devrait comprendre une série de bandes ayant des têtes correspondant aux fréquences $\nu_{\max} - \nu_K$, $\nu_{\max} - \nu_L$, La limite de ce spectre, du côté des hautes fréquences, coïncidera sensiblement avec ν_{\max} , parce que les termes soustractifs dus aux trajectoires de la périphérie seront négligeables.

Si, au contraire, on suit la conception de Barkla (énergie $h\nu$ à la sortie de l'atome), alors on obtiendrait des bandes complémentaires des bandes d'absorption dans le spectre de rayons X, avec leurs têtes correspondant aux discontinuités ν_K, ν_L, \dots

(1) Dans les expériences de Barkla et Shearer, on cherche à évaluer la vitesse de projection des corpuscules β par la distance qu'ils peuvent parcourir dans un milieu gazeux raréfié, dont on règle la pression. Récemment M. Lewis Simons (*Phil. Mag.*, déc. 1920), en employant une méthode analogue, a été conduit à la conclusion que l'intervention de termes soustractifs, dépendant des énergies des niveaux, paraissait très probable.

Spectres des rayons β secondaires des rayons X.

7. L'émission des rayons β secondaires des rayons X autrefois signalés par Sagnac a été surtout étudiée au moyen de leur déviation dans un champ magnétique, depuis les travaux anciens de Bestelmayer, Dorn, Innes jusqu'aux recherches plus récentes de Robinson et Rawlinson, Kang fu Hu et celles que j'ai poursuivies.

Lorsqu'un radiateur est éclairé par un faisceau de rayons X (qui contient un fond continu et des lignes caractéristiques de l'anticathode), il émet des corpuscules secondaires dont on peut étudier le spectre magnétique de vitesse comme un spectre ordinaire grâce à des dispositifs comme celui de Robinson et Rawlinson. On trouve alors que les corpuscules émis possèdent une sorte de spectre continu de vitesse sur lequel se détachent des lignes et des bandes ⁽¹⁾.

On voit, par exemple, dans le cas d'un radiateur d'argent, en suivant les clichés que j'ai obtenus ⁽²⁾ dans le sens des énergies croissantes, d'abord deux raies qui correspondent aux rayons K de l'argent, puis une bande assez intense et, plus loin, plusieurs têtes de bandes présentant un aspect très caractéristique.

A quoi doit-on s'attendre pour les lignes présentes dans le spectre corpusculaire; elles sont la transposition, sous forme cinétique, des lignes contenues dans le spectre incident et des radiations excitées par fluorescence dans le radiateur illuminé. Si, vraiment, une radiation monochromatique agit sur tous les niveaux inférieurs à son quantum pour en extraire des électrons, ces électrons posséderont, une fois sortis de l'atome, une énergie égale au quantum incident diminué du travail de sortie caractéristique du niveau d'origine. Une radiation X simple sera transformée en une série de flots d'électrons et le résultat obtenu sera une sorte de spectre des niveaux du radiateur employé.

⁽¹⁾ Ces lignes sont en réalité de petites bandes à bord plus net du côté qui correspond aux grandes vitesses, apparence qui provient vraisemblablement de l'épaisseur du radiateur employé.

⁽²⁾ Voir *Comptes rendus* janvier, février, mars 1921, et un travail plus complet paru dans le *Journal de Physique* de septembre 1921.

L'atome de Bohr laisse prévoir, qu'à une radiation incidente de fréquence ν tombant sur un radiateur A, et absorbée par quanta égaux à $h\nu$, peut correspondre, dans le spectre électronique émis, une série de lignes dont les énergies seraient

$$h\nu - W_K, \quad h\nu - W_L, \quad h\nu - W_M,$$

W_K, W_L, W_M étant les travaux d'extraction d'un électron à partir des anneaux K, L, M du radiateur A.

C'est ce que l'expérience confirme; pour prendre un exemple concret, un radiateur de cuivre, éclairé par un tube à anticathode de rhodium, émet dans son spectre corpusculaire :

1° *Venant du cuivre*, trois raies qui représentent les quanta des rayons α et β de la série K du cuivre, diminués des énergies W_L et W_M du cuivre; cela ne fait que trois raies distinctes, parce que le décalage W_L, W_M est précisément égal à la distance en fréquence des raies α et β .

2° *Venant du rhodium*, quatre raies qui sont les raies α et β de la série K du rhodium, diminuées de W_K et W_L du cuivre.

On peut aussi analyser un radiateur A', et en déduire ses discontinuités d'absorption, par exemple en recouvrant le radiateur A par un radiateur mince A', sur lequel les radiations X de A fonctionneront comme faisceau incident.

Ces expériences ont été suivies depuis le cuivre ($N = 29$) jusqu'à l'ytterbium ($N = 70$), elles apportent une confirmation précise de plus au schéma d'atome de Bohr.

On ne peut regarder comme complète notre connaissance des spectres corpusculaires, mais ils réalisent probablement un des moyens les mieux définis que nous ayons à notre disposition pour étudier quantitativement les phénomènes de l'ordre photo-électrique.

Lumière ultraviolette et visible.

8. Ici les mêmes questions se posent, mais elles sont compliquées par la petitesse des énergies correspondant aux quanta et, dans le cas des solides et des liquides, par l'ignorance où nous sommes du travail d'ionisation, qui libère les électrons à partir des atomes, et par des effets parasites tels que les différences de potentiel de contact.

Lorsqu'une lumière de fréquence ν , de l'ordre des fréquences ultraviolettes ou visibles, vient à frapper un radiateur, on constate encore :

1° L'émission de radiations périodiques correspondant au phénomène très général de la fluorescence; je n'insisterai pas sur ce point, parce que les spectres de fluorescence (même dans le cas de la fluorescence des vapeurs d'iode et des métaux alcalins) ne paraissent pas correspondre à des mécanismes atomiques simples et généraux, comme l'émission des rayons X caractéristiques (1).

2° L'émission d'électrons lancés avec une certaine vitesse, c'est-à-dire l'effet photo-électrique proprement dit.

Effet photo-électrique de la lumière visible et ultraviolette.

9. Bien que les très nombreuses recherches qui ont porté jusqu'ici sur ce genre de phénomène aient conduit à des résultats dont l'interprétation n'est pas toujours simple, il est hors de doute que l'effet d'une radiation frappant un corps solide présente les traits suivants :

1° Il y a des électrons projetés avec toute une série de vitesses depuis une vitesse nulle jusqu'à une vitesse maxima ν_{\max} , et cette vitesse maxima satisfait à la relation suivante proposée par Einstein

$$\frac{1}{2} m v^2_{\max} = h\nu - p.$$

2° On a trouvé, pour les métaux étudiés, une limite inférieure ν_0 de la fréquence excitatrice, au-dessous de laquelle le phénomène n'a plus lieu, ce qui est du reste conforme à la relation précédente en posant

$$p = h\nu_0.$$

(1) L'absorption et la réémission par résonance des lignes spectrales (Vapeur de sodium, WOOD et DUNOYER, etc.), malgré le très grand intérêt qu'elles présentent, sortent aussi du cadre de cet exposé, qui se limite aux faits où l'intervention des quanta se manifeste directement.

3° Enfin l'énergie maxima de projection des corpuscules ne dépend en aucune façon de l'intensité de la radiation excitatrice, mais seulement de sa fréquence. On retrouve là, comme du reste dans d'autres cas (absorption de rayons X par les gaz, etc.), ce fait fondamental, qui n'a pas encore été expliqué; à savoir, qu'un atome éclairé par une lumière ν émet un projectile doué d'une énergie de l'ordre de $h\nu$, bien avant que le rayonnement reçu n'ait pu, sous la forme d'ondes sphériques homogènes, lui apporter les éléments de cette énergie.

10. Je me permets d'insister ici sur cette difficulté bien connue, parce qu'elle constitue un fait capital dans la théorie des quanta et, qu'à ma connaissance, aucune explication satisfaisante n'a pu encore en être apportée. Sir W. Bragg, dans son Livre *Études sur la radioactivité*, a, en particulier, discuté longuement cette question. Malgré la découverte faite depuis du caractère périodique des rayons X, il ne semble pas que l'aspect en ait beaucoup changé. On est toujours en présence des mêmes alternatives.

Ou bien l'énergie est réellement empruntée à la radiation incidente, et alors, il faut que celle-ci soit corpusculaire ou, si elle est ondulatoire, que l'énergie présente des points de condensation à la surface de l'onde. On sait quelles difficultés l'ensemble des phénomènes d'interférences rencontre pour son explication dans cette manière de voir.

Ou bien l'énergie du corpuscule expulsé provient de l'atome, et l'on ne comprend pas bien comment il peut présenter une relation aussi étroite avec la fréquence excitatrice, si celle-ci ne joue qu'un rôle de déclenchement.

M. Perrin a dernièrement émis l'hypothèse d'un rayonnement ultra-pénétrant, qui jouerait dans la nature un rôle capital, peut-être est-ce de ce rayonnement que l'énergie proviendrait par l'intermédiaire des atomes, mais il faudrait toujours posséder une théorie atomique capable de montrer pourquoi il existe une relation entre la quantité d'énergie déclenchée et la fréquence ν .

Enfin M. Webster a récemment proposé de renoncer à l'application absolue de la conservation de l'énergie.

Il faut remarquer également que, si l'énergie corpusculaire émanée d'un atome peut dépasser celle qu'il a reçue, l'énergie

corpuseculaire totale, émanant d'un grand nombre d'atomes, est toujours inférieure à l'énergie convoyée par l'onde dans la région qu'ils occupent parce qu'il n'y a, parmi les atomes frappés par le rayonnement, qu'une proportion extrêmement faible qui subisse l'effet photo-électrique. Il faut, pour que le phénomène se produise, soit un état particulier de l'atome, soit une disposition particulière de celui-ci par rapport aux éléments dirigés de l'onde qu'il reçoit. Une théorie de l'atome, pour être satisfaisante, devrait expliquer tout cela.

11. Revenons aux caractères de l'effet photo-électrique; les phénomènes compliqués, qui dépendent de l'état des surfaces, ont certainement obscurci les résultats de beaucoup de recherches. Les expériences, publiées en 1916 par M. Millikan, paraissent avoir réalisé les meilleures conditions pour éviter autant que possible ces difficultés. On mesurait dans un très bon vide les vitesses maxima des électrons, émis par des surfaces fraîchement coupées de métaux alcalins, des précautions minutieuses étaient prises pour mesurer les différences de potentiel de contact dans les conditions mêmes de l'expérience et pour éviter des effets parasites.

Le résultat a été la vérification très précise de la relation d'Einstein en identifiant numériquement le coefficient h avec la constante de Planck, ce qui est un point très important. Mais peut-être reste-t-il quelques difficultés dans l'interprétation du terme constant p_0 qui tient compte des travaux d'ionisation et de sortie des électrons; cela vient toujours de l'incertitude où l'on est quant à l'état des électrons dans les corps solides, et particulièrement dans les métaux. Au point de vue des fréquences limites ν_0 , l'ordre dans lequel se classent les métaux n'est pas quelconque; ν_0 est d'autant plus petit que le métal est plus électro-positif. Certains éléments ne sont sensibles qu'à la lumière ultraviolette, alors que les métaux alcalins le sont également dans la partie visible du spectre, le rubidium présentant même un effet marqué pour les radiations rouges.

Nous verrons plus loin que l'on est parvenu à mesurer les potentiels d'ionisation de certaines vapeurs métalliques, par exemple la vapeur de mercure; or, on les trouve plus de deux fois supérieurs à la valeur qui correspond à la fréquence ν_0 , limite infé-

rière d'excitation photo-électrique. C'est donc, comme Van der Bijl en particulier l'a fait remarquer, sur des électrons déjà partiellement dissociés dans les solides par l'influence des atomes voisins, que se produit l'effet photo-électrique.

D'autre part, il paraît trop contraire à la théorie électromagnétique d'admettre que l'effet du quantum puisse se produire sur un électron tout à fait libre.

L'explication des phénomènes photo-électriques dans les métaux repose donc sur l'état semi-lié que possèdent les électrons dans ces corps. Les théories récentes émises sur la cohésion des milieux cristallisés paraissent susceptibles d'apporter quelque lumière sur ce point délicat.

Enfin, je ne voudrais pas manquer de signaler la contribution apportée par M. Richardson sur la liaison entre la théorie cinétique des électrons émis par des corps incandescents et les phénomènes de la photo-électricité.

Il paraît probable que l'effet photo-électrique est indépendant de la température; mais, dès que celle-ci devient un peu élevée, l'effet thermo-électronique vient marquer complètement l'effet Hertz; aux températures ordinaires l'énergie cinétique des électrons libres, considérés comme un gaz, est trop faible pour jouer un rôle important.

Nous n'insistons pas ici sur l'effet photo-électrique sélectif dont la connaissance est surtout due à Pohl et Pringsheim. Ce phénomène, qui dépend essentiellement de la position du vecteur électrique de l'onde par rapport à la surface du métal, est encore assez obscur et surtout paraît plus éloigné du but de nos discussions, qui est principalement de voir comment les théories de l'atome pourraient rendre compte des apparences observées.

Dans l'effet photo-électrique comme ailleurs, la question se pose de savoir si l'énergie du corpuscule expulsé est égale à $h\nu$ à la sortie de l'atome, ou s'il faut en retrancher un travail d'ionisation; mais, ainsi que nous venons de le dire, la signification du terme constant p de la relation d'Einstein n'est pas assez dégagée pour permettre une conclusion.

Les auteurs ont généralement admis (Jeans, Millikan) que l'absorption avait lieu par quanta entiers et qu'on devait, par conséquent, retrancher le travail d'ionisation.

11^{bis}. *Effet photo-électrique dans les gaz.* — C'est un phénomène souvent compliqué par des actions parasites, dues aux parois des enceintes et aux poussières ou noyaux de condensation présents. Cependant, il est hors de doute que, pour une certaine lumière ultraviolette, l'air, par exemple, présente brusquement une forte ionisation. Le quantum de la longueur d'onde maxima d'excitation doit se trouver en étroite relation avec les potentiels d'ionisation dans les mêmes gaz. Il y a encore là un aspect très net de la théorie des quanta, au point de vue de la symétrie des actions des radiations périodiques et des projectiles électrisés.

DEUXIÈME PARTIE.

Phénomènes inverses de l'effet photo-électrique. Production de radiation par l'impact des électrons contre la matière.

12. Des électrons animés d'une certaine énergie et rencontrant des atomes leur font émettre de la lumière; c'est un phénomène qui est présenté d'une façon très frappante par l'émission des rayons X à l'anticathode d'une ampoule, mais que l'on retrouve aussi sous forme de rayons lumineux, quand des électrons d'énergie moindre frappent des molécules de vapeurs ⁽¹⁾.

Au milieu de phénomènes beaucoup plus complexes, c'est du reste également ce qui se passe dans les effets lumineux présentés par la décharge électrique à travers les gaz raréfiés, ainsi probablement que dans la phosphorescence cathodique des terres rares.

Quant à la luminescence des écrans sous l'action des rayons β ou des rayons de Lenard, il est vraisemblable qu'il faut la rattacher à la tribo-luminescence, comme dans le cas des rayons α .

L'étude des bombardements par les électrons possédant une énergie connue et bien déterminée a été rendue assez facile par les applications récentes des cathodes à filament incandescent qui se prêtent aussi bien à l'emploi des rayons cathodiques rapides,

(¹) Ou même de solides.

producteurs des rayons X, qu'à la mise en œuvre des électrons lents.

13. *Production des rayons X par des rayons cathodiques.* — Des rayons cathodiques produits dans une ampoule à filament incandescent, fonctionnant sous un potentiel constant V , possèdent, en arrivant sur l'anticathode, une énergie

$$eV = \frac{1}{2}mv^2,$$

et l'expérience montre que l'anticathode émet alors un rayonnement de haute fréquence comprenant :

a. Des raies caractéristiques des corps simples formant l'anticathode;

b. Un fond spectral continu, analogue à la lumière blanche.

Les relations de ces deux sortes d'émissions avec l'énergie des corpuscules excitateurs paraissent maintenant bien connues depuis les travaux de Webster, Sir E. Rutherford, Hull, Blake et Duane, etc.; elles se présentent sous une forme très simple.

14. *Rayons caractéristiques.* — L'émission des rayons caractéristiques, par exemple de la série K, suit une loi très remarquable, qui trouve une interprétation immédiate dans le schéma de Bohr. Comme Webster en particulier l'a montré, aucune des raies de la série n'est excitée tant que le quantum des rayons cathodiques n'atteint pas le $h\nu$ de la discontinuité d'absorption, qui accompagne chaque série de raies et la précède du côté des courtes longueurs d'onde.

Aussitôt que ce quantum est dépassé, toutes les raies sont excitées à la fois et leur intensité monte simultanément à mesure que l'écart s'accroît entre le quantum des rayons cathodiques et celui de la discontinuité. Il ne suffit donc pas, pour exciter une raie, que le quantum des rayons cathodiques soit supérieur à celui de la raie, il faut qu'il dépasse celui de la tête de série.

Le schéma de Bohr montre bien comment l'excitation des raies de toute une série peut se produire simultanément dans les conditions qui viennent d'être indiquées. Kossel en effet a fait re-

marquer qu'en absorbant un travail égal au quantum de la discontinuité, on peut extraire un électron gravitant sur la trajectoire stable correspondante, la place vide se trouvant remplie par des électrons tombant en cascade à travers les trajectoires stables. Ce ne sont pas forcément les mêmes atomes qui émettent les différentes raies d'une même série.

L'excitation d'une série par l'impact d'un corpuscule est donc un exemple très net d'un phénomène de quanta et son interprétation est un des beaux succès de l'atome de Bohr.

Nous avons vu que l'intensité de la série s'accroît avec l'écart entre les quanta des rayons cathodiques et de la tête de bande; la loi suivant laquelle s'effectue cette variation dépend, comme en général toutes ces lois d'intensité, de la probabilité pour qu'un certain nombre d'atomes participent au phénomène.

Sans vouloir aborder l'étude des modèles d'atomes, qui fait l'objet d'un autre rapport, il n'est pas sans intérêt de rappeler ici que l'ensemble des phénomènes d'émission est bien représenté par le schéma de Bohr, en supposant que, dans l'atome normal, toutes les trajectoires stables sont remplies, depuis l'anneau K jusqu'à celui qui correspond au terme 1,5.S des séries optiques.

15. *Fond continu.* — Le fond continu débute brusquement pour une certaine radiation ν_{\max} qui se trouve reliée au quantum des rayons cathodiques par la relation

$$eV = h\nu_{\max},$$

V étant la tension sous laquelle fonctionne le tube.

Ce fait paraît tout à fait hors de doute et constitue même probablement un des meilleurs moyens que nous ayons de mesurer h ; des recherches récentes ont montré que cette limite ν_{\max} était bien indépendante de la direction des rayons X par rapport au faisceau cathodique.

On interprète généralement l'existence de cette fréquence maxima en admettant que les rayons cathodiques sont plus ou moins ralentis en pénétrant à l'intérieur de la matière de l'anticathode et que les chocs suivis d'émission se produisent pour toutes les valeurs d'énergie corpusculaire inférieure à une limite maxima, possédée par les électrons qui n'ont subi aucun ralentissement.

L'intervention évidente des quanta est bien d'accord avec le principe fondamental que toute variation brusque d'énergie corpusculaire s'accompagne d'une radiation ayant le même quantum $h\nu$. Mais il faut reconnaître que si l'atome de Bohr est basé lui-même sur ce principe, il n'offre pas une image permettant de comprendre comment peut se faire l'émission d'un spectre continu. Cette lacune montre bien que nous sommes encore loin, non seulement de préciser le mécanisme qui intervient, mais même d'en posséder une image schématique.

La théorie électromagnétique, après les travaux de Stokes, Wiechert et Thomson, rendait compte dans une certaine mesure du fond continu résultant de l'arrêt des rayons cathodiques au moyen de la radiation que doit émettre tout électron quand il éprouve une accélération qui, dans le cas présent, serait négative.

On n'a pas oublié que la même théorie prévoit une sorte d'effet Doppler pour les radiations émises dans les directions qui font des angles différents avec la vitesse de l'électron. De récentes expériences ⁽¹⁾ paraissent avoir montré que, si la limite maxima des fréquences est indépendante de l'azimut d'observation, la répartition de l'énergie en fonction des longueurs d'onde peut dépendre de cette variable.

16. Il serait très intéressant de connaître d'une façon précise la courbe donnant la répartition des énergies en fonction des fréquences, telle qu'elle est émise par une anticathode sous le bombardement d'électrons d'énergie connue; malheureusement, l'absorption par les parois du tube et l'évaluation des intensités au moyen de l'ionisation d'un gaz, dans un condensateur, donne lieu à de multiples corrections, difficiles à effectuer avec certitude. De plus, les longueurs d'onde sont dispersées par un réseau cristallin et la question de savoir si le rendement du phénomène de diffraction pour chaque angle de réflexion se maintient constant pose encore des problèmes délicats.

Cependant il paraît prouvé que la courbe, qui débute brusquement pour la fréquence maxima, monte rapidement vers un maxi-

⁽¹⁾ WAGNER, *Physikalische Zeitschrift*, 1920.

mum d'intensité, qui est plus rapproché du début quand les tensions sont grandes, elle descend ensuite plus lentement du côté des faibles fréquences. L'ensemble présente un maximum plus aigu et paraît moins éloigné d'une radiation homogène pour les très fortes tensions que pour les faibles.

Ce problème suggère immédiatement un rapprochement avec la courbe de répartition du corps noir, le potentiel de décharge jouant ici le rôle de la température absolue; mais les différences aussi sautent aux yeux, la plus importante est l'absence de toute radiation supérieure à une fréquence déterminée.

On a essayé de trouver des analogies avec les lois générales du rayonnement noir, en particulier avec la loi du déplacement de Wien. Qualitativement, on retrouve encore le fait que l'ordonnée du maximum de l'intensité se déplace vers les courtes longueurs d'onde quand le potentiel augmente.

L'aire de la courbe paraît proportionnelle au carré du potentiel au lieu de la loi en T^4 de la relation de Stefan-Boltzmann.

En réalité, la forme véritable de la courbe, sauf probablement pour ce qui regarde son début brusque, ne nous est pas assez bien connue jusqu'ici pour permettre de trouver des relations quantitatives; mais il ne faut pas oublier que les conditions du corps noir (équilibre thermodynamique, radiations parfaitement diffusées, loi de répartition de Maxwell, etc.) justifient difficilement une comparaison serrée entre les deux phénomènes.

L'importance relative de l'émission du fond continu et des raies caractéristiques dépend du reste du métal de l'anticathode; le fond continu est beaucoup plus développé pour les poids atomiques élevés; une anticathode de rhodium présente un fond continu bien moins intense qu'une anticathode de tungstène ou de platine.

Des théories du fond continu ont été proposées par MM. Bergen-Davis et Léon Brillouin; on évalue les intensités correspondant à une radiation au moyen de la probabilité des chocs entre l'atome et un électron qui perd, sous forme de quantum, la totalité ou une partie de son énergie.

17. On a fait remarquer plus haut (§ 15) que l'émission générale du fond continu ne se liait pas facilement à l'atome de

Bohr; on pourrait, cependant, prévoir une émission continue, sélective, en raisonnant comme il suit :

Si l'on renverse par la pensée l'ordre des phénomènes qui constituent l'effet photo-électrique, on arrive à concevoir la possibilité d'une absorption d'électrons accompagnée d'une émission sélective de rayonnement. D'après le schéma de Bohr, on peut se représenter cet effet de la façon suivante : soit un atome qui a perdu un des électrons de son anneau p ; un électron arrivant sur cet atome avec une certaine énergie cinétique pourrait venir occuper la place vide sur l'anneau intra-atomique en perdant une certaine quantité d'énergie, énergie qui serait rayonnée à l'extérieur avec une fréquence déterminée par la relation des quanta. L'énergie cinétique de l'électron incident étant quelconque il est facile de voir que l'on obtiendrait ainsi une bande d'émission ayant la même position spectrale que la bande d'absorption correspondante. Des considérations d'équilibre thermodynamique semblent par ailleurs montrer la nécessité d'un processus de ce genre. Naturellement, dans la plupart des cas usuels, les atomes ionisés étant très peu nombreux, ces phénomènes seront très peu intenses, mais il ne faut pas perdre de vue qu'il peut n'en être pas toujours ainsi par exemple pour les corps soumis à un violent bombardement corpusculaire (anti-cathode).

Bien qu'il existe des indices de semblables émissions continues, la mise en évidence de leur existence est encore à faire et c'est un problème d'un grand intérêt.

Rayons lumineux. Potentiels d'ionisation et de résonance.

18. On dispose de moyens assez commodes pour produire des corpuscules négatifs à la surface d'une cathode, puis pour accélérer ceux-ci au sein d'un gaz dans un champ électrique connu. Il suffira d'illuminer la cathode avec une radiation ultraviolette pour en faire sortir des corpuscules photo-électriques ou mieux, comme on le fait aujourd'hui, de constituer la cathode par un filament incandescent. Des électrodes auxiliaires convenablement disposées permettent de soumettre les électrons à une chute de potentiel connue et d'étudier leur action. Pour certaines valeurs bien déterminées des énergies corpusculaires, on voit apparaître brusque-

ment des phénomènes d'ionisation (caractérisés par la présence de charges positives) ou bien l'émission de lignes spectrales dont le quantum est en rapport étroit avec les énergies mises en jeu. Cela permet de définir, au moment des chocs, des potentiels d'ionisation et de résonance que l'on peut confronter avec les notions tirées des modèles d'atomes.

Par exemple, dans la théorie de Bohr, un électron, en traversant un atome, y excite une radiation, parce qu'il expulse un corpuscule gravitant sur une trajectoire stable. Le transport d'un électron d'une trajectoire stable à une autre trajectoire stable plus éloignée du centre correspond à l'absorption monochromatique d'une certaine radiation comme dans les raies renversées de Fraunhofer, le retour de l'électron sur la première trajectoire s'accompagne de l'émission de la même raie; ce potentiel de résonance est celui qui correspond à ce mécanisme par la relation des quanta, tandis que le potentiel d'ionisation se rapporte à l'éloignement infini de l'électron.

Dans le domaine des rayons X, l'absorption linéaire de Fraunhofer ne semble pas pouvoir se produire, sauf au voisinage immédiat des discontinuités d'absorption, qui présentent une structure fine, prévue par Kossel et qui paraît avoir été effectivement trouvée par Stenström, Fricke et Hertz.

Partout ailleurs, dans le cas des hautes fréquences, l'électron déplacé paraît toujours être complètement extrait de l'atome; l'absorption est un phénomène d'ionisation, sans qu'il y ait phénomène de résonance.

19. L'excitation des fréquences optiques par des rayons cathodiques lents présente au contraire nettement ces deux catégories d'effets.

Des potentiels d'ionisation ont été signalés pour un grand nombre de gaz, mais l'interprétation des résultats est encore souvent complexe.

Dans le cas des éléments les plus simples, les recherches de Davis et Goucher, de Franck, Knipping, Hertz et Krüger ont montré l'existence de plusieurs paliers de potentiel d'ionisation pour la molécule d'hydrogène; celles de Rau, de Franck, de Horton et d'autres ont révélé des phénomènes analogues pour l'hélium sans

cependant pouvoir être considérées comme des vérifications quantitatives de la théorie des modèles d'atomes de Bohr.

La série de travaux qui a fourni les résultats les plus nets est celle qui concerne certaines vapeurs métalliques.

Franck et Hertz ont montré, pour la vapeur de mercure, que tout se passait comme si le choc des électrons contre les atomes était parfaitement élastique tant que l'énergie corpusculaire n'atteint pas la valeur qui correspond à 4,9 volts. A cette vitesse, le choc devient complètement mou et en même temps il y a émission d'une radiation ultraviolette correspondant au quantum absorbé. Des recherches ultérieures ont mis hors de doute qu'à ce moment il n'y a pas ionisation; mais que, pour le potentiel 10,3 volts, il y a en même temps une ionisation intense et l'émission d'un spectre de ligne. On trouve également, pour la tension de 6,7 volts, un autre potentiel de résonance qui correspond à la première ligne de la série principale.

Des résultats analogues ont été mis en évidence pour les vapeurs de cadmium, de zinc et de magnésium, par Mac Lennan et Henderson et pour les vapeurs des métaux alcalins par Tate, Foote et Mohler.

Sommerfeld a fait ressortir dans son ouvrage sur la théorie des spectres la liaison qui existe entre les valeurs expérimentales ainsi trouvées et les termes de séries qui caractérisent les séries principales et secondaires, bien connues, des éléments.

Malheureusement, pour les atomes lourds dont il vient d'être question, nous ne possédons pas de modèle permettant un calcul direct.

20. Les travaux poussés dans la direction dont nous venons de parler mettent expérimentalement en évidence l'excitation progressive des lignes spectrales des atomes ainsi que l'extraction des électrons qui les accompagne, à mesure que l'on fait rencontrer les édifices moléculaires ou atomiques, par des corpuscules électrisés d'énergie croissante.

En somme, ce que l'expérience permet d'atteindre, c'est la liaison, au moyen de la relation des quanta, entre les valeurs discontinues des potentiels et des énergies électroniques correspondant à l'ionisation ou à la résonance et certains niveaux d'énergie

indiqués par les termes de série des spectres lumineux. Le modèle d'atome de Bohr-Sommerfeld ne permet pas dans le cas général de calculer numériquement ces termes de série, mais il en fait prévoir l'existence et en indique la signification. La production de l'ionisation à partir des atomes des éléments se trouve ainsi rattachée à des propriétés purement spectroscopiques et c'est un des succès de la théorie des quanta d'avoir pu établir un lien entre ces deux catégories de phénomènes en apparence si distincts.

21. Un travail récent de M. Holweck a montré tout le parti que l'on peut tirer des dispositifs analogues aux tubes Coolidge fonctionnant sous des potentiels extrêmement bas. Le rayonnement produit par une cathode frappée par des électrons ayant des énergies comprises entre 25 volts et 1200 volts était étudié dans une chambre d'ionisation après avoir traversé des épaisseurs connues et très petites de celluloïd; c'est en somme l'absorption dans le celluloïd que l'on étudiait en fonction de la différence de potentiel cathodique. Les mesures effectuées ont permis d'atteindre, pour la première fois, la branche montante, le maximum et la descente du coefficient d'absorption dans la grande région très absorbante que toute matière présente entre les rayons ultraviolets, et les rayons X. Le maximum de cette courbe pour le celluloïd avait lieu pour un potentiel de 40 volts, correspondant à une longueur d'onde de 320 unités Angström. Comme le potentiel le plus bas, 25 volts, correspond à des longueurs d'onde connues dans l'ultraviolet et que le potentiel le plus élevé, 1200 volts, se relie aux rayons X de grande longueur d'onde, on peut dire, qu'indirectement au moins, la liaison a été faite entre les rayons ultraviolets et les rayons X, puisqu'on a pu suivre la variation continue de l'absorption depuis l'un de ces domaines jusque dans l'autre. J'ai tenu à citer cet exemple en terminant parce qu'il souligne bien l'importance et la généralité des phénomènes de quanta qui interviennent au moment du choc des électrons contre les atomes matériels.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. DE BROGLIE.

M. RUTHERFORD. — Les expériences de M. de Broglie sont très importantes au point de vue de la question de l'origine des groupes de rayons β rapides, observés dans le spectre magnétique d'une substance radioactive. On a supposé pendant longtemps que ces raies sont dues à la transformation de rayons γ en rayons β . Quelques-uns de ces rayons β ont une énergie qui est de plus de 2 millions de volts, alors que l'énergie nécessaire pour enlever l'électron K à un atome lourd est de l'ordre de 100 000 volts seulement. A moins qu'il n'y ait des électrons à l'intérieur de l'anneau K, et d'une manière générale les faits sont défavorables à cette idée, les rayons γ qui donnent naissance aux raies de rayons β doivent provenir du noyau et les groupes de rayons β doivent provenir de la transformation que divers rayons γ subissent en émanant du noyau. Vu notre ignorance de la structure compliquée du noyau, il est difficile de savoir avec certitude s'il peut y avoir tout près du noyau une distribution d'électrons constituant une partie essentielle de ce noyau, ou si les électrons qui donnent naissance aux rayons γ se trouvent dans le corps même du noyau.

M. DE BROGLIE. — Ce qui paraît complètement mis hors de doute par les dernières expériences auxquelles je fais allusion, c'est qu'un rayonnement X de fréquence ν , illuminant un élément donné, lui fait émettre des flots séparés d'électrons ayant des vitesses distinctes correspondant à des énergies

$$h(\nu - \nu_k), h(\nu - \nu_l), \dots$$

C'est ce que les spectres corpusculaires montrent nettement; on comprend que lorsque les phénomènes n'étaient pas séparés, leur interprétation ait pu prêter à confusion. Ainsi imaginons un tube Coolidge à tungstène éclairant un radiateur de nombre atomique moyen comme le strontium; il se produit d'un côté des électrons correspondant aux raies K du tungstène, décalées de l'énergie K du strontium qui n'est pas très considérable;

ces corpuscules, conserveront donc une grande vitesse. D'un autre côté, l'effet des rayons de fluorescence du strontium, sur le strontium lui-même, donnera lieu à des corpuscules assez lents. Prenant maintenant un corps de poids atomique plus élevé, comme le baryum, l'énergie à soustraire pour les rayons K du tungstène va être plus grande et les corpuscules correspondants seront plus lents; d'autre part, les effets secondaires dus au baryum fourniront des électrons plus rapides, de sorte qu'avec un procédé d'observation ne donnant qu'une moyenne assez grossière, on pourrait croire que la vitesse des électrons obtenue, en illuminant, avec le même tube, des radiateurs de strontium et de baryum, est à peu près la même.

Y a-t-il une partie du rayonnement quittant le radiateur avec l'énergie $h\nu$ tout entière? Ce ne sont certainement pas les électrons qui forment les lignes du spectre corpusculaire; mais il existe une partie du rayonnement corpusculaire qui vient former sur les plaques une sorte de fond spectral, continu; peut-être celle-là obéit-elle à la loi signalée par M. Barkla, mais en tout cas, ce n'est qu'une partie assez faible du phénomène.

M. BARKLA. — Il y a des preuves en grand nombre que lorsqu'une substance est exposée aux rayons X, la partie principale du rayonnement corpusculaire émis en même temps que le rayonnement X caractéristique K se compose d'électrons se mouvant avec une énergie $h\nu$ environ et non $h(\nu - \nu_K)$. Si ces électrons avaient l'énergie $h\nu - h\nu_K$, alors, dans le cas où ν devient tout juste plus grand que ν_K , une petite fraction seulement de l'énergie absorbée se montrerait sous forme de rayonnement corpusculaire. Qu'il n'en est pas ainsi, c'est ce que j'ai prouvé par des expériences sur l'ionisation dans le bromure d'éthyle ⁽¹⁾ et par d'autres sur l'émission de corpuscules par des plaques de métal. Les premières expériences furent faites dans le but de vérifier ce point, et j'ajouterai, avec l'espoir de démontrer que les électrons possèdent l'énergie $(h\nu - h\nu_K)$. Dans les expériences avec les plaques aussi; et particulièrement dans celles-ci, il ne devrait pas y avoir d'augmentation appréciable d'émission électronique lorsque ν passe

⁽¹⁾ *Phil. Trans.*, Bakerian lecture, 1916.

précisément par la fréquence critique ν_K , exception faite pour l'émission due à l'action secondaire du rayonnement K; et pourtant une pareille augmentation a été trouvée invariablement. Cette conclusion est confirmée par l'examen des résultats d'expériences de Bragg et surtout de Beatty sur l'émission d'électrons par des plaques de métal. Ce n'est qu'en supposant que parmi les électrons émis par une plaque de métal, il n'y en a qu'un petit nombre qui se meuvent à petite vitesse, comme cela serait donné dans certains cas par la relation

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - h\nu_K,$$

que l'ionisation déterminée expérimentalement dans SeH^2 s'accorderait avec celle calculée à partir de l'émission d'électrons par une plaque de sélénium, telle qu'elle a été observée expérimentalement. Et pourtant cet accord a été trouvé, sans aucun doute, dans le cas où les radiations excitatrices étaient les radiations K de Sr, Mo, Ag, Sn et I. Les valeurs calculées sont respectivement les 120, 87, 84, 86 et 103 pour 100 de celles trouvées par l'expérience.

Bien qu'il soit dangereux de se prononcer avant que l'on ait fait des mesures d'énergie sur les mêmes raies que dans les expériences de M. de Broglie, les résultats dont je viens de parler semblent cependant indiquer que l'effet observé par M. de Broglie est secondaire. Un tel effet pourrait être expliqué, et l'on doit effectivement s'y attendre, car quelques-uns des électrons qui possèdent, à ce que nous supposons, l'énergie $h\nu$ tout entière, excitent le rayonnement K dans la substance qui les émet et sont ainsi dépouillés de l'énergie $h\nu_K$. Mais cela se produit après l'expulsion de l'atome générateur. Jusqu'à preuve plus certaine, cette manière de voir peut être admise comme s'accordant mieux avec les résultats expérimentaux.

En outre, si la manière de voir de M. de Broglie était exacte, la relation simple entre le rayonnement corpusculaire et le rayonnement X de fluorescence caractéristique, d'après laquelle il y a un quantum de K qui est émis par électron du rayonnement corpusculaire, ne subsisterait plus. Car, si l'énergie d'émission est donnée par $\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - h\nu_K$ et non par $\frac{1}{2} m v^2 = h\nu$, il est

nécessaire d'admettre que plusieurs électrons sont émis pour un quantum de rayonnement K, une conclusion qui est tout à fait incompatible avec l'idée fondamentale.

Et ce n'est pas encore tout, car le nombre d'électrons expulsés par quantum de rayonnement K émis devrait diminuer d'une façon continue à mesure que la fréquence ν augmente. Or, cela est fort peu probable.

Je voudrais faire ressortir qu'une partie de l'absorption des rayons X, celle à laquelle contribue chaque électron extra-nucléaire, est régie exactement par les lois classiques. Tous ces électrons participent à cette absorption et leur effet peut être calculé avec exactitude. C'est l'absorption qui est associée à une diffusion. Or, il est naturel de conclure que le très petit nombre d'électrons qui prennent part à l'absorption associée à l'émission d'un rayonnement caractéristique (l'absorption de fluorescence), se trouvent dans un état particulier; ou bien que l'absorption a lieu dans quelque système inconnu, peut-être un système anormal, dans l'atome. A l'appui de cette idée je dirai qu'en ce moment des expériences sont en voie d'exécution, lesquelles semblent indiquer qu'une partie de l'émission d'électrons est conditionnelle. Il se peut qu'elle s'épuise en partie. Que les expériences suivantes confirment ou non cette manière de voir, il semble y avoir peu de chances d'échapper à la conclusion que plusieurs des électrons émis en même temps que le rayonnement de fluorescence K — un groupe tout à fait indépendant de ceux émis en combinaison avec les radiations caractéristiques L, M, N — abandonnent l'atome avec l'énergie $h\nu$ et non $h\nu - h\nu_K$. A moins que de nouvelles preuves ne soient données du contraire, je crois que les électrons qui dans les expériences de M. de Broglie avaient une énergie $h\nu - h\nu_K$ avaient été dépouillés dans la suite de la quantité d'énergie $h\nu_K$, durant le processus de l'excitation du rayonnement K.

M. RICHARDSON. — Il y a un moyen de concilier les manières de voir de MM. de Broglie et Barkla. Je crois que les choses sont plus compliquées que ces phénomènes ne paraissent l'indiquer. J'ai exposé mes idées à ce sujet dans une Note dans les *Proceedings of the Royal Society*, t. XCIV, 1918, p. 269. En premier lieu,

je ne pense pas que la preuve sur laquelle Barkla se fonde pour conclure qu'une très forte proportion de ces électrons ont l'énergie $h\nu$ justifie cette déduction. Elle est basée sur l'étude du pouvoir pénétrant dans l'air et d'autres gaz des rayons électroniques ou corpusculaires secondaires émis lorsqu'un faisceau primaire donné tombe sur de minces feuilles de divers éléments. Des électrons à énergie $h\nu$, ν étant la fréquence du rayonnement X primaire, doivent toujours exister, provenant de l'action des rayons X sur les électrons dans les anneaux extérieurs des atomes. Mais ils seront mélangés aux électrons qui ont une énergie plus faible, provenant des anneaux intérieurs. Cependant, comme ces derniers électrons sont plus pénétrants, ils doivent déterminer, à ce point de vue, le caractère du groupe qui sort d'une mince plaque, et il se peut parfaitement, surtout si nous songeons à l'effet désorganisant de la succession de chocs que beaucoup d'électrons subissent avant de quitter la plaque, que le caractère de la distribution d'énergie dans le groupe émis par une lame épaisse, soit pour ainsi dire indépendant de la matière de la lame et déterminé presque entièrement par la fréquence ν du rayonnement primaire, ainsi que Barkla et ses élèves l'ont trouvé. Des expériences récentes de Simons ont montré que lorsqu'on emploie de minces feuilles dans des expériences de ce genre, une analyse minutieuse des résultats montre la présence de groupes d'électrons ayant des énergies $h(\nu - \nu_k)$, $h(\nu - \nu_l)$, et c'est là la conclusion à laquelle M. de Broglie a été conduit également par une méthode tout à fait différente et évidemment plus directe.

Mais ceci ne touche qu'un des points sur lesquels les conclusions de Barkla diffèrent de celles de de Broglie. Barkla a fait des mesures de l'énergie des rayons X qui est spécialement absorbée et aussi de l'énergie électronique qui est spécialement émise, dans l'émission secondaire de rayons K qui s'établit lorsque la fréquence des rayons primaires commence à dépasser les fréquences K et il obtient des résultats qui semblent ne pas s'accorder avec la loi de l'action photo-électrique, appliquée au type d'atome de Bohr. Or, voyons quel est le résultat des expériences de Barkla auquel devrions nous attendre dans ce type de théorie. En n'envisageant le problème que dans ses grands traits et d'une façon assez grossière, c'est-à-dire en laissant de

côté des finesses comme la distinction entre les rayonnements K_{α} , K_{β} et K_{γ} , nous supposons, pour simplifier la question, qu'il n'y ait qu'une seule espèce de rayons K, bien que nous sachions que cela n'est pas. Cette façon grossière de traiter le problème est suffisamment exacte pour trancher le litige; d'ailleurs, Barkla ne fait pas de distinction entre les divers rayons K dans ses expériences. Dans ces conditions, nous devrions nous attendre à ce que l'émission du rayonnement secondaire K due au rayonnement primaire de fréquence ν impliquât : 1° l'enlèvement par absorption d'énergie $h\nu$ au rayon primaire par un électron de l'anneau K; 2° le départ de cet électron sous forme d'un rayonnement corpusculaire ayant une énergie cinétique égale à $h(\nu - \nu_K)$, le travail $h\nu_K$ étant effectué durant le passage de l'anneau K en un point en dehors de l'atome; 3° l'émission d'une quantité d'énergie $h\nu_K$ sous forme de rayonnement X de fréquence ν_K , provenant de ce que dans la suite l'atome normal est reconstitué par la chute d'un électron périphérique sur l'anneau K. Si ces événements étaient les seuls accompagnant l'excitation de rayons X secondaires, le rapport de l'énergie E_K du rayonnement secondaire K émis à l'énergie E_A du rayonnement primaire absorbé, qui est la cause de l'émission, serait bien simple et l'on aurait

$$\frac{E_K}{E_A} = \frac{h\nu_K}{h\nu} = \frac{\nu_K}{\nu} = \frac{\lambda}{\lambda_K}.$$

Barkla déduit de ses expériences que cette relation ne se vérifie pas et que $\frac{E_K}{E_A}$ varie d'une manière continue entre les limites $\frac{\nu_K}{\nu}$ et $\frac{\nu_K}{\nu}$, correspondant la première à $\nu = \infty$ et la seconde à $\nu = \nu_K$.

Il conclut de là que l'absorption du rayonnement primaire n'a pas lieu par quanta, mais se fait d'une manière continue. J'ai montré dans ma Note citée que cette conclusion n'est pas nécessaire, mais que les résultats expérimentaux de Barkla peuvent se concilier avec ce qu'exigent les lois de la photo-électricité, si nous admettons que l'absorption du rayonnement primaire par un électron externe et par un électron d'anneau K ne sont pas des processus séparés, mais qu'il existe entre les deux une certaine connexion. Ces expériences de Barkla nous font entrer profondément dans l'étude des phénomènes et nous ne savons pas quelle

est la nature d'une pareille relation, mais il me semble que cette hypothèse est raisonnable et, lorsqu'on la développe d'une façon logique, elle conduit à une formule qui s'accorde mieux avec les résultats quantitatifs de Barkla qu'aucune autre formule proposée jusqu'ici, et elle concilie aussi ces résultats avec ce que nos connaissances de l'action photo-électrique nous feraient prévoir et aussi avec les expériences que M. de Broglie vient de nous décrire.

M. BARKLA. — Les expériences sur lesquelles mes conclusions sont basées ne sont pas seulement des expériences sur l'émission d'électrons par des plaques; l'augmentation brusque de l'ionisation dans le bromure d'éthyle, par exemple, lorsque ν vient de dépasser ν_K , prouve que les électrons additionnels (que j'ai appelés électrons K sans qu'il soit prouvé qu'ils sont réellement originaires de l'anneau K), ne sauraient avoir une énergie aussi petite à peu près que $h\nu - h\nu_K$. Évidemment, il peut y avoir des électrons ayant une énergie aussi petite. Mais ceux-ci ne seraient pas détachés de la plaque de métal, de sorte que, s'ils existaient en grand nombre, l'ionisation et les expériences avec les plaques sembleraient incompatibles entre elles. Le bon accord entre l'ionisation trouvée expérimentalement et celle calculée à partir de l'émission d'électrons par des plaques, en particulier celle observée par Beatty dans le cas de SeH^2 (où la concordance était meilleure encore que Beatty le pensait), indique que l'ionisation est due principalement aux électrons rapides et non aux électrons à énergie $h\nu - h\nu_K$. Si nous admettons l'existence d'électrons à énergie $h\nu - h\nu_K$ à côté d'électrons à énergie $h\nu$, la relation simple trouvée entre l'émission électronique et l'émission de rayons X caractéristiques disparaît complètement, c'est-à-dire qu'il n'est pas possible que chaque électron soit associé à l'émission d'un seul quantum de rayonnement K. Et pourtant personne ne semble douter de cette association.

A propos des expériences de M. Simons, je voudrais faire remarquer que les arguments en faveur de sa conclusion sont très faibles. Il se peut que ses conclusions soient rendues probables par d'autres considérations, mais ses expériences ne fournissent qu'une preuve de peu de valeur en cette matière.

M. RUTHERFORD. — En 1914, Rutherford, Robinson et Raw-

linson ont montré que les rayons γ d'un corps radioactif, après avoir traversé un métal, donnent un spectre de raies bien net, d'un type fort semblable au spectre de rayons β primaire donné par une substance radioactive. Il paraissait évident que ce spectre de rayons β provenait de la transformation de groupes homogènes de rayons γ en groupes de rayons β par leur passage à travers la matière. Il paraissait probable qu'un effet semblable devait être manifesté par les rayons X et l'emploi de ces derniers au lieu de rayons γ avait ce grand avantage que l'on connaissait exactement la fréquence des raies brillantes du spectre. Des expériences avec des rayons X furent faites par Robinson et Rawlinson; elles fournirent la preuve de la production d'un spectre de rayons β . Avec les ampoules à rayons X employées à cette époque, il fallait encore de longues expositions pour obtenir un effet photographique sensible. Les expériences furent interrompues par la guerre avant d'avoir donné des résultats définitifs.

Récemment, Ellis ⁽¹⁾ a repris la question du spectre de rayons β excités dans divers métaux par les rayons du radium B et du radium C. Le spectre fourni par le plomb est, comme on pouvait s'y attendre, fort semblable au spectre primaire de rayons β du radium B, qui est un isotope du plomb. Dans le spectre magnétique du radium B, il y a un groupe de trois fortes raies et le déplacement de ces raies a été observé après le passage des rayons γ à travers un grand nombre de métaux de nombre atomique différent. Les résultats s'accordent parfaitement avec l'idée que l'énergie des rayons β est donnée par $E = h\nu - \omega$, où ν est la fréquence inconnue du rayonnement et ω le travail nécessaire pour faire enlever un électron à l'anneau K ou l'anneau L. La valeur de ω peut être déduite des données relatives aux rayons X. Les conclusions auxquelles Ellis est arrivé dans l'étude des rayons γ de haute fréquence sont donc d'accord avec ceux trouvés par de Broglie pour les rayons X. Les fortes raies dans le spectre des rayons β du radium B peuvent s'expliquer facilement par la transformation de rayons γ homogènes en rayons β dans l'anneau K, tandis que les raies plus faibles proviennent d'une transformation dans l'anneau L. Par cette

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. XCIX, 1921, p. 261.

méthode Ellis a trouvé les longueurs d'onde des rayons γ les plus intenses émis par le radium B.

Je voudrais faire remarquer encore que Rutherford et Andrade ont trouvé que le spectre naturel des rayons X du radium B, obtenu par la méthode du cristal, donna le spectre complet des rayons X du plomb, y compris les raies K et L. C'est un fait sans doute important que le spectre du radium B est celui d'un élément à nombre atomique 82 et non de l'élément 83 qui prend naissance par l'expulsion d'une particule β du radium B.

M. BARKLA. — De pareils rayons pourraient évidemment constituer une petite partie du rayonnement β tout entier.

M. RUTHERFORD. — Le spectre des rayons β d'un corps radioactif donne lieu généralement à un grand nombre de raies brillantes superposées à un spectre de rayons β continu. Les expériences de Chadwick indiquent qu'un faible pourcentage seulement des rayons β est compris dans les groupes bien définis de rayons β . Cette question est plus difficile à trancher lorsqu'on a affaire au spectre de rayons β excités dans un métal, parce que les rayons β produits par les rayons γ perdent de leur vitesse en s'échappant du métal.

M. LORENTZ. — La question principale est celle-ci : les électrons qui quittent les atomes ont-ils un quantum complet ou non ?

M. DE BROGLIE. — Mes dernières expériences sont tout à fait nettes à ce point de vue ; il y a lieu de retrancher un travail de sortie au quantum des électrons.

Même le détail des phénomènes est d'accord avec cette interprétation ; ainsi les raies α et β de la série K émises sous forme de rayons X par le radiateur illuminé possèdent, d'après les relations de Kossel, une différence de fréquence égale à $\nu_L - \nu_M$. Ces deux raies α et β excitent quatre flots d'électrons à partir des niveaux L et M (en négligeant la structure fine des niveaux).

D'après ce que je viens de dire, deux de ces raies doivent être confondues et l'on n'en observera que trois distinctes, ce que l'expérience confirme.

On peut également citer ce que l'on observe en superposant

des radiateurs les uns aux autres, par exemple, si le radiateur est formé d'une feuille d'argent recouverte de cuivre de façon que la face que frappent les rayons X et d'où proviennent les électrons enregistrés, soit constituée par du cuivre. Les effets que l'on observe alors sont les suivants : on trouve naturellement les phénomènes relatifs au cuivre seul et en plus des raies corpusculaires correspondant aux rayons X de fluorescence de l'argent ; mais ces raies au lieu d'être, comme dans le cas de l'argent seul, décalées des niveaux L et M de l'argent sont décalées du niveau K du cuivre.

En somme, les phénomènes où il y a lieu de retrancher un travail de sortie correspondant aux niveaux de Bohr forment un ensemble très net et qui paraît constituer la partie principale de ce qui se passe ; c'est seulement dans le cas des électrons dont le spectre de vitesse forme une sorte de fond continu que l'on trouve quelque chose qui peut correspondre aux idées autrefois émises par M. Barkla.

M. LANGEVIN. — Les faits sur lesquels insiste M. Barkla ne me semblent nullement inconciliables avec l'hypothèse fondamentale que l'absorption d'un rayonnement de fréquence ν a toujours lieu par quanta de grandeur $h\nu$. En particulier l'accroissement considérable du nombre des corpuscules cathodiques secondaires lorsque la fréquence ν du rayonnement excitateur atteint la fréquence propre ν_k du radiateur secondaire et le fait que la plupart des corpuscules émis ont une énergie voisine de $h\nu_k$ s'expliqueraient de la manière suivante. Au moment où ν atteint ν_k les électrons de l'anneau K dans les atomes du radiateur absorbent le rayonnement incident par quanta entiers et sortent de l'atome sans vitesse appréciable, puisque le quantum absorbé $h\nu$ leur fournit à peine plus que l'énergie $h\nu_k$ qui leur est nécessaire pour quitter l'atome. Le retour à l'état normal des atomes ainsi modifiés s'accompagne de l'émission d'un rayonnement de fluorescence K et c'est l'absorption de ce rayonnement secondaire par les électrons périphériques d'autres atomes ou du même atome du radiateur qui permet à ces électrons de sortir avec une énergie voisine de $h\nu_k$, puisque le travail de sortie des électrons périphériques est négligeable devant $h\nu_k$. On observerait donc surtout un effet

cathodique secondaire du rayonnement fluorescent sur les électrons périphériques. Les résultats récents de M. de Broglie sont bien d'accord avec cette manière de voir, puisqu'il observe l'effet du rayonnement fluorescent K non seulement sur les électrons périphériques, mais aussi sur ceux des anneaux L et M.

La répétition d'un mécanisme du genre de celui que j'imagine donnerait lieu à un étalement des raies de fluorescence et permettrait de comprendre l'existence d'un fond continu dans le spectre magnétique des rayons cathodiques secondaires avec un rayonnement X primaire monochromatique.

Pourrais-je demander à M. Barkla quelques précisions sur son dispositif expérimental ?

M. BARKLA. — Lorsque des rayons X passent à travers une chambre d'ionisation peu profonde, contenant de l'hydrogène, l'ionisation de ce gaz est due presque complètement aux électrons émis par les faces par lesquelles les rayons entrent dans la chambre et en sortent. Lorsque l'on augmente la fréquence ν du rayonnement, il se produit une forte augmentation de l'ionisation au moment où ν passe par le ν_k propre au métal. Cette augmentation est due aux électrons additionnels associés à l'émission du rayonnement caractéristique K du métal. Ces électrons additionnels présentent, toutefois, en s'échappant la même distribution d'énergie que les autres électrons expulsés. Cela est démontré, du moins approximativement, par la forme de la courbe ionisation-pression, qui est la même pour les deux espèces d'électrons. Les électrons K ont la même énergie que les électrons L, M et N. Nous aurions été à même de découvrir une différence de 3 ou 4 pour 100 dans la vitesse maximum.

M. LANGEVIN. — Il est tout naturel que l'émission secondaire augmente brusquement quand ν dépasse la fréquence limite d'absorption ν_k puisque les anneaux K commencent à intervenir, mais il n'est pas nécessaire d'admettre que les électrons émis par le métal soient précisément ceux qui viennent de ces anneaux.

M. BARKLA. — L'émission d'électrons change régulièrement avec la fréquence : elle augmente dans le même rapport pour deux substances, jusqu'au moment où, la fréquence critique de

l'une étant dépassée, la proportionnalité est rompue, et alors il y a une augmentation de l'émission par cette substance, qui peut être aisément distinguée et mesurée. Au delà de la fréquence critique les courbes pression-ionisation se rapportent au rayonnement électronique *tout entier, y compris* les électrons K. Ceux-ci constituent une fraction importante de l'ensemble.

M. LANGEVIN. — Il me paraît tout à fait certain que l'absorption a toujours lieu par effet photo-électrique et par quanta entiers du rayonnement incident.

M. L. BRILLOUIN. — En l'absence de données sur les conditions d'arrêt des électrons et l'émission corrélative du spectre continu des rayons X, j'avais voulu soumettre au calcul (1) l'hypothèse suivante : je suppose qu'après le choc la répartition des vitesses des électrons est régie par une loi de Maxwell

$$(1) \quad dn = \frac{4x}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2k\Theta} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mu^2}{2k\Theta}} u^2 du,$$

x est le nombre total d'électrons considérés; dn le nombre d'électrons ayant, après le choc, une vitesse u (à du près); Θ un coefficient arbitraire, que nous pouvons nommer *température apparente* au point d'impact. J'applique alors la règle de quanta au choc qui a fait passer l'électron de sa vitesse d'incidence U à la vitesse u , et j'obtiens un spectre continu de rayons X, régi par la formule suivante

$$(2) \quad I_{\lambda} = \frac{e^2}{\lambda^3} \frac{2xh^2}{\sqrt{\pi k^3 \Theta^3}} y^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{y}{k\Theta}},$$

où y représente l'expression $y = Ve - \frac{hc}{\lambda}$, V étant la tension appliquée au tube, et e la charge électronique; $I_{\lambda} d\lambda$ est l'intensité du rayonnement de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. Cette formule indique un déplacement de l'ensemble de la courbe lorsqu'on fait varier la tension V d'alimentation. Le maximum a lieu sur la longueur d'onde définie par la relation

$$(3) \quad y = Ve - \frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{3} k\Theta.$$

(1) *C. R. Acad. des Sc.*, t. CLXX, 1920, p. 274.

L'énergie totale émise, dans tout le spectre, est

$$(4) \quad E = x \left(Ve - \frac{3}{2} k\theta \right).$$

On retrouve les lois indiquées par M. de Broglie, aussi bien pour le déplacement du maximum, que pour la variation de l'énergie totale émise, si l'on admet :

1° Que le nombre x des électrons utiles n'est qu'une faible fraction du nombre total N des électrons incidents, et que le rapport $\frac{x}{N}$ varie proportionnellement à V . L'énergie totale émise (4) varie alors à peu près comme V^2 , car le terme $\frac{3}{2} k\theta$ est très petit devant Ve .

2° Que la température apparente θ est proportionnelle à V ; la formule (3) donnera alors un déplacement du maximum, dans lequel la fréquence $\frac{c}{\lambda}$ soit proportionnelle à V .

Ces deux hypothèses apparaissent évidemment assez arbitraires. Je ne crois pourtant pas que les essais d'interprétation théorique qui ont été indiqués par d'autres auteurs soient plus satisfaisants.

M. LORENTZ. — Est-ce que cela donne à peu près la forme de la courbe ?

M. L. BRILLOUIN. — Oui, avec début brusque conformément à la théorie des quanta.

M. LORENTZ. — Considérez-vous cette analogie avec les lois du rayonnement noir comme ayant une signification réelle ou est-ce simplement une analogie de forme ?

M. DE BROGLIE. — Il est impossible de rapprocher complètement les lois du rayonnement noir à une température déterminée et celles de l'émission d'une anticathode bombardée par des corpuscules d'une énergie définie; les conditions de parfaite diffusion du rayonnement ne sont, en particulier, aucunement réalisées; mais on ne peut s'empêcher de croire qu'il y a une certaine

analogie entre les deux phénomènes. M. Wien avait déjà rappelé au premier congrès Solvay qu'en affectant au faisceau cathodique une température fictive calculée d'après son énergie et en assimilant cela à un corps noir, on obtenait une radiation dont le maximum tombait précisément dans la région des rayons X. Maintenant que l'on connaît les longueurs d'onde de ces derniers, on peut voir que numériquement le rapprochement n'est pas valable et qu'il ne s'agit que d'un ordre de grandeur.

M. LORENTZ. — Il y aurait pourtant une certaine analogie.

M. DE BROGLIE. — Le potentiel qui joue grossièrement un rôle analogue à la température est proportionnel à la fréquence; c'est cette dernière variable qui paraît, dans les échanges d'énergies entre rayonnements de grande fréquence, déterminer le sens dans lequel le quantum pourra, en quelque sorte, se dégrader.

M. LANGEVIN. — Il ne semble pas que l'analogie soit bien profonde entre la distribution de l'énergie dans le spectre continu d'émission des rayons X et celle du rayonnement noir. Il ne s'agit certainement pas dans le premier cas d'un équilibre statistique, entre la matière et le rayonnement, comparable à celui qui intervient dans le second. Le potentiel auquel est proportionnée l'énergie cinétique des rayons cathodiques incidents ne joue certainement pas un rôle parallèle à celui de la température. L'existence d'une limite supérieure des fréquences dans le cas des rayons X accentue encore la différence.

La concordance entre les prévisions de la théorie électromagnétique et les phénomènes de diffraction des rayons X par les cristaux permet de penser que l'on peut appliquer avec confiance cette théorie au calcul du pouvoir réflecteur des cristaux pour les rayons X. La concordance du coefficient de diffusion de ces rayons dans la matière avec la valeur prévue par la théorie confirme cette impression. Il est probablement nécessaire, d'ailleurs, de tenir compte de la distribution des électrons dans les atomes qui constituent l'édifice cristallin.

M. BRAGG. — Il est possible de calculer mathématiquement le pouvoir réflecteur d'un cristal pour les rayons X. Cela a été

fait par Darwin en 1914, et d'autres auteurs ont confirmé ses résultats.

Nous avons fait récemment quelques expériences dans le but de contrôler l'exactitude de la formule mathématique et nos résultats confirment la conclusion que la diffraction des rayons X par un cristal peut être traitée comme un problème de diffraction ordinaire. Nous avons mesuré le pouvoir réflecteur du sel gemme pour la raie K_{α} du rhodium entre de larges limites d'incidence; la réflexion la plus faible observée était un peu plus que $\frac{1}{1000}$ de la réflexion du premier ordre sur la face 100.

La formule mathématique du pouvoir réflecteur contient comme facteur une expression qui représente le carré de l'amplitude de l'onde diffusée par un seul atome dans la direction du faisceau réfléchi. Celle-ci, à son tour, doit dépendre de la disposition des électrons autour du noyau de l'atome. En mesurant le pouvoir réflecteur du cristal et employant la formule de Darwin, on peut calculer directement l'amplitude de l'onde diffusée par l'atome dans diverses directions. Nos résultats montrent que lorsque les rayons sont diffractés d'un petit angle (10°), l'amplitude se rapproche de la somme des amplitudes diffusées par chaque électron dans l'atome, si l'on suppose que ces électrons diffusent dans la mesure calculée par J.-J. Thomson pour un électron libre, d'après la théorie électromagnétique classique. Lorsque les rayons sont diffractés d'un angle plus grand (60°), l'effet diminue très rapidement, probablement par suite de l'interférence à laquelle M. Langevin a fait allusion, entre les contributions des électrons distribués à travers l'espace de l'atome. Nous avons obtenu de mesures de l'amplitude diffusée par les atomes de sodium et de chlore dans un intervalle de 10° à 60° .

On peut considérer diverses distributions d'électrons, calculer leur diffusion dans cet intervalle et comparer les résultats à l'expérience. On peut, de cette manière, arriver à une estimation du nombre des électrons situés dans les couches successives à diverses distances du noyau. Nous avons opéré avec une radiation d'une seule longueur d'onde (raie K_{α} du rhodium). Mais, une fois que la distribution des électrons a été établie, on peut appliquer les résultats à toute autre longueur d'onde. Si les résultats expérimentaux sont exacts, ces mesures nous permettent donc d'es-

timer la véritable distribution de l'énergie dans un spectre continu de rayons X. Nous pouvons observer l'intensité du rayonnement réfléchi dans tout le domaine des longueurs d'onde et représenter les résultats en donnant aux facteurs qui figurent dans l'expression mathématique des valeurs convenables.

Les courbes relatives à l'amplitude des ondes diffusées sont d'accord avec l'hypothèse que l'atome de sodium ionisé contient 10 électrons et l'atome de chlore ionisé 18, bien qu'elles ne soient pas suffisamment précises pour décider si un électron a passé de l'un à l'autre. Mais, puisque les résultats indiquent un nombre d'électrons que nous savons être à peu près exact, l'application des lois classiques au problème de diffraction paraît justifiée.

M. BARKLA. — Il y a de fortes preuves que l'énergie est, en tout cas, à peu près proportionnelle au pouvoir d'ionisation total, dans un domaine étendu de longueurs d'onde.

M. LORENTZ. — En lisant le rapport de M. de Broglie, j'ai été frappé de voir qu'il faisait intervenir le principe de Doppler; je ne comprends pas l'intervention de ce principe. L'électron devrait être alors la source des radiations, ce qui est tout à fait contraire à nos idées sur l'origine du rayonnement. L'électron serait donc le corps vibrant; c'est bien cela que vous voulez dire ?

M. DE BROGLIE. — Les anciennes théories de l'arrêt de l'électron prévoient une variation de longueur d'onde avec l'azimut pour rapprocher ce phénomène de l'allure des effets Doppler.

M. LANGEVIN. — La dissymétrie, spécialement étudiée par M. Sommerfeld, de l'onde d'accélération émise par un électron de grande vitesse initiale simule effectivement un phénomène de Doppler. Elle permet d'expliquer la variation du pouvoir pénétrant des rayons X ou γ diffusés avec l'angle entre la direction de diffusion et celle du rayonnement incident. Elle résulte nécessairement du fait que la quantité de mouvement transportée par le rayonnement incident doit se retrouver dans le rayonnement diffusé.

M. MILLIKAN. — *Sur l'absorption du rayonnement par quanta dans les métaux.*

Quelques expériences que j'ai faites récemment dans la région des fréquences optiques ont éclairci d'une façon intéressante la question de l'absorption des ondes électromagnétiques par quanta. Elles constituent une suite aux recherches que j'ai publiées en 1916 (*Physical Review*, t. VII, 1916, p. 18).

La série extraordinaire de déterminations précises de « h » à l'aide de l'équation photo-électrique d'EINSTEIN, ou de son inverse, série qui commença par les travaux de l'auteur dans la région, des longueurs d'ondes ordinaires (*Phys. Rev.*, t. VII, 1916, p. 335) et fut continuée par les recherches de DUANE, WEBSTER, HULL et d'autres dans la région des rayons X, puis plus tard par celles de Mc LENNAN, DAVIS et GOUCHER, FOOTE et d'autres dans le champ de potentiels d'ionisation, a établi que l'équation suivante peut être considérée comme représentant exactement les faits d'observation, indépendamment de ce qu'a pu être, ou de ce que peut être maintenant sa base théorique

$$(1) \quad \frac{1}{2} m v^2 = (PD + K) e = h\nu - w = h\nu - h\nu_0,$$

v est la vitesse avec laquelle un électron négatif s'échappe d'une surface métallique sous l'influence d'un rayon homogène de fréquence ν , w le travail effectué en extrayant l'électron du métal, ν_0 la plus petite valeur de ν qui est capable, même dans un champ accélérant intense (disons 20 volts), d'extraire un électron du métal; PD est le « potentiel d'arrêt », c'est-à-dire le potentiel positif qui doit être appliqué au métal pour empêcher tout juste la formation d'un photo-courant, et K est la force électromotrice de contact entre le métal éclairé et le cylindre de Faraday dans lequel doit se rendre l'électron mis en liberté, s'il s'échappe. L'introduction du terme K constitue un progrès vis-à-vis de l'équation d'Einstein; la nécessité en fut reconnue et en grande partie justifiée expérimentalement par RICHARDSON et COMPTON; son exactitude fut démontrée avec grande précision par l'auteur, en faisant dans le *vide* et dans des conditions identiques des observations *simultanées* sur les forces électromotrices de contact, les potentiels d'arrêt et les fréquences-seuils (*loc. cit.*).

Or, si nous *admettons*, comme je l'ai fait dans ma Communication de 1916 et comme cela a été fait aujourd'hui dans le rapport de M. DE BROGLIE, que les photo-électrons proviennent des *atomes* du métal, une hypothèse qui est justifiée en apparence par le fait qu'à la fois les photo-courants et les potentiels d'arrêt sont indépendants de la température, et aussi par cet autre, que les isolants examinés par la méthode de la goutte d'huile se comportent au point de vue photo-électrique exactement comme les conducteurs (confr. M. I. KELLY, *Phys. Rev.*, 1920), alors le terme w dans l'équation (1) doit se composer de deux parties w_1 et w_2 , dont la première représente le travail nécessaire pour détacher l'électron négatif de l'atome qui lui donne naissance et la seconde le travail qu'il faut effectuer pour pousser l'électron à travers la surface du métal. Ce dernier terme doit être exactement le même que celui que RICHARDSON a représenté par la fonction φe dans son développement des équations thermo-ioniques.

Supposez maintenant que nous placions successivement deux métaux, A et B, devant le cylindre de Faraday; nous pouvons écrire l'équation (1) pour chacun des deux et soustraire les deux équations ainsi obtenues l'une de l'autre comme ci-dessous; nous pouvons ainsi nous dispenser d'une mesure de la force électromotrice de contact entre le métal et le cylindre de Faraday. Nous obtenons ainsi

$$\begin{aligned}
 (PD_A + K_A)e &= h\nu - h\nu_{0A} = h\nu - (w_{1A} + w_{2A}), \\
 (PD_B + K_B)e &= h\nu - h\nu_{0B} = h\nu - (w_{1B} + w_{2B}), \\
 (2) \quad (PD_A - PD_B)e + (K_A - K_B)e &= \\
 &= (w_{1B} - w_{1A}) + (w_{2B} - w_{2A}) = h\nu_{0B} - h\nu_{0A}.
 \end{aligned}$$

Or, $K_A - K_B$ est la force électromotrice de contact entre les deux métaux A et B (FEM_{AB}); de même, par définition,

$$\frac{1}{e}(w_{2B} - w_{2A}) = FEM_{AB}.$$

Il résulte donc de (2), ainsi que je l'ai fait remarquer en 1916, que

$$(3) \quad (PD_A - PD_B)e = w_{1B} - w_{1A}$$

et aussi

$$(4) \quad FEM_{AB} = \frac{h}{e}(\nu_{0B} - \nu_{0A}) - (PD_A - PD_B).$$

L'équation (4) est valable autant que l'équation photo-

électrique d'EINSTEIN; elle a été soumise à un contrôle expérimental dans mes recherches précédentes et a toujours été vérifiée.

Mais il y a un autre *fait expérimental* qui a été mis en lumière sous cette forme pour la première fois par quelques expériences de PAGE (*Am. Journ. of Science*, t. XXXVI, 1913, p. 501), qui trouva que lorsque des surfaces de cuivre, d'aluminium ou de zinc fraîchement grattées sont placées successivement devant un rayon de lumière ultraviolette, le potentiel d'arrêt qu'il faut appliquer entre le cylindre de Faraday et chacun de ces métaux est le même. En d'autres termes, dans les expériences de PAGE, $PD_A - PD_B = 0$. KADESCH et HENNINGS, au Ryerson Laboratory, ont étendu la conclusion de PAGE à un nombre considérable d'autres métaux (*Phys. Rev.*, 1916). Mais, dans mes propres expériences (*loc. cit.*), lorsque j'examinai ν_{0B} pour une surface de cuivre fortement oxydée et ν_{0A} pour un métal alcalin, je trouvai que l'équation (4) n'était pas satisfaite, à moins d'introduire pour la comparaison avec les FEM de contact observées des valeurs mesurées de $PD_A - PD_B$ s'élevant jusqu'à un volt. J'ai remis à plus tard l'étude de la cause de cette divergence entre les deux séries de résultats, en me contentant d'indiquer des causes possibles et en faisant remarquer combien cela serait important pour la théorie des quanta, si le résultat $PD_A - PD_B = 0$, ou, ce qui revient au même,

$$FEM_{AB} = \frac{h}{e} (\nu_{0B} - \nu_{0A}),$$

était reconnu comme étant d'application générale.

Je voudrais maintenant mentionner quelques nouvelles expériences faites sur les métaux alcalins Li, K, Na, et dans lesquelles ces métaux furent mis rapidement l'un après l'autre, dans un vide extrêmement élevé, devant un cylindre de Faraday en cuivre oxydé et où leurs potentiels d'arrêt furent comparés entre eux; les FEM de contact entre ces divers métaux et le cuivre oxydé furent mesurées immédiatement après. Les expériences furent faites au moyen de l'appareil représenté dans le *Phys. Rev.*, t. VII, 1916, p. 362.

Voici quels sont les résultats :

Bien que les FEM de contact fussent fort différentes, un volt au moins dans quelques cas, *les potentiels d'arrêt, qui pouvaient*

être mesurés avec une précision de quelques centièmes de volt, étaient toujours les mêmes exactement, lorsque les divers métaux étaient mis devant le cylindre de Faraday et immédiatement après dans le faisceau de lumière. Lorsque l'appareil était abandonné à lui-même pendant quelques jours, ou des semaines, ce potentiel d'arrêt commun avait changé (de 1,5 volt même dans un des cas), mais le changement était toujours le même pour tous les métaux, de sorte que l'égalité des potentiels d'arrêt pour les divers métaux subsistait. En outre, on constata que toutes les FEM de contact avaient varié exactement de la même quantité que les potentiels d'arrêt. Ceci prouve nettement que le changement qui avait eu lieu provenait de l'élément qui était commun à toutes les mesures, c'est-à-dire à la surface de cuivre oxydée. De plus, le sens dans lequel s'effectua le changement s'accordait avec l'idée qu'il était dû à la charge de l'oxyde par une simple capture d'électrons négatifs. Cette charge de l'oxyde de cuivre donne lieu à une *fausse FEM de contact*, qui était responsable de la valeur finie de $PD_A - PD_B$ dans le travail cité tantôt.

Ces expériences, mises en rapport avec celles de PAGE et de KADESCH et HENNINGS, prouvent donc de la façon quantitative la plus éclatante que tous les métaux purs ont des FEM de contact qui leur sont propres et elles font connaître un critérium pour distinguer entre les FEM de contact vraies ou fausses, savoir :

Si l'équation (5) se trouve vérifiée par l'expérience, il y a uniquement des FEM de contact proprement dites. Si l'équation (5) n'est pas satisfaite, la différence entre la FEM de contact observée et $\frac{h}{e}(\nu_{0B} - \nu_{0A})$ mesure la grandeur de la fausse FEM de contact.

La controverse séculaire de la réalité des FEM de contact semble donc enfin terminée. L'expérience dans laquelle, en mettant par exemple successivement du sodium et du platine devant un même tube de Faraday, on a trouvé dans les deux cas exactement le même potentiel d'arrêt, malgré que l'électron quitte le sodium avec une vitesse beaucoup plus grande que celle avec laquelle il sort du platine, la fréquence-seuil du sodium étant inférieure à la moitié de la valeur pour le platine, est la plus convaincante pour prouver que chaque métal crée autour de soi un champ de

contact, qui est inversement proportionnel au travail nécessaire pour extraire un électron du métal.

Une valeur finie de $PD_A - PD_B$ n'est donc en aucun cas une mesure de la différence des quantités de travail qu'il faut faire pour détacher un électron de deux atomes métalliques différents, puisque cette différence est 0 dans le cas de tous les métaux *purs*; c'est-à-dire que $(PD_A - PD_B)e = 0$ et par conséquent [voir l'équation (3)], $w_{1A} - w_{1B} = 0$.

Ce fait nous oblige à admettre l'une ou l'autre des deux alternatives suivantes :

1° Ou bien les travaux nécessaires pour détacher un électron de l'atome de platine ou de l'atome de sodium, par exemple, sont les mêmes, ou bien

2° Le photo-électron qui s'échappe du métal avec la vitesse la plus grande a exactement l'énergie $h\nu$ (ν étant la fréquence de la lumière incidente) lorsque cet électron atteint en s'échappant la surface interne du métal; *on ne doit pas tenir compte d'une perte d'énergie w_1 lors de la sortie de l'atome.*

La première de ces deux alternatives est tellement en désaccord avec nos connaissances certaines concernant les forces relatives des liens qui retiennent les électrons extérieurs dans les différents atomes (voir les valeurs des potentiels d'ionisation, etc.) qu'on peut la rejeter immédiatement comme impossible. Cela étant, nous n'avons plus qu'à admettre la deuxième alternative comme conséquence inévitable des expériences qui ont été discutées dans ce rapport.

Ces expériences démontrent donc définitivement qu'à la même température il y a identité complète entre la fonction $h\nu_0$ du travail photo-électrique et la fonction φe du travail thermo-ionique. Cette identité a déjà été supposée par RICHARDSON, mais la preuve expérimentale n'a pas été jusqu'ici suffisamment rigoureuse pour démontrer l'exactitude de l'hypothèse.

L'importance de (2) pour la théorie des quanta réside dans le fait qu'à son tour elle pose le dilemme suivant :

a. *Ou bien la lumière incidente est capable de saisir un électron libre du métal et de lui communiquer une énergie $h\nu$; ou bien*

b. L'énergie de la lumière incidente n'est pas absorbée du tout en quanta entiers, mais l'absorption continue plutôt jusqu'à ce que l'électron soit en état de s'échapper avec l'énergie $h\nu$, la quantité d'énergie absorbée étant alors $h\nu + \omega_1$, où ω_1 est la quantité d'énergie qu'il faut pour chasser l'électron de l'atome.

Cette dernière alternative est précisément la conclusion que BARKLA a tirée de ses mesures sur l'énergie d'ionisation des rayons corpusculaires excités par les rayons X caractéristiques (*Phil. Trans.*, A, t. XXVII, 1917, p. 315-360). Je ne veux pas insister sur le caractère inéluctable de la conclusion de BARKLA, mais je désire faire observer que les considérations précédentes exigent qu'il faut admettre ou bien cette conclusion, ou bien cette autre, qu'un *électron libre dans un métal est capable d'absorber de l'énergie d'une onde lumineuse incidente et d'être pourvu par cette onde de l'énergie $h\nu$* . Il faut remarquer que M. DE BROGLIE observe réellement des électrons à énergie $h\nu$ dans les expériences dont il nous a fait le rapport aujourd'hui, aussi bien que des électrons pourvus d'énergies $h\nu - h\nu_R$, $h\nu - h\nu_L$, . . ., mais il l'explique en admettant que leur énergie est en réalité $h\nu - \omega_x$, où le dernier terme est toutefois si petit, qu'il est inappréciable en comparaison de la grande valeur de $h\nu$ employée dans ses expériences. Une pareille explication est impossible dans les miennes, qui exigent que dans le métal il y ait des électrons libres possédant la valeur complète de l'énergie $h\nu$.

Les conclusions *a* et *b*, exigées l'une ou l'autre par les expériences, rencontrent toutes deux des difficultés. Il est très difficile d'admettre la conclusion de BARKLA, parce qu'elle signifie ou bien qu'il y a dans le métal un nombre infini de fréquences naturelles, ou bien qu'un électron dans un atome a le pouvoir d'absorber une quantité d'énergie qui est caractéristique pour cet atome même, plus une quantité $h\nu$ qui est caractéristique pour le rayon incident seulement. Or, aucune de ces deux hypothèses ne satisfait notre raison.

D'un autre côté, la conclusion que les électrons libres du métal participent à l'effet photo-électrique semble exiger que les potentiels d'arrêt diminuent à mesure que la température s'élève et que les photo-courants augmentent dans le même sens que la tempé-

rature; elle semble exiger aussi qu'il y ait dans la courbe de potentiel du photo-courant des discontinuités correspondant aux potentiels auxquels les photo-courants dus aux électrons liés commencent à ajouter leur effet à celui des électrons libres. Or, jusqu'à présent aucune de ces prédictions n'est en harmonie avec les faits d'observation. Il est vrai que dans les expériences de WINCHESTER et de l'auteur (*Phil. Mag.*, t. XIV, 1907, p. 201), relatives à l'influence de la température sur les photo-effets, la température ne variait que de 300° C. dans le cas de l'aluminium et de 100° dans le cas d'autres métaux; il se peut donc qu'une petite influence de la température ait échappé à l'observation. Il n'est pas impossible qu'une nouvelle recherche de discontinuités dans la courbe de potentiel du photo-courant les fasse découvrir. Voilà pourquoi je suis actuellement tenté d'accepter l'alternative *a* et de considérer le présent travail expérimental comme une justification de la conclusion qu'une onde lumineuse a la propriété d'être absorbée par un électron libre d'un métal et de lui communiquer l'énergie $h\nu$; en d'autres termes, que la propriété d'absorber l'énergie $h\nu$ et de prendre une vitesse v déterminée par l'équation $h\nu = \frac{1}{2}mv^2$ et la propriété inverse de perdre la vitesse $v_2 - v_1$ et d'émettre une lumière de fréquence ν déterminée par $\frac{1}{2}m(v_2^2 - v_1^2) = h\nu$, est une propriété de l'électron lui-même (1).

M. BARCLA. — Les idées émises par M. Millikan ne changent rien à mes conclusions. L'atome (l'atome absorbant) absorbe en apparence un quantum et une fraction du rayonnement primaire.

La découverte faite par M. Millikan, que l'énergie nécessaire pour libérer un électron de l'atome est toujours la même, confirme ma conclusion que l'électron est expulsé d'un atome qui se trouve dans un état anormal.

M. DE BROGLIE. — Quel que soit le point de vue il paraît bien difficile à admettre qu'un électron tout à fait libre soit mis en mouvement par le rayonnement suivant la règle des quanta, à

(1) Voir *The electron, etc.* (University of Chicago Press, 1917, p. 237).

moins d'admettre dans le rayonnement lui-même une structure toute différente de celle que représentent les deux vecteurs classiques.

M. MILLIKAN. — Je reconnais qu'il y a une difficulté dans cette idée. On rend compte de toutes les difficultés en les attribuant à un électron complexe.

M. EHRENFEST (Question à M. Millikan). — Vous avez dit que les électrons libres peuvent absorber un $h\nu$. Pourrait-on faire une expérience avec des électrons libres provenant, par exemple, de tungstène incandescent, ou cela est-il une utopie ?

M^{me} CURIE. — M. Brillouin a fait une remarque semblable.

M. L. BRILLOUIN. — L'expérience serait à tenter.

M. LANGEVIN. — L'absorption d'un quantum de rayonnement par un électron libre ne me paraît pas vraisemblable. Elle impliquerait la structure du rayonnement et l'hypothèse des *licht-quanta* si difficile à concilier avec l'ensemble des phénomènes d'interférence et de diffraction.

L'absorption et l'effet photo-électrique connexe doivent exiger la présence simultanée et l'action mutuelle d'électrons négatifs et de noyaux d'atomes.

Il ne me semble donc pas qu'il y ait lieu de considérer comme libres les électrons émis dans l'effet photo-électrique, bien que ces électrons puissent être les mêmes que ceux auxquels est due la conductibilité métallique. Le point de vue développé par MM. Lindemann, Born et Haber considère les électrons de conductibilité comme formant un réseau cristallin parallèle à celui des atomes du métal et entrelacé en quelque sorte avec celui-ci. Les électrons seraient liés à des positions d'équilibre aux nœuds du réseau et leurs fréquences propres seraient assez élevées, en raison de la faible masse des électrons, pour qu'aux températures ordinaires, ce réseau ne participe pas appréciablement à l'agitation thermique par suite de l'intervention des quanta. Ainsi se comprendrait l'absence de capacité calorifique correspondante à la présence de ces électrons.

L'intervention de ces quanta résulterait de la proximité

du réseau électronique et du réseau atomique sans qu'il soit nécessaire d'admettre des lois d'absorption par quanta pour les électrons libres.

L'effet photo-électrique résulterait de l'action du rayonnement sur ces électrons qui l'absorbent par quanta et l'effet thermionique serait l'effet photo-électrique produit par le rayonnement thermique.

La conductibilité électrique résulterait d'un déplacement d'ensemble du réseau électronique par rapport au réseau atomique. Ce déplacement, gêné par l'agitation thermique, deviendrait particulièrement facile aux très basses températures en donnant lieu aux effets de supra-conductivité. L'effet photo-électrique serait d'ailleurs indépendant de la température pour la même raison qui fait que les électrons de conductibilité ne contribuent pas de manière appréciable à la capacité calorifique du métal. Aux températures ordinaires, l'immense majorité d'entre eux ne participent pas à l'agitation thermique et le rayonnement extérieur les trouve en repos dans des conditions indépendantes de la température. L'effet thermionique sur ces mêmes électrons augmente au contraire rapidement avec la température, parce qu'il est dû au rayonnement thermique dont la densité d'énergie augmente rapidement.

M. RICHARDSON. — Quelles que soient les conditions dans lesquelles se trouvent, dans le métal, ces électrons que nous appelons *électrons libres*, ils doivent être soumis, en général, à des forces énormes. L'existence de ces grandes forces m'a toujours paru une objection formidable au type réticulaire de structure proposé pour les métaux par Lindemann. Nous devons songer que, autant qu'il nous soit possible d'en être certain, ces électrons se meuvent à travers les métaux sous l'influence des champs extérieurs les plus faibles; la loi d'Ohm se vérifie avec une exactitude parfaite jusqu'aux plus faibles courants. Il me semble que le type de structure réticulaire convient mieux pour expliquer les propriétés d'un isolant que celles d'un métal. De toutes façons, quelles que soient les conditions qui, dans nos idées, régissent l'électron libre dans un métal, cet électron doit être quelque chose de tout différent de l'électron dans l'espace.

M. MILLIKAN. — Je n'ai pas supposé que tel était le cas. L'indépendance de l'effet photo-électrique de la température demande à être vérifiée avec plus de certitude. On s'attendrait à ce que l'énergie donnée à l'électron par la lumière fût augmentée dans l'émission de l'électron, par de l'énergie cinétique due à la température.

M. RUTHERFORD. — Il me semble que dans ces cas, il est important de tenir compte de la probabilité de la transformation d'un rayon X en un rayon β . Les résultats obtenus par Ellis indiquent que la probabilité de la transformation d'un rayon γ en un rayon β est d'autant plus grande que l'électron est lié plus solidement. Ainsi, pour un électron K, par exemple, la probabilité est plus grande que pour un électron L. En examinant la question de la communication d'énergie à un électron à peu près libre, on trouve que le passage de rayons γ à travers l'hydrogène conduit à une mise en liberté de rayons β très rapides et l'absorption paraît être proportionnelle à la masse, comme pour d'autres éléments plus légers. Dans un pareil cas, le rayon γ de haute fréquence doit être converti en énergie d'un rayon β rapide, bien que la vitesse de l'électron dans l'atome d'hydrogène normal soit excessivement petite en comparaison de la vitesse finale que lui communique le rayon γ .

M. LANGEVIN. — Le fait indiqué par M. Millikan que les différences entre les énergies $h\nu_0$ correspondent aux différences de potentiel de contact entre les métaux peut se prévoir pour des raisons de thermodynamique. S'il en était autrement, un circuit conducteur ouvert terminé par deux lames métalliques différentes placées en face l'une de l'autre, dans le vide à température uniforme, serait traversé par un courant permanent. Pour que ce courant soit nul, comme l'exige le principe de Carnot, il faut que la différence des énergies avec lesquelles les électrons thermioniques ou photo-électriques sont émis par les deux métaux soit exactement compensée par la différence de potentiel qui existe entre eux et par le champ électrique, qui lui correspond dans le vide qui les sépare.

M. LORENTZ. — L'émission thermionique d'un métal à l'autre donnera lieu à une différence de potentiel.

M. LANGEVIN. — C'est précisément la différence de potentiel de contact, sans quoi le courant passerait dans un sens de manière permanente et l'on aurait une pile inaltérable.

M. LORENTZ. — On aurait donc pu prévoir le résultat par voie thermodynamique.

M. LANGEVIN. — Il semble d'ailleurs bien nécessaire d'admettre que les électrons photo-électriques ou thermioniques se trouvent à l'intérieur du métal dans des conditions particulières telles que celles du réseau de Lindemann et ne proviennent pas de l'intérieur des atomes puisque la fréquence minima ν_x du seuil photo-électrique est inférieure, en général, à celle qui correspond au potentiel de résonance ou d'ionisation de ces mêmes atomes pris à l'état gazeux.

M. RICHARDSON. — La manière de voir, citée à plusieurs reprises par M. Langevin, d'après laquelle l'émission thermionique est d'origine photo-électrique, m'a séduit depuis plusieurs années. Il est aisé de montrer par le calcul que l'émission photo-électrique due à tout le spectre d'un corps noir est de la forme $AT^2 e^{-\frac{h}{T}}$ et varie donc avec la température de la même manière que l'émission thermionique. On sait aussi que b a, à peu près, la même valeur pour les phénomènes photo-électriques et pour le phénomène thermionique. Mais les données optiques nous permettent aussi de calculer la constante A et l'on a trouvé que la valeur de cette constante, calculée de cette façon, est beaucoup plus petite que celle qu'exigent les données thermioniques. Cet effet photo-électrique thermionique doit exister, mais l'expérience prouve qu'il ne donne lieu qu'à une petite fraction de l'émission thermionique observée.

M. LANGEVIN. — Le fait que la densité du rayonnement noir dans le vide semble trop faible pour expliquer l'émission thermionique par l'effet photo-électrique du rayonnement noir, ne représente pas une objection à la nature photo-électrique de l'émission thermionique. Il est certain, en effet, que dans l'équilibre thermique, la densité du rayonnement est beaucoup plus

grande dans un milieu matériel comme le métal, que dans le vide, et l'émission thermionique vient de l'intérieur du métal.

M. RICHARDSON. — On a tenu compte, dans les calculs, de la différence de densité du rayonnement dans le milieu matériel par lequel les électrons sont émis et pourtant l'activité photo-électrique est beaucoup trop faible. Il se peut évidemment qu'il y ait une erreur dans mes calculs et, si M. Langevin pouvait en trouver une, je lui en serais bien reconnaissant, car, j'ai toujours trouvé cette théorie photo-électrique fort intéressante. Mais je pense que, provisoirement, nous devons admettre que les faits sont contre elle.

M. BARCLA. — Nous savons quelque chose des nombres relatifs d'électrons expulsés de divers éléments par un rayonnement particulaire; les faits sont très significatifs. La probabilité d'expulsion d'un électron d'un atome (entre certaines limites de discontinuité) varie approximativement comme la quatrième puissance du nombre atomique de l'atome. Ou, plus simplement, la probabilité d'expulsion d'un électron varie comme la troisième puissance du nombre atomique de l'atome dont cet électron est un constituant. Ainsi donc, le processus d'absorption ne dépend pas de la probabilité de la rencontre d'un faisceau d'énergie rayonnante avec un électron, mais est essentiellement atomique, car la probabilité augmente très rapidement avec le nombre atomique de l'élément contenant les électrons. La probabilité de l'expulsion d'un électron de son atome, si cet atome est de l'oxygène, par exemple, est des centaines de fois plus grande que si c'est un atome d'hydrogène; ce rapport n'est en aucune relation avec l'énergie nécessaire pour extraire l'électron.

M. LANGEVIN. — De quels électrons s'agit-il ici ?

M. BARCLA. — Nous ne faisons pas ici de distinction entre les diverses espèces d'électrons. Si le même nombre d'atomes de deux espèces différentes est exposé à un rayonnement de même intensité, le nombre d'expulsions est proportionnel au nombre atomique. Si la longueur d'onde varie, la probabilité est proportionnelle à λ^3 .

M. EHRENFEST. — Ainsi donc, la probabilité d'expulsion des électrons peut s'écrire $= A\lambda^3 N^2$?

M. BARKLA. — Lorsqu'on a le même nombre d'électrons dans des éléments différents, la probabilité d'expulsion par électron est, en effet, proportionnelle à $\lambda^3 N^2$, du moins approximativement et entre certaines limites.

M. BRILLOUIN. — D'où déduisez-vous cette loi? Est-ce simplement une formule pour les rayons incidents?

M. BARKLA. — La formule a été déduite des lois de l'absorption et du fait que, si ν est beaucoup plus grand que ν_k , il n'y a pas de différence appréciable (ou du moins, il n'y a qu'une petite différence) entre les vitesses d'expulsion des électrons rapides par les diverses substances et aussi de cet autre que pour des absorptions égales, il y a égalité des nombres d'électrons expulsés par diverses substances.

M. EHRENFEST. — Quelle est la nature de w_2 ?

M. MILLIKAN. — C'est la somme des attractions des atomes sur l'électron.

M. LANGEVIN. — C'est la même chose que la force nécessaire pour extraire un ion d'un cristal, comme la force nécessaire pour enlever un ion.

M. EHRENFEST. — Il doit y avoir une relation entre la constante du réseau, le potentiel et l'ionisation. Est-ce ainsi?

M. RICHARDSON. — Après avoir mesuré les valeurs de w_2 pour le platine, le carbone et le sodium en 1903, j'ai fait observer que les nombres étaient inversement proportionnels aux racines cubiques des volumes atomiques des éléments. Les nouvelles données ont été soumises récemment à un nouvel examen, à ce point de vue, par Langmuir, qui fut conduit à conclure que pour les éléments à poids atomique élevé, w_2 varie, en effet, en raison inverse

de la racine cubique du volume atomique, mais pour les atomes légers, il y a des écarts systématiques, qui sont en relation avec la valence et le nombre atomique. Mais il est difficile de mesurer ω_2 exactement, sauf pour un petit nombre de substances, de sorte que les nombres ne sont connus que grossièrement pour la plus grande partie et toute la question est encore assez incertaine. Il y a néanmoins, sans aucun doute, une proportionnalité approchée entre ω_2 et l'inverse de la racine cubique du volume atomique.

LE
PARAMAGNÉTISME AUX BASSES TEMPÉRATURES

CONSIDÉRÉ AU POINT DE VUE

DE LA CONSTITUTION DES AIMANTS ÉLÉMENTAIRES

ET

DE L'ACTION QUE CEUX-CI SUBISSENT DE LA PART DE LEURS PORTEURS (1)

PAR M. H. KAMERLINGH ONNES.

§ 1. IMPORTANCE DES RECHERCHES AUX BASSES TEMPÉRATURES POUR LA THÉORIE CINÉTIQUE DU MAGNÉTISME. — *a.* Le domaine des basses températures se recommande d'une manière évidente pour l'étude du paramagnétisme des corps qui suivent la loi de CURIE. La *précision des mesures* augmente beaucoup lorsque les phénomènes, faibles en général aux températures ordinaires, sont intensifiés quelque 15 à 20 fois en descendant aux températures de l'hydrogène liquide, ce qui n'offre plus de difficulté, maintenant que dans les laboratoires cryogènes on manipule ce gaz liquéfié pour ainsi dire aussi aisément que de l'eau.

(1) M. Langevin et l'auteur avaient été invités à présenter au troisième Conseil de Physique Solvay un rapport en commun. Malheureusement une maladie de M. Langevin rendit sa collaboration impossible. Les deux rapports suivants, présentés en définitive par M. H. Kamerlingh Onnes seul, étaient des notes préparatoires pour ce rapport commun. L'auteur, en les élaborant, a eu l'avantage et le plaisir de profiter d'une discussion courante des questions théoriques abordées dans ce rapport avec M. Ehrenfest, ainsi que des discussions auxquelles les phénomènes traités ont donné lieu dans une Réunion de quelques membres de la Première Commission Internationale de l'Institut International du Froid, arrangée pour ces discussions et tenue au siège de la Commission à Leyde, les derniers jours d'octobre et les premiers de novembre 1920, et à laquelle prirent part MM. Ehrenfest, Einstein, Kuenen, Langevin, Lorentz, Kamerlingh Onnes et Weiss.

L'augmentation de la précision permet *d'étudier les influences faibles*, mais très instructives, que les phénomènes peuvent subir par des modifications bien choisies des conditions expérimentales (1). Le trouble que quelques circonstances accessoires, comme celles provenant de la présence, souvent difficile à éviter, de traces d'impuretés ferromagnétiques, peuvent introduire dans les expériences, est lui aussi diminué dans un degré proportionnellement moindre à mesure qu'on s'approche du zéro absolu. Mais ce n'est pas seulement par ces avantages au point de vue des expériences elles-mêmes que se recommandent les basses températures pour les recherches sur le paramagnétisme. C'est plutôt par des avantages qu'ils présentent à un point de vue général.

b. Les corps qui se trouvent encore à l'état liquide ou gazeux aux basses températures peuvent être examinés dans un domaine de température et de pression réduites bien plus grand que ceux dont le point critique est élevé. Quant aux corps solides, leurs mouvements calorifiques et par conséquent aussi, comme c'est probable, l'influence de ces mouvements sur les phénomènes, diminuent aux très basses températures en bien plus forte proportion que la température elle-même. Aux températures facilement accessibles dont nous avons parlé plus haut et *a fortiori* à celles qu'on réalise encore sans trop de difficulté avec l'hélium liquide (2° K.), le zéro absolu est pratiquement atteint pour ces mouvements, de sorte qu'on peut s'attendre à une simplification essentielle des phénomènes qu'on étudie ou du moins des facteurs dont on aura à tenir compte dans l'explication.

c. C'est particulièrement au point de vue de la théorie cinétique du magnétisme qui a été établie par LANGEVIN (2), en combinant avec la conception électronique de l'aimant élémentaire la mécanique statistique classique des mouvements calorifiques, que l'abaissement de température a son intérêt. D'abord l'étude de l'influence du champ H sur les phénomènes est mise par elle à un tout autre plan. Comme la théorie cinétique arrive à faire

(1) Influence simultanée du champ électrique et du champ magnétique, par exemple.

(2) P. LANGEVIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1905, p. 70.

dépendre tout ce qui regarde l'aimantation de la valeur $\frac{H}{T}$, qu'on pourrait nommer le *champ effectif*, un abaissement de température comme celui que nous avons en vue correspond à une augmentation du champ effectif, dépassant bien tout ce qu'on peut rêver d'obtenir aux températures ordinaires. Tandis qu'il y a déjà une difficulté extrême à répéter dans un champ de 5000 gauss les expériences faites dans un champ de la valeur courante de 30 000, il suffit d'abaisser la température à 2° K., pour arriver avec le même champ de 30 000 gauss à un champ effectif équivalent sous ce rapport à un champ de 4 500 000 gauss à la température ordinaire.

d. D'un autre côté, les écarts entre la théorie et les expériences deviennent très évidentes aux basses températures et l'extinction des mouvements calorifiques, qui arrive aux mêmes températures, est expliquée par l'intervention des quanta dans la mécanique statistique. À ces températures, les phénomènes posent donc forcément la question s'ils n'obligent pas d'introduire dans une théorie, où les mouvements calorifiques jouent un rôle aussi grand que dans la théorie cinétique du magnétisme, aussi la théorie des quanta, pour établir la statistique des orientations des aimants élémentaires et pour voir si cela ne conduirait pas à expliquer des écarts entre la théorie et les expériences aux basses températures. Il y a donc ces deux *questions fondamentales* :

1° Qu'apprend la théorie des quanta et en particulier le modèle de BOHR sur l'explication du moment de l'aimant élémentaire et sur son changement d'intensité et d'orientation ?

2° Quel est le changement qu'elle introduit dans la statistique de l'orientation calculée d'après LANGEVIN ?

Sans doute l'examen de ces questions dirigera de nouveau l'étude expérimentale vers ce qui arrive aux très basses températures (1).

(1) On peut considérer ce Rapport, ainsi que le suivant, comme le *programme* actuel du travail cryogénique dans le domaine qu'elles traitent. Le paragraphe 2 donne le programme général, les paragraphes 3, 4, 5, 6 traitent les détails, enfin le paragraphe 7 rattache ce programme à ceux pour d'autres domaines.

§ 2. POINT DE VUE DE L'EXPOSÉ DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES INDIQUÉ PAR LES DÉVELOPPEMENTS THÉORIQUES. —

a. Nous nous bornerons à la considération des phénomènes de l'aimantation qui nous semblent pouvoir contribuer en premier lieu à élucider le problème de la constitution des aimants élémentaires et des actions qu'ils subissent de la part de leurs porteurs (voir § 7 pour les phénomènes optiques et électriques qui dépendent de l'aimantation).

Encore ne nous occuperons-nous, quant aux données expérimentales dans ce domaine, que de celles qui nous semblent être les plus simples et admettre une explication en harmonie avec les vues qui sont traitées dans les autres rapports, ou bien qui nous semblent appropriées à soulever des questions précises à leur sujet. Nous tâcherons, de cette manière, d'éviter d'introduire des considérations hors du cadre des discussions générales.

Pour arriver à un ensemble aussi simple que possible, permettant de son côté de ne poser que des questions précises, il nous semble nécessaire de choisir un certain groupe de corps, choix dans lequel nous nous laisserons guider par la loi de CURIE. Cela introduit une hypothèse, savoir que les phénomènes paramagnétiques de ce groupe sont réellement les plus simples, de sorte que dans le paramagnétisme des autres agissent des causes qui donnent des complications et qu'on réussira plus tard à formuler de manière à les faire entrer dans la théorie cinétique actuelle, sans ébranler les bases de celle-ci.

b. Nous considérerons :

1^o *Le sulfate de gadolinium* ⁽¹⁾ (voir § 3). La théorie cinétique déduite par les corps gazeux et, ce qui revient au même, pour les solutions diluées, se trouve vérifiée aussi dans le cas des corps solides qui suivent la loi de CURIE ⁽²⁾. La vérification avec les cristaux à très basse température va, avec le sel que nous avons en vue, plus loin même qu'avec un corps gazeux, parce qu'elle s'étend aussi à la saturation paramagnétique, laquelle, si l'on ne

⁽¹⁾ *Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden*, nos 122 a, 129 b et 140 d.

⁽²⁾ P. WEISS, *C. R. Acad. Sc.*, t. 136, 1913, p. 1674 et 1836.

disposait que des observations sur les gaz, serait restée une simple déduction théorique.

Mais ce qui, en dehors de cette considération, rend le cas du sulfate de gadolinium aussi intéressant, c'est que la loi de CURIE se vérifie jusqu'aux températures extrêmement basses. A $4^{\circ},25$ K. elle est encore satisfaite dans la limite de précision des expériences par la susceptibilité dans les champs faibles. Même à 2° K., s'il existe un écart, il ne peut pas être considérable. Or la théorie de LANGEVIN est basée sur l'équilibre statistique des rotations des molécules gazeuses, tandis que pour les corps solides, ce que nous venons d'apprendre du réseau cristallin fait considérer comme impossible les rotations des molécules elles-mêmes. D'un autre côté, les chaleurs spécifiques en tout cas ne permettent pas de supposer que les rotations des atomes, ni les rotations de circuits atomiques, prennent part à l'équilibre statistique avec la valeur complète d'équipartition.

Le fait de la proportionnalité du coefficient d'aimantation spécifique à l'inverse de la température absolue en descendant jusqu'à $4^{\circ},25$ K. même pose donc forcément ce :

A. Problème fondamental : comment cette proportionnalité peut-elle se maintenir jusqu'à des températures où l'énergie des mouvements calorifiques est loin de rester proportionnelle à la température ?

Comme nous le verrons au paragraphe 3, *d*, en s'adressant pour cette question à la théorie des quanta, on est déjà arrivé à voir que celle-ci contient des éléments qui permettent de comprendre cette *possibilité* avec des suppositions qu'on pourrait mettre à l'épreuve par des expériences avec le sulfate de gadolinium dans l'hélium liquide.

2° *L'oxygène gazeux et liquide* ⁽¹⁾ (voir § 4). Tandis qu'à des densités petites l'oxygène gazeux suit la loi de CURIE, on trouve des déviations pour l'oxygène liquide. Comme dans ce liquide le changement de la température et de la densité sont liés indissolublement l'un à l'autre, pour avoir l'effet de la température seule des expériences de dilution avec un gaz liquéfié non paramagné-

(1) *Comm. Leiden*, n^{os} 416, 429 *b*, 434 *d* et 439 *d*.

tique ont été arrangées (1) dans lesquelles la concentration de l'oxygène a été maintenue constante. D'un autre côté, des expériences avec de l'oxygène gazeux comprimé sous haute pression ont été faites (2). On peut représenter l'ensemble des écarts présentés par l'oxygène à plus haute concentration comme ayant le caractère de celui qui serait produit par un *champ moléculaire négatif* proportionnel à la densité. Il semble donc que l'oxygène ouvre pour l'explication des phénomènes énigmatiques attribués à ce champ le chemin qui promet le plus, vu qu'on peut les étudier dans un gaz et qu'on peut donc profiter des moyens dont la théorie de l'équation d'état dispose pour les réduire l'influence mutuelle de deux molécules individuelles (3).

Mais ici de nouveau on se trouve en présence de la question :

B. Est-ce que ces déviations sont peut-être un effet des quanta ou bien peut-on en rendre compte par des moyens classiques, en supposant par exemple que ce sont des couples appartenant aux mêmes forces qui interviennent dans les attractions moléculaires donnant la cohésion de VAN DER WAALS ?

3° *Le sulfate de manganèse* (4) (voir § 5). Ici nous retrouvons une déviation de la loi de CURIE de même caractère que celle attribuée au champ négatif dans le cas de l'oxygène. Il y a des indications que dans ces cas la concentration des aimants élémentaires intervient aussi. Vers les températures les plus basses enfin une nouvelle déviation fait son apparition, annonçant pour ainsi dire les *cas les plus compliqués* de la susceptibilité indépendante de la température ou même diminuant avec elle, dont l'étude aux basses températures n'est qu'ébauchée et auxquels appartient en premier lieu le cas de :

4° *L'oxygène solide* (5) (voir § 6) dans ses deux modifications, parce que ce cas a le grand avantage qu'on a pu étudier les molé-

(1) *Comm. Leiden*, n° 139 d.

(2) *Ibid.*, n° 134 d.

(3) W.-H. KEESOM, *Zitt. Versl. Kon. Akad. Amsterdam*, t. XXIX, 1921, p. 1155-1165. — *Comm. Leiden*, suppl. n° 44 d.

(4) *Comm. Leiden*, n° 132 e.

(5) *Ibid.*, nos 116, 124 a et 139 c.

cules du corps paramagnétique dans l'état gazeux. 3^o et 4^o posent ensemble la question :

C. Les aimants élémentaires peuvent-ils par quelque effet de très basse température (congélation dans un sens généralisé) perdre leur caractère paramagnétique (influence sur l'action réciproque des porteurs, ou influence sur les liaisons entre l'aimant élémentaire et son porteur) ?

§ 3. CORPS CRISTALLISÉS QUI OBÉISSENT A LA LOI DE CURIE JUSQU' AUX TEMPÉRATURES EXTRÊMEMENT BASSES; CORPS PARAMAGNÉTIQUES NORMAUX. — *a.* On pourrait nommer les corps qui dans les limites de précision des expériences obéissent à la loi de CURIE des *corps paramagnétiques normaux*. Le sulfate de gadolinium cristallisé avec 8 molécules d'eau en donne un exemple ⁽¹⁾. Il a été étudié dans l'état d'amas de petits cristaux (plus loin nous dirons simplement poudre) par la méthode de l'attraction du cylindre pour les petites susceptibilités et par la méthode de l'attraction d'un petit corps dans un champ non homogène pour les plus grandes susceptibilités, l'indépendance de la susceptibilité du champ n'étant plus assurée dans ce cas.

Pour ce qui regarde l'emploi d'un corps dans un état comme celui du sulfate de gadolinium dans nos expériences, ce qu'on obtient avec une poudre ⁽²⁾ est la moyenne du coefficient d'aimantation spécifique pour les trois directions principales du cristal. C'est celle-là dont nous nous occuperons aussi dans les autres cas de cristaux que ceux du sulfate de gadolinium et que nous avons en vue lorsque nous parlons simplement du coefficient d'aimantation spécifique *d'un corps cristallisé*.

b. D'après la théorie de WEISS ⁽³⁾ sur le magnétisme des corps cristallins, *l'influence des forces cristallines* donnant une énergie potentielle fonction de la direction, qui maintiendrait l'orientation des molécules malgré l'agitation thermique, peut donner lieu à des écarts de la loi de CURIE différents en général pour

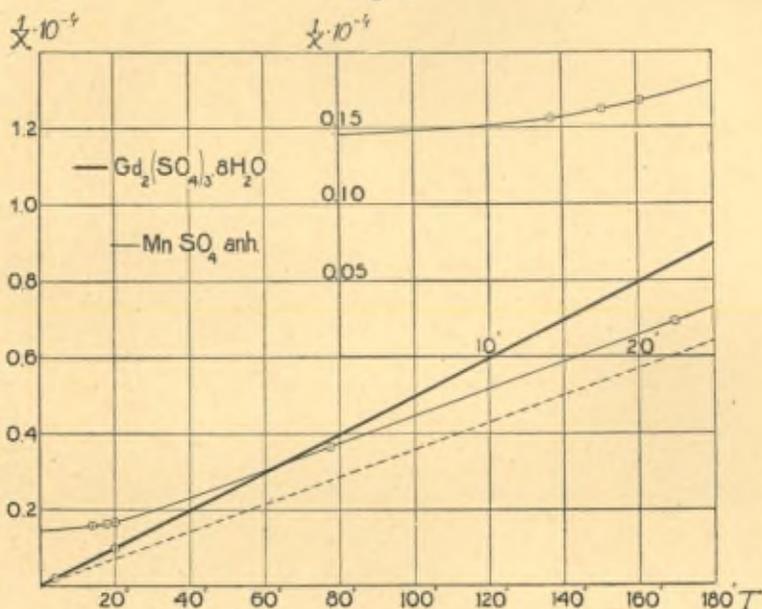
(1) *Comm. Leiden*, n^o 122 a, 129 b et 140 d.

(2) P. WEISS, *C. R. Acad. Sc.*, t. CLVI, 1913, p. 1674 et 1836.

(3) *Loc. cit.*

les trois directions principales, mais qui disparaissent dans la moyenne (1). En prenant aussi en *considération* le *champ moléculaire* produit par l'orientation des molécules très voisines, qui réagit sur l'orientation ultérieure, FOEX (2) trouve que ce ne serait nécessairement le cas que pour les cristaux du *système cubique*

Fig. 1.



et l'élimination serait bornée en général à donner à haute température la forme linéaire de $\frac{1}{\chi}$ en fonction de T (où χ est le coeffi-

(1) L'intérêt des recherches sur l'aimantation spécifique dans les directions principales avec un cristal individuel, orienté dans des directions différentes, jusqu'aux très basses températures, a donné lieu à Leyde à toute une série d'expériences (e. a. avec le sulfate ammoniacal de cobalt, sulfate de cobalt, sulfate de fer, sel de Mohr).

Malheureusement les carnets d'observation et beaucoup de ce qui s'y rapporte ont été perdus lors d'un déplacement pendant la guerre. Nous ne pouvons pour le moment rien dire des susceptibilités dans les diverses directions des cristaux aux basses températures et nous devons nous borner à parler de moyennes. Mais les expériences sont reprises maintenant et promettent de donner bientôt des résultats.

(2) G. FOEX, *C. R. Acad. Sc.*, t. CLVII, 1913, p. 1145.

cient d'aimantation spécifique), sans assurer que la droite représentative dans le diagramme $\frac{1}{\chi}$, T passe par le zéro absolu. En général, elle découpera un segment sur l'axe des températures. Pour le sulfate de gadolinium, ce segment est nul, quoique le cristal ne soit pas cubique, mais monoclinique.

c. α . Nous donnons les résultats des expériences par la ligne grasse dans la figure 1, où ils sont représentés dans le diagramme $\frac{1}{\chi}$, T. La partie qui nous intéresse le plus est celle des très basses températures; la droite se prolonge du côté des températures croissantes en dehors de la figure en passant, dans les limites de précision des mesures, par les observations aux températures moins basses que celles dont s'occupe notre dessin, et allant jusqu'à 290° K.

β . La précision du résultat obtenu à la température de l'hélium liquide à son point d'ébullition est moindre que celle aux températures moins basses. Aussi à cette température la correction pour la force démagnétisante dans la poudre cristalline entre-t-elle en ligne de compte. Elle n'est pas connue; il semble qu'on puisse en faire une estimation qui reste inférieure à la valeur réelle si l'on applique le facteur $\frac{1}{1 + \frac{4\pi\sigma d}{3H}}$, d étant la densité et σ l'aimanta-

tion spécifique, qui répond au cas d'une petite sphère solide, et en posant le d de la poudre égal aux $\frac{3}{4}$ seulement de la densité des cristaux du corps expérimental, tandis que dans notre cas il s'agit d'un petit bout de cylindre de hauteur égale au diamètre rempli d'un amas de petits cristaux.

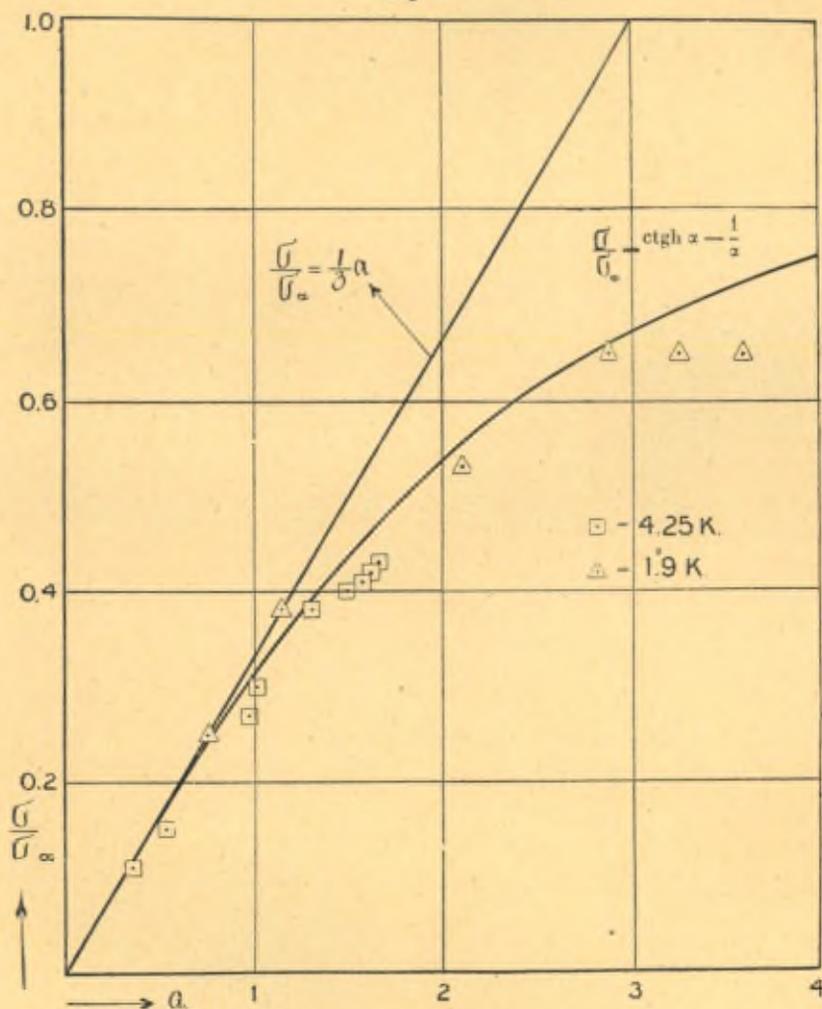
Ce facteur donnerait une correction de 4 pour 100 en descendant à 4°, 25 K. et une de 9 pour 100 en descendant à 2° K. pour les champs faibles (1). Le triple en est certainement exagéré; on conclurait peut-être au double (à 20°, 3 K., pour les champs les plus intenses qu'on ait employés, elle reste au-dessous des erreurs expérimentales, 1 pour 100).

d. Au paragraphe 2, b, nous avons déjà formulé la question :

(1) La correction va en diminuant pour les champs plus forts.

comment $\frac{1}{\lambda}$ peut-il rester proportionnel à T jusqu'à des températures aussi basses que l'énergie calorifique des mouvements calorifiques est loin de rester proportionnelle à la température?

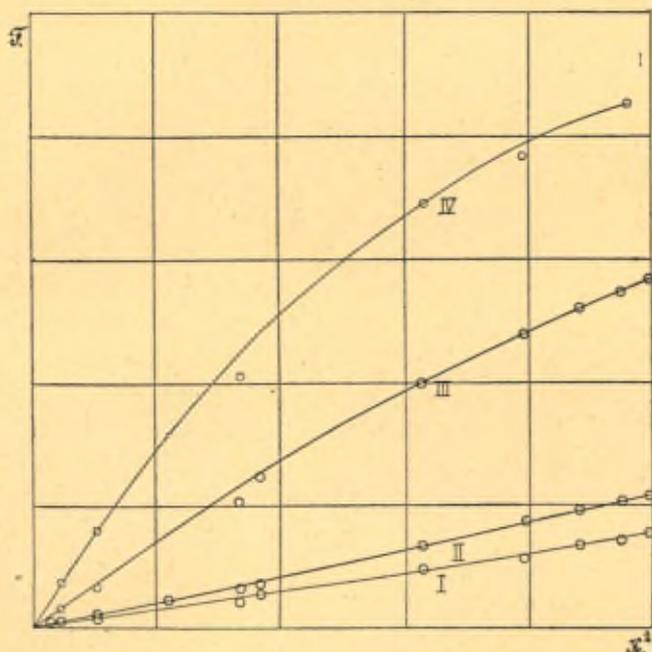
Fig. 3.



EHRENFEST, en faisant usage d'un modèle spécial, a récemment montré que la théorie des quanta donne la possibilité de cette relation. En poursuivant l'étude de ce modèle il se trouva

être intéressant de chercher à constater par des mesures sur le sulfate de gadolinium à des températures de l'hélium liquide des *retards* éventuels de l'équilibre statistique (l'aimantation) dans le cas d'un champ oscillant ⁽¹⁾.

Fig. 3.



e. L'incertitude de la valeur quantitative a dû nécessairement entrer dans le graphique (fig. 2), où les aimantations observées aux températures de l'hélium liquide sont comparées à la courbe qui représente la fonction de LANGEVIN : aimantation spécifique moléculaire σ_m en fonction de la grandeur $a = \frac{H\sigma_m}{RT}$, où R est la constante des gaz.

La figure 2 ⁽²⁾ est déduite de la figure 3, graphique ne contenant que des données purement expérimentales, parce qu'elle donne simplement les isothermes, pour les températures 20°, 3 K. (I),

⁽¹⁾ Voir *Comm., Leiden*, suppl. n° 44 b.

⁽²⁾ M. FOËX a eu l'obligeance de m'envoyer une figure analogue, qu'il avait construite en partant de la figure 3.

14°,7 K. (II), 4°,25 K. (III), 1°,9 K. (IV), de la force avec laquelle 0^g,345 de sel sont attirés, lorsqu'ils se trouvent dans le même appareil au même endroit dans le champ du même électro, en fonction du carré du champ axial entre les pôles, H_0 ⁽¹⁾, dont la valeur est donnée par l'abscisse ⁽²⁾.

La courbe de 20°,3 K. a servi à calibrer l'appareil en fonction du champ, en faisant usage de la susceptibilité déterminée d'autre manière à 20°,3 K. ⁽³⁾ (les déviations de la ligne droite sont causées par des particularités de l'appareil et de l'électro), des expériences spéciales ayant montré que dans les limites de la précision la susceptibilité ne varie pas avec le champ, ce qui est conforme à la théorie cinétique, qui ne donne qu'une déviation de 0,9 pour 100 avec $a = 0,37$, bien au-dessous de la précision expérimentale.

Au paragraphe 2, *b*, nous avons dit que les observations avec le sulfate de gadolinium soulèvent une question fondamentale, parce qu'elles prouvent que *l'écart de la théorie, même en descendant à la température de 2° K., ne peut pas être considérable*. On aimerait pouvoir énoncer le résultat avec plus de précision. Malheureusement la valeur des expériences à la plus basse température à laquelle on ait opéré est fortement diminuée non seulement par l'incertitude de la force démagnétisante, mais aussi par l'incertitude de la température à laquelle elles se rapportent. L'hélium du bain s'évaporait sous une pression de 4^{mm} à 4^{mm},4. Il s'ensuit que la température de la surface du bain est de 1°,5 K. environ. La température à l'endroit où se trouve l'objet étudié est plus haute, comme il n'y a pas d'agitateur et que l'hélium a un maximum de densité à 2°,2 K. ⁽⁴⁾. Il semble qu'on peut accepter 1°,9 K. comme nous l'avons fait pour l'isotherme (IV). Si l'on prend la température plus basse, les points figuratifs de la figure 2 se déplacent vers de plus grandes valeurs de a ; la correction pour la force démagnétisante les déplace vers des valeurs de a plus

⁽¹⁾ Il n'y a qu'une petite différence de proportionnalité entre H_0^2 et $H \frac{\partial H}{\partial x}$ à l'endroit où se trouve le corps.

⁽²⁾ Les unités de F représentent 25 grammes, les unités de H_0^2 90 kilogauss²; H (à l'endroit où le corps se trouve soumis à l'expérience) = 0,652 H_0 .

⁽³⁾ *Comm. Leiden*, n° 122 *a*.

⁽⁴⁾ *Comm. Leiden*, n° 119.

petites. Lorsque nous appliquons pour cette force la correction double de celle que nous avons estimée être une limite inférieure (celle appliquée dans la figure en a été les $\frac{2}{3}$), les points figuratifs vont de 10 pour 100 de l'abscisse vers la gauche, tout en conservant les mêmes ordonnées. C'est en admettant une incertitude de 10 pour 100 aussi qu'on peut accepter provisoirement, comme nous venons de dire, que la température a été 1^o,9 K. Peut-être l'incertitude pour la température agit-elle alors en sens contraire de celle de la force démagnétisante.

Mais en relevant toutes ces circonstances qui font que la figure 2 ne peut être acceptée qu'avec réserve ⁽¹⁾, n'oublions pas que si la température à laquelle la série d'expériences que nous considérons a été effectuée est incertaine, il est bien certain qu'elle a été la même dans toute la série, dans les limites de précision des expériences; quant à la force démagnétisante, elle ne peut agir que dans le sens des courbures de (III) et (IV) dans la figure 3. Dans cette série, il ne s'agissait pas d'étudier quantitativement $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m\infty}}$ en fonction de a , mais de prouver qu'on peut s'approcher de l'aimantation correspondant à l'orientation parallèle de tous les aimants élémentaires du corps et de mettre hors de doute le fait qualitatif, qu'à une même température, lorsqu'on prend celle-ci assez basse, la force F , en fonction du produit du champ, et de sa dérivée $H \frac{dH}{dx}$, n'est plus représentée par une droite comme aux températures moins basses, mais par une courbe qui s'éloigne de la tangente à l'origine, de la manière indiquée par la théorie de LANGEVIN.

j. Quant à la grandeur des aimants élémentaires, dans le sulfate de gadolinium ou plutôt l'aimant atomique du gadolinium, l'expérience donne 39,2 magnétons, en acceptant 1123,5 pour le magnéton-gramme. Il semble que la petite différence avec le nombre entier 39 ne peut être considérée comme dépassant la

⁽¹⁾ Il est nécessaire encore de dire que tout ce qui se rapporte aux expériences avec le sulfate de gadolinium aux températures de l'hélium liquide ne repose que sur une seule série d'expériences, où l'on était bien exposé à faire des erreurs. La guerre et la réparation de ses suites ont empêché d'arriver à les répéter jusqu'ici.

limite des erreurs expérimentales. Elle ne peut pas du tout ébranler le résultat établi par WEISS que les moments magnétiques des aimants élémentaires des corps sont dans une proportion tellement approchée de nombres entiers, comme dans le cas de la saturation absolue [mesurée aux températures de l'hydrogène liquide ⁽¹⁾ du fer et du nickel à quelques dix-millièmes près ($11 \times 1123,6$ et $3 \times 1123,3$ ⁽²⁾), qu'il faut accepter que les nombres exactement entiers expriment *une loi simple, celle du magnéton*, et que les différences qu'on trouve sont dues ou bien à des erreurs expérimentales, ou bien à des perturbations secondaires, dont nous ignorons encore la cause.

Nous reviendrons sur la vérification de la théorie du magnéton au paragraphe 5.

g. On ne connaît que *peu de corps paramagnétiques qui jusqu'aux très basses températures restent normaux* dans les mêmes limites de précision que le sulfate de gadolinium. On ne le peut assurer dès maintenant jusqu'aux températures de l'hydrogène liquide que pour l'alun de fer ⁽³⁾; on peut (*voir* § 5) le supposer jusqu'à ces mêmes températures pour les corps fortement dilués au point de vue magnétique. Il serait bien intéressant de voir comment ces corps, normaux jusqu'au point de solidification de l'hydrogène, se comportent aux températures de l'hélium liquide.

h. Notons encore que l'aimant élémentaire dans le sel de fer cristallisé, dont nous venons de parler, contient 29 *magnétons*, le même nombre qu'on trouve dans les solutions de plusieurs sels de fer, lorsqu'on tient compte des effets de l'hydrolyse ⁽⁴⁾.

§ 4. OXYGÈNE GAZEUX, LIQUIDE ET DILUÉ AVEC DE L'AZOTE LIQUIDE.

a. z. La figure 5 donne en un diagramme χ , T et la figure 4 en un diagramme $\frac{1}{\chi}$, T en premier lieu les résultats obtenus par

⁽¹⁾ *Comm. Leiden*, n° 114.

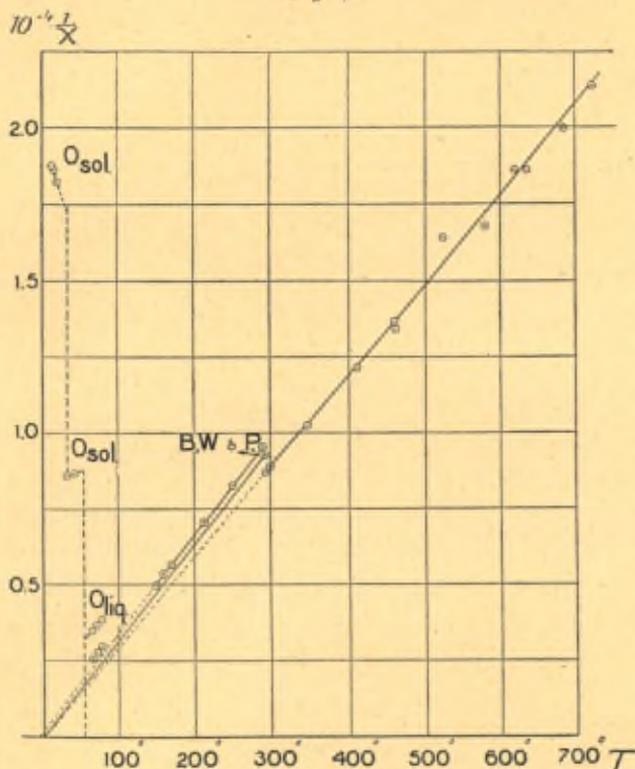
⁽²⁾ P. WEISS, *C. R. Acad. Sc.*, t. CLII, 1911, p. 184.

⁽³⁾ *Comm. Leiden*, n° 139 e.

⁽⁴⁾ P. WEISS, *Revue générale de l'Électricité*, t. II, 1917, p. 925.

CURIE (1), avec l'oxygène gazeux faiblement comprimé, pour l'aimantation spécifique depuis 0° C. jusqu'à de très hautes températures. Ces valeurs ne diffèrent pas plus de celles données par la droite passant par elles et par le zéro absolu que la valeur à tem-

Fig. 4.



pérature ordinaire de celle trouvée récemment par BAUER, WEISS et PICCARD (2) dans des expériences de haute précision. Si la valeur pour l'oxygène liquide, à laquelle FLEMING et DEWAR (3) sont arrivés en 1898, avait été portée sur la figure, on l'aurait trouvée assez bien sur le prolongement de la droite tracée pour représenter les observations de CURIE et passant par l'origine. A un point de

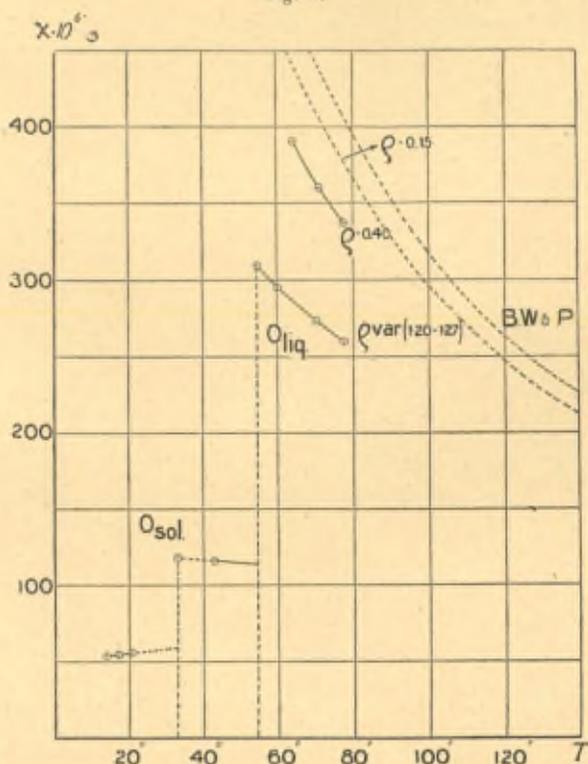
(1) P. CURIE, *Œuvres*, p. 276 et 277.

(2) BAUER, WEISS et PICCARD, *C. R. Acad. Sc.*, t. CLXVII, 1918, p. 484.

(3) FLEMING et DEWAR, *Proc. London Roy. Soc.*, t. LXIII, 1893, p. 311.

vue purement expérimental, la droite de CURIE et le résultat de DEWAR et FLEMING posaient les questions suivantes : Est-ce qu'en descendant à des températures plus basses l'accroissement de χ continuera, ou bien suivant l'exemple du fer, l'oxygène devient-il ferromagnétique ⁽¹⁾, ou enfin l'aimantation à ces très

Fig. 5.



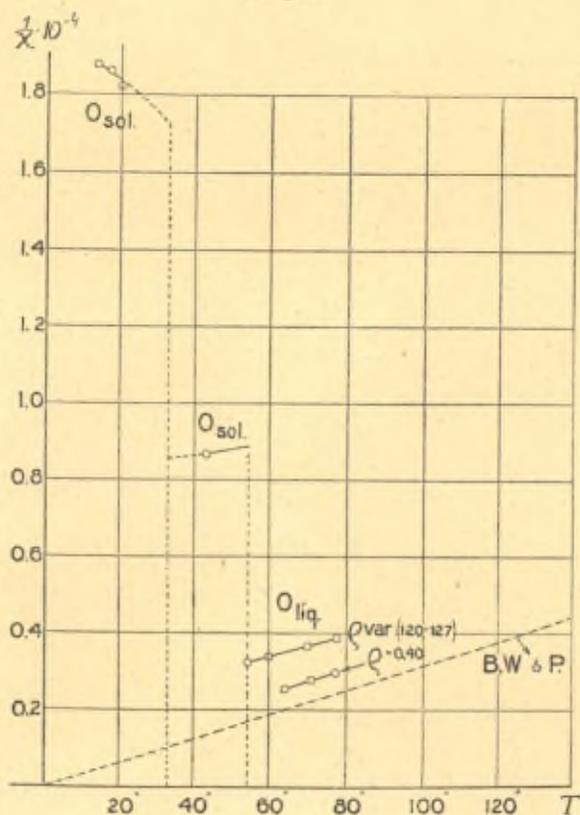
basses températures commence-t-elle à diminuer pour disparaître tout à fait au zéro absolu?

3. Les expériences entreprises pour répondre à ces questions ont

(1) Notons encore que DEWAR et FLEMING croient avoir trouvé une diminution de la susceptibilité avec le champ atteignant 10 pour 100 dans un champ de 2500 gauss, ce qui serait en contradiction avec la théorie cinétique du magnétisme établie plus tard, laquelle n'admet dans ces conditions qu'un changement inférieur à 0,1 pour 100 pour le cas de l'oxygène à son point d'ébullition.

été faites par M. PERRIER et l'auteur pour l'oxygène liquide ⁽¹⁾ (pour l'oxygène solide, voir § 6) à l'aide de la méthode d'ascension de QUINCKE, par la méthode du couple maximum exercé sur un ellipsoïde et par l'attraction du cylindre ⁽²⁾; pour les mélanges par la dernière méthode. Les résultats pour l'oxygène liquide

Fig. 6.



sont donnés par les points O_{liq} dans les deux figures 5 et 6. L'écart de la loi de CURIE saute aux yeux.

b. z. Nous recourons à la figure 6 pour exposer le résultat des

⁽¹⁾ H. KAMERLINGH ONNES et A. PERRIER, *Comm. Leiden*, n° 116.

⁽²⁾ Plus tard encore l'auteur a appliqué avec M. OOSTERHUIS la méthode du cylindre repoussé par le liquide magnétique dans lequel il plonge.

expériences avec l'oxygène liquide dilué avec de l'azote liquide, dont le but, comme nous l'avons dit au paragraphe 2, *b*, 2^o, était de séparer l'influence de la distance auxquelles se trouvent les molécules d'oxygène de celle de la température. Pour y arriver, on ajoutait au mélange, lorsqu'on passait d'une température à une autre, des quantités d'azote telles que la concentration de l'oxygène restait la même. De cette manière, pour chaque concentration, *l'influence de la température seule* reste. La concentration dans les expériences (grammes par centimètre cube) est marquée par ρ dans les figures 5 et 6. Le cas de l'oxygène pur, dont la densité varie de 1,27 à 1,20, est donné par une courbe qui ne se distingue pas visiblement d'une droite $\rho_{\text{var}} (1,20-1,27)$ (fig. 6). Le cas de l'oxygène dilué, maintenu à la concentration 0,40, exemple de l'un des cas des mélanges, est donné par la droite marquée $\rho = 0,40$. Elle est *parallèle* à la ligne pointillée marquée B. W. et P., qu'on retrouve dans la figure 4 et qui, passant par le zéro absolu, représente la loi de CURIE pour l'oxygène gazeux jusqu'aux températures les plus basses, et s'obtient aussi, comme nous le verrons tout à l'heure, par extrapolation des résultats fournis par tous les mélanges dans les cas d'une concentration très petite de l'oxygène. Elle passe par le point obtenu plus tard pour la température ordinaire par BAUER, WEISS et PICCARD. Nous venons de faire, en ceci, déjà implicitement usage du résultat des expériences avec les concentrations différentes. Ce résultat est que *pour toutes les concentrations, dans les limites de la précision des expériences, on trouve des droites parallèles à une droite passant par le zéro absolu et à des distances de celles-ci proportionnelles, en première approximation, à la concentration.*

β. Il n'est pas du tout en contradiction avec ceci que les observations avec l'oxygène liquide sous *la pression de sa vapeur* sont aussi représentées par une droite, cette droite faisant un angle avec la droite ⁽¹⁾ passant par le zéro absolu, laquelle représente l'oxygène gazeux à petite concentration. En suivant la droite pour l'oxygène liquide, on coupe successivement les droites pour l'oxygène à concentration constante, appartenant aux valeurs que

(1) La direction correspond à un autre nombre de magnétons, si l'on est autorisé à appliquer le calcul du paragraphe 3.

prend la concentration lorsque l'oxygène liquide, sous la pression de sa vapeur, va en se dilatant.

Nous introduirons au paragraphe 5 (comp. la note 2 au bas de la page) la notion d'anomalie d'un corps paramagnétique, c'est-à-dire la correction Δ qu'il faut appliquer à la température absolue pour obtenir qu'avec cette température corrigée il suive la loi de CURIE. L'anomalie dans le cas de l'oxygène est proportionnelle à la densité. Si on la traduit avec WEISS par un champ moléculaire, ce champ est négatif.

γ . Les résultats obtenus avec les différentes concentrations posent naturellement la question si l'oxygène gazeux comprimé au-dessus du point critique montre la même anomalie que dans l'état liquide à la même concentration. En tenant compte du caractère que la théorie de VAN DER WAALS a donné au point critique, il faut admettre qu'au-dessus de ce point une compression de l'oxygène donne le champ négatif correspondant à la concentration du gaz.

Effectivement, cela a déjà été observé. On trouve aussi dans la figure 4 une partie de la droite (voir figure 5 pour l'hyperbole correspondante) ($\rho = 0,15$) par laquelle M. WOLTJER a trouvé qu'on peut représenter les expériences, faites à Leyde par M. OOSTERHUIS et l'auteur au-dessous de la température ordinaire, sur l'oxygène gazeux comprimé à une densité 0,15. Conformément à la proportionnalité de l'anomalie Δ à la densité, on aurait $\Delta = 5,4$ (1).

Des expériences nouvelles sont en cours d'exécution à Leyde pour les températures entre 0°C. et -125°C. avec l'oxygène à des densités supérieures (0,4) à celles dont nous venons de parler; ces mesures semblent pouvoir contribuer beaucoup à la connaissance des lois qui régissent Δ (2).

(1) La droite pour l'oxygène comprimé est un peu inclinée sur la droite pour l'oxygène à densité normale. Elle donne donc une constante de Curie légèrement différente ($C = 310.10^{-4}$, tandis que pour BWP, $C = 315,7$ et pour P et KO, $C = 315,2$), mais il faut remarquer que la précision absolue des mesures est plus faible que la précision relative. FOËX (E. BAUER et A. PICCARD, *Journ. de Phys. et le Rad.*, 6^e série, t. I, 1920, p. 97 et 112) a trouvé que dans les limites de l'erreur probable les expériences peuvent rentrer dans la règle générale.

(2) Le danger qu'offre l'usage d'analogies est bien illustré par les données historiques suivantes. Après que dans le cas de l'oxygène liquide des écarts

c. Comme nous l'avons dit au paragraphe 2, *b*, 2^o, on peut aussi espérer beaucoup de l'étude de l'oxygène à un point de vue plus général; ce serait pour l'explication de la nature du champ moléculaire négatif. Ce champ dépend de l'action mutuelle des molécules paramagnétiques, soit à distance, soit par des collisions, et pour l'étude de ces actions l'état gazeux, tant au point de vue théorique qu'expérimental, offre des avantages évidents.

A la suite d'une question formulée dans la réunion mentionnée à la première page de ce Rapport, M. KEESOM a fait des calculs rigoureux, comme il en a fait pour la déduction de l'équation d'état en tenant compte des forces entre les molécules, afin de déduire l'effet que l'action mutuelle des aimants élémentaires aurait sur la susceptibilité. Il est arrivé à la conclusion que cet effet est négligeable et du reste de signe contraire à celui du champ négatif.

d. Au point de vue de la théorie du magnéton, l'oxygène gazeux soulève des difficultés qui demandent, pour être bien précisées,

à la loi de Curie eurent été trouvés (qui faisaient penser à un passage à la loi $\frac{1}{\chi} = \text{const.} \sqrt{T}$; voir *Comm. Leiden*, n^o 116), on s'adressa à Leyde à des sels paramagnétiques, pour lesquels on espérait trouver des anomalies analogues, dont l'étude pourrait conduire à la connaissance générale d'une loi pour les corrections nécessaires dans le calcul du nombre des magnétons. C'est alors que fut trouvé que la relation $\frac{1}{\chi} = \frac{1}{C}(T + \Delta)$ s'appliquait aux sels paramagnétiques et que l'oxygène liquide pouvait aussi, dans son ensemble, être représenté par une droite. Plus tard on trouva, comme il est exposé dans le texte, qu'on avait à considérer chaque point de cette droite comme un point d'une droite spéciale appartenant à une série de droites parallèles. La direction de celles-ci a une signification physique directe pour le cas de l'oxygène très pur et concentré. La direction de la droite qui était tirée par tous les points de l'oxygène liquide aussi bien que le Δ correspondant ne dépendent que d'une manière très indirecte des propriétés des aimants élémentaires de l'oxygène et de leurs porteurs. On en a fait usage pour juger de ce qu'apprennent les expériences sur l'oxygène gazeux comprimé. Le fait que la valeur de Δ est grande et que la loi de la variation de Δ avec la densité n'était pas encore connue, contribua à conclure, vu l'incertitude des expériences aux plus basses températures, que l'oxygène gazeux comprimé au-dessous de 0^o C. suivait la loi de Curie entre les limites de précision des expériences. Le résultat exposé dans le texte resta inaperçu.

de nouvelles expériences avec l'oxygène gazeux à son point d'ébullition. Pour l'aimant moléculaire, la valeur qui mérite le plus de confiance pour le moment est celle donnée par BAUER, WEISS et PICCARD. Elle serait d'après eux 14,12 magnétons. Ceci suppose, comme la théorie cinétique l'exige du reste en tenant compte des chaleurs spécifiques, que l'on considère l'aimant moléculaire de l'oxygène comme une *combinaison rigide* des aimants élémentaires dans les deux atomes.

Il est à noter que dans le cas du sulfate de gadolinium nous avons fait le calcul en donnant à chaque atome de gadolinium une mobilité parfaite et indépendante de celle de l'autre atome dans la même molécule (1). Pour en donner l'explication on peut invoquer des considérations empruntées à la théorie du réseau cristallin. Pourtant ceci met en avant la question : quelles sont les conditions qui décident si les *aimants élémentaires atomiques sont liés entre eux avec la rigidité* que d'un point de vue thermodynamique on peut nommer *rigidité d'un atome*, ou bien ont une mobilité indépendante ?

e. Notons en rappelant la fin du paragraphe 1 et le paragraphe 2, 2^o, que les expériences sur l'oxygène dilué étaient destinées par leurs auteurs, en partant du point de vue du champ négatif, à décider entre l'explication de la déviation de la loi de Curie basée sur la théorie des quanta et une explication avec les moyens classiques. Ces auteurs pensent que sous ce rapport elles ont rendu probable qu'il n'est pas nécessaire d'introduire autre chose que le champ négatif.

§ 5. CORPS DONNANT DES DÉVIATIONS DE LA LOI DE CURIE OÙ L'ANOMALIE ATTRIBUÉE AU CHAMP MOLÉCULAIRE EST PRÉPONDERANTE. ANOMALIE DE PREMIÈRE CLASSE. ANOMALIE CRYOMAGNÉTIQUE. — a. La déviation de la loi de Curie qu'on peut représenter comme l'effet d'un champ moléculaire de WEISS, c'est-à-dire un champ proportionnel à l'aimantation (2), est tellement prépon-

(1) Si l'on fait des calculs pour l'oxygène comme pour le sulfate de gadolinium on trouve 10 magnétons.

(2) Pour la simplicité, nous continuons à faire usage de la première définition donnée par WEISS.

dérante pour une grande classe de corps et un grand domaine de températures qu'il y a avantage à la désigner comme *anomalie de première classe*. C'est en particulier le cas si l'on prend en considération aussi la manière dont se comportent les corps paramagnétiques aux températures au-dessus de 0° C. On dit quelquefois que les corps considérés suivent la loi de CURIE généralisée.

La figure 1 se rapporte au cas du sulfate de manganèse cristallisé, qui est dans ce cas pour les températures pas trop basses; le détail des écarts, qui font leur apparition lorsqu'on descend aux températures très basses qu'on obtient avec l'hydrogène liquide, est montré dans la petite figure. Nous nommerons l'ensemble de ces déviations, qui aux plus basses températures s'ajoutent à l'anomalie de première classe, l'*anomalie cryomagnétique*.

Dans la figure principale, les observations aux températures plus hautes que 65° K. se disposent sur une droite. Comme dans le cas de l'oxygène, cette droite donnerait par son intersection avec l'axe des températures la correction qu'il faut appliquer à la température pour faire rentrer ces observations dans la loi de CURIE. Nous nommerons cette correction elle-même simplement aussi *anomalie*.

b. On ne connaît encore qu'un seul cas dans lequel il y a une anomalie générale prononcée et où en descendant jusqu'à 14° K. on n'ait pas trouvé l'anomalie cryomagnétique. C'est celui de l'oxyde de dysprosium ⁽¹⁾, qui donne l'anomalie de première classe avec $\Delta = 16$. Il sera intéressant de voir ce qui arrive lorsqu'on descend jusqu'au point d'ébullition de l'hélium.

c. Quant au cas plus général figuré par le sulfate de manganèse, on est tenté d'extrapoler par la courbe donnée dans la figure 1, laquelle donnerait une susceptibilité constante près du zéro absolu, et l'idée que ces déviations se rattachent à l'influence des quanta semble favorable à cette extrapolation.

Nous avons indiqué au paragraphe 1, d, les questions théoriques que l'application de la théorie des quanta soulève. La précision des mesures n'est pas assez grande, en général, pour décider entre des formules théoriques différentes, qui donneraient le caractère de

(1) *Comm. Leiden*, n° 129 b.

l'anomalie cryomagnétique d'une manière qualitative et ne s'éloigneraient que très peu de la droite correspondant à l'anomalie de première classe; aussi l'extension du domaine des mesures laisse-t-il encore beaucoup à désirer. Pourtant elles ont déjà pu aider à mettre à l'épreuve des suppositions théoriques dont on a fait usage dans des déductions.

Quant à l'extrapolation dont nous venons de parler, le cas de l'oxygène solide dans ses deux modifications (*fig. 4 à 6*) nous avertit qu'en descendant aux plus basses températures plusieurs complications peuvent intervenir.

d. Pour les différents corps, la valeur de Δ est différente (*voir* paragraphe 3, *b*, pour l'explication donnée par FOEX). En comparant entre elles les combinaisons chimiques d'un même corps on trouve une analogie avec le cas de l'oxygène dilué : en général, la valeur de Δ est plus grande lorsque les atomes paramagnétiques sont plus rapprochés ⁽¹⁾. Ceci a donné lieu à la notion de *concentration paramagnétique*, c'est-à-dire de la concentration des atomes paramagnétiques considérés seuls dans le corps. Dans les cas où l'on a un état très dilué au point de vue magnétique on s'approcherait de $a = 0$.

Peut-être même que dans les cas des corps normaux il ne s'agit simplement que d'une valeur de Δ qui, à la température de l'hydrogène liquide, échappe encore à la précision des mesures. Les valeurs de Δ des différents corps de concentration analogue auraient certaines analogies. Il y a cependant des cas où l'on s'attendrait à une assez grande valeur de Δ par le degré de concentration et où pourtant Δ n'est que petit. Il semble que dans ce cas la présence d'éléments comme le chlore peut abaisser la valeur absolue de Δ ⁽²⁾. On voit qu'il s'ouvre de ce côté un champ très étendu de travaux à basse température à faire encore.

e. Quoiqu'on n'ait pas encore trouvé aux très basses tempéra-

⁽¹⁾ Peut-être faut-il ajouter : à moins que ceux-ci ne soient liés ensemble à la manière des atomes d'oxygène dans les molécules du gaz. Dans le cas où la combinaison d'un élément avec un autre fait apparaître ou disparaître le paramagnétisme (sortir ou rentrer les magnétons dans leur magasin), il se montre une influence mutuelle qui va plus loin.

⁽²⁾ B. CABRERA, *Journ. de Chim. phys.*, t. XVI, 1918, p. 442.

tures de cas où la correction de température, que l'anomalie de première classe demande pour disparaître, a le *signe négatif* et correspond donc à un *champ positif*, on ne peut pas affirmer qu'il n'en existe pas. Aux températures au-dessus de 0° C. on trouve des cas bien constatés dans les chlorures (1).

Ceci rappelle le cas du champ moléculaire positif qu'on trouve dans les corps ferromagnétiques immédiatement au-dessus de leur point de CURIE. Faut-il en conclure qu'à des températures plus basses les corps paramagnétiques dont nous parlions deviennent ferromagnétiques? La réponse à cette question dépend de l'origine du champ moléculaire. On serait porté à supposer que le champ négatif a dans tous les cas la même origine. Il n'y a aucune considération qui s'y oppose. Pour le champ positif, on peut hésiter à tirer des conclusions analogues (2).

Plus d'une fois, à Leyde, on a pensé être sur la trace de phénomènes ferromagnétiques à trouver lorsqu'on descendrait à des températures plus basses que celles auxquelles on opérerait, mais chaque fois que la trace fut suivie (comme on n'a pas manqué maintenant de se mettre aussitôt à la poursuite de celle donnée par l'étude des chlorures anhydres au-dessous de zéro) on a trouvé autre chose (3). Pour la majorité des corps il y a une *tendance à des changements continus ou discontinus qui conduisent à un champ négatif plus grand et une susceptibilité diminuée*. Or, pour le fer γ , WEISS et FOËX (4) ont trouvé un *grand changement discontinu opposé, qui fait changer le champ de signe* lorsqu'on descend à de plus basses températures et le rend positif, en faisant augmenter

(1) P. THÉODORIDÈS, *C. R. Acad. Sc.*, t. CLXXI, 1920, p. 948. T. ISHIWARA, *Tohoku Sc. Rep.*, t. III, 1914, p. 303. — ISHIWARA, confirmé par THÉODORIDÈS, pense que les chlorures doivent avoir un point de Curie au-dessus du point d'ébullition de l'hydrogène.

(2) M. KEESOM (*Comm. Leiden*, suppl. n° 32) a déduit dans sa théorie la possibilité de l'existence de corps ferromagnétiques sans point de Curie.

(3) Dans un travail de M. WOLTJER et de l'auteur qui paraîtra bientôt il a été trouvé depuis que dans le cas du chlorure de Ni l'anomalie de première classe à signe négatif se prolonge aux températures plus basses par l'anomalie cryomagnétique. Il en est de même pour le chlorure de Co. Aux températures de l'hydrogène liquide on trouve une augmentation de la susceptibilité avec le champ pour le NiCl² ainsi que pour le CoCl², une diminution pour le Cr Cl³.

(4) P. WEISS et G. FOËX, *Arch. A. Sc. phys. et. nat.*, 4^e série, t. XXXI, 1911, p. 4-19 et 89-117.

en même temps la susceptibilité. Le champ positif, dû à ce grand changement discontinu, pourrait être causé par un autre processus que celui qui cause le champ positif des chlorures paramagnétiques. Supposant que le second soit donné par une action à plus grande distance, le premier pourrait l'être par une action de contact tout intime de deux atomes l'un avec l'autre. L'origine du champ positif dans le fer et dans les chlorures paramagnétiques étant différente, il n'y aurait aucune raison de s'attendre à ce que ces chlorures devinssent ferromagnétiques à des températures plus basses.

f. Quant à la question du magnéton, la correction pour l'anomalie de première classe fait rentrer les corps qui la montrent dans la classe des corps normaux, pour lesquels on peut calculer le moment de l'aimant élémentaire par la loi de CURIE. L'étude qui a conduit à introduire Δ a même été commencée (*) pour trouver cette correction et l'application de cette correction a eu un succès assez grand, de sorte qu'on peut dire que la classe des corps solides à anomalie de première classe confirme la théorie du magnéton. On pourrait peut-être considérer la condition pour que ceci soit le cas, c'est-à-dire que le nombre de magnétons trouvé soit entier et soit en outre en harmonie avec celui dans des cas analogues, comme un critérium pour limiter la classe de paramagnétiques à anomalie de première classe.

g. Nous ne pouvons pas abandonner la considération du magnéton sans rappeler qu'en calculant le nombre de magnétons on doit introduire une correction, très petite du reste, pour la polarisation diamagnétique. Elle intervient très peu dans la décision sur le nombre entier. Mais, en ayant égard aux champs considérables près des aimants élémentaires, on peut penser à une réaction de l'ambiance sur l'aimant moléculaire, de sorte que le nombre de magnétons après la correction ordinaire pour le diamagnétisme ne serait pas encore exactement un nombre entier, et ne le deviendrait qu'après avoir subi une correction spéciale, encore inconnue.

§ 6. OXYGÈNE SOLIDE. — Revenons enfin encore un moment à l'oxygène et voyons ce qui arrive lorsqu'il se solidifie. On trouve

(*) Voir note 2, p. 149.

en descendant dans l'échelle des températures trois *états allotropiques* ou modifications qui, au point de vue magnétique, se réduisent à deux (voir *fig. 5* et *6*). Dans la première de ces deux, il y a encore, au point indiqué dans les figures, un changement du solide transparent en solide opaque, sans qu'il y ait changement d'aimantation spécifique; quant à la variation de celle-ci avec la température, elle donne dans le diagramme $\frac{1}{\chi}$, T une droite inclinée, qui peut faire supposer qu'on a affaire à un cas d'anomalie de première classe. Mais il ne faut pas oublier qu'il peut y avoir d'autres causes qui déterminent cette droite. Avec l'oxygène liquide aussi nous avons trouvé une droite et celle-là n'avait aucun rapport ni avec le nombre de magnétons ni avec le champ négatif (¹).

La seconde des deux modifications qu'on peut distinguer par les propriétés magnétiques (²), et où il y a un changement d'état qui se manifeste aussi d'une autre manière, ne peut qu'augmenter nos doutes que, pour la première modification déjà, il n'y ait, ne fût-ce que par le passage à l'état solide, d'autres complications en jeu que celles qui peuvent se traduire par l'anomalie de première classe : un simple alignement rigide de deux aimants élémentaires accompagné d'une augmentation du champ négatif par l'augmentation de la concentration.

La décroissance de l'aimantation spécifique de la seconde modification de l'oxygène avec la température se retrouve dans d'autres cas, par exemple pour le sulfate ferreux anhydre (³). Dans ce cas, pourtant, la droite de l'anomalie de première classe est simplement continuée par une droite à inclinaison inverse, formant avec la première un *coude* (à moins que dans l'intervalle de -208° C. à -252° C. ne se trouve réalisée la courbe de la théorie de M. FOËX) (⁴).

On se demande quelle peut être la cause que des anomalies de

(¹) Voir la note 1, p. 149.

(²) Le point de transformation à -226° C. a peut-être été pris par WAHL pour le point de solidification. Ce point de transformation semble bien distinct de l'autre, où un phénomène calorifique a été observé par EUCKEN.

(³) *Comm. Leiden*, n^o 129 b.

(⁴) M. KEESOM a projeté, pour éclaircir ce point, de faire à Leyde des expériences dans lesquelles la méthode de Debije-Scherrer serait appliquée.

cette sorte se produisent lorsqu'on descend l'échelle des températures et que dans les paramagnétiques se manifeste alors une sorte de *congélation du paramagnétisme*. C'est peut-être que des forces cristallines entre les aimants élémentaires et les porteurs — ou bien, lorsque les aimants sont liés aux porteurs, entre ces porteurs — entrent en jeu, et que dans le cas des paramagnétiques normaux ces forces sont exceptionnellement petites en comparaison de l'agitation thermique à des températures moins basses, et par cela laissent le paramagnétisme inaltéré.

Si l'explication de la possibilité de l'existence des paramagnétiques normaux était à chercher dans cette direction, l'étude plus précise de la loi selon laquelle l'aimantation dépend du champ aux températures les plus basses serait indiquée pour pénétrer dans la nature de ces forces.

§ 7. PHÉNOMÈNES DÉTERMINÉS PAR L'AIMANTATION. — Parmi les nombreux phénomènes optiques et électriques qui dépendent de l'aimantation, il y en a plusieurs qu'on observera le mieux à température très basse. Nous citerons la polarisation rotatoire et le phénomène de *ZEEMAN* inverse dans les sels de terres rares, dont les bandes d'absorption, en descendant au point d'ébullition de l'hydrogène, deviennent fines déjà comme des raies. Puis la biréfringence magnétique, dont des déterminations avec l'oxygène liquide viennent d'être faites ⁽¹⁾ et qu'on aimerait voir accompagnées de celles de la biréfringence électrique ⁽²⁾.

Des expériences qui non seulement se rapportent au modèle de l'atome, mais ont directement en vue la nature de l'aimant élémentaire, seraient constituées par une répétition, avec le sulfate de gadolinium dans l'hélium liquide, des expériences de *COMPTON* et *ROGNLEY* ⁽³⁾, qui à l'aide de la méthode de *BRAGG* ont examiné l'influence du champ sur la réflexion des rayons de *RÖNTGEN* dans la magnétite. Le sulfate de gadolinium qui, tout en restant un corps paramagnétique normal, permet d'obtenir des degrés de saturation assez grands, semble s'y prêter tout particulièrement.

⁽¹⁾ Des expériences de M. *ZERNIKE*, faites à Leyde, mais pas encore publiées, montrent que pour l'oxygène liquide elle est — 1,35 fois celle du nitrobenzène.

⁽²⁾ Celles-ci sont déjà en préparation par M. *WALCH*.

⁽³⁾ A. H. *COMPTON* et O. *ROGNLEY*, *Phys. Rev.*, t. XVI, 1920, p. 464.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. KAMERLINGH ONNES
SUR LE PARAMAGNÉTISME AUX BASSES TEMPÉRATURES.

M. WEISS. — *Les actions mutuelles des molécules aimantées.*

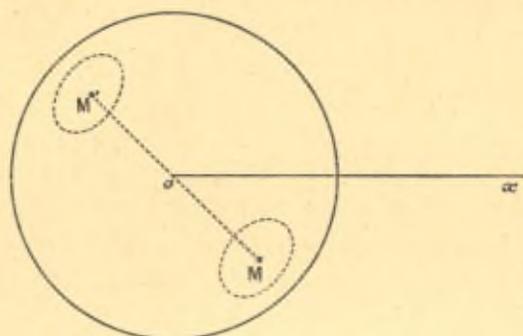
1. *Influence d'une énergie potentielle d'orientation par rapport au réseau dans le paramagnétisme des cristaux.* — Quand on applique aux solides la théorie cinétique du paramagnétisme que Langevin a imaginée pour les gaz et les solutions, on obtient un accord remarquable avec un grand nombre de faits. Pour justifier cette manière de faire autrement que par le succès, il faut examiner de plus près les actions mutuelles des molécules aimantées.

Si l'on considère une molécule occupant un nœud d'un réseau cristallin, du fait des molécules voisines, elle aura une certaine énergie potentielle W qui dépend de son orientation. On peut faire au sujet de cette énergie diverses hypothèses. Nous supposerons qu'elle ne dépend que de l'orientation de la molécule considérée par rapport à des axes liés au réseau. W dépendrait donc de la position des molécules voisines et non de leur orientation.

A chaque direction d'une molécule, définie par les trois cosinus directeurs du moment magnétique, faisons correspondre un point sur une sphère de rayon 1. La répartition de l'ensemble de ces points sur la sphère donnera l'image de la répartition des moments magnétiques de toutes les molécules du corps entre les différentes orientations possibles. La valeur de W sera fonction de la position du point sur la sphère, elle aura des maxima et des minima et prendra la même valeur en deux points diamétralement opposés. Aucun phénomène magnétique connu ne suggère, en effet, l'abandon de la symétrie centrée.

A chaque température correspond une distribution différente des points figuratifs. Au zéro absolu, seuls les minima M, M' de la fonction W sont occupés (*voir* la figure). Lorsque la température s'élève, les points se dispersent autour de M, M' et forment des taches de plus en plus étalées et, aux hautes températures, on

aboutit à une répartition uniforme sur toute la sphère. Le champ magnétique déplace quelque peu cette répartition et favorise les directions qui lui sont voisines. Tant qu'il reste faible, le coefficient d'aimantation se calcule aisément comme expression de la



nouvelle répartition au moyen de la loi de Maxwell-Boltzmann. Il est, pour une direction Ox ,

$$\chi_x = \frac{3C}{T} \overline{\cos^2 \alpha_1},$$

où C est la constante de Curie qu'aurait la substance à l'état gazeux parfait, les molécules ayant conservé leurs moments magnétiques, T la température absolue, et où

$$\overline{\cos^2 \alpha_1} = \frac{\int e^{-\frac{w}{rT}} \cos^2 \alpha_1 d\omega}{\int e^{-\frac{w}{rT}} d\omega}$$

est la valeur moyenne du cosinus carré de l'angle des aimants moléculaires avec la direction du champ (r constante des gaz rapportée à une molécule, $d\omega$ élément de surface de la sphère de rayon 1).

À haute température la répartition uniforme donne

$$\overline{\cos^2 \alpha_1} = \frac{1}{3},$$

et l'on retrouve la loi de Curie des substances isotropes

$$\chi_x = \frac{C}{T}.$$

Si, à une température quelconque, on fait la mesure du coefficient d'aimantation dans trois directions rectangulaires, on a

$$\chi_x = \frac{3C}{T} \overline{\cos^2 \alpha_1},$$

$$\chi_y = \frac{3C}{T} \overline{\cos^2 \alpha_2},$$

$$\chi_z = \frac{3C}{T} \overline{\cos^2 \alpha_3},$$

dont la moyenne

$$\bar{\chi} = \frac{C}{T} (\overline{\cos^2 \alpha_1} + \overline{\cos^2 \alpha_2} + \overline{\cos^2 \alpha_3}) = \frac{C}{T}$$

donne aussi la loi de Curie avec la même constante.

Quand on fait la détermination sur un corps à cristallisation confuse ou pulvérisé, isotrope en apparence, toutes les directions sont représentées. On peut, par la pensée, les grouper en systèmes de trois directions rectangulaires. On doit donc encore trouver le même coefficient d'aimantation que si l'énergie potentielle W n'existait pas.

Il n'est donc pas trop surprenant que l'on observe sur les solides des propriétés magnétiques souvent voisines de celles des gaz parfaits.

2. *Le champ moléculaire.* — J'ai examiné tout à l'heure un type d'énergie potentielle dépendant de la seule orientation de la molécule magnétique considérée. L'orientation des autres molécules ne joue aucun rôle.

On peut imaginer un autre type d'énergie potentielle où l'orientation de toutes les molécules intervient. Supposons d'abord qu'il s'agisse des actions de nature magnétique que les aimants élémentaires exercent entre eux. Supposons-les tous parallèles et petits par rapport aux distances qui les séparent. L'un quelconque d'entre eux se trouve dans un champ uniforme dont la grandeur est proportionnelle, pour une configuration donnée, au moment de chacun des aimants, c'est-à-dire aussi à l'aimantation spécifique de la substance.

Si l'orientation est incomplète et s'il y a seulement une prédominance des moments dans une direction déterminée qui est celle de l'aimantation, on pourra traiter séparément les com-

posantes des moments élémentaires dans la direction favorisée et dans deux directions perpendiculaires. Les premières seulement donneront un champ différent de zéro qui sera encore proportionnel à l'intensité d'aimantation. On pourra donc écrire pour le champ moléculaire

$$H_m = n\sigma,$$

où σ est l'aimantation de la molécule-gramme et n une constante. On écrira donc

$$H = H_e + H_m.$$

Le champ total est égal à la somme du champ extérieur et du champ moléculaire.

Cette hypothèse a été féconde. Elle permet de calculer *a priori* la variation thermique de l'aimantation spontanée des ferromagnétiques, la discontinuité de la chaleur spécifique au point de Curie, le phénomène magnétocalorique. Au point de vue qui nous occupe, elle donne la variation linéaire de l'inverse du coefficient d'aimantation avec la température au-dessus du point de Curie :

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{C}(T - \theta).$$

Cette formule diffère de la loi de Curie exprimée par

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C}.$$

Les inverses des coefficients d'aimantation sont proportionnels, non à la température absolue, mais à l'excès de la température sur une température fixe θ qui a reçu le nom de Point de Curie. M. KAMERLINGH ONNES, dans son rapport, s'est servi de la notation $-\theta = \Delta$ et appelle Δ l'*anomalie de première classe* ou *générale*.

Il n'est guère possible que le champ moléculaire soit réellement de nature magnétique (1). La principale objection réside dans son ordre de grandeur qui est donné expérimentalement par les phénomènes ci-dessus énumérés. On peut le calculer par la formule :

$$H_m = \frac{4}{3}\pi I,$$

(1) Pierre WEISS, *Annales de Physique*, t. I, 1914, p. 134.

qui a été donnée par H.-A. Lorentz, à propos de la théorie des diélectriques et où I est le moment magnétique de l'unité de volume.

Le champ que l'on trouve ainsi est plus de mille fois trop faible. Récemment, M. Keesom ⁽¹⁾ a fait un calcul plus détaillé, qui aboutit à la même impossibilité.

Si l'on appelle U l'énergie mutuelle des molécules douées de moments magnétiques, on voit facilement que l'on peut écrire

$$dU = -H_m d\tau.$$

On peut donc adopter pour le champ moléculaire la définition

$$H_m = -\frac{dU}{d\tau}$$

équivalente à la définition primitive, mais plus générale et qui ne suppose rien sur la nature des forces.

Théorie de M. Foëx. — Dans les corps cristallisés, les deux types d'actions mutuelles, celle que nous avons exprimée au moyen de la fonction W et celle qui fournit le champ moléculaire, peuvent exister simultanément. Pour ce qui est du rôle de W , il n'y a rien à ajouter, puisque nous avons supposé explicitement que cette fonction ne dépend que de la position, et non de l'orientation des molécules autres que celle qui est considérée.

Le champ moléculaire est un phénomène projectif. Le champ produit par une aimantation résultante est le champ résultant des champs produits par les aimantations composantes. Cette propriété sera exprimée pour un milieu anisotrope, en introduisant un coefficient caractéristique

$$n_1, n_2, n_3$$

pour chacune des directions principales.

Si l'on considère une de ces directions, la variation thermique de $\frac{1}{\chi}$ peut s'écrire

$$\frac{1}{\chi} + n_1 = \frac{T}{3 C \cos^2 \alpha_1}.$$

⁽¹⁾ KEESOM, voir la bibliographie annexée au Rapport de M. Kamerlingh Onnes.

La variabilité du $\overline{\cos^2 \alpha_1}$ continue à intervenir, mais il se produit en plus un déplacement de grandeur $-n_1$, parallèlement à l'axe des ordonnées. La compensation des $\overline{\cos^2 \alpha}$ dans la valeur moyenne de χ ne se produit plus, même dans le cas où $n_1 = n_2 = n_3$. L'inverse de la moyenne des coefficients d'aimantation dans trois directions rectangulaires n'obéit plus à la loi linéaire. Il en est de même pour une substance pulvérulente ou à cristallisation confuse, isotrope par compensation.

M. Foëx a examiné ce que devient la loi de variation thermique de $\frac{1}{\chi}$ en faisant des hypothèses simples sur la variation du $\overline{\cos^2 \alpha}$ et en les combinant avec des valeurs de n_1, n_2, n_3 de grandeur et de signe quelconque. La conclusion de son travail ⁽¹⁾ est que l'effet combiné de l'énergie W et des coefficients divers des champs moléculaires peut expliquer toutes les lois de variations thermiques qui ont été rencontrées jusqu'à présent.

Il ne serait donc pas nécessaire pour les écarts de la loi linéaire que l'on rencontre aux basses températures et que M. H. Kamerlingh Onnes désigne sous le nom d'*anomalie cryomagnétique*, d'invoquer les quanta. Le magnétisme se distinguerait de la plupart des autres phénomènes en ce que les propriétés aux températures voisines du zéro absolu peuvent être décrites sans faire appel à des notions étrangères à la mécanique classique. Seule l'existence des moments atomiques invariables ou à variations discontinues impliquerait les quanta.

M. Foëx remarque que si une substance indubitablement cubique présentait l'anomalie cryomagnétique, ce serait le signe de l'insuffisance de sa théorie. Il serait alors nécessaire de recourir aux quanta. Mais ce cas ne s'est pas encore présenté.

M. LORENTZ. — Avez-vous quelque idée de l'origine d'un champ moléculaire négatif ?

M. WEISS. — Le champ moléculaire n'étant pas magnétique, mais d'une nature différente, peut-être électrostatique, il n'y a

⁽¹⁾ *C. R. Acad. des Sc.*, t. 137, 1913, p. 1145. Une publication plus détaillée vient de paraître (Thèse, Strasbourg, 1921, et *Annales de Physique*).

pas plus de difficulté à concevoir des champs moléculaires négatifs que positifs.

M. LORENTZ. — Si ce sont des forces d'autre nature que des forces magnétiques, des forces électrostatiques par exemple, elles peuvent tout aussi bien mettre les aimants dans des directions opposées.

Je me permets de faire observer encore que la grande difficulté dans la théorie du paramagnétisme, c'est que l'on ne voit pas comment les orbites d'électrons qui circulent librement peuvent être orientées par le champ magnétique de la même manière que des circuits matériels parcourus par des courants.

M. Compton a démontré par la diffraction des rayons X que ce ne sont pas les molécules qui tournent et M. Ehrenfest a eu l'heureuse idée de considérer simplement les orbites de Bohr.

En admettant que pour une orbite donnée le champ magnétique favorise le parcours dans une direction plutôt que dans la direction opposée, de sorte que les probabilités des deux cas sont inégales, et en faisant intervenir le facteur $e^{-\frac{e}{kT}}$, qu'il emprunte à la mécanique statistique, il arrive à la formule de M. Langevin. Cependant, on ne doit pas oublier que, dans les théories moléculaires ordinaires, on comprend ce facteur par le mécanisme, tandis qu'ici on ne peut en rendre compte.

M. EHRENFEST. — Dans mes calculs, kT intervient tout à fait comme dans la théorie de Planck.

LES SUPRACONDUCTEURS

ET

LE MODÈLE DE L'ATOME RUTHERFORD-BOHR (1)

PAR M. H. KAMERLINGH ONNES.

§ 1. LA SUPRACONDUCTIBILITÉ. — *a.* Le beau triomphe que la théorie électronique a remporté par la déduction de la loi de WIEDEMANN-FRANZ et de la valeur numérique approchée du rapport des conductibilités calorifiques et électriques a rendu bien grand le désir de modifier différents traits de l'image du mécanisme de la conductibilité, dont elle s'est servie à cet effet, de telle manière qu'en faisant usage de la nouvelle image elle puisse expliquer d'une manière également heureuse les phénomènes du mouvement de l'électricité dans les métaux, qui jusqu'ici lui ont créé des difficultés ou même sont en contradiction complète avec quelques traits dans l'ancienne image. Dans le dernier cas se trouvent la supraconductibilité et sa relation avec la température et le champ magnétique. Elles sont peut-être appelées à rendre des services à la création de la nouvelle image, que d'un autre côté on voudra mettre en harmonie avec la conception qu'on a à se former du processus par lequel des atomes RUTHERFORD-BOHR s'unissent pour former un métal. Nous donnerons de ce point de vue un aperçu des propriétés des supraconducteurs. Pour la continuation du travail expérimental, il sera de grande importance de profiter des idées qui seront émises dans la discussion des questions que ces propriétés soulèvent.

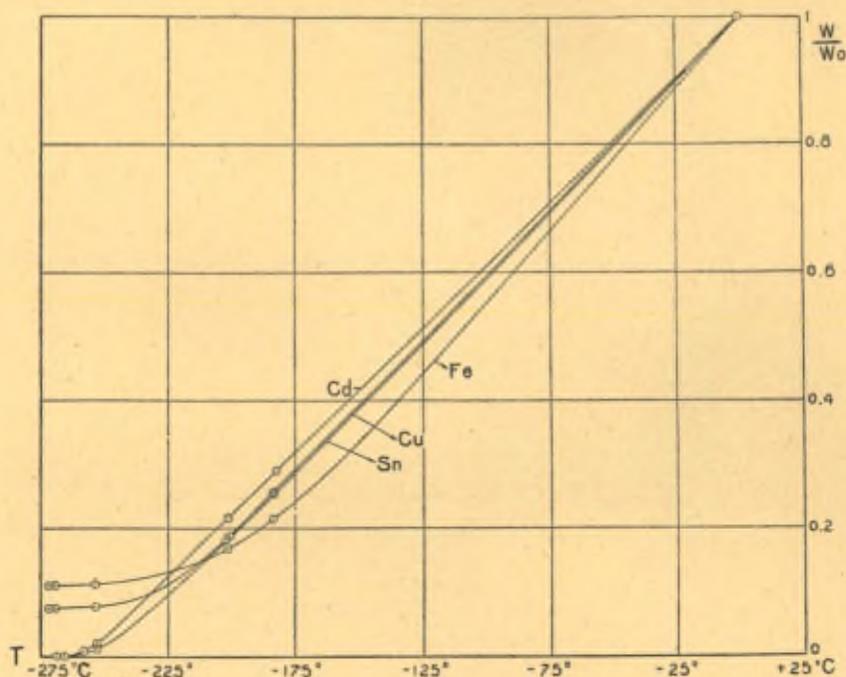
(1) Voir la note à la première page du Rapport précédent.

Un exposé actuel des recherches sur les supraconducteurs, avec indication de la bibliographie, a été donné récemment par M. C.-A. CROMMELIN, *Physik. Zeitschr.*, t. XXI, 1920, p. 274-280, 300-304 et 301-336.

b. Rappelons d'abord ce que devient en général la résistivité des métaux lorsqu'on descend à des températures de plus en plus basses, avec des métaux aussi purs qu'on peut les obtenir par les meilleurs procédés ⁽¹⁾.

Dans la figure 1 on voit la variation de la résistivité avec la

Fig. 1.



température pour le cadmium, le cuivre, l'étain et le fer (tous en fils); dans la figure 2 on la voit plus en détail aux températures au-dessous de 20°K ., encore pour le même cadmium pur, pour deux sortes (fils) d'or et pour le mercure congelé dans un capillaire en verre.

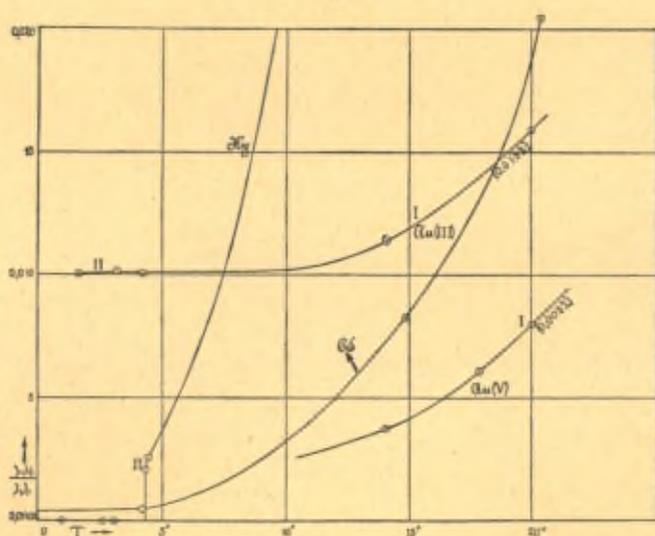
D'abord, dans un certain domaine, la résistivité w est, en pre-

⁽¹⁾ H. KAMERLINGH ONNES et G. HÖLST, *Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden*, n° 142 a.

Sauf au paragraphe 4, il s'agit toujours, dans les expériences, de fils plus ou moins minces.

mière approximation (avec des écarts prononcés pour chaque corps, si l'on tient compte de la précision avec laquelle on fait les mesures pour la thermométrie des basses températures), liée à la température par $\frac{\rho_T}{\rho_{273^{\circ}\text{K.}}} = \alpha (T - \varphi)$, où α et φ sont deux constantes. Vers les températures qu'on obtient avec l'hydrogène liquide, elle commence à diminuer de moins en moins, pour finir par être presque indépendante de la température et, aux tempéra-

Fig. 2.



tures de l'hélium liquide, elle atteint la *résistivité minimum* pour la sorte de métal soumis à l'expérience, s'approchant d'autant plus de la *résistivité résiduelle* du métal pur, homogène et sans tension, que le degré de pureté est plus élevé. La *résistivité additive*, c'est-à-dire la différence entre la résistivité minimale et la résistivité résiduelle, est en première approximation indépendante de la température, et caractérise l'état de pureté, d'homogénéité et d'absence de tensions du métal. Les courbes pour les deux échantillons d'or pur dans la figure 2 montrent la grande influence des impuretés sur la résistivité minimale qui, dans le cas de l'or Au_{III} , consiste certainement pour la plus grande partie en résistivité additive. Si l'on pouvait admettre pour le cadmium, qui a une très petite

résistivité minimale, que celle-ci est tout entière *résistivité résiduelle*, la *résistivité résiduelle* pour ce métal serait les 0,0005 de celle à 0° C.

La démonstration des propriétés générales que nous venons de signaler était le point principal acquis à l'époque du premier Congrès SOLVAY (1). On ne venait que de trouver avec le mercure (2), en descendant à 4°,19 K., tout près du point d'ébullition normal de l'hélium, un *premier cas du changement brusque*, qui, à ce point de discontinuité thermique de la conductibilité, fait tomber la *résistivité* à une valeur extrêmement petite dans l'état supraconducteur du métal, pour y rester, lorsqu'on descend jusqu'aux températures les plus basses qu'on puisse atteindre.

c. Depuis le conseil de 1911, l'étude de l'état supraconducteur a fait des progrès dans différentes directions. D'abord, quant à la question du *degré de généralité du phénomène*. On a trouvé encore d'autres corps qui se comportent comme le mercure. Mais leur *nombre est petit*. A côté du mercure le *plomb* (3), le *radium G*, *isotope du plomb*, le *thallium* et l'*étain* (4) ont seuls été reconnus *supraconducteurs*. Les données pour les quatre supraconducteurs sont représentées dans la figure 3.

Pour tous, le passage se fait d'une manière discontinue; quant au plomb, dont on ignorait la conduite sous ce rapport, il a été récemment prouvé que pour lui aussi c'est le cas (5).

Pour *comparer* les points de discontinuité pour les différents métaux, la figure 4 a été construite. Elle donne les logarithmes des résistances observées en fonction des logarithmes des températures (abscisses). L'étude des états correspondants est faite en

(1) Rapports et discussions de la réunion tenue à Bruxelles du 30 octobre au 3 novembre 1911, sous les auspices de M. SOLVAY, p. 304-312.

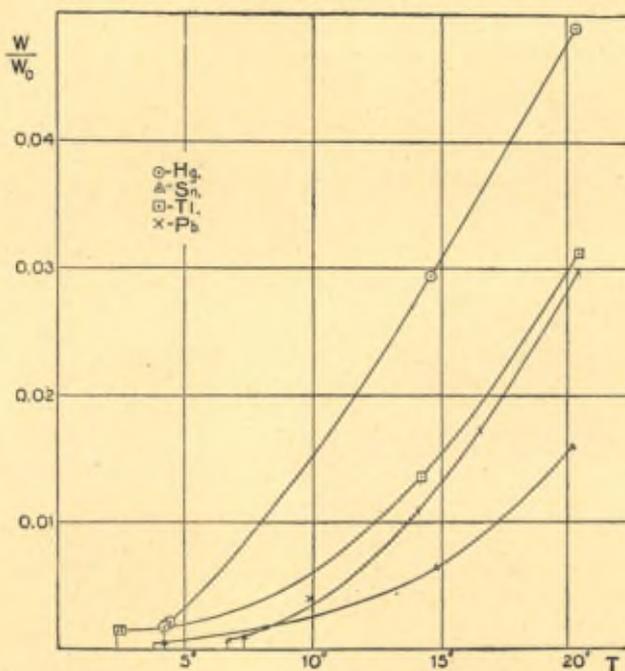
(2) H. KAMERLINGH ONNES, *Comm. Leiden*, n° 122 b et n° 124 c.

(3) *Comm. Leiden*, n° 133 d.

(4) L'étude de la question aurait été bien plus avancée si la guerre n'était pas intervenue. Elle n'a pu être reprise qu'en 1919 pour des expériences qui ne demandaient que très peu d'hélium, et en 1920 pour les expériences qui en demandent une grande quantité. On a déjà pu faire usage dans ce rapport, à côté d'observations déjà publiées, des observations inédites d'un travail de M. TUYN et de l'auteur.

faisant coïncider les réseaux de telle sorte que les observations coïncident aussi bien que possible avec une même courbe, par un glissement approprié. Les températures du point de discontinuité sont indiquées par les lignes verticales pointillées. Celles-ci sont reliées aux axes des résistances dans leurs réseaux, qu'on trouve de cette manière dans la figure, par des lignes fines. Les

Fig. 3.



températures montrent que les points de discontinuité ne sont pas des points correspondants. Dans les écarts entre les différentes courbes, la résistivité additive joue un grand rôle.

Notons que le radium G (dont nous disposons par la bienveillance de M. HONIGSCHMID) se comporte exactement comme son isotope, le plomb. En entreprenant l'expérience qui en déciderait, on avait pensé que peut-être l'une ou l'autre des vibrations atomiques correspondantes dans les deux corps, en passant de l'un à l'autre, subirait un changement de période, qui pourrait se révéler par une différence dans le point de discontinuité, même une très

tance principale au point de discontinuité thermique. Jusqu'ici on n'avait que des indices dans cette direction. Quoiqu'il soit possible que dans le cas que nous venons de nommer la résistivité additive ⁽¹⁾ n'est pas, comme dans d'autres cas, causée par une impureté, on ne peut pourtant pas conclure que c'est le manque de pureté qui fait que la résistivité ne disparaît pas dans des cas comme l'or par exemple.

D'un autre côté, on peut invoquer le fait que le thallium a son point de discontinuité plus bas que celui du mercure et de l'étain, tandis que l'analogie exigerait le contraire, pour se demander si les métaux qu'on n'a pas encore pu rendre supraconducteurs — prenons de nouveau l'or comme exemple — ne le deviennent pas parce qu'ils *devraient, pour le devenir, être refroidis à une température plus basse que celles qu'on peut atteindre actuellement*. En effet, avec le thallium, ayant un point de discontinuité à 2^o,3 K., on s'approche déjà de la limite 1^o,5 K., au-dessous de laquelle des mesures de résistance deviennent extrêmement difficiles, la limite au-dessous de laquelle il est pratiquement impossible de descendre étant 1^o K. environ.

Mais si l'on ne peut pas affirmer que la supraconductibilité est une propriété particulière à certains métaux, exclusivement, il est pourtant bien possible qu'elle ne soit particulièrement prononcée que dans le petit groupe de corps formé par les trois éléments à nombres atomiques consécutifs Hg, Tl, Pb (n^{os} 80, 81, 82) analogue à la triade des ferromagnétiques Fe, Co, Ni (n^{os} 25, 26, 27); à ce groupe se joint le RaG, comme isotope du Pb, et le Sn qui est relié au plomb par la propriété de suivre dans la même colonne verticale dans le tableau des éléments et par la loi suivant laquelle la résistance des alliages avec ce métal varie avec leur composition.

e. Il est naturel de poser la question si l'on peut conclure que la résistivité des supraconducteurs est nulle d'une manière absolue. Notons d'abord qu'en parlant de résistivité il faut faire attention qu'il n'est pas démontré que cette notion s'applique aux supraconducteurs. On peut même poser la question si le courant ne circule

(1) Le fil était obtenu en soudant l'une à l'autre les deux moitiés.

pas exclusivement à la surface. Dans les mesures de la différence de potentiel E aux extrémités d'un fil parcouru par un courant I , il fallait, parce que la précision de la mesure de E est limitée, augmenter I pour arriver à déterminer $\frac{E}{I}$, que nous désignerons par ω .

Or, augmenter le courant n'est possible (voir § 3) qu'en passant à des températures plus basses, quand ce ne serait que pour éviter que les mauvaises parties du fil, qui contiennent sa *résistance microrésiduelle apparente*, ne s'échauffent au point d'atteindre le point de discontinuité thermique et de déclencher une caléfaction ⁽¹⁾.

D'après ce que nous avons dit de ω , on a trouvé pour le quotient de la résistance ω et de la résistance à 273° K. :

$$\text{Pour le mercure.....} \quad \frac{\omega_{1^{\circ},23\text{ K.}}}{\omega_{273^{\circ}\text{ K.}}} < 2.10^{-10}$$

$$\text{Pour le plomb.....} \quad \frac{\omega_{2^{\circ},45\text{ K.}}}{\omega_{273^{\circ}\text{ K.}}} < 0,5.10^{-10}$$

$$\text{Pour l'étain.....} \quad \frac{\omega_{1^{\circ},8\text{ K.}}}{\omega_{273^{\circ}\text{ K.}}} < 6.10^{-10}$$

La similitude de ces données fait penser qu'il y a une *résistivité microrésiduelle* ⁽²⁾.

§ 2. INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA CONDUCTIBILITÉ DES SUPRACONDUCTEURS. — *a.* Le champ magnétique donne lieu à une *discontinuité analogue* ⁽³⁾ à celle qui résulte de la température. En la considérant dans ce paragraphe, pour ne pas avoir à faire attention au champ du courant dont on se sert pour déterminer la résistance, nous nous bornerons au cas où ce courant est très faible et la section du conducteur pas trop mince. La figure 5 montre

⁽¹⁾ *Comm. Leiden*, n° 133 d.

⁽²⁾ Du reste, on ne comprend pas bien qu'elle puisse disparaître, si l'on pense aux champs magnétiques tout près des atomes, que peuvent présenter des modèles de ceux-ci où des électrons circulent avec une grande vitesse (comparer l'écart, d'origine peut-être magnétique, du fer dans la figure 1).

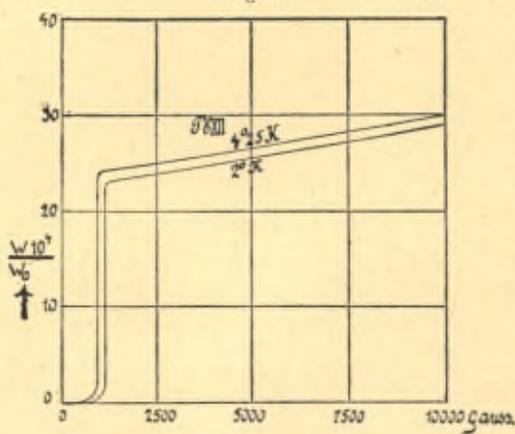
Pour le thallium on a trouvé $\frac{\omega_{1^{\circ},5\text{ K.}}}{\omega_{273^{\circ}\text{ K.}}} < 20.10^{-10}$ (voir note 4, p. 168).

⁽³⁾ *Comm. Leiden*, n° 139 f.

les isothermes de la résistance d'une bobine de fil de plomb avec l'axe \perp au champ, de sorte qu'il a tous les cas d'orientation dans le champ pour les différents éléments du courant.

Pour de petites valeurs du champ aux températures les plus basses il y a supraconductibilité; celle-ci se maintient à des valeurs croissantes du champ tant qu'il reste au-dessous d'une certaine valeur. Cette *valeur-seuil du champ* atteinte, la résistance monte

Fig. 5.



tout à coup à une valeur comparable à celle qui existe sans champ au point de discontinuité thermique de la conductibilité.

Lorsque le champ croît davantage, on trouve une augmentation de la résistance par le champ comme dans le cas des températures au-dessus du point de discontinuité thermique et l'isotherme se poursuit de la même manière que les isothermes dans ce dernier cas.

b. z. Lorsque nous passons avec le supraconducteur à des températures moins basses, la valeur-seuil du champ diminue ⁽¹⁾. Le champ-seuil et la température sont liés par une certaine équivalence, et probablement le champ-seuil s'approche de zéro. Les figures 6 et 7 (celle-ci en détail) montrent ce qui a été observé avec un conducteur en plomb, Pb_f , dans une analyse poursuivie pour distinguer ce qui arrive lorsque le champ est dans la direction du courant (*champ longitudinal*) ou lorsqu'il est perpendiculaire à

⁽¹⁾ *Comm. Leiden*, n° 439 f.

celui-ci (*champ transversal*). La figure 5 se rapporte à une moyenne

Fig. 6.

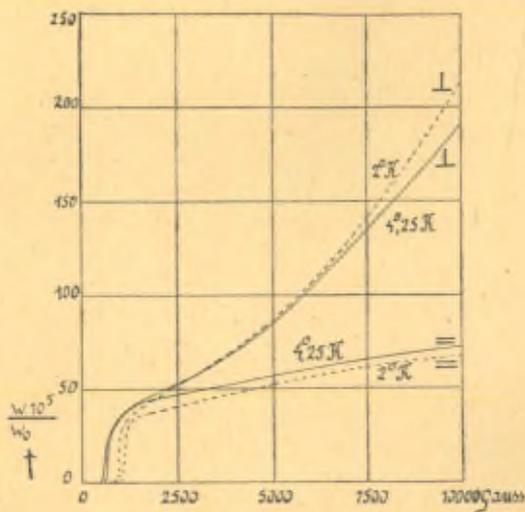
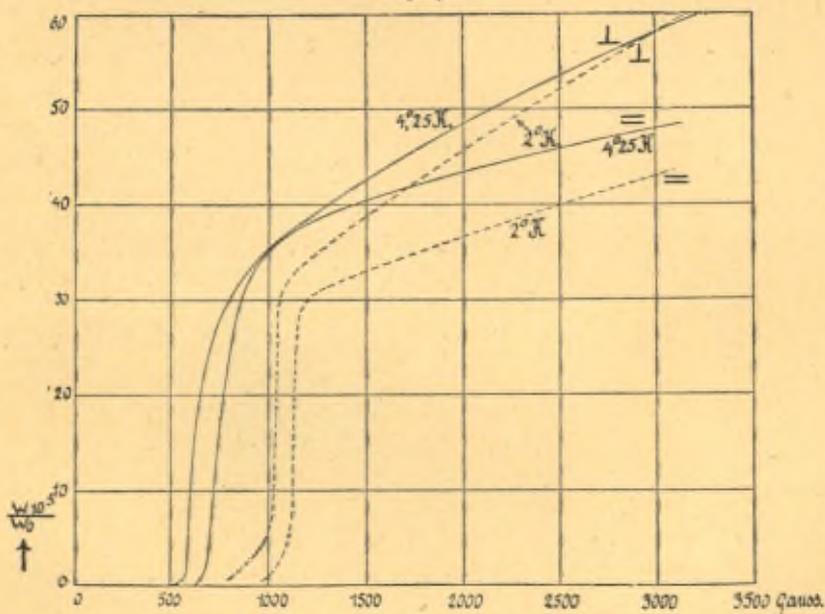


Fig. 7.



des deux cas. Les figures 6 et 7 montrent que la valeur de la résistance, lorsqu'elle est éveillée par le champ *dans un même conducteur, est environ la même pour le cas du champ longitudinal et celui du champ transversal.*

Une fois la valeur-seuil de la résistance atteinte, la résistance augmente d'une manière différente dans les deux cas.

β. La valeur-seuil, peu différente pour les deux cas du même conducteur, peut être assez *différente dans les cas de deux conducteurs fabriqués avec le même métal.* La bobine Pb_{VII} (faire attention à ce que les unités des ordonnées sont différentes dans les figures) et le conducteur Pb_f montent à des résistances dont l'une est plus de quatre fois celle de l'autre. On trouvera, sinon l'explication, du moins la réduction à un cas plus général en comparant au cas du thallium, qui a montré que s'il y a des cas où la résistance additive empêche le passage à l'état supraconducteur, il y en a d'autres où elle disparaît en même temps que la résistance principale ou normale.

On aurait donc affaire, dans Pb_f , à une résistance additive et l'on se demande si l'on pourrait construire un conducteur en plomb où la résistance commence, à un certain champ-seuil, à monter régulièrement en partant d'une valeur nulle.

c. z. La figure 8, enfin, a rapport à *l'étain* ⁽¹⁾. On y trouve les isothermes pour le cas mixte. La première a rapport à une température un peu au-dessous du point de discontinuité thermique de la conductibilité (3^o,8 K. pour ce métal) donnant la valeur-seuil du champ pour cette température, 2^o K., et puis la conductibilité en fonction du champ. La seconde donne la conductibilité à une température *un peu au-dessus* du point de discontinuité thermique de la conductibilité, 4^o,25 K. On a ajouté une troisième isotherme, pour *comparer* ce qui est observé près du point de discontinuité thermique à ce qui est observé en refroidissant avec de l'hydrogène liquide (20^o K.) ⁽²⁾. A cette température l'effet du champ longitudinal et du champ transversal a été trouvé le même dans les limites de la précision des expériences. Comme pour le plomb on

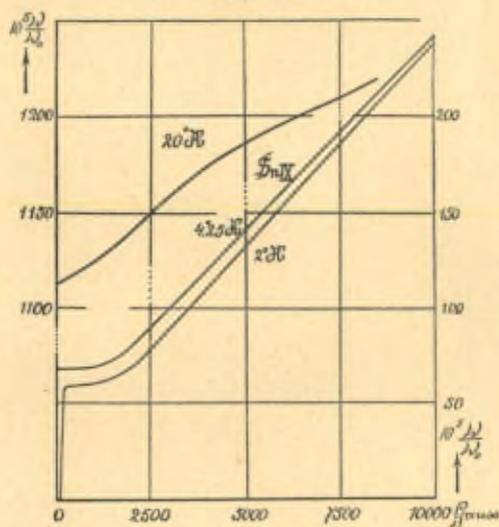
⁽¹⁾ *Comm. Leiden*, n^o 439 j.

⁽²⁾ *Ibid.*, n^o 142 b.

trouve pour l'étain aux températures de l'hélium liquide une différence pour les cas d'un champ longitudinal et d'un champ transversal. La figure 8, comme nous l'avons dit, se rapporte à une moyenne. On voit que l'influence du champ va croissant lorsque la température devient plus basse, mais qu'elle a, une fois le champ-seuil passé, le même caractère.

β. Pour le mercure nous ne disposons jusqu'ici que des mesures sur l'accroissement de la résistance par le champ à une tempé-

Fig. 8.



rature très peu au-dessus du point de discontinuité thermique de la conductibilité. Elles donnent dans le diagramme résistivité-champ un *raccord tangent de l'isotherme* de la résistivité avec l'axe des champs.

§ 3. VALEURS-SEUILS DU COURANT QUI RENDENT A UN SUPRACONDUCTEUR LA RÉSISTANCE ORDINAIRE. — a. Lorsqu'on fait usage, dans les expériences pour déterminer $\frac{E}{I}$ dont nous avons parlé plus haut, de courants d'intensité croissante, on s'aperçoit qu'à chaque température au-dessous du point de discontinuité thermique il y a une *valeur-seuil pour le courant* au-dessus de laquelle le conducteur reprend sa résistance ordinaire, valeur qui

est d'autant plus grande, que la température à laquelle on opère est davantage au-dessous du point de discontinuité. En descendant à des températures extrêmement basses, cette valeur devient très grande. On a par exemple fait passer un courant de 8 ampères dans un fil de plomb de $0^{\text{mm}^2},014$, de section, plongé dans l'hélium liquide, le chargeant d'une densité de courant de 500 amp : mm^2 , sans que la force électromotrice dans le conducteur de 6^{m} de longueur atteignît la limite de la précision des expériences, 0,1 microvolt, et sans qu'il y eût donc une trace de chaleur de Joule (1).

A des températures voisines du point de discontinuité thermique de la conductibilité, la valeur du courant-seuil est assez petite et des courants très faibles suffisent pour créer quelque part dans le conducteur une résistance ordinaire, dont la grande variation avec la moindre fluctuation de température écarte la possibilité de déterminations précises. On a eu beaucoup de peine à arriver à la figure 9, qui donne les valeurs de $\frac{E}{I}$ qu'on obtient en faisant les mesures avec un fil de mercure dans un capillaire de verre baigné dans l'hélium liquide, par lequel on faisait passer des courants de 0,004 et de 0,04 ampère (2).

b. SILSBEK (3) a rendu probable que ces phénomènes rentrent dans le point de vue que le courant-seuil est celui pour lequel le champ du courant atteint quelque part dans le conducteur la valeur-seuil (4) pour la température dont il s'agit. De nouvelles

(1) *Comm. Leiden*, n° 133 d.

(2) *Comm. Leiden*, n° 133 a. Pour les raccords courbés, prendre en considération que toutes les parties du conducteur ne sont pas à la même température.

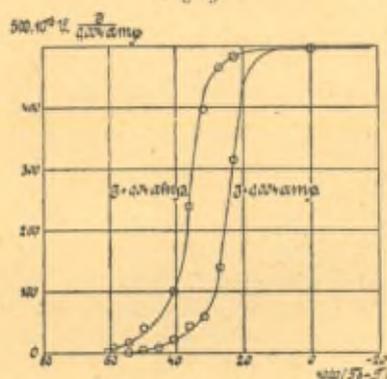
(3) F.-B. SILSBEK, *Scientif. Pap. Bur. of Stand.*, n° 307, 1917.

(4) Aussitôt que le phénomène du courant-seuil eut été trouvé, on chercha si l'on ne pouvait pas l'expliquer par la résistance magnétique créée par le champ du courant. Mais ne pouvant accepter pour la variation de cette résistance avec le champ d'autres formes de loi que celles ayant rapport à la température ordinaire, on avait eu l'impression que c'était impossible et que le phénomène du courant-seuil était un phénomène nouveau et primaire, dépendant de conditions de stabilité du mouvement électrique. Le fait est qu'il fallait trouver le phénomène tout à fait inattendu du champ-seuil, enfermant lui-même des questions sur la stabilité du mouvement électrique, pour faire du courant-seuil un phénomène secondaire.

observations avec des fils de plomb ont augmenté la probabilité de cette supposition.

c. Si l'on calcule la manière dont le courant se distribue sur la section d'un conducteur linéaire, en faisant usage des lois de KINCHOFF et de la supposition que le conducteur, lorsque le champ seuil H_c est atteint, passe de la résistivité microrésiduelle, k fois plus petite que la résistivité dans le champ, à celle-ci, comme représentation approchée de la loi qui rattache la résistance au champ, on trouve qu'il y aura (si l'on est bien au-dessous du point de discontinuité thermique) trois couches : un noyau supraconducteur

Fig. 9.



de rayon très petit où $H < H_c$, une couche où la densité du courant varie de manière à donner $H = H_c$, et une couche extérieure où $H > H_c$, avec résistivité ordinaire ⁽¹⁾.

§ 4. COURANTS PERSISTANTS. — Il y a un grand nombre d'expériences auxquelles se prêtent les supraconducteurs et, en réfléchissant aux expériences qu'on a faites et à celles qu'on pourrait faire, on est conduit à de nouveaux problèmes, dont la solution peut contribuer à la théorie de la conductibilité. Lorsqu'on prend soin que la température et le champ restent nettement au-dessous des valeurs auxquelles se produisent les discontinuités, on peut par

⁽¹⁾ SILSBEE, *loc. cit.*

exemple réaliser ⁽¹⁾ les conditions pour que la durée de relaxation devienne de l'ordre de quelques heures, de sorte qu'on peut faire des expériences avec des *courants persistants*, qui, une fois mis en circulation, continuent sans force électromotrice, rappelant de loin les courants moléculaires d'AMPÈRE et dont on peut faire l'étude par leurs effets magnétiques ⁽²⁾.

La méthode se recommande, entre autres, pour examiner de petits cristaux métalliques, ou bien des couches minces de supraconducteurs connus, ou bien, pour apprendre s'ils sont supraconducteurs, des métaux qu'on ne peut obtenir à l'état de pureté qu'en lingot ou en poudre ou en couches minces. Dans toutes ces études on profitera du *théorème de LIPPMANN* ⁽³⁾, qui régit les phénomènes produits dans les supraconducteurs par les variations de champ et les déformations dans le champ (propre ou extérieur, entre autre court circuit) : quand le nombre de lignes de force dans un champ extérieur, et qui traversent le circuit, subit une variation Δn , le courant induit qui en résulte produit une variation $\Delta n'$ qui compense exactement la première. En d'autres termes, le nombre total des lignes de force magnétique demeure invariable et tout se passe comme si le circuit supraconducteur demeurait infranchissable aux lignes de force.

Les courants qui restent dans le conducteur, lorsque le champ dans lequel il a été refroidi jusqu'à devenir supraconducteur est supprimé, sont tels qu'ils produisent un nombre de lignes de force n' égal au nombre n des lignes de force qui traversaient le conducteur au moment où il devenait supraconducteur,

Nous ne nous arrêterons pas aux cas particuliers et, quant aux expériences à faire avec les supraconducteurs, nous nous bornerons à rappeler qu'aussitôt que les courants persistants furent réalisés, on a signalé le service qu'ils pourraient rendre dans les expériences bien connues que MAXWELL a indiquées pour

(1) On l'a fait en supprimant un champ magnétique dans lequel le conducteur avait été refroidi jusqu'à la température nécessaire, ou bien en faisant un court circuit sur un circuit où il y avait moyen d'établir un contact approprié.

(2) H. KAMERLINGH ONNES, *Comm. Leiden*, nos 140 a, 140 c et 141 b.

Si le conducteur forme un circuit qu'on peut ouvrir, on peut décharger le moment électrocinétique à travers un galvanomètre balistique.

(3) G. LIPPMANN, *C. R. Acad. Sc.*, t. CLXVIII, 1919, p. 73.

trouver la masse de l'électricité et dont l'une a conduit MM. TOLMAN et STEWART à une première détermination du rapport $\frac{m}{e}$ pour les électrons libres dans les conducteurs. Cette détermination a appris que l'électron dans le métal a la même masse que l'électron à l'état isolé. Une répétition de cette expérience dans l'hélium liquide pourrait contribuer peut-être à obtenir un résultat plus précis pour ce fait, important pour la connaissance de ce que font les atomes de RUTHERFORD-BOHR lorsqu'ils passent dans l'état métallique.

§ 5. LA SUPRACONDUCTIBILITÉ ET LA THÉORIE ÉLECTRONIQUE. — Sauf mention du contraire, nous considérons les phénomènes sans champ extérieur.

a. Il y a alors deux faits prédominants. L'un est que la conductibilité atteint des valeurs extrêmement grandes, l'autre que dans tous les cas observés il y a un passage discontinu de l'état de conductibilité ordinaire à l'état supraconducteur. Quant au dernier, il y a des indications, comme nous l'avons dit à l'occasion du thallium sans champ et du plomb dans le champ, que la grandeur du changement est d'un caractère plutôt accessoire, tandis que l'existence d'une discontinuité elle-même est fondamentale.

b. Cette discontinuité a, aussitôt que la supraconductivité fut trouvée, fait poser la question ⁽¹⁾: *Est-ce qu'au passage du point de discontinuité s'établissent aussi d'autres changements marqués de propriétés que le changement de conductibilité, de sorte qu'il s'agirait de la transformation d'une modification allotropique dans une autre?*

A cette question nous pouvons donner une réponse négative. Quant aux constantes élastiques, déterminées comme elles le sont par l'état du réseau atomique et montrant son influence sur la résistance ordinaire dans la température caractéristique, qu'elles permettent de calculer, il a été observé qu'un ressort hélicoïdal d'étain recourbé et chargé à son extrémité ne subissait aucun changement en passant le point de discontinuité.

⁽¹⁾ Voir : Rapports et discussions de la réunion tenue à Bruxelles du 30 octobre au 3 novembre 1911 sous les auspices de M. Solvay, p. 311.

Pour la *chaleur spécifique* ⁽¹⁾, particulièrement indiquée pour juger de l'effet du réseau atomique sur la résistance ordinaire, à laquelle la règle de GRUNEISEN la lie intimement, et du reste dépendant elle-même de la température caractéristique, des déterminations avec le mercure supraconducteur ont donné des valeurs assez en harmonie avec ce qu'on pourrait attendre par analogie, de sorte qu'il n'est pas probable qu'au point de discontinuité elle éprouve un changement considérable ⁽²⁾.

La propriété dans laquelle on croirait devoir trouver une discontinuité du même ordre que celle de la conductibilité électrique serait la *conductibilité calorifique* ⁽³⁾. Des mesures faites avec le mercure supraconducteur ont montré qu'elle est bien quelques fois plus grande qu'à la température ordinaire, mais en cela elle ne fait que suivre le cours régulier, qui fait qu'en descendant dans l'échelle des températures les écarts de la loi de WIEDEMANN-FRANZ augmentent sans devenir considérables. *Dans l'état supraconducteur il n'y a plus aucune trace de la loi de WIEDEMANN-FRANZ.*

Les résultats que nous venons de citer ne sont donnés chacun que par une seule expérience, ou une seule série d'expériences tout au plus. Ils ne peuvent être acceptés que sous réserve de pouvoir être sujets à des erreurs. Cependant, en les résumant, il semble en résulter que *le passage discontinu à l'état supraconducteur est quelque chose d'ordre électrique en premier lieu.*

Il semble en effet qu'il n'y a pas plus de raison pour parler d'une modification allotropique au point de discontinuité de conductibilité que de parler d'une modification allotropique lorsque des ferromagnétiques passent le point de CURIE.

c. L'analogie frappante de ces deux points ⁽⁴⁾ a été bien mise en

⁽¹⁾ H. KAMERLINGH ONNES et G. HOLST, *Comm. Leiden*, n° 142 c.

⁽²⁾ Nous remarquerons qu'il pourrait y avoir un changement de chaleur spécifique d'ordre électrique, analogue à celui qui dépend du champ moléculaire magnétique, dépendant ici de l'arrangement électrique dans la théorie de Thomson.

⁽³⁾ H. KAMERLINGH ONNES et G. HOLST, *loc. cit.*

⁽⁴⁾ Cette analogie avait été remarquée indépendamment par A. PERRIER (voir *Act. de la Soc. helvétique des Sc. nat.*, 99^e session, Zurich, 1917, 2^e Partie, Conférence).

évidence dans la théorie que J.-J. THOMSON⁽¹⁾ a donnée de la conduction métallique : alignement de doublets électriques par la force électromotrice, champ moléculaire électrique par l'alignement des doublets et émission d'électrons d'atome à atome.

Avec l'hypothèse d'un champ moléculaire établi par l'alignement de doublets, THOMSON va peut-être un peu trop loin dans la spécialisation de ce qui est nécessaire pour expliquer la discontinuité d'après son idée générale. On ne peut se refuser de poser la question, si peut-être les électrons libres ont deux manières de se mouvoir entre le réseau atomique avec ses électrons fixes, dont l'une serait la plus stable au-dessus, l'autre au-dessous du point de discontinuité. Dans la première, moins ordonnée, les électrons viendraient souvent en collision avec les atomes, dans l'autre, plus régulière par une sorte de congélation, ils glisseraient à travers le réseau métallique sans se heurter aux atomes. On est d'autant plus tenté de poser cette question que la supposition, que le changement continu du réseau avec la température peut, à une certaine valeur de celle-ci, entraîner un changement discontinu du caractère du mouvement des électrons libres, est appuyée par l'équivalence des influences de la température et du champ sur le point de discontinuité, le champ devant naturellement entrer dans les conditions de stabilité dont nous venons de parler.

En tout cas, il semble y avoir avantage à prendre l'idée de THOMSON dans sa forme la plus générale, c'est-à-dire d'une *discontinuité déterminée par la température dans quelque processus ayant le caractère d'un alignement pour l'ajouter à l'image dont la théorie électronique de la conductibilité a à se servir.*

d. Retournons maintenant au premier phénomène fondamental des supraconducteurs, c'est-à-dire aux valeurs extrêmement petites de la résistivité et examinons quelle modification il demande dans les conceptions du *libre parcours des électrons et de leur collision avec les atomes*, dont se sert la théorie électronique. Il semble que ce que les supraconducteurs ont appris conduit à abandonner l'idée du *libre parcours rectiligne*. En calculant ce parcours de la manière ordinaire, avec les données pour la conductibilité, on vient à des

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XXX, 1915, p. 192.

longueurs invraisemblables. Elles sont en quelques cas plus de dix mille fois le diamètre des fils minces sur lesquels on a opéré et même en ne faisant usage, pour obtenir un trajet, que des droites les plus longues qu'on puisse tirer à travers le conducteur et qu'on accepte l'hypothèse que, lorsqu'on rencontre la surface, il y a là réflexion parfaitement élastique sur une surface parallèle au courant, il faudrait encore mettre ensemble plus de mille de ces bouts de chemin pour arriver au libre parcours calculé. L'hypothèse de réflexion que nous venons de signaler, acceptable encore pour le cas où la surface du supraconducteur est constituée par un isolant, ne peut que soulever de grandes difficultés, lorsqu'elle est constituée par un conducteur ordinaire, aux atomes duquel les électrons pourraient céder leur énergie. Des expériences arrangées pour voir si c'était peut-être le cas (mercure dans capillaire d'acier, couche mince d'étain sur fil de maillechort) ont montré que le conducteur ordinaire se comporte simplement comme isolant (vérification pour ce cas des lois de KIRCHHOFF) (1).

Mais, si nous concluons qu'il faut abandonner pour les supraconducteurs (et, vu ce qu'ils ont appris, peut-être aussi pour les bons conducteurs métalliques ordinaires à très basse température) la notion du libre parcours rectiligne sur une distance un peu grande en comparaison des dimensions des atomes, il est facile de la remplacer par une *notion équivalente* au point de vue de l'accumulation d'énergie électrique.

Nous supposons qu'il y a des circonstances dans lesquelles se forment des *filaments* de grande longueur, *le long desquels l'électron*, qui prend part à la conduction, *peut glisser sur la surface des atomes et passer d'un atome à un autre sans transmettre de l'énergie*

(1) *Comm. Leiden*, nos 133 b et 133 d. Il semble que ces expériences ont la même portée pour les théories de STARK (*Jahrb. d. Rad. u. Elektronik*, t. IX, 1912, p. 188) et de LINDEMANN (*Phil. Mag.*, 6^e série, t. XXIX, 1915, p. 127) que pour la théorie électronique classique (voir E. RIECKE, *Ann. Phys. Chem.*, t. LXVI, 1898, p. 353, 545, 1199, et *Ann. Phys.*, t. II, 1900, p. 835. — P. DRUDE, *Ann. Phys.*, t. I, 1900, p. 566, et t. III, 1900, p. 369. — J.-J. THOMSON, *Rapp. du Congrès de Phys.* de 1900, Paris, t. III, p. 138. — H.-A. LORENTZ, *Proc. K. Akad. v. Wet.*, Amsterdam, t. VII, 1905, p. 428, 585, 684, etc.).

aux degrés de liberté figurant dans l'équilibre statistique de l'agitation calorifique (1).

Ces filaments peuvent avoir toute sorte de formes, non seulement rectilignes, mais aussi courbées et même entortillées; ils ne sont pas toujours constitués par les mêmes atomes et peuvent avoir des ramifications de tous les côtés, rendant nécessaire que l'électron rebrousse peut-être chemin et avance par des mouvements de va-et-vient pour qu'il trouve, en poursuivant son chemin, toujours réalisées les conditions du contact supraconducteur. En parcourant ce chemin, l'électron accumule le travail électrique d'une manière que nous pouvons nommer *adiabatique*.

A l'extrémité du filament un autre processus, non adiabatique, devient nécessaire pour permettre à l'électron de poursuivre son chemin (2).

La notion de *collision* de l'électron avec un atome est à généraliser de manière à comprendre ce processus, dans lequel la chose principale est que la quantité de mouvement absorbée par l'électron peut être transportée à un degré de liberté de l'atome qui le contient, pour que l'énergie accumulée passe à l'énergie de l'agitation calorifique (3).

Selon cette conception modifiée, le libre parcours n'est donc pas un chemin parcouru avec une vitesse d'une direction constante (s'il n'y a pas de force électromotrice extérieure), mais une *dis-*

(1) La coupe transversale du filament contenant plusieurs atomes, l'électron conducteur y trouvera une voie bien protégée contre toute soustraction d'énergie (image particulièrement adaptée pour les phénomènes du contact de la surface du supraconducteur et d'un conducteur ordinaire).

(2) Ce peut être l'éjection d'un électron de l'atome, passage à l'état d'électron libre et collision avec un autre atome, ou bien transport immédiat à un atome qui vient en collision avec le dernier du filament, ou rupture du filament supraconducteur par l'agitation thermique, si l'on se laisse guider par les anciennes images, ou bien un autre processus de transmission de l'énergie ordonnée des électrons à celle de l'agitation thermique, si l'on tâche de s'approcher de la théorie des quanta.

(3) Aussitôt que l'état supraconducteur fut trouvé, on remarqua l'analogie entre la manière dont l'électricité se transporte dans un supraconducteur et celle dont, dans l'expérience bien connue qu'on fait avec une rangée de billes de billard suspendues l'une à côté de l'autre, le choc se propage de la première à la dernière.

tance franchie dans la direction de la force électromotrice *d'une manière adiabatique*.

On serait tenté de faire l'hypothèse que les filaments sont constitués par quelques rangées d'atomes qui tous ne prennent part à l'agitation thermique que par des vibrations de grande longueur d'onde, de sorte que les contacts supraconducteurs ne subissent pas de rupture, ce qui semble compatible avec la théorie des chaleurs spécifiques. La théorie des quanta aurait à expliquer comment la quantité de mouvement de l'électron (ou des électrons qui marchent ensemble) serait accumulée adiabatiquement le long du filament et comment enfin elle serait transmise à un degré de liberté de l'agitation thermique. Une image grossière serait celle que les atomes du filament ne prennent pas du tout part à l'agitation calorifique et qu'une rupture se fait parce qu'un atome se détache du filament pour aller prendre part à cette agitation, en prenant avec lui la quantité de mouvement accumulée par l'électron et transportant de cette manière l'énergie accumulée par l'électron sur les degrés de liberté calorifiques (translation) de cet atome.

Dans la notion de ces filaments se retrouve l'idée d'alignement de THOMSON, laquelle, comme nous l'avons dit plus haut, est, dans une forme générale, à ajouter à l'image dont se sert la théorie électronique. Le modèle de l'atome doit, pour l'expliquer, contenir de quoi déduire cette sorte de *crystallisation électromagnétique*, qui réunit au-dessous d'une certaine température tout à coup les électrons superficiels d'un nombre énorme d'atomes en filaments d'un ordre microscopique, soit par un changement discontinu des conditions du contact des atomes deux à deux pour tous les atomes de ce filament à la fois, soit par une soudure des filaments d'atomes qui existeraient séparément déjà au-dessus du point de discontinuité thermique de la conductibilité.

§ 6. LES SUPRACONDUCTEURS ET LE MODÈLE DE L'ATOME. — C'est à l'étude ultérieure de l'atome de RUTHERFORD-BOHR qu'on s'adressera en premier lieu pour rendre compte des traits de l'image que nous avons esquissée. Les premières questions qui se posent peuvent se résumer ainsi :

1° Lorsque les atomes de RUTHERFORD-BOHR s'unissent pour

constituer un métal, qu'advient-il de leurs électrons superficiels : perdent-ils tous, ou une partie d'entre eux, leur énergie cinétique?

2° Combien de sortes d'électrons a-t-on à distinguer dans un métal (« libres », ou fixes d'une manière plus ou moins forte) et quelle est la statistique de leurs mouvements d'après la théorie des quanta?

3° Les mouvements des électrons conducteurs d'atomes adjacents sont-ils cohérents?

4° Quel est le mécanisme par lequel les électrons conducteurs dans les conducteurs ordinaires *transmettent sur les degrés de liberté de l'agitation calorifique* l'énergie accumulée sous l'action de la force électromotrice extérieure?

5° Est-ce que dans cela une vitesse normale des électrons conducteurs, sur laquelle ils retombent, joue un rôle?

6° Comment se fait-il que les atomes puissent avoir un contact supraconducteur, comment peuvent-ils former des filaments supraconducteurs qui ouvrent un chemin macroscopique le long duquel puissent glisser les électrons conducteurs, *sans transmettre de l'énergie aux degrés de liberté calorifiques* des atomes environnants, et comment les électrons conducteurs sont-ils guidés à suivre ce chemin au milieu d'atomes en mouvement calorifique?

7° Dans quelles limites de changement de circonstances la voie supraconductrice résiste-t-elle à la rupture?

Jusqu'ici nous n'avons parlé que des cas où il n'y a pas de champ magnétique extérieur. L'influence magnétique intervient naturellement dans la solution de toutes les questions que nous venons de formuler. En introduisant le champ extérieur, chaque question est pour ainsi dire doublée. D'autres s'ajouteraient. Nous nous engagerions sur un terrain très vaste et où les expériences dans l'état superconducteur font presque toutes défaut. Il n'y a que le phénomène de HALL pour lequel on ait fait des recherches, qui ont démontré que la force électromotrice observée

de la manière ordinaire disparaît avec la résistance lorsque la superconductivité apparaît ⁽¹⁾.

Nous nous bornerons donc à ajouter cette question-ci, qui semble se détacher avec clarté :

8° Quelle est la raison de l'équivalence du champ magnétique et de la température dans la destruction du flux adiabatique stable des électrons entre les agglomérations d'atomes, dont un grand nombre sont en mouvement calorifique?

⁽¹⁾ H. KAMERLINGH ONNES et K. HOF, *Comm. Leiden*, n° 142 b.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. KAMERLINGH ONNES
SUR LES SUPRACONDUCTEURS.

M. LANGEVIN. — L'hypothèse émise par M. Silsbee que la valeur critique i_c du courant au-dessus de laquelle disparaît la supraconductivité est précisément celle pour laquelle le champ magnétique, produit par le courant lui-même, atteint à la surface du conducteur la valeur critique H_c , pose le problème de la distribution du courant dans un conducteur dont la résistivité est supposée varier brusquement quand le champ magnétique traverse la valeur H_c depuis une valeur extrêmement faible (supraconductivité) jusqu'à une valeur k fois plus grande, k étant un nombre très grand.

N'envisageant que l'état de régime permanent, M. Silsbee admettait dans son premier travail ⁽¹⁾ que, pour une valeur du courant supérieure au courant critique i_c , la section du conducteur, supposée circulaire, se partage en deux régions, une intérieure supraconductrice dans laquelle passe la quasi-totalité du courant et dont le rayon est déterminé par la condition que le champ magnétique prenne à cette distance du centre la valeur critique H_c , et l'autre extérieure dans laquelle le champ magnétique prend une valeur égale ou supérieure à H_c et qui n'est pas supraconductrice.

J'ai repris l'examen de ce problème et envoyé à M. Silsbee une solution complète dont les résultats ont été donnés par lui dans une seconde publication ⁽²⁾, sous une forme abrégée que je compléterai ailleurs. Elle montre que la section se partage en réalité en trois régions, une intérieure où le champ magnétique produit par le courant est partout inférieur à H_c , une intermédiaire où le champ reste constant et égal à H_c et une couche extérieure où le champ est supérieur à H_c , la densité de courant étant constante dans la première région et très grande, variable dans la seconde,

⁽¹⁾ *Journal of the Washington Acad.*, vol. 6, n° 17, 1916, p. 598.

⁽²⁾ *Scientific Papers, Bureau of Standards*, n° 307, juillet 1917.

puis de nouveau constante dans la troisième avec une valeur k fois plus petite que dans la première. On peut en déduire la loi de variation de la résistance en fonction du courant.

La question se pose de savoir si ce régime permanent peut s'établir : au moment où l'on ferme le circuit, le courant ne circule dans le supraconducteur que dans une couche superficielle d'autant plus mince que la conductivité est plus grande et le régime permanent ne s'établira que progressivement au bout d'un temps d'autant plus long que la conductivité est plus grande. Si la supraconductivité était parfaite, il ne s'établirait jamais. M. Ehrenfest pense, je crois, qu'il en est effectivement ainsi. Un calcul simple montre que le temps nécessaire à l'établissement du régime permanent de distribution du courant dans un fil de section circulaire et de rayon a est de l'ordre de γa^2 , γ étant la conductivité. L'estimation donnée par M. Kamerlingh Onnes dans son rapport montre que, dans le cas des fils de plomb qu'il a employés, ce temps serait de l'ordre d'une minute. Il sera plus long si la supraconductivité est supérieure à la limite indiquée.

M. EHRENFEST. — Quelle est, d'après vos calculs, la durée de relaxation pour les conducteurs dans lesquels le courant persistant circulait pendant des heures ?

M. LANGEVIN. — Dans le cas des bobines utilisées pour les courants permanents, la durée d'établissement du régime, c'est-à-dire le temps nécessaire à la disparition du courant induit, est plus long parce que les dimensions du conducteur sont plus grandes et que le temps varie comme le carré de ces dimensions. Pour une bobine dont le diamètre est de l'ordre du centimètre le temps nécessaire à la disparition du courant induit serait supérieur à 10^5 secondes.

M. RUTHERFORD (question à M. KAMERLINGH ONNES). — Quelle forme aviez-vous donnée à ces conducteurs et comment saviez-vous qu'un courant continuait à y circuler ?

M. KAMERLINGH ONNES. — L'action sur le magnétomètre le faisait supposer. Dans les expériences sur les courants persistants,

nous avons fait usage de deux espèces de conducteurs. Les uns constituaient un anneau fermé ou une bobine fermée sur elle-même par la réunion de deux bouts de fil. L'autre forme de conducteur était une bobine ouverte. Dans cette dernière forme de conducteur, le courant persistant prend son chemin le long de la surface extérieure du fil enroulé et, arrivé au bout, il revient par la surface interne, pour retourner encore une fois à l'autre bout, par la surface externe et ainsi de suite. L'aire enfermée par le circuit ainsi parcouru est assez grande, vu la longueur du fil. Aussi le moment magnétique produit par une bobine ouverte atteignait-il dans quelques cas $\frac{1}{2}$ du champ obtenu avec la bobine fermée.

M. DE HAAS. — Ne serait-il pas possible de baser là-dessus la construction d'un galvanomètre, complètement protégé par une cuirasse en plomb contre les variations du champ magnétique extérieur et d'une très grande sensibilité au voltage ?

M. KAMERLINGH ONNES. — Des expériences dans ce sens sont projetées, en particulier pour mesurer des forces électromotrices et des courants qui deviennent très faibles à la température très basse de ce galvanomètre. Mais il est à craindre qu'à ce degré de sensibilité la réaction de la bobine supraconductrice sur l'aimant devienne si grande que l'aimant ne se rapproche de sa position d'équilibre qu'en rampant.

M. LANGEVIN. — La permanence du courant induit dans le circuit coupé dont parle M. Kamerlingh Onnes signifierait que la supraconductivité est notablement supérieure à la limite qu'il a indiquée et cela rend le phénomène encore plus intéressant. Même dans un fil fin le courant ne passerait que dans une pellicule superficielle pendant un temps très long.

En opérant avec des circuits de très petites dimensions, l'expérience des courants induits permettrait, par l'observation du temps très long nécessaire à leur disparition, ou de la loi de diminution en fonction du temps de leur action sur un magnétomètre, de mesurer avec précision la supraconductivité. M. Onnes en a parlé d'ailleurs dans son rapport.

M. KAMERLINGH ONNES. — Ces expériences sont, en effet, pleines de promesses. Par l'étude de l'action d'une bobine, traversée par un courant persistant, sur un magnétomètre, la limite de la résistivité du plomb, qui avait été fixée à $0,5 \cdot 10^{-10}$ fois celle à 0° C. par des mesures de potentiel, a pu être abaissée à 0,3 ou $0,2 \cdot 10^{-10}$.

M. LANGEVIN. — Il semble que le point de vue de M. Lindemann, auquel j'ai fait allusion hier, permettrait de comprendre la supraconductivité par glissement du réseau des électrons par rapport à celui des atomes. En l'absence d'agitation thermique de ce dernier réseau, il n'y aurait aucune dissipation d'énergie liée à ce glissement qui, une fois lancé, pourrait durer pendant un temps très long. La température où apparaît la supraconductivité serait celle pour laquelle, en vertu des conditions de quanta, l'agitation thermique des atomes disparaît à peu près complètement et la théorie prévoit une variation très rapide au voisinage d'une température critique liée à la période propre limite des oscillations du réseau atomique.

M. BRAGG. — Il semble y avoir une relation entre la supraconductivité et la structure cristalline. Dans des cristaux métalliques, comme le lithium et le sodium, où il y a probablement un électron libre en dehors de l'édifice très stable de chaque atome, la distance entre les centres des atomes est grande, de sorte qu'il y a amplement de la place pour un réseau d'ions positifs et d'électrons libres, comme celui dont on a parlé. Mais dans des cristaux de métaux qui ne sont pas voisins de gaz inertes dans le tableau périodique, les centres des atomes sont beaucoup plus rapprochés. D'après ce que l'on sait des dimensions atomiques, les électrons extérieurs doivent s'entre-pénétrer dans une certaine mesure. Les métaux auxquels M. le professeur Onnes fait allusion, lorsqu'il parle de supraconductivité, appartiennent à la dernière classe, et il est probablement plus facile dans ce cas de concevoir les électrons comme glissant d'un atome au suivant le long d'une chaîne, comme il le représente, bien que beaucoup d'autres métaux, qui ne présentent pas l'effet, cristallisent de la même manière.

M. DE BROGLIE. — Comment s'assure-t-on que l'équilibre de température existe dans le conducteur ?

M. KAMERLINGH ONNES. — Lorsqu'il y a des différences de température, elles font sentir leur influence. On voit une influence de ce genre dans la figure 2 ; la courbure des lignes est un indice qu'une partie du conducteur atteint déjà la température du point de discontinuité avant que l'autre y soit arrivée.

M. L. BRILLOUIN. — *Sur la conductibilité des métaux.* — 1. Je voudrais indiquer rapidement une méthode théorique nouvelle, permettant d'attaquer le problème de la conductibilité des métaux ; il semble qu'on en puisse tirer des résultats intéressants, et elle fournit, en tout cas, une image neuve des phénomènes.

Je m'appuie sur une formule curieuse, démontrée par Einstein ⁽¹⁾ et que j'ai eu l'occasion d'utiliser récemment ⁽²⁾. Considérons une particule matérielle de pouvoir absorbant ou diffusant $\alpha(\nu)$ pour les radiations électromagnétiques et supposons qu'elle se déplace avec une vitesse \vec{v} à travers un espace vide parcouru par un rayonnement entièrement diffusé ; soit $\rho(\nu) d\nu d\omega$ la densité d'énergie des radiations de fréquence ν [à $d\nu$ près], dont les directions de propagation sont comprises dans l'angle solide $d\omega$. La particule subit une résistance proportionnelle à sa vitesse,

$$(1) \quad \vec{f} = -R\vec{v}, \quad R = \frac{4\pi}{c} \int \alpha(\nu) \left[\rho(\nu) - \frac{\nu}{3} \frac{d\rho}{d\nu} \right] d\nu.$$

L'espace parcouru par les radiations se comporte donc comme un milieu visqueux.

2. Je vais montrer, d'autre part, qu'on doit se représenter l'existence, dans l'espace vide compris entre les atomes du métal, d'un champ extraordinairement intense de radiations électromagnétiques. Nous savons évaluer, depuis Debye, l'agitation

⁽¹⁾ A. EINSTEIN et HOPF, *Ann. der Phys.*, t. XXXIII, 1910, p. 1115. — A. EINSTEIN, *Phys. Zeitschr.*, t. XVIII, 1917, p. 121.

⁽²⁾ L. BRILLOUIN, *Journ. de Phys.*, t. II, 1921, p. 142.

thermique dans un solide : la densité d'énergie correspondante a pour valeur

$$(2) \quad \mathcal{E}(\nu) d\nu d\omega = \left(\frac{1}{V_l^3} + \frac{2}{V_{tr}^3} \right) \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu d\omega,$$

où V_l est la vitesse de propagation des ondes élastiques longitudinales, V_{tr} celle des ondes transversales, et $\nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ la fonction de Planck. Cette énergie \mathcal{E} se compose, par moitiés, d'énergie élastique et d'énergie cinétique. Comment interprétons-nous actuellement ces *rayonnements élastiques*? Debye a émis l'hypothèse que les forces élastiques et de cohésion ne sont que les résidus de forces électriques entre molécules neutres voisines; les travaux de Born sur les réseaux ont montré l'extrême fécondité de cette conception. Nous admettrons donc que l'énergie élastique existe, finalement, dans l'espace interatomique, *sous forme électromagnétique*. Pour l'énergie cinétique, une grande part est aussi d'origine électromagnétique. Nous sommes ainsi conduits à admettre, dans l'espace compris entre les atomes, l'existence de radiations électromagnétiques dont la densité d'énergie est

$$(3) \quad \rho d\nu d\omega = A \mathcal{E} d\nu d\omega,$$

A étant un coefficient de proportionnalité, qui peut être compris entre $\frac{1}{2}$ (énergie élastique seule comptée comme d'origine électrique) et 1 (énergie cinétique, elle aussi, entièrement électromagnétique).

3. Comment nous représenterons-nous le mouvement des électrons libres entre les atomes du métal? Supposons d'abord le métal au zéro absolu, toute agitation thermique ayant cessé; les atomes positifs répartis aux nœuds d'un réseau (Born) créent un potentiel électrique dans tout l'espace; soient V_M , V_m ses valeurs maximum et minimum; les électrons vont se placer normalement aux positions V_M (énergie — eV_M minimum); ces positions forment un réseau intercalé dans le réseau atomique. Si l'on applique, de l'extérieur, une différence de potentiel U suffisante (par exemple supérieure à $V_M - V_m$), les électrons pourront quitter leurs positions de repos, et franchir les seuils qui les

séparent; il y aura courant électrique, le réseau d'électrons glissant à travers le réseau d'atomes. On n'aperçoit là aucune cause de frottement ni de résistance. Chaque électron restitué, en retombant en une position de repos V_M , l'énergie potentielle qu'il avait accumulée en franchissant un seuil; toutes les forces en jeu sont conservatives. La seule dissipation possible pourrait provenir des accélérations alternées que prendra l'électron. Les maxima de potentiel sont répartis périodiquement dans l'espace. Soit l la distance de deux maxima successifs sur la trajectoire suivie par l'électron. Ce dernier subira, en plus de sa translation moyenne avec une vitesse v , des oscillations de fréquence $\frac{v}{l}$; les accélérations γ auxquelles il est ainsi soumis sont proportionnelles à v , c'est-à-dire à l'intensité i du courant; l'énergie dissipée varie comme γ^2 , c'est-à-dire i^2 ce qui donne un terme de Joule. Ceci représente la résistance électrique au zéro absolu; on se rend compte qu'elle doit être extraordinairement faible.

4. L'agitation thermique vient modifier profondément ce processus; il apparaît, en effet, une densité d'énergie de rayonnement $\rho d\nu d\omega$ (formule 3), qui devient vite très considérable. L'électron libre n'absorbe pas, à vrai dire, les radiations électromagnétiques, mais, par les vibrations que celles-ci lui impriment, il disperse ou diffuse les rayonnements; ceci suffit pour que nous puissions lui attribuer un coefficient α , et constater, en appliquant la formule (1), qu'il se développe une résistance visqueuse s'opposant au mouvement de l'électron. L'expression (2), où j'ai explicité la loi de Wien, satisfait à la relation

$$(4) \quad \mathcal{E} - \frac{\nu}{3} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \nu} = \frac{T}{3} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T},$$

et la formule (1) s'écrit

$$(5) \quad R = \frac{1}{3} AT \int \alpha \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T} d\nu,$$

$\mathcal{E}(\nu)$ étant la densité d'énergie d'agitation thermique, de fréquence ν ; il en résulte

$$\int \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T} d\nu = d c_v,$$

où d est la densité du corps et c_v la chaleur spécifique à volume constant.

Appelons $\bar{\alpha}$ la valeur moyenne de $\alpha(v)$ et nous obtenons

$$(6) \quad R = \frac{1}{3} A \bar{\alpha} d T c_v.$$

L'électron en mouvement avec une vitesse v subit une résistance $-R\vec{v}$, qui doit être compensée par une force électrique $-\vec{e}\vec{h}$ (\vec{h} , champ électrique); la densité de courant est $\vec{i} = -n v \vec{e}$ (n , nombre d'électrons par centimètre cube) et nous obtenons la résistivité du métal

$$(7) \quad r = \frac{h}{i} = \frac{R}{n e^2} = \frac{1}{n} B T c_v \quad \text{avec} \quad B = \frac{A \bar{\alpha} d}{3 e^2}.$$

Cette formule (7) a une très grande analogie avec celle qu'ont proposée MM. Wien et Grüneisen ($r = A T c_p$) sur des bases théoriques très discutables. C'est la formule qui concorde le mieux avec les données expérimentales ⁽¹⁾ jusqu'au voisinage de la supraconductibilité.

5. On peut, dans le même ordre d'idées, interpréter la conductibilité calorifique. Un électron, lancé avec une vitesse v_0 , est ralenti suivant la loi

$$v = v_0 e^{-\frac{R}{m} t},$$

et s'arrête après avoir parcouru un trajet

$$(8) \quad L = \frac{m v_0}{R}.$$

Prenons pour v_0 la vitesse moyenne d'agitation des électrons, à la température considérée; L représentera leur libre parcours moyen.

Le raisonnement classique conduit à la formule

$$(9) \quad \lambda = \frac{n L v_0}{3} \frac{\partial \varphi(T)}{\partial T},$$

en notant λ , la conductibilité calorifique, et $\varphi(T)$, l'énergie d'agi-

⁽¹⁾ W. MEISSNER, *Ann. der Phys.*, t. XLVII, 1915, p. 1001; *Zeitschr. f. Phys.*, t. II, 1920, p. 373.

tation d'un électron à température T

$$(10) \quad \frac{1}{2} m v_0^2 = \varphi(T).$$

Remplaçons L par sa valeur (8) et nous obtenons

$$(11) \quad \lambda = \frac{2}{3} \frac{n}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial T} = \frac{2 n \varphi}{\Lambda \alpha d T c_v}.$$

Le rapport $\frac{\lambda}{\alpha T}$ de la loi de Wiedemann-Frantz s'écrit

$$(12) \quad \frac{\lambda}{\alpha T} = \frac{\lambda r}{T} = \frac{2}{3 e^2} \frac{\varphi}{T} \frac{\partial \varphi}{\partial T}.$$

A haute température, on pourra prendre $\varphi = \frac{1}{2} kT$ et retrouver la loi classique; mais dès que la température n'est pas très élevée φ aura une valeur inférieure à $\frac{1}{2} kT$ et la quantité $\frac{\lambda}{\alpha T}$ sera nettement plus petite que la valeur théorique $\frac{k^2}{3 e^2}$; les résultats expérimentaux de Meissner ont bien cette allure, et n'avaient pas été interprétés théoriquement jusqu'ici.

6. Revenons à la supraconductibilité; un fait important consiste en ce que la conductibilité calorifique ne subit, pour aucune température, de variation brusque comparable à celle de la conductibilité électrique. Nous pouvons nous expliquer ce paradoxe. Dans l'énergie totale d'agitation \mathcal{E} de la formule (2) nous pouvons séparer l'énergie \mathcal{E}_a liée aux atomes et l'énergie \mathcal{E}_e liée aux électrons, plus un terme \mathcal{E}_{ae} dépendant des positions respectives des atomes et électrons. Deux cas se présentent alors, dans le calcul de la résistance visqueuse subie par l'électron.

I. Si nous observons un mouvement d'ensemble de tous les électrons, ceux-ci entraînant avec eux l'énergie \mathcal{E}_e , nous ne devons faire figurer dans la formule (5) que les termes \mathcal{E}_a et \mathcal{E}_{ae} ; ce qui donne un certain coefficient R_1 .

II. Si au contraire nous considérons le mouvement d'un électron isolément, il faut faire figurer toute l'énergie dans la formule (5); ce qui donne un coefficient R_2 supérieur à R_1 .

Le cas I est relatif au déplacement des électrons sous l'influence d'un champ extérieur; c'est donc R_1 qu'il faudra conserver dans l'expression (7) de la résistance électrique. Pour la conductibilité calorifique, le mouvement reste désordonné, et l'on introduira R_2 dans l'expression (11).

Nous aurons donc supraconductibilité électrique si l'énergie d'agitation est exclusivement concentrée sur les électrons, les atomes restant au repos; cette idée a déjà été bien souvent émise, mais nous obtenons ici un résultat nouveau, c'est que la conductibilité thermique ne peut, *en aucun cas*, subir de variation analogue.

L'INTENSITÉ
DE LA
RÉFLEXION DES RAYONS X PAR LE DIAMANT

PAR SIR W.-H. BRAGG.

Il était à prévoir que l'étude des intensités relatives des rayons X monochromatiques, réfléchis par les différents plans du diamant, donnerait des renseignements utiles, et cela pour diverses raisons.

En premier lieu, il y a cette raison générale que pour tout cristal de pareilles intensités relatives dépendent de la disposition des atomes autour de chaque point du réseau et de l'arrangement des électrons dans chaque atome; elles sont éminemment caractéristiques pour chaque cristal. Malheureusement, l'imperfection de nos connaissances fait qu'il n'est pas facile d'interpréter les résultats.

Ensuite, une étude de ces intensités dans le cas du diamant pouvait être particulièrement intéressante, parce qu'il n'y a dans ce cas qu'une seule espèce d'atomes. L'interprétation pouvait donc être plus aisée que dans les cas de cristaux plus compliqués.

Il y a cependant une difficulté, que l'on ne rencontre pas dans le cas du sel gemme ou d'autres cristaux, qui peuvent offrir des faces de grande étendue, naturelles ou artificielles. Lorsqu'on fait tomber un mince faisceau de rayons X sur une face suffisamment grande, il n'est pas besoin de tenir compte dans les calculs des dimensions du cristal; la face peut être tellement étendue que le faisceau ne saurait la manquer et la profondeur du cristal au-dessous de la face peut être si grande que les rayons sont complètement absorbés.

Or, cela est irréalisable dans le cas du diamant; il est donc nécessaire de suivre une autre méthode. Au lieu de rendre le faisceau de rayons mince et d'employer un gros cristal, il est nécessaire de donner au faisceau une largeur telle que tout le cristal de diamant

soit baigné par lui. Toutes les fentes du spectromètre sont largement ouvertes et les dimensions du faisceau réfléchi sont déterminées par les dimensions du cristal.

Le diamant est monté sur un support semblable à peu près à celui d'un goniomètre; au moyen de réflexions de rayons X on règle sa position de manière qu'un axe zonaire convenable coïncide avec l'axe du spectromètre. Il est alors aisé de faire passer le cristal d'une position à une autre et d'examiner l'intensité de la réflexion par chacun des plans appartenant à la zone.

L'axe zonaire qui fut le plus fréquemment employé est celui déterminé par l'intersection de (110) et (001) : tous les plans importants passent par cet axe. Pour mesurer l'intensité pour un plan déterminé, on commençait par placer la chambre d'ionisation dans l'angle voulu et le cristal était tourné avec une vitesse uniforme et déterminée entre les limites angulaires étroites entre lesquelles il réfléchit. L'intensité du rayonnement était mesurée par le mouvement de la feuille de l'électroscope, préalablement étalonné, durant le balayage du cristal par les rayons, en tenant compte de la petite quantité de rayonnement général qui pénétrait dans la chambre pendant la durée des observations. Cette méthode a été décrite dans le *Philosophical Magazine* de mai 1914.

Les résultats mentionnés dans le Tableau I ont été obtenus au moyen d'un échantillon de diamant pesant 9^{mg},8. Lorsque le courant dans le tube Coolidge était d'un milliampère et le potentiel d'environ 40 000 volts, et que l'électroscope était rendu modérément sensible, par exemple 20 divisions par volt, la réflexion par le plan 111 faisait mouvoir la feuille avec une vitesse d'environ 5 divisions par seconde. Les dixièmes de division pouvaient être facilement appréciés à l'œil. Le tube à rayons X avait une anticathode en thorium.

Le diamant avait été choisi de façon à avoir autant que possible une forme sphérique; il n'offrait pas de faces nettes. On avait fait ce choix parce qu'on prévoyait que l'intensité des rayons réfléchis montrerait l'influence de l'absorption dans le cristal, ce qui fut effectivement le cas. Si le diamant avait eu une forme très irrégulière, les intensités correspondant aux divers plans auraient été influencées par là à des degrés différents et il aurait été très difficile d'en tenir compte exactement. Cette difficulté fut évitée en

grande partie en prenant un diamant de forme à peu près sphérique et en mesurant les intensités relatives à tous les plans appartenant à trois des six séries différentes de plans du type considéré. Les intensités s'accordaient entre elles à 10 pour 100 près. Les nombres du Tableau sont des moyennes et sont probablement exacts à 5 pour 100. Ils ont été donnés tels qu'ils ont été trouvés, sans tenir compte de la polarisation, de la température ni d'autres influences.

TABLEAU I.

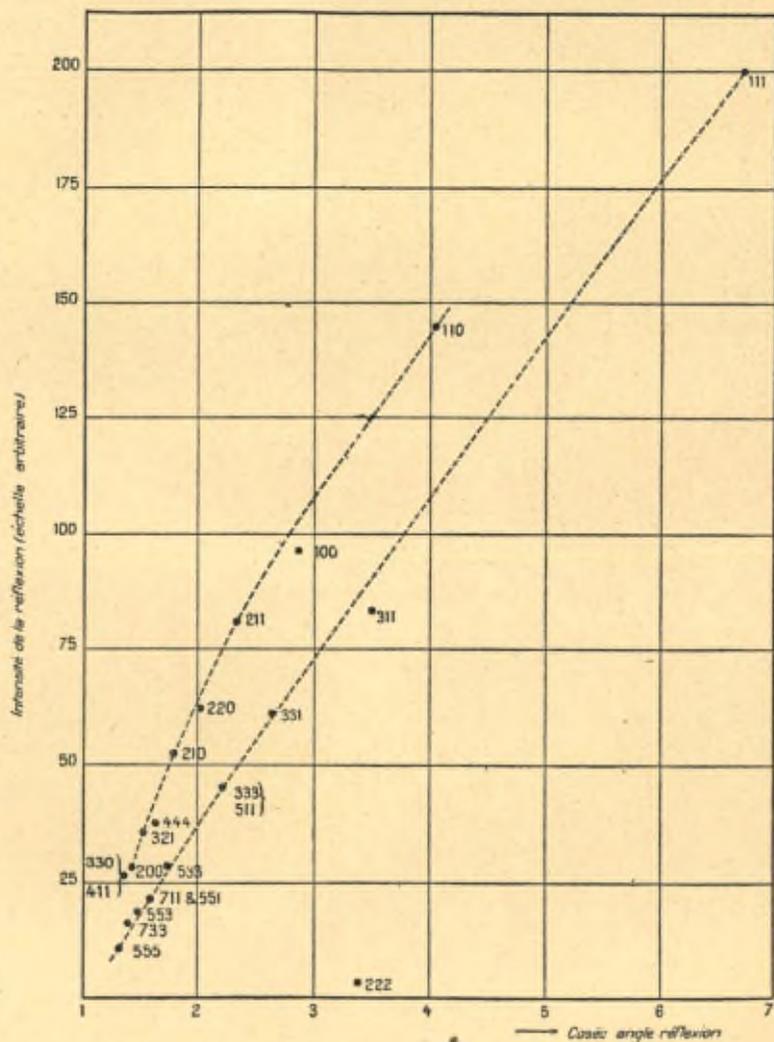
Indices du plan.	Coséc θ .	Intensité.
111.....	6,72	200 (étalon)
110.....	4,10	145
311.....	3,51	84
222.....	3,36	4
100.....	2,91	97
331.....	2,67	62
211.....	2,38	81
333 } 511 }	2,24	46
220.....	2,05	64
310.....	1,83	52 (1)
533.....	1,76	29
444.....	1,68	38
711 } 551 }	1,63	31,5
321.....	1,56	36 (1)
553.....	1,51	19
200.....	1,45	38
733.....	1,42	16,5
411 } 330 }	1,37	26
555.....	1,34	11,5

Les résultats sont représentés graphiquement dans la figure ci-contre; les intensités sont représentées en ordonnées, et en abscisses on a porté les cosécantes des angles de réflexion.

Les courbes présentent certains caractères bien marqués. Tous les plans qui ont un ou plusieurs nombres pairs dans leurs indices se trouvent sur une courbe continue, les autres se trouvent sur une autre. Cela tient évidemment au fait que les plans de première

(1) Ces plans ne furent observés que dans quelques cas.

espèce sont placés à des distances égales et contiennent les mêmes nombres d'atomes. Les intervalles entre les plans de deuxième espèce sont alternativement dans le rapport de 1 à 3. Cette dispo-



sition est réalisée le plus simplement dans le cas 111 (plan du tétraèdre) et résulte de ce que chaque atome se trouve au centre de gravité de ses quatre voisins les plus proches.

Dans les cas de réflexion du premier ou du troisième ordre par

tout plan dont les indices sont tous impairs, les réflexions sont, par suite de cette disposition, en discordance de phase de $\frac{1}{4}$. Dans le cas d'une réflexion du quatrième ordre, les plans agissent en concordance. Pour ces raisons le point (444) se trouve sur la courbe supérieure de la figure, mais les points représentatifs des intensités de (111) et (333) se trouvent sur l'autre.

L'influence de cet arrangement, qui est caractéristique pour la structure du diamant et qui fait que des plans voisins d'une même série agissent tantôt à l'unisson, tantôt avec $\frac{1}{4}$ de phase de différence, doit par elle-même déjà donner lieu à une différence entre les intensités dans les deux cas; les ordonnées de la courbe supérieure devraient être doubles de celles de la courbe inférieure. Car, si nous partons d'un système de plans égaux et équidistants et si nous enlevons la moitié des atomes de chaque plan pour former un nouveau système de plans qui partagent les intervalles de l'ancien système dans le rapport 1 : 3, l'intensité de la réflexion dans le $n^{\text{ième}}$ ordre est diminuée dans le rapport

$$1 : \frac{1 + \cos^2 n \frac{\pi}{2} + \sin^2 n \frac{\pi}{2}}{4}.$$

Si $n = 1$ ou 3, le rapport est 2 : 1.

Or, il n'en est pas du tout ainsi, surtout dans la partie de droite du diagramme. Cela provient de ce qu'on doit tenir compte de l'absorption des rayons et en particulier de l'absorption spéciale qui se produit lorsque le cristal est disposé de façon à réfléchir.

Lorsqu'on fait tourner un cristal entre les limites de réflexion, comme dans ces expériences, l'intensité totale des rayons réfléchis par un petit élément du cristal est proportionnelle à l'intensité des rayons qui tombent sur cet élément et au volume de l'élément. Or, le faisceau de rayons qui a passé à travers l'élément a perdu de l'énergie par suite de la réflexion qui a eu lieu. Une perte semblable ou absorption d'énergie du faisceau primitif a lieu tout le long de son chemin, en même temps qu'il y a réflexion. Le coefficient d'absorption ordinaire p est accompagné d'un coefficient d'absorption spécial qu'on peut considérer comme proportionnel au degré de réflexion et comme susceptible de s'ajouter au premier. Le coefficient p sera donc différent pour les divers plans.

Le faisceau primaire doit parcourir une certaine distance dans le cristal avant d'atteindre un élément de volume dv ; et le faisceau réfléchi doit faire un nouveau chemin avant de sortir. Le long de ces deux chemins le coefficient d'absorption est $p + r$, où r est une quantité qui augmente avec l'intensité de la réflexion et peut raisonnablement être considéré comme proportionnelle à cette intensité. Si d est la somme des deux chemins, la contribution de l'élément à l'intensité de la réflexion est proportionnelle à

$$r dv e^{-(r+p)d}$$

pour le même cristal, noyé toujours dans le même faisceau de rayons X. Nous négligeons les réflexions secondaires et d'ordre plus élevé.

L'intensité de la réflexion tout entière s'obtient en intégrant cette expression sur tout le volume du cristal. Le résultat dépend de la forme du cristal aussi bien que de son volume et aussi des valeurs de r et de p . Une estimation très grossière suffit à notre but. Il suffit de supposer le cristal tellement petit que seules les premières puissances de $(r + p)d$ doivent être conservées.

Si l'on négligeait entièrement $(r + p)d$, l'intensité du rayon réfléchi serait proportionnelle à rV , V étant le volume du cristal. Si l'on tient compte des premières puissances, l'intégration de

$$r dv [1 - (r + p)d]$$

donne une expression

$$rV[1 - k(r + p)],$$

où k est une grandeur linéaire dépendant de la forme du cristal.

Si l'on compare donc un point de la courbe supérieure de la figure au point de la courbe inférieure correspondant à la même abscisse, le rapport des ordonnées doit être plus petit que 2 : 1. Le rapport serait exactement 2 : 1 si le cristal était infiniment petit; mais, si l'on tient compte des premières puissances de $(r + p)d$, il prend la forme

$$2 \frac{1 - k(2r + p)}{1 - k(r + p)},$$

dont la valeur diminue à mesure que r augmente, c'est-à-dire vers la droite du diagramme.

De même, si l'on compare entre eux des diamants de diverses grosseurs, les cristaux les plus gros doivent montrer l'effet d'absorption plus fortement que les petits, puisque $k(r+p)$ augmente avec les dimensions du diamant. Si les diamants sont si gros qu'il ne suffit plus de limiter le calcul aux premières puissances de $(r+p)^d$, la conclusion générale subsiste encore.

Voici un Tableau comparatif des intensités pour quelques diamants de poids différents :

TABLEAU II.

Poids en mg.	(111).	(333).	(444).
61,4.....	100	33,5	26
9,8.....	45	10,4	8,5
4,55.....	34	7,0	5,4

Le cristal le plus lourd pèse au moins treize fois plus que le plus léger; cependant la réflexion (111) n'est que trois fois plus forte et même la réflexion (444), pour laquelle r est plus petit, n'est que cinq fois plus intense que la réflexion correspondante du petit cristal. Dans le cas d'un gros diamant de forme grossièrement tétraédrique et ayant une épaisseur de plus de 2^{mm}, les intensités relatives pour les trois plans du Tableau II étaient 100 : 45 : 39.

Le caractère le plus remarquable peut-être des résultats représentés dans le diagramme, c'est qu'il est possible de tracer des courbes aussi continues à travers les divers points. Si les électrons extérieurs de l'atome de carbone se trouvent à une distance un peu considérable du centre, ils doivent avoir des orbites très étendues⁽¹⁾, ou doivent contribuer fort peu à la réflexion pour une autre raison. Car, si tel n'était pas le cas, leurs effets varieraient considérablement d'un plan à un autre. S'ils sont tous tout près du centre, des mouvements aussi étendus ne doivent pas être admis. La question peut être tranchée par une mesure absolue de l'intensité de la réflexion par le diamant, mais les expériences faites dans ce but ne sont pas encore terminées.

Un autre point intéressant est l'existence d'une faible réflexion

(1) Voir les Communications de COSTER (*Proc. Roy. Acad. Sc.*, Amsterdam, 25 octobre 1919) et KOLKMEYER (*Ibid.*, 31 janvier 1920).

par le plan (222). Cette question a été examinée antérieurement, mais sans succès. On ne saurait expliquer la structure du diamant en supposant que le champ de force autour de l'atome de carbone est le même dans toutes les directions; en d'autres termes, il n'est pas possible que la force entre deux atomes s'exprime simplement par une fonction de la distance entre leurs centres. S'il en était ainsi, les sphères qui représenteraient convenablement les atomes de carbone prendraient la disposition en assemblage le plus serré possible. Chaque atome s'entourerait de douze autres, tous placés semblablement. En réalité, chaque atome n'est entouré que de quatre voisins et la structure est tellement poreuse qu'il est possible d'ajouter aux atomes contenus dans un espace donné d'autres atomes encore, en nombre égal à celui des atomes déjà présents. L'arrangement devient alors celui d'un cube centré, et chaque atome a huit voisins au lieu de quatre.

Il est donc nécessaire de supposer que la liaison d'un atome au suivant est due à une certaine propriété dirigée et que l'atome de carbone a ainsi quatre directions privilégiées; c'est ce que fait supposer, en effet, la tétravalence de l'atome. Dans ce cas, les propriétés de l'atome dans le diamant sont basées sur une forme tétraédrique et non sur une forme sphérique. Les tétraèdres ont un sommet dirigé vers un plan (111) pour la moitié des atomes du diamant et un sommet dirigé en sens contraire pour l'autre moitié. Des plans (111) consécutifs ne sont pas exactement de même nature, et l'on peut logiquement s'attendre à ce qu'ils ne compensent pas tout à fait mutuellement leurs effets dans la réflexion du second ordre par le plan du tétraèdre. C'est cet effet qui vient d'être constaté nettement, bien que faiblement.

LE

MOMENT DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT DANS UN CORPS MAGNÉTIQUE

PAR M. W.-J. DE HAAS.

1. *Théorie* (d'après des Notes de M. A. EINSTEIN). — La formule

$$\frac{\text{moment de la quantité de mouvement}}{\text{moment magnétique}} = 2 \frac{mc}{e_{\text{él. stat.}}} = 2 \frac{m}{e_{\text{él. magn.}}}$$

peut être déduite sans recourir à des hypothèses spéciales concernant les mouvements des électrons dans l'atome ou dans la molécule.

Si une molécule placée à l'origine des coordonnées a le moment magnétique m , les composantes de la force magnétique h en un point (x_1, x_2, x_3) suffisamment éloigné seront données par

$$(1) \quad h_1 = m_1 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \left(\frac{1}{r} \right) + m_2 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \left(\frac{1}{r} \right) + m_3 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3} \left(\frac{1}{r} \right), \quad \dots$$

D'un autre côté, nous pouvons calculer la force magnétique produite par les courants intramoléculaires. Si \mathbf{V} est le potentiel vecteur, nous avons

$$(2) \quad h_1 = \frac{\partial \mathbf{V}_2}{\partial x_2} - \frac{\partial \mathbf{V}_3}{\partial x_3}, \quad \dots$$

Nous avons à considérer les valeurs moyennes de \mathbf{V} et de h , prises pour un laps de temps assez long. Si nous introduisons les potentiels retardés, nous avons, i représentant l'intensité de courant,

$$(3) \quad \mathbf{V} = \frac{1}{c} \int \frac{[i] ds}{r}$$

(ds est un élément de volume). Si nous intégrons dans toute

l'étendue d'un électron ayant une charge e et se mouvant avec une vitesse v , en nous bornant aux termes proportionnels à v , nous trouvons

$$\mathbf{V} = \frac{e}{c} \cdot \frac{v}{r}$$

Supposons maintenant qu'un électron soit animé d'un mouvement stationnaire dans un petit espace autour de l'origine O . Ses coordonnées ξ_1, ξ_2, ξ_3 étant petites en comparaison de r , nous pouvons écrire

$$(4) \quad \frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} + \sum_a \frac{\partial \left(\frac{1}{r} \right)}{\partial \xi_a} \xi_a = \frac{1}{r_0} - \sum_a \frac{\partial \left(\frac{1}{r} \right)}{\partial x_a} \xi_a,$$

de sorte que les valeurs moyennes des composantes du potentiel vecteur deviennent

$$\bar{\mathbf{V}}_1 = \frac{e}{c} \left[\frac{1}{r_0} - \sum_a \left(\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_a} \right)_0 \xi_a \right] \xi_1, \quad \dots$$

Ici la valeur moyenne $\bar{\xi}$ disparaît. En outre, si le vecteur \mathbf{f} est le moment de la vitesse de l'électron par rapport à l'origine,

$$\overline{\xi_1 \xi_1} = -\frac{1}{2} f_1, \quad \overline{\xi_2 \xi_1} = \frac{1}{2} f_2.$$

Il s'ensuit que

$$(5) \quad \bar{\mathbf{V}}_1 = \frac{1}{2} \left[-f_2 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_2} + f_3 \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_3} \right] \frac{e}{c}$$

et, en vertu de (2), si l'on tient compte de l'équation

$$\Delta \left(\frac{1}{r} \right) = 0,$$

$$(6) \quad \mathbf{h}_x = \frac{e}{2c} f_1 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{e}{2c} f_2 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{e}{2c} f_3 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3} \left(\frac{1}{r} \right) \dots$$

Si nous comparons cette relation à (1), nous voyons que le moment magnétique est donné par

$$\mathbf{m} = \frac{e}{2c} \mathbf{f},$$

et, dans le cas où il y a plusieurs électrons, en mouvement stationnaire dans un petit espace et portant des charges égales e , par

$$(7) \quad m = \frac{e}{\lambda c} \Sigma f.$$

Le moment de la quantité de mouvement étant donné par

$$\mathbf{M} = \Sigma m f$$

ou

$$\mathbf{M} = m \Sigma f$$

dans le cas où les électrons sont tous de même masse m , nous sommes conduits à la relation

$$\frac{\mathbf{M}}{m} = \frac{\lambda m c}{e}.$$

2. *Historique.* — Déjà MAXWELL a cherché un effet de masse du courant électrique et du magnétisme.

Le premier qui déduisit la formule établissant la relation entre le moment d'impulsion et le moment magnétique, à peu près sous la même forme qu'EINSTEIN, fut RICHARDSON ⁽¹⁾. Qu'il me soit permis de reproduire ici un passage de son intéressant Mémoire.

« En vertu du principe de la conservation de la quantité de mouvement, le moment de quantité de mouvement ainsi créé doit être contre-balancé par un moment égal par rapport au même axe. On conçoit que cette réaction peut agir ou bien :

» 1^o sur le système électromagnétique produisant le champ excitateur, ou bien

» 2^o sur les atomes de la matière magnétique.

» Dans le premier cas, l'effet dépendrait simplement de I et n'impliquerait pas $\frac{e}{m}$.

» Dans le second cas les effets observés doivent dépendre du degré de liberté des atomes. S'ils étaient libres de tourner sans influencer les atomes voisins, le moment de la quantité de mouvement des orbites pourrait être compensé par des rotations locales de la ma-

⁽¹⁾ O.-W. RICHARDSON, *Phys. Rev.*, t. XXVI, 1908, p. 243; *The electron theory of matter*, p. 296.

tière non magnétique. Dans ce cas, la matière magnétique n'aurait aucune tendance à tourner d'une seule pièce. D'un autre côté, le fait que les propriétés magnétiques de la matière sont très sensibles à des variations de température, rend fort peu probable que les liens entre les atomes magnétiques et la matière environnante soient lâches.

» Il semble donc fort probable que le moment de quantité de mouvement ainsi créé sera compensé par un mouvement de la matière magnétique d'une seule pièce.

» Des expériences de vérification restèrent sans résultat. »

L'effet fut découvert en 1915 par EINSTEIN et moi. A peu près en même temps que nous, S.-J. BARNETT, dans de belles recherches ⁽¹⁾, trouva le phénomène inverse, l'aimantation d'une barre animée d'un mouvement de rotation. Un effet d'impulsion du courant électrique fut décelé dans les belles expériences de R.-C. TOLMAN et T. DALE STEWART ⁽²⁾.

3. *Méthodes.* — Comme il n'est pas facile de découvrir l'effet calculé ci-dessus, il n'est peut-être pas superflu de donner quelques détails sur les difficultés expérimentales. EINSTEIN et moi, nous avons trouvé l'effet par une méthode de résonance. Nous avons d'abord essayé une méthode d'impulsion simple, mais nous avons dû y renoncer bientôt.

Permettez-moi d'expliquer brièvement les deux méthodes.

Méthode par impulsion simple. — Prenez une barre de fer, suspendez-la à un mince fil de façon qu'elle soit bien centrée et aimantez-la au moyen d'une bobine coaxiale. Il se produit une impulsion. Cette impulsion se compose : 1° de l'effet Einstein-Richardson; 2° d'une impulsion très énergique due à l'action réciproque entre le champ magnétisant et la barre aimantée, et 3° de l'action du champ magnétique terrestre sur la barre.

⁽¹⁾ S.-J. BARNETT, *Phys. Rev.*, t. VI, 1915, p. 239; t. X, 1917, p. 7.

⁽²⁾ R.-C. TOLMAN et T. DALE STEWART, *Phys. Rev.*, t. VIII, 1916, p. 97; t. IX, 1917, p. 164.

Il y a encore une autre impulsion, moins nette et plus difficile à interpréter. Je parlerai de ce quatrième effet plus tard.

Sous l'influence de toutes ces impulsions, le barreau prend un mouvement très énergique et très désordonné. En compensant le champ terrestre on rend le mouvement plus calme, mais les troubles causés par l'influence mutuelle du champ de la bobine et de la barre restent; ils sont d'ailleurs très grands et forts gênants. Aussi aucun expérimentateur n'est-il parvenu jusqu'ici à découvrir l'effet par cette méthode (par impulsions simples). Je ne dis pas qu'il soit impossible de le montrer de cette façon; je dirais plutôt que c'est parfaitement possible, mais que la méthode n'est pas agréable.

4. Cependant l'effet Einstein-Richardson a été trouvé et mesuré par une méthode d'impulsion simple; mais différente de celle que je viens de mentionner. L'idée de cette méthode est due à EINSTEIN.

EINSTEIN modifie le magnétisme rémanent par un courant brusque et instantané dans la bobine. Par ce procédé ingénieux, la durée d'action entre le champ de la bobine et le barreau aimanté est rendue très courte et il est possible d'éliminer les perturbations provenant de cette action réciproque entre la bobine et la barre. C'est par ce moyen imaginé par EINSTEIN que J.-Q. STEWART ⁽¹⁾ mesura l'effet.

Il modifia la méthode d'EINSTEIN en désaimantant simplement une barre aimantée de façon rémanente. Il suffit pour cela d'un champ égal en intensité à la force coercitive, un champ qui est beaucoup plus faible que le champ magnétique nécessaire pour renverser l'aimantation rémanente. L'influence du champ de la bobine sur l'aimantation de la barre, aimantation qui n'est pas distribuée symétriquement autour de l'axe de rotation, de sorte qu'il reste un petit moment résultant perpendiculaire à cet axe, est encore diminuée de cette façon. STEWART constata chaque fois une forte impulsion, correspondant à des courants d'Ampère consistant en une circulation d'électrons négatifs.

(1) J.-Q. STEWART, *Phys. Rev.*, t. XI, 1918, p. 100.

Ses nombres sont :

$$\frac{1}{1,13 \cdot 10^{-7}} \frac{2M}{e} =$$

Fc.			Ni.
0,56	0,49	0,49	0,60
0,47	0,58		0,40
0,46	0,84		1,30
0,51	0,88		1,30
0,58	0,51		0,40
0,55	1,04		0,50
0,52	0,68		

On voit qu'il y a d'assez grands écarts entre ces nombres. M. STEWART pense que ceux qui se rapprochent le plus de la moitié de la valeur classique sont les plus dignes de confiance.

5. *Méthode par résonance.* — Si nous répétons les impulsions d'une façon régulière, en aimantant la barre Nord-Sud, puis Sud-Nord, et ainsi de suite, nous employons une méthode de résonance, qui donne le grand avantage que les divers effets se distinguent par des phases différentes.

Cette méthode a été appliquée par EINSTEIN et moi et plus tard exactement de la même manière par G. ARVIDSSON (1) et E. BECK (2).

Une barre suspendue à un fil de verre est aimantée périodiquement dans des sens opposés par une bobine coaxiale. Ainsi que je l'ai déjà fait remarquer, il y a plusieurs raisons pour lesquelles la barre se met en mouvement :

1. L'effet Einstein-Richardson qui, d'une façon générale, est faible en comparaison des effets perturbateurs;
2. L'action déjà mentionnée du champ terrestre sur la composante horizontale de l'aimantation;
3. L'action du champ alternatif sur une partie constante qui peut exister dans l'aimantation.

L'effet perturbateur 2 est très intense; l'effet 3 est faible.

(1) G. ARVIDSSON, *Phys. Zeitschr.*, t. XXI, 1920, p. 88.

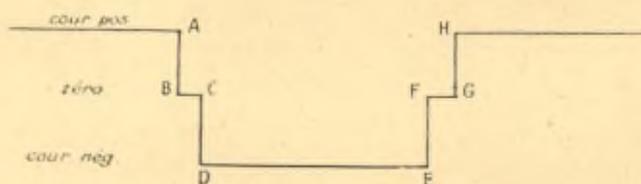
(2) E. BECK, *Ann. d. Physik*, 4^e série, t. LX, 1919.

Les effets 2 et 3 ont une phase qui diffère d'un quart de période de celle de l'effet 1. Ils tendent toujours à augmenter les déplacements sur l'échelle. En compensant plus ou moins le champ terrestre, il est possible de séparer l'effet Einstein-Richardson de l'effet 2. L'axe magnétique du barreau ne peut évidemment pas s'écarter trop de l'axe de rotation, sans quoi les troubles seraient trop grands pour pouvoir être éliminés. Les nombres que nous avons trouvés pour $\frac{2m}{e}$ dans nos expériences sont $0,69.1,13.10^{-7}$ et $0,98.1,13.10^{-7}$. La seconde valeur est presque la valeur classique $1,13.10^{-7}$, de sorte que nous avons pensé que des erreurs expérimentales avaient rendu la première valeur trop petite. Une détermination plus récente, que j'ai faite au laboratoire de la fondation Teyler à Harlem, donna $0,86.1,13.10^{-7}$. Je dois faire observer que le but principal de cette dernière détermination avait été de m'assurer du signe de l'effet, qui est d'accord avec une aimantation due à des électrons négatifs.

Au sujet des grands écarts que présentent ces valeurs, je ferai remarquer que les expériences avaient été faites en un temps très court et que nous étions déjà très satisfaits d'avoir montré l'effet d'une façon incontestable. Les nombres qui servirent au calcul de la grandeur de l'effet n'étaient connus que d'une façon grossière. C'est ainsi que nous n'avons pas mesuré le champ de la bobine d'aimantation : nous l'avons calculé; en outre, les bobines étaient entourées de fil d'une façon assez irrégulière et n'avaient pas été construites pour servir à ces expériences. Nous n'avons pas davantage mesuré l'aimantation du barreau : nous l'avons estimée ou calculée. Tout cela a été dit dans notre Mémoire original. Ces résultats préliminaires nous paraissaient satisfaisants et l'on comprendra sans peine que nous étions portés à considérer la valeur $0,98.1,13.10^{-7}$ comme la meilleure.

6. Cependant des observations plus récentes de BECK, STEWART et ARVIDSSON conduisirent à des valeurs beaucoup plus rapprochées de notre première valeur $0,69.1,13.10^{-7}$, c'est-à-dire de la moitié de la valeur classique. C'est là une chose très remarquable et je décidai de répéter les expériences par des méthodes plus précises. Je viens de les terminer et vous me permettrez de les décrire.

La méthode employée est une méthode de résonance, mais différente de celle que j'ai appliquée en collaboration avec EINSTEIN. Le barreau n'est pas aimanté par une bobine fixe, mais par un fil enroulé autour du barreau lui-même. J'ai évité de cette façon toute réaction entre le barreau et le champ de la bobine. La seule source d'erreurs est le champ magnétique terrestre et cela constitue un grand perfectionnement. Le barreau est suspendu par un fil mince, qui lui permet d'exécuter des oscillations torsionnelles. Le courant est lancé dans le fil enroulé autour du barreau par l'intermédiaire de deux fils d'argent ($\frac{1}{50}$ mm). Ces fils d'argent, qui n'étaient presque pas tendus, n'avaient pas d'influence sur la



position du barreau. Le courant dans le barreau était renversé à des intervalles réguliers au moyen d'un pendule cycloïdal. Le diagramme suivant représente approximativement la variation du courant. On voit que pendant un temps très court il n'y a pas de courant dans la bobine. Le pendule cycloïdal oscille librement. Sa période est fort constante et l'on pouvait aisément laisser osciller le pendule pendant une demi-heure ou plus. Le fil de suspension du barreau avait une longueur telle que les vibrations torsionnelles étaient à peu près de même période que le mouvement du pendule (2 secondes). Le champ terrestre pouvait être compensé par un fil enroulé autour d'un cadre rectangulaire convenablement placé. Il n'y aurait aucun des effets perturbateurs considérés ci-dessus, s'il était possible de faire coïncider l'axe de rotation avec l'axe magnétique du barreau. Pour remplir cette condition le mieux possible, un système de suspension spécial avait été adapté au sommet du barreau.

Supposons que nous lançons le courant dans la bobine enroulée autour du barreau de fer. Le barreau se met à osciller violemment sous l'influence de l'effet 2. En réglant le courant de compensation

on rend le mouvement plus calme. Les observations se firent optiquement. L'image d'une fente étroite était projetée sur une échelle par un petit miroir attaché au barreau. On pouvait d'ailleurs enlever l'échelle et photographier les déviations sur une feuille sensible.

Or, si les effets 2 et 3 existaient seuls, il serait possible, en réglant le courant de compensation, d'obtenir sur l'échelle une déviation minimum, car les effets 2 et 3 mentionnés ci-dessus ne peuvent qu'augmenter la déviation. La valeur minimum serait l'effet Einstein-Richardson (1). Mais cela n'est pas tout à fait exact. Pour le bien comprendre, il faut considérer d'un peu plus près l'aimantation du barreau. On reconnaît aisément que tout défaut de symétrie, par exemple dans la forme du barreau ou dans la position de la bobine vis-à-vis de l'axe du barreau, doit nécessairement occasionner un petit écart entre la direction de l'aimantation et celle de l'axe géométrique. Ceci donne lieu à la composante horizontale du moment magnétique, qui est la cause de l'effet 2. Or, nous n'aurions affaire qu'à cet effet-là seulement si l'aimantation dont nous venons de parler était simplement renversée, en passant de la direction première à la direction opposée. Mais le cas est en réalité plus compliqué; pendant les petites durées représentées par BC, FG, il reste un peu de magnétisme rémanent, dont l'intensité et la direction sont assez difficiles à préciser, mais qui a généralement une direction différente de celle de l'axe géométrique. Par suite de son état dans les intervalles BC, FG, le barreau subit de la part du champ extérieur des forces qui s'ajoutent à l'effet 2. Ces forces, agissant dans ces courts intervalles de temps, peuvent être considérées comme de rapides impulsions, de sorte que ce nouvel effet est en concordance de phase avec l'effet Einstein-Richardson.

7. Pour éviter tous ces effets perturbateurs, j'ai imaginé la méthode suivante : les oscillations sont photographiées pour des courants d'intensités différentes dans le fil du cadre de compen-

(1) C'est dans cette hypothèse que BECK et ARVIDSSON ont fait leurs observations. Les valeurs qu'ils ont trouvées sont bien concordantes; les moyennes sont : pour le fer, $0,53 \cdot 1,13 \cdot 10^{-7}$; pour le nickel, $0,57 \cdot 1,13 \cdot 10^{-7}$.

sation. Le champ terrestre n'est donc jamais compensé complètement; nous photographions par exemple sur un film tournant les oscillations du barreau dans quatre champs magnétiques d'intensités différentes. Nous obtenons ainsi quatre courbes ayant des amplitudes et des phases différentes. Afin d'être certain des phases, nous comparons celles-ci à la phase du pendule cycloïdal. Cela peut se faire très simplement. Le rayon lumineux lancé sur le miroir attaché au barreau peut être intercepté par le pendule cycloïdal, au moment où il passe par sa position d'équilibre. Nous obtenons alors dans la ligne noire, obtenue par photographie, des points blancs dus à l'interception périodique de la lumière. Tour-nons maintenant la suspension du barreau et par conséquent le barreau lui-même de 180° autour d'une ligne verticale. En agissant ainsi nous produisons un changement de phase d'une demi-période dans tous les effets perturbateurs. Seul l'effet Einstein-Richardson ne change pas de phase. Nous photographions dans cette nouvelle position (exactement avec les mêmes courants de compensation dans le cadre) et nous obtenons de nouveau quatre courbes avec des signaux blancs.

Chaque sinusoïde se compose de la sinusoïde de l'effet Einstein-Richardson à laquelle sont venues se superposer diverses sinusoïdes « de perturbation ». Toutes ont des phases et des amplitudes différentes. Nous superposons maintenant deux sinusoïdes résultantes, obtenues avec des courants de compensation égaux, mais dans des positions de l'appareil différant de 180° , de telle façon que les taches blanches des deux courbes coïncident et nous prenons la demi-somme algébrique des ordonnées des deux courbes. Ces sommes algébriques, représentées graphiquement, donnent enfin la sinusoïde d'Einstein-Richardson.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. W.-J. DE HAAS.

M. RICHARDSON. — Permettez-moi d'abord de féliciter M. de Haas du succès de ses expériences et de la façon ingénieuse dont il a su surmonter les difficultés causées par les troubles dus aux effets secondaires. Je sais par expérience que ces effets perturbateurs sont fort gênants, surtout lorsqu'on se sert dans les mesures de champs magnétiques intenses. Il y en a dont on ne peut pas se débarrasser en appliquant la méthode par résonance. Telle est, par exemple, l'influence de la composante horizontale du champ magnétique extérieur sur la composante horizontale du moment magnétique du barreau. En 1908 je fis, à Princeton, en Amérique, des expériences dans le but de déceler cet effet gyromagnétique; je me servis à cet effet de méthodes semblables, en principe, à celles que M. de Haas vient de décrire, mais, par suite des difficultés sérieuses que je rencontrai, aucune des épreuves faites avant 1914 ne conduisit à des résultats satisfaisants. Finalement, ces difficultés furent surmontées par M. John Q. Stewart, qui reprit le problème à Princeton au printemps de 1915. Les difficultés proviennent pour la plus grande partie du produit du moment magnétique du barreau et de l'intensité du champ magnétique extérieur. Stewart mesura l'impulsion produite lorsqu'un barreau fortement aimanté, placé dans un champ extérieur nul (c'est-à-dire qu'il se servait du magnétisme rémanent, le facteur désaimantant étant faible), était désaimanté par un faible champ opposé (champ coercitif). Le changement allait donc d'un moment magnétique fini dans un champ extérieur nul à un moment magnétique nul dans un champ extérieur fini et le produit : moment magnétique \times champ extérieur, qui donne lieu à la plus grande partie des troubles, était nul dans les deux conditions. Comme résultat de ses expériences, M. Stewart conclut que le rapport K du moment de la quantité de mouvement à l'intensité de l'aimantation était :

Pour le fer,

$$K = 2 \frac{m}{e} (0,51 \pm 0,04);$$

Pour le nickel,

$$K = 2 \frac{m}{e} (0,47 \pm 0,11);$$

l'argent ne donna aucun effet. Les résultats de ces expériences sont, je pense, mieux concordants que les valeurs communiquées dans le tableau à la page 211 du Rapport de M. de Haas ne semblent l'indiquer, parce que ce tableau fait aussi mention de quelques données obtenues avec des appareils dont l'auteur savait qu'ils étaient défectueux et dont il ne s'est servi que pour contrôler certains points particuliers, et non pour déterminer exactement la valeur du rapport K .

Comme conclusion des expériences de M. de Haas et de celles de Beck et Arvidsson, on peut bien dire que la valeur de K est beaucoup plus proche de $\frac{m}{e}$ que de $2 \frac{m}{e}$. Dans mon premier Mémoire sur ce sujet, dans le *Physical Review* de 1908, j'ai montré que, si l'on admet que l'aimantation est due à des particules chargées ou des électrons décrivant des orbites, l'établissement d'un moment magnétique M' autour d'un certain axe doit être accompagné de la création d'un moment de quantité de mouvement U' autour du même axe, et que l'on doit avoir

$$(1) \quad U' = KM' = 2 \frac{m}{e} \frac{1 - \frac{e M A}{E m a}}{1 - \frac{A}{a}} M'.$$

Dans cette équation, A et a représentent les vitesses aréolaires moyennes, projetées sur un plan perpendiculaire à l'axe en question; M et m sont les masses, et E et e les charges, les lettres majuscules se rapportant aux particules positives et les minuscules aux particules négatives.

Si nous pouvons supposer que le magnétisme provient presque entièrement du mouvement des électrons négatifs, comme dans la théorie de Langevin par exemple, cela doit résulter du fait que les vitesses aréolaires des électrons positifs sont négligeables en comparaison de celles des électrons négatifs et, posant $A = 0$ dans la formule ci-dessus, nous trouvons dans ce cas

$$(2) \quad K = \frac{U'}{M'} = 2 \frac{m}{e}.$$

Je ne vois pas, pour le moment, une manière satisfaisante de concilier les basses valeurs expérimentales de K avec le type de théorie qui attribue l'aimantation à cette réorientation des orbites décrites par les particules négativement chargées, dont les dimensions linéaires sont négligeables.

Une des façons d'expliquer la valeur trop basse de K serait d'admettre un certain entraînement de la masse de matière par les orbites des électrons. J'ai envisagé ce type d'effet en 1908 et MM. de Haas et Stewart y ont également songé. Mais il ne semble pas fort probable que ce phénomène se présente et, en tout cas, il conviendrait mieux pour rendre compte d'une absence totale de l'effet, si une pareille absence avait été observée, que pour expliquer pourquoi la moitié environ du moment reviendrait à la matière.

Une autre possibilité est celle-ci, que les mouvements des parties positivement chargées de l'atome ne sont pas aussi peu importantes que nous l'avons supposé. Si nous posons K égal à la moitié de la valeur théorique $2 \frac{m}{e}$ dans l'équation (1) et que nous résolvions cette équation par rapport à $\frac{\Lambda}{a}$, nous trouvons des valeurs qui, dans le cas du fer, vont de $-2,5 \times 10^{-1}$ à -2×10^{-6} environ, d'après le nombre d'électrons négatifs par atome que nous supposons contribuer pour une part importante à l'intensité de l'aimantation dans le cas du fer. La valeur la plus élevée du rapport s'obtient en supposant que tous les électrons dans l'atome de fer sont efficaces; la limite inférieure est trouvée lorsqu'on fait l'autre hypothèse extrême, que l'aimantation de l'atome de fer est due essentiellement à un seul électron décrivant une orbite de forme particulière. Eu égard aux suppositions faites, le rapport des vitesses aréolaires devrait être compris entre les limites assignées. Pour des orbites circulaires $\frac{\Lambda}{a} = \frac{R^2 \Omega}{r^2 \omega}$, où R , r , Ω et ω sont respectivement les rayons et les vitesses angulaires, et l'on trouve pour les deux limites des valeurs numériques qui ne sont pas inadmissibles. Mais la difficulté dans cette explication réside dans le signe — affectant le terme $\frac{\Lambda}{a}$, ce qui signifie que l'on doit attribuer à la partie positivement chargée de l'atome une rotation de sens contraire à celui du changement dans le moment angulaire des parties négativement

chargées. On ne voit pas du tout d'où proviendrait une rotation opposée de cette grandeur.

Il se peut que l'hypothèse d'orbites de révolution décrites par des électrons de dimensions négligeables soit insuffisante pour rendre compte des phénomènes magnétiques. Il est possible que l'explication du magnétisme implique la considération des détails de structure de l'électron. Certains auteurs ont émis l'idée que l'électron négatif, par exemple, serait un anneau d'électricité et que les forces magnétiques proviennent en grande partie de la rotation de cet anneau dans son propre plan. Les considérations suivantes font connaître une manière de trouver par les phénomènes magnétiques une valeur de $\frac{e}{m}$ différente de celle fournie par d'autres méthodes. Supposons, à titre d'argument, que l'aimantation ne soit pas l'effet de la révolution des électrons dans leurs orbites, mais provienne des rotations des électrons eux-mêmes, lesquelles, comme M. Lorentz l'a fait observer, doivent être produites dans un champ magnétique. Considérons avec M. Lorentz l'électron comme une sphère chargée de rayon R et de charge e, ayant un moment d'inertie Q et une vitesse angulaire ω . Son moment magnétique est alors

$$(3) \quad M = \frac{e R^2}{3c} \omega,$$

c étant la vitesse de la lumière, et le moment de sa quantité de mouvement est

$$(4) \quad U = Q\omega = \frac{e^2 R}{18\pi c^2} \omega.$$

La masse de l'électron est

$$m = \frac{e^2}{8\pi c^2 R} + \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\varepsilon}{c^2},$$

où $\frac{4}{3} \pi R^3 \varepsilon$ est la partie non électromagnétique de l'énergie. Conformément à l'idée de Poincaré, que les forces électromagnétiques auto-annihilantes de l'électron sont contre-balancées par une tension normale de nature non électrique, on a

$$\varepsilon = \frac{c^2}{32\pi^2 R^4},$$

de sorte que pour cet électron

$$(5) \quad m = \frac{e^2}{6\pi c^2 R}.$$

De (3), (4) et (5) nous déduisons

$$(6) \quad K = \frac{U}{M} = \frac{c}{e} \frac{e^2}{6\pi c^2 R} = \frac{c}{e} m.$$

Dans cette équation, le facteur c est introduit par les unités différentes dont nous faisons usage : nous voyons donc que nous obtenons ainsi une valeur de K qui n'est que la moitié de celle fournie par la théorie des orbites de révolution. Cependant, ce calcul ne peut être considéré que comme une illustration des hypothèses possibles que l'on peut faire au sujet de l'électron, car les moments magnétiques produits de cette façon sont beaucoup trop petits pour rendre compte des intensités d'aimantation qui existent réellement.

M. LORENTZ. — C'est là une espèce de diamagnétisme qui doit être si faible que certainement on ne pourrait pas l'observer.

M. RICHARDSON. — C'est, j'en conviens, un effet diamagnétique. J'ajouterai qu'autant que j'ai pu m'en assurer aucun des effets gyroélectromagnétiques examinés par Maxwell n'est le même que celui dont nous parlons.

M. LORENTZ. — Maxwell a considéré un terme dans lequel il y a le produit de la vitesse de la bobine et du courant. L'effet que nous considérons ici doit certainement être compris parmi ceux qui proviennent de ce terme.

M. RICHARDSON. — Maxwell a examiné de la façon la plus large les effets qui devraient se produire si des courants électriques, y compris les courants moléculaires auxquels Ampère attribue le magnétisme, étaient accompagnés d'une convection de matière, et il a imaginé diverses expériences pour contrôler leur existence. Évidemment, la création d'un moment de quantité de mouvement comme conséquence de l'aimantation, qui est un effet d'inertie, tombe dans les limites de son schéma très général, mais il me semble

qu'il n'a jamais eu en vue un pareil effet et les expériences qu'il a projetées n'étaient ni destinées ni appropriées à sa découverte.

M. LARMOR. — Si dans une molécule ou tout autre système atomique, les atomes tournent les uns autour des autres, de telle manière que les ions positifs aussi se meuvent avec une inertie considérable, de légers changements de configuration dus à un champ magnétique pourraient, d'une manière que nous ignorons, avoir pour conséquence un changement considérable dans le moment de la quantité de mouvement. Si les ions animés du mouvement de révolution étaient tous de même signe et avaient tous la même inertie, et tournaient autour d'un groupe d'ions centraux ayant en moyenne le signe contraire, la création d'un champ magnétique aurait simplement pour effet de donner à tout le système une rotation avec la vitesse angulaire $\frac{Hc}{\lambda m}$. Le rapport du moment angulaire communiqué au moment magnétique induit semblerait donc être, dans cette grande série de cas idéalement simples, exactement $\frac{m}{e}$, ce qui est une extrême limite, et le moment serait diamagnétique pour une charge e négative. L'idée que le magnétisme est lié à un moment angulaire de la molécule nous fait revenir, dans une forme générale, aux théories par lesquelles Kelvin illustra mécaniquement les phénomènes magnéto-optiques découverts par Faraday et qui firent une si grande impression sur Maxwell dans les premiers jours de sa carrière scientifique.

M. DE HAAS. — L'explication par un noyau positif qui devrait tourner très rapidement en sens contraire me paraît forcée. D'ailleurs, si l'électron et le noyau tournaient ensemble autour de leur centre de gravité commun la correction prendrait le mauvais signe.

M. LORENTZ. — En effet, pour expliquer une valeur de $\frac{U}{M}$ inférieure à $2\frac{m}{2}$, il faudrait admettre que la rotation ou circulation ait des directions opposées pour les charges positives et négatives.

Je voudrais encore faire remarquer que, même si l'on avait

trouvé pour l'effet la valeur théorique, il aurait été bien difficile de se former une idée du mécanisme du phénomène. Les atomes du fer, ou plutôt leurs noyaux positifs, doivent être liés entre eux de manière à former un système plus ou moins rigide et il s'agit de se rendre compte de la manière dont ce système est mis en rotation. Nous pourrions faire cela, sans doute, si nous avions une théorie satisfaisante de l'aimantation elle-même, mais nous en sommes encore bien éloignés.

Dans le cas des corps diamagnétiques, dont nous pouvons expliquer fort bien les propriétés, il sera facile de comprendre dans tous les détails le phénomène dont il s'agit maintenant. Malheureusement, ici ce phénomène doit être beaucoup trop faible pour être observé.

Note ajoutée après l'exposé et la discussion du Rapport.

Lorsque j'ai voulu interpréter mes expériences (faites le 20 mars et le 16 juillet 1921) et en déduire les résultats de la façon indiquée dans ce qui précède, l'accord entre les diverses épreuves ne me satisfait pas. C'est pourquoi j'ai suivi plus tard une autre voie, qui me parut plus sûre et les résultats ont été calculés, en définitive, d'une façon que je désire exposer brièvement.

Lorsqu'on tourne de 180° le barreau suspendu avec les minces fils adducteurs, qui servent à conduire le courant dans la bobine enroulée autour du noyau en fer, le barreau avec la bobine qui l'enveloppe occupent la même portion de l'espace; mais les fils ne se substituent pas exactement l'un à l'autre. Ce fait, combiné à une asymétrie dans le champ magnétique, peut avoir pour conséquence que l'action du champ sur les fils dans une des positions n'est pas exactement opposée à celle dans la position qui en diffère de 180° . Il est donc désirable de ne pas faire intervenir du tout, si possible, dans les calculs finaux le couple produit par l'action du champ magnétique résiduel sur les fils traversés par le courant.

Supposons que le couple Einstein-Richardson agissant sur le barreau puisse être développé en série de Fourier :

$$f(t) = \frac{1}{2} b_0 + b \cos 2\pi \frac{t}{T} + b' \cos 4\pi \frac{t}{T} + \dots;$$

nous pouvons alors, eu égard à la résonance, nous borner au terme $b \cos 2\pi \frac{t}{T}$ ou $b \cos nt$. Le coefficient de ce terme a la valeur

$$b = \frac{16m}{eT} \bar{M};$$

T est la durée d'une oscillation forcée du barreau, e et m sont la charge et la masse d'un électron, M le moment magnétique du barreau. Le temps t est compté ici à partir d'un des instants où le courant est renversé dans les spires.

Or, on remarquera que, tandis que les impulsions du couple de l'effet proprement dit se produisent dans les intervalles de temps BC, EG, etc. (voir le diagramme ci-dessus), le couple que le champ magnétique résiduel exerce sur les fils adducteurs agit durant les temps DE, etc., de sorte que cette dernière action est en retard d'un quart d'oscillation sur la première. Nous pouvons donc développer le dernier couple en série de Fourier suivant les sinus et, encore une fois, la résonance nous permet de ne conserver que le terme

$$\beta \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Mais il y a encore divers couples perturbateurs qui agissent sur le barreau; nous pouvons les composer en un seul $\gamma \cos (nt + \sigma)$. Nous pouvons logiquement présumer que ce couple change de signe sans changer de grandeur, lorsque nous tournons l'appareil de 180° . Le couple résultant agissant sur le système, que nous pouvons représenter par $\alpha \cos (nt + s)$ et qui peut être déduit, dans chaque épreuve, des oscillations observées, se compose donc de trois parties : 1^o le couple cherché $b \cos nt$, qui n'est pas sensible à un changement d'azimut, ni au point de vue de sa grandeur, ni au point de vue de son signe; 2^o le couple $\beta \sin nt$, dû aux fils, qui devient $\beta' \sin nt$ lors d'une rotation de 180° , mais nous ne savons rien des rapports de grandeur et de signe de β et β' ; 3^o le couple perturbateur $\gamma \cos (nt + \sigma)$ agissant sur le barreau, qui change de signe sans changer de grandeur par une rotation de 180° .

Sous forme d'équations, cela peut s'écrire :

Position I :

$$(1) \quad \alpha \cos (nt + s) = b \cos nt + \beta \sin nt + \gamma \cos (nt + \sigma);$$

Position ($I \pm 180^\circ$) :

$$(2) \quad \alpha' \cos(nt + s') = b \cos nt + \beta' \sin nt - \gamma \cos(nt + \sigma);$$

d'où, en développant et isolant les termes en $\cos nt$ et $\sin nt$,

$$(3) \quad b + \gamma \cos \sigma = \alpha \cos s,$$

$$(4) \quad b - \gamma \cos \sigma = \alpha' \cos s',$$

ce qui donne

$$(5) \quad b = \frac{1}{2} (\alpha \cos s + \alpha' \cos s').$$

Les valeurs de α , α' , etc. peuvent être déduites de grandeurs mesurées (moments d'inertie, etc.) à l'aide de l'équation du mouvement; les phases s , s' , etc. peuvent également être déduites, au moyen de cette équation, des phases des vibrations observées, lesquelles phases sont données par les instants marqués sur les films par le pendule cycloïdal. Enfin, des valeurs de b calculées au moyen de (5) on déduit, à son tour, de l'expression de b donnée plus haut, la valeur de $\frac{e}{m}$.

Ce calcul a donné :

$$20 \text{ mars} \dots \dots \frac{e}{m} \cdot 10^{-7} = 3,0^8; 2,3^8; 2,7^9$$

$$16 \text{ juillet} \dots \dots \quad \quad \quad = 1,8^7; 1,6^2; 2,2^6$$

Ici encore il y a des écarts notables. Les valeurs trouvées pour $\frac{e}{m}$ sont comprises entre la valeur classique ($1,78 \cdot 10^7$) et le double de cette valeur.

Je ferai remarquer qu'on peut encore faire quelques calculs de contrôle; ces calculs permettent d'ailleurs d'élucider la question de savoir jusqu'à quel point nos suppositions concernant les effets perturbateurs sont exacts.

Dans chaque épreuve on peut décomposer le couple $\alpha \cos(nt + s)$ [ou $\alpha' \cos(nt + s')$], qui se déduit en amplitude et en phase des observations, en deux autres $p \cos nt$ et $q \sin nt$, dont le premier a la même phase que le couple cherché et dont le second est décalé par rapport à celui-ci d'un quart de période. On a d'ailleurs

$$p = \alpha \cos s, \quad q = -\alpha \sin s$$

OU

$$(p = \alpha' \cos \alpha', \quad q = -\alpha' \sin \alpha');$$

on peut donc trouver p et q pour chaque épreuve.

Or, le couple tout entier doit évidemment être une fonction linéaire de l'intensité i du courant qui a servi à compenser à peu près le champ terrestre; de même les deux parties du couple, donc aussi les amplitudes p et q , doivent être des fonctions linéaires de i . Il doit en être de même de l'amplitude du couple perturbateur de phase 0, c'est-à-dire du couple

$$\frac{1}{2}(\alpha \cos \alpha - \alpha' \cos \alpha').$$

C'est là la grandeur dont il faut diminuer l'amplitude du couple de phase 0 dans une des positions de l'appareil, ou augmenter l'amplitude de ce couple dans l'autre position, pour trouver l'amplitude du couple Einstein, donné par (5). En omettant un facteur $\frac{Q}{2l}$ (Q = moment d'inertie, l = distance du film au miroir fixé au barreau) on trouve les valeurs de p et q suivantes :

16 juillet 1921.

Film.	Position.	p .	q .
2.....	I	1,00	1,66
3.....	(I \pm 180°)	0,63	0,63
5.....	(I \pm 180°)	0,73	1,64
6.....	I	0,67	0,86
8.....	I	0,61	1,10
9.....	(I \pm 180°)	0,55	1,36

Les données suivantes montrent jusqu'à quel point la relation linéaire en question est vérifiée :

Amplitude du couple perturbateur.		Courant compensateur.
Déduite des films 2 et 3...	+0,19	$i = 65$
» 8 et 9...	+0,03	63
» 5 et 6...	-0,03	62

La variation linéaire de i avec l'amplitude se vérifie très bien; si à la place de + 0,03 on pouvait mettre 0,04, la proportionnalité de la variation serait parfaite.

	Amplitude q .	Courant compensateur.
Position (I).....	$q = 1,66$	$i = 65$
"	1,10 (1,13)	63
"	0,86	62
Position (I $\pm 180^\circ$)..	0,63	65
" ..	1,36 (1,30)	63
" ..	1,64	62

20 mars 1921.

	Amplitude du couple perturbateur.	Courant compensateur.
Films 11 à 13...	0,115	$i = 70$
" 13 à 3...	0,40 (0,32)	67
" 10 à 6...	0,45	65

	Amplitude q .	Courant compensateur.
Position I.....	$q = -0,14$	$i = 70$
"	-1,35 (-1,42)	67
"	-2,27	65
Position (I $\pm 180^\circ$)..	+1,09	70
" ..	+2,38 (+2,31)	67
" ..	+3,13	65

Les valeurs de q mises entre parenthèses sont celles qu'on trouve en admettant une allure exactement linéaire. A part la valeur du 20 mars (0,40 au lieu de 0,32), la relation linéaire se vérifie partout d'une manière très satisfaisante. On voit en même temps que les effets perturbateurs sur le couple de phase 0 ont été beaucoup plus faibles dans les expériences du 16 juillet que dans celles du 20 mars. Il s'ensuivrait qu'on doit attacher plus de poids aux épreuves du 16 juillet. Or, dans ces dernières épreuves, les valeurs obtenues pour $\frac{e}{m}$ sont beaucoup plus rapprochées de la valeur classique que dans celles du 20 mars.

Un fait qui m'a frappé comme quelque chose de remarquable, c'est que la relation linéaire entre *tous les effets perturbateurs* sur le courant de compensation se vérifie beaucoup mieux que la constance de b , l'amplitude de l'effet Einstein-Richardson. Je ne saurais expliquer ce fait qui me paraît un mystère.

Les autres auteurs cités dans ce rapport trouvent le double de la valeur classique de $\frac{e}{m}$. Pour ma part, je suis tenté de considérer

comme une question encore pendante la connaissance de la valeur exacte de l'effet proprement dit.

Quoi qu'il en soit, tous les observateurs ont trouvé une valeur de $\frac{c}{m}$ trop grande. Une partie du moment d'impulsion disparaît donc et échappe à nos observations. On a exprimé l'idée que le noyau positif, en tournant à grande vitesse, pourrait absorber une partie du moment d'impulsion. Mais cette hypothèse me paraît forcée et peu probable; je pense plutôt, si les bases de la théorie sont inattaquables, qu'il faudra songer à d'autres mouvements cachés.



L'APPLICATION
DE LA
THÉORIE DES QUANTA AUX PROBLÈMES ATOMIQUES
PAR M. N. BOHR.

Remarques préliminaires.

Conformément au programme du Congrès Solvay, ce Rapport aurait dû se composer de deux Parties, dont la première aurait formé un aperçu des principes généraux qui sont à la base de l'application de la théorie des quanta aux problèmes atomiques; la seconde aurait eu pour objet l'application spéciale de ces principes au problème de la disposition et du mouvement des électrons dans l'atome. Malheureusement, la maladie qui empêcha l'auteur de ce rapport d'assister aux Conférences ne lui permit d'achever que la première Partie de son Rapport, que M. Ehrenfest eut l'obligeance de présenter au Congrès. On trouvera à la fin une indication succincte de la seconde Partie.

I. — Les traits généraux de la théorie du quanta.

Le problème de la constitution des atomes, qui fait l'objet de ce Rapport, a pris dans ces derniers temps une forme bien différente de celle qu'il avait il y a quelques années. Ainsi que cela a été exposé dans le Rapport de Sir Ernest Rutherford, nous avons à présent des connaissances détaillées sur les particules qui sont les constituants de l'atome. Nous pouvons donc admettre qu'un atome se compose d'un noyau central positif, possédant à peu près toute la masse de l'atome et entouré d'un essaim d'électrons, dont le nombre est égal, dans l'atome neutre, à ce qu'on appelle *le nombre atomique*, c'est-à-dire le nombre qui indique la place que l'élément occupe dans le Tableau périodique. Cette image de

l'atome est d'une simplicité remarquable et l'on pourrait s'attendre, à première vue, à ce que le problème devant lequel nous sommes placés lorsque nous voulons étudier de près les mouvements à l'intérieur de l'atome fût analogue à ceux que l'on rencontre dans la mécanique céleste. En effet, comme nous sommes conduits à admettre que les dimensions des particules de l'atome sont très petites en comparaison de celles de tout le système, le problème auquel nous avons affaire est à première vue celui d'un système de points-masses se mouvant sous l'influence de forces réciproques, qui varient en raison inverse du carré de la distance, tout comme les forces de gravitation entre les corps célestes. Mais, un examen approfondi des phénomènes physiques et chimiques nous apprend bientôt qu'une semblable comparaison est boiteuse en des points essentiels. En effet, si nous considérons par exemple les orbites des planètes dans le système solaire, nous pouvons certainement admettre que le mouvement de ces corps s'explique, jusqu'à un haut degré d'approximation, par les lois générales de la gravitation; mais les orbites des différentes planètes ne sont pas déterminées complètement par leurs masses et par celle du Soleil; elles dépendent essentiellement des conditions qui présidèrent à la formation du système solaire, en d'autres termes de la préhistoire de ce système.

D'un autre côté, pour rendre compte des propriétés physiques et chimiques bien déterminées des éléments, nous sommes obligés d'admettre que le mouvement des particules de l'atome, dans son état normal du moins, est complètement déterminé par les valeurs des charges et des masses des particules constituantes. Cette stabilité intrinsèque des atomes se reconnaît peut-être le mieux lorsque l'on considère les processus qui donnent lieu à l'émission des spectres caractéristiques des éléments. Nous pouvons admettre que par ces processus nous prenons connaissance d'un changement de l'état de l'atome, produit par certains agents extérieurs, changement dans lequel de l'énergie est fournie à l'atome et qui est suivi d'un processus de réorganisation, par lequel l'état normal se rétablit et dans lequel l'énergie est réémise sous forme de radiations électromagnétiques. Lorsqu'on analyse ce rayonnement, on constate qu'il se compose d'un grand nombre de trains d'ondes harmoniques, correspondant chacun à une raie dans le spectre.

Alors qu'en se basant sur la théorie classique de l'électromagnétisme il est impossible d'expliquer ni la stabilité de l'état normal de l'atome, ni la constitution du rayonnement ainsi produit, on trouve une base pour l'interprétation rationnelle des propriétés atomiques considérées dans ce qu'on appelle la *théorie des quanta*, dont le germe se trouve, comme on sait, dans la théorie du rayonnement thermique, proposée par PLANCK, il y a une vingtaine d'années.

Dans la forme sous laquelle nous ferons usage, dans ce qui va suivre, de la théorie des quanta, nous baserons nos considérations sur le postulat fondamental suivant : Un système atomique, qui émet un spectre formé de raies nettes, peut prendre un certain nombre d'états distincts, qu'on appelle les *états stationnaires*; le système peut exister dans un pareil état pendant quelque temps du moins, sans émettre de rayonnement, l'émission n'ayant lieu que par un processus de transition complète entre deux états stationnaires, et alors le rayonnement émis se compose toujours d'un train d'ondes harmoniques simples. Dans la théorie, la fréquence du rayonnement émis pendant un processus de cette espèce n'est pas déterminé directement par le mouvement des particules dans l'atome d'une façon qui correspond aux idées de la théorie classique de l'électromagnétisme; elle est simplement liée à la quantité totale d'énergie émise durant le passage, le produit de la fréquence ν par la constante h de PLANCK étant égale à la différence des valeurs E' et E'' de l'énergie de l'atome dans les deux états impliqués dans le processus, de sorte que l'on a

$$(1) \quad h\nu = E' - E''.$$

Cette loi, que dans la suite nous appellerons la *loi de fréquence*, constitue la base formelle de la théorie du rayonnement par quanta, en même temps que certaines relations, contenant également la constante de PLANCK, et caractérisant certaines propriétés des mouvements dans les états stationnaires d'un système atomique, propriétés par lesquelles ces mouvements se distinguent parmi toute une série continue de mouvements, qui seraient possibles conformément aux idées ordinaires en mécanique. Ces dernières relations, que nous appellerons des *relations d'état*, et que nous allons examiner en détail dans la suite, peuvent, tout

comme la loi de fréquence, être considérées comme des généralisations naturelles des hypothèses faites au sujet des actions mutuelles entre un simple oscillateur harmonique et un champ de rayonnement électromagnétique, hypothèses qui ont été introduites d'abord dans la théorie de PLANCK du rayonnement thermique et appliquées ensuite avec un si grand succès, en particulier par EINSTEIN, dans la théorie de la chaleur spécifique et des actions photo-électriques.

Avant d'entrer dans un exposé détaillé des relations d'état et de l'application de la théorie des quanta à des problèmes atomiques particuliers, il peut être utile d'examiner d'abord de plus près les traits généraux de la théorie et spécialement de montrer d'une part en quoi la théorie des quanta s'écarte radicalement de nos idées ordinaires en mécanique et électrodynamique, d'autre part en quoi il y a entre ces idées une analogie formelle, accusée par la représentation des processus atomiques qu'on peut établir sur les relations formelles de la théorie. On verra que cette analogie est de telle nature que jusqu'à un certain point nous avons le droit de voir dans la théorie des quanta un essai de généralisation naturelle de la théorie classique de l'électromagnétisme.

II. — Les propriétés des états stationnaires.

Pour ce qui regarde la description du mouvement dans les états stationnaires, la première question qui se pose est de savoir jusqu'à quel point le postulat fondamental de la théorie des quanta permet de baser cette description sur les notions de la *théorie classique des électrons*, qui ont été discutées dans le rapport de M. H.-A. LORENTZ. Il est clair, en premier lieu, que les lois de cette théorie ne sauraient être appliquées sans modifications, puisqu'une pareille application nécessiterait une émission continue de radiations électromagnétiques par l'atome, émission qui est en désaccord avec l'existence même des états stationnaires. Mais, si nous considérons l'influence sur le mouvement d'un système atomique laquelle, dans la théorie électronique, est directement liée à cette partie-là du champ électromagnétique qui constitue le rayonnement par émission, nous voyons qu'en général cette influence est faible en comparaison de l'influence qu'exerce sur le mouvement

la partie constante du champ, donnant lieu à des forces analogues à celles que nous rencontrons dans la simple mécanique de points-masses. Même si nous sommes obligés d'introduire dans la théorie classique des électrons des modifications qui signifient un changement radical dans nos vues concernant le mécanisme du rayonnement, nous ne sommes pas du tout forcés pour cela d'admettre qu'à tout moment le mouvement diffère essentiellement de celui qui résulterait de la théorie électronique classique. Au contraire, nous sommes tout naturellement conduits à admettre — hypothèse qui actuellement est à la base de toutes les applications de la théorie des quanta aux problèmes atomiques — qu'il est possible, à un haut degré d'approximation, de décrire le mouvement des particules dans les états stationnaires d'un système atomique comme celui de points-masses se mouvant sous l'influence de leurs répulsions et attractions mutuelles, dues à leurs charges électriques.

Si nous envisageons, en second lieu, le problème de la « stabilité » des états stationnaires, nous reconnaissons immédiatement qu'une condition nécessaire pour la stabilité c'est qu'en général l'action des agents extérieurs sur le mouvement des particules d'un atome ne s'exerce pas suivant les lois ordinaires de la mécanique. Nous verrons, en effet, que les propriétés exprimées par les relations d'état, et qui distinguent les états stationnaires des mouvements mécaniques possibles d'un système atomique, ne sont, conformément à leur nature, pas caractérisées simplement par les vitesses et la distribution des particules à un moment donné, mais dépendent essentiellement des propriétés de périodicité des orbites auxquelles correspondent les vitesses et les distributions momentanées. Si nous considérons donc un atome soumis à des conditions extérieures variables, il ne suffit pas — pour trouver les modifications produites dans le mouvement par un changement de ces conditions — d'envisager tout simplement, comme dans la mécanique ordinaire, l'effet des forces agissant sur les particules à un moment donné, mais le mouvement résultant doit dépendre essentiellement de la variation du caractère des orbites possibles correspondant à la variation donnée des conditions extérieures.

Comme exemple de l'impuissance de la mécanique rationnelle à décrire la manière de se comporter d'un système atomique sous

l'action des agents extérieurs, nous pouvons citer les effets remarquables des *chocs entre atomes et électrons libres*, que nous rencontrons dans les expériences exécutées pour la première fois par FRANCK et HERTZ, et dans lesquelles nous pouvons voir une source très importante de recherches sur les mouvements intra-atomiques. Même si pour interpréter ces expériences, qui ont été détaillées dans le rapport de M. DE BROGLIE, il est à peine nécessaire d'admettre que les vitesses et les situations des particules subissent des changements discontinus durant le choc, le résultat des expériences en question fournit incontestablement la preuve la plus évidente du caractère essentiellement non mécanique des lois qui régissent le mouvement des particules dans l'atome. Nous voyons ainsi que dans les conditions des expériences il n'est pas possible de modifier le type de mouvement de l'atome, à moins que cette modification ne consiste en un passage de l'atome de son état primitif à un autre état stationnaire.

Nous avons un autre exemple de la façon dont un atome se comporte lorsque les conditions extérieures changent, dans les phénomènes d'*absorption* et de *dispersion* des radiations électromagnétiques par les gaz. Pour ce qui regarde les premiers phénomènes, pour rendre compte des faits expérimentaux en nous basant sur notre postulat fondamental, nous sommes obligés d'admettre qu'une véritable absorption ne peut avoir lieu que par un processus qui consiste en un passage complet de l'atome de l'état initial dans un autre état stationnaire où il contient plus d'énergie. Ensuite, la dispersion observée est essentiellement liée, dans son caractère, aux raies du spectre d'absorption de la substance, raies dont la fréquence, conformément à l'interprétation que nous venons de donner de l'absorption, ne saurait être déduite du mouvement des particules dans l'atome, mais sont reliées par la loi générale de fréquence aux différences des énergies dans les états stationnaires; cela prouve que l'action réciproque de l'atome et des ondes électromagnétiques incidentes ne saurait en aucune façon être décrite conformément à la théorie classique des électrons, mais doit être intimement liée au mécanisme inconnu qui est à la base des diverses relations formelles de la théorie des quanta.

Dans les exemples que nous venons de mentionner nous avons affaire à l'action qu'exercent sur les atomes des agents qui donnent

lieu à des modifications essentielles dans les forces externes agissant sur les particules pendant de courts intervalles de temps comparables aux périodes caractérisant le mouvement mécanique des particules dans l'atome. D'un autre côté, si nous considérons un changement dans les conditions extérieures qui se produit d'une façon uniforme et si lentement que les variations relatives des forces extérieures dans un espace de temps du même ordre que celui des périodes mentionnées sont très petites en comparaison de la force totale à laquelle les particules dans l'atome sont soumises, le problème est différent. Dans ce cas, nous ne pouvons pas, en vertu du postulat fondamental de la théorie des quanta, exclure dès l'abord la possibilité que la variation du mouvement du système due à une transformation aussi lente des conditions extérieures puisse être décrite au moyen des lois ordinaires de la mécanique. La constatation, que dans de pareils cas l'application des lois ordinaires de la mécanique est permise, ou, plus exactement, que les écarts des états stationnaires qui se présentent lorsqu'on calcule par la mécanique ordinaire l'effet d'une lente transformation sont d'autant plus petits que la transformation s'effectue plus lentement, est l'expression du principe bien connu introduit par EHRENFEST dans la théorie des quanta. Ce principe est souvent appelé l'*hypothèse adiabatique*, eu égard au fait que de lentes variations continues des conditions extérieures sont souvent appelées *adiabatiques*, à cause du rôle qu'elles jouent dans la théorie de la thermodynamique. Pour faire une distinction nette entre les applications thermodynamiques importantes du principe en question, applications sur lesquelles nous n'insisterons pas, et son contenu immédiat, qui se rapporte au domaine dans lequel la mécanique rationnelle est applicable dans la théorie des quanta, nous parlerons dans la suite du principe de la *transformabilité mécanique des états stationnaires*.

Le principe en question est d'une grande importance pour l'établissement de la théorie des quanta, parce qu'il offre un moyen rationnel d'obtenir des renseignements sur les états stationnaires qui correspondent à des classes générales de mouvements mécaniques en partant de la connaissance de ces états dans les cas d'exemples typiques de pareils mouvements. L'exemple le plus simple s'obtient en considérant un *système atomique à un seul*

degré de liberté, consistant en une particule électrisée exécutant des mouvements oscillatoires. Supposons que la position de la particule soit indiquée par la coordonnée généralisée q et que le mouvement instantané soit représenté par la quantité de mouvement généralisée conjuguée p ; formons l'intégrale

$$(2) \quad \mathfrak{J} = \int p \, dq,$$

étendue à une oscillation complète du système. On peut prouver que la quantité \mathfrak{J} ainsi définie jouit de diverses propriétés importantes. En premier lieu, on trouve que cette quantité peut être reliée d'une façon simple à l'énergie totale E du système; pour deux mouvements voisins, qui ne diffèrent que fort peu l'un de l'autre, nous avons

$$(3) \quad \delta E = \omega \delta \mathfrak{J},$$

où δE et $\delta \mathfrak{J}$ représentent les différences des E et des \mathfrak{J} pour les deux mouvements séparés, et ω est la fréquence de l'oscillation. On a trouvé ensuite que dans le cas d'une lente transformation continue du système, consistant en une variation graduelle des forces agissant sur les particules, variation dans laquelle le changement relatif de ces forces pendant une période est très faible, la quantité \mathfrak{J} reste invariable, si l'on calcule l'effet de la transformation suivant les règles de la mécanique ordinaire. En nous rapportant au principe de la transformation mécanique des états stationnaires, nous pouvons en conclure que la quantité \mathfrak{J} convient pour formuler la loi qui détermine le mouvement dans les états stationnaires, et, dans le cas d'oscillations harmoniques simples à fréquence constante ω_0 , nous savons, conformément à la théorie de PLANCK, que les états stationnaires se caractérisent par la relation bien connue

$$(4) \quad \mathcal{E} = nh \omega_0,$$

où n est un nombre entier positif et h la constante de PLANCK. On voit en outre, d'après (3), que dans le cas en question cette équation équivaut à la relation

$$(5) \quad \mathfrak{J} = nh;$$

conformément au principe d'EHRENFEST nous admettrons, pour cette raison, que cette relation est valable pour les états stationnaires de tous les systèmes dont le mouvement est du type considéré.

Si nous envisageons un système consistant en une particule électrisée se mouvant dans l'espace, le mouvement sera, en général, d'un caractère très compliqué; mais, pour des classes très importantes de systèmes, il est possible d'obtenir une généralisation immédiate du résultat ci-dessus. Considérons d'abord le cas simple d'un système atomique consistant en une particule unique, qui peut exécuter, dans des directions perpendiculaires entre elles, des mouvements vibratoires indépendants, de même type que pour un système à un seul degré de liberté. Dans ce cas, nous devons évidemment nous attendre à ce que les états stationnaires soient caractérisés par une série de conditions du même type que (5) :

$$(6) \quad \delta_1 = n_1 h, \quad \delta_2 = n_2 h, \quad \delta_3 = n_3 h,$$

chacune correspondant à l'un des mouvements indépendants possibles. Ces relations sont évidemment invariantes pour des transformations dans lesquelles l'indépendance dynamique des composantes du mouvement dans les trois directions est conservée. Mais elles acquièrent un intérêt plus grand par le fait qu'on peut montrer que pour certains types généraux de transformations, dans lesquelles cette indépendance n'est plus conservée, les relations (6) peuvent encore être considérées comme invariantes puisqu'il est possible, dans chaque stade de la transformation, de décrire les mouvements possibles du système à l'aide de trois quantités $\delta_1, \delta_2, \delta_3$, qui, dans le cas spécial du mouvement indépendant, coïncident avec les intégrales du type (2) et dont les valeurs restent invariables pendant la transformation, si celle-ci s'effectue d'une façon adiabatique, et seront donc toujours données par les formules (6) dans les états stationnaires. En général, ces quantités ne peuvent pas s'exprimer directement au moyen d'un système de coordonnées généralisées et de quantités de mouvement généralisées, d'une manière analogue au cas simple mentionné ci-dessus, mais il existe une classe importante de systèmes de ce type, pour lesquels les expressions données pour les δ s'appliquent sans modification. Cette classe de systèmes méca-

riques, qui permettent, comme on dit, une « séparation des variables », est caractérisée par ceci, qu'il est possible, par un choix convenable des coordonnées de position q_1, q_2, q_3 , d'obtenir que la valeur de chacune des quantités de mouvement p_1, p_2, p_3 , canoniquement conjuguée, ne dépende uniquement que de la valeur de la coordonnée conjuguée, d'une façon tout à fait analogue au cas où la particule peut être considérée comme exécutant trois mouvements indépendants entre eux.

Dans tous les cas où il a été possible de déterminer les états stationnaires par des relations de la forme (6), on trouve que le mouvement est « multi-périodique », de telle façon que le déplacement de la particule dans l'espace peut être décomposé en un certain nombre de vibrations elliptiques séparées, dont les fréquences sont du type $\tau_1 \omega_1 + \tau_2 \omega_2 + \tau_3 \omega_3$, τ_1, τ_2 et τ_3 étant des nombres entiers, positifs ou négatifs, et les quantités $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ représentant ce qu'on pourrait appeler les fréquences fondamentales du mouvement. En parfaite analogie avec ce que l'on a trouvé dans le cas où le mouvement peut être décomposé en trois mouvements indépendants, on trouve que la différence d'énergie de deux mouvements voisins du système, pour lesquels les valeurs de δ_1, δ_2 et δ_3 diffèrent respectivement de $\delta\delta_1, \delta\delta_2$ et $\delta\delta_3$, est donnée par

$$(7) \quad \delta E = \omega_1 \delta\delta_1 + \omega_2 \delta\delta_2 + \omega_3 \delta\delta_3.$$

Alors qu'en général l'énergie doit dépendre des valeurs des trois quantités $\delta_1, \delta_2, \delta_3$, de sorte que ces trois quantités doivent nécessairement être déterminées dans les états stationnaires, nous rencontrons dans certains cas des systèmes pour lesquels l'énergie dépend de deux combinaisons linéaires (ou d'une seule) des δ à coefficients entiers, grâce à cette circonstance que pour tous les mouvements possibles il existe entre les ω une ou deux relations linéaires

$$(8) \quad m_1 \omega_1 + m_2 \omega_2 + m_3 \omega_3 = 0,$$

où les coefficients m sont des nombres entiers positifs ou négatifs. Dans ces cas, où l'on dit que le système est « dégénéré », le mouvement peut être décomposé en vibrations harmoniques, dont les fréquences sont composées de deux fréquences fondamentales seulement (ou d'une seule) et les états stationnaires sont complè-

tement déterminés en égalant à des multiples entiers de la constante de PLANCK, ces deux combinaisons (ou cette unique combinaison) linéaires des δ . Ainsi, pour un système formé d'une particule qui, indépendamment des conditions initiales, exécutera toujours un mouvement périodique simple, les états stationnaires sont, en parfaite analogie avec un système à un seul degré de liberté, déterminés par une seule condition, qui peut s'exprimer d'une façon analogue comme suit :

$$(9) \quad \delta = \int (p_1 dq_1 + p_2 dq_2 + p_3 dq_3) = nh,$$

où n est un nombre entier et où l'intégrale doit être étendue à une période complète du mouvement, q_1, q_2, q_3 représentent un système arbitraire de coordonnées généralisées et p_1, p_2, p_3 les quantités de mouvement correspondantes. Cette circonstance, que les états stationnaires d'un système dégénéré sont caractérisés par un nombre de conditions plus petit, est directement liée à cette autre, que ces systèmes ont un degré de stabilité mécanique moindre qu'un système non dégénéré, à périodicité multiple. En réalité, dans ce dernier cas, le type du mouvement ne subira, sous l'influence d'un faible champ de force extérieur constant, que de faibles variations, proportionnelles à l'intensité de ce champ extérieur, alors que pour un système dégénéré l'existence de pareilles forces peut, dans la suite des temps, et bien que l'énergie ne puisse évidemment être affectée que par petites quantités de cet ordre de grandeur, produire — par accumulation, pourrait-on dire — des changements considérables dans la forme et la position de l'orbite de la particule.

Au sujet du développement historique de la théorie générale des états stationnaires d'un système à périodicité multiple, que nous venons d'exposer succinctement, nous pouvons faire observer que la façon de formuler les relations d'état n'a pas été une conséquence directe de l'application du principe d'EHRENFEST, mais résulte d'un développement auquel ont pris part un grand nombre de physiciens, entre autres PLANCK lui-même. Mais le progrès essentiel, réalisé dans l'application de la théorie aux problèmes atomiques, est dû à SOMMERFELD, alors que la compatibilité de la théorie, dans sa forme définitive — sous laquelle elle a été exposée ci-

dessus et qui est due principalement à EPSTEIN et à SCHWARZSCHILD —, avec le principe de la transformabilité mécanique, a été démontrée dans la suite par EHRENFEST et BURGERS. Indépendamment de l'utilité directe de ce principe, envisagé comme un moyen de déterminer les états stationnaires d'un système donné, l'existence de la transformabilité considérée est très importante dans la théorie des quanta, parce qu'elle permet de relier entre eux deux états stationnaires quelconques d'un système atomique par la représentation d'un processus de transformation continu, pendant lequel nous n'abandonnons, à aucun moment, la région des états stationnaires et par suite le champ d'application légitime des lois ordinaires de la mécanique. En effet, dans le cas d'un système à périodicité multiple, une pareille relation peut être obtenue par un processus de transformation *cyclique* convenablement construit, pour la possibilité duquel l'existence de systèmes «dégénérés» est d'une importance essentielle. Grâce à cette circonstance nous obtenons une définition précise de la différence entre les énergies de deux états stationnaires d'un système atomique, qui entre dans la loi de fréquence générale, et nous échappons ainsi à une difficulté fondamentale, puisque dans l'état actuel de la théorie nous n'avons encore aucun moyen de décrire en détail le processus du passage direct d'un état stationnaire à un autre, accompagné d'une émission ou d'une absorption de rayonnement, et que nous ne pouvons pas être certain, *a priori*, qu'une pareille description sera possible, en s'appuyant sur des lois compatibles avec l'application du principe de la conservation de l'énergie.

III. — Le problème du rayonnement dans la théorie des quanta.

Si maintenant, du problème des principes qui sont à la base de la description et de la détermination des états stationnaires, nous revenons au *processus de rayonnement*, nous voyons que le postulat fondamental de la théorie des quanta non seulement implique, comme nous l'avons dit, que le processus de l'émission ou de l'absorption du rayonnement ne peut pas être décrit en détail en s'appuyant sur la théorie classique de l'électrodynamique, mais que la condition que le rayonnement accompagnant le processus

soit monochromatique exclut même toute relation immédiate entre le mouvement et le rayonnement, analogue à celle présentée par l'émission de perturbations périodiques produites, dans un milieu élastique, par un système vibrant. Conformément au postulat en question nous admettrons, au contraire, qu'au lieu d'une relation directe entre le mouvement dans l'atome et le rayonnement émis, l'émission des diverses composantes harmoniques du spectre doit être attribuée à l'existence d'un certain nombre de processus interatomiques indépendants, dont chacun donne lieu à une émission de lumière, correspondant à l'une des raies spectrales. Mais précisément cette représentation nous donne une interprétation immédiate d'un caractère fondamental, présenté par les lois empiriques qui régissent les spectres des éléments et qui a trouvé son expression dans ce qu'on a appelé le « *principe de combinaison* » des raies spectrales, lequel fut établi tout d'abord par RITZ en se basant sur un examen des lois relatives aux fréquences des séries spectrales découvertes par BALMER, RYDBERG et RITZ même. Conformément à ce principe, qui trouve dans ces dernières années un vaste champ d'application à divers types de spectres, la fréquence des raies d'un spectre émises par un système atomique peut toujours être considérée comme la différence de deux nombres parmi tout un système de nombres caractéristiques du système. Or, on reconnaît immédiatement à la forme de la loi générale de fréquence, que cette circonstance est précisément celle que l'on doit prévoir, si chacune des raies du spectre est émise pendant le passage entre deux états pris parmi un grand nombre d'états stationnaires du système, dont les énergies sont, à une constante arbitraire près, numériquement égales aux produits des termes spectraux mentionnés et de la constante de PLANCK.

Pour les spectres les plus simples on a trouvé que les termes spectraux peuvent être classés en série, de telle manière que leurs valeurs peuvent être représentées par une simple fonction d'une variable, chaque terme correspondant à une valeur entière de l'argument, tout comme on doit s'y attendre, si les états stationnaires sont déterminés d'une façon correspondante à celle dont ils sont déterminés dans le cas d'un système simplement périodique. Dans des cas plus compliqués, les termes spectraux constituent une multitude qui peut être représentée par les valeurs de

quelques fonctions simples de diverses variables pour des valeurs entières des arguments, ainsi qu'on s'y attendrait si la multitude d'états stationnaires était du même type que celle qui correspond à un système à divers degrés de liberté et à périodicité multiple.

Il pourrait être utile de rappeler ici une conception intéressante de la loi de fréquence, qui fut défendue par divers auteurs et dont le but était de présenter cette relation sous un aspect analogue aux relations qui caractérisent les états stationnaires. Cette manière de considérer la loi de fréquence est basée sur le fait que dans des conditions convenables, il peut se produire, d'après la théorie classique de l'électromagnétisme, des ondes électromagnétiques stationnaires et que par conséquent l'éther peut être considéré, dans ces cas, comme analogue à un système mécanique à périodicité multiple, susceptible d'états stationnaires. Conformément à cette manière de voir, par laquelle la base formelle de la théorie des quanta prend un aspect d'unité plus prononcé, le processus de l'émission ou de l'absorption du rayonnement par un atome devient, dans un certain sens, analogue à un processus de réaction entre deux systèmes atomiques, qui se trouvent dans des états stationnaires aussi bien avant qu'après le processus ⁽¹⁾. Mais il ne semble pas que cette conception puisse servir de guide dans l'examen des traits caractéristiques du processus du rayonnement, aussi longtemps que nous n'avons pas une représentation détaillée de la production et de la propagation du rayonnement. Au sujet de ce dernier phénomène, on sait qu'EINSTEIN a émis, il y a déjà plusieurs années, en rapport avec ses considérations sur l'effet photo-électrique, cette idée que — indépendamment du problème du mécanisme de l'émission ou de l'absorption de radiations électromagnétiques par un système atomique — la propagation de ce rayonnement à travers l'espace aurait lieu d'une façon tout à fait différente de celle correspondant à la théorie électromagnétique classique. Conformément à cette *théorie des quanta de lumière*, le rayonnement électromagnétique venu d'un atome ne s'étalerait pas en un système d'ondes sphériques, mais se propagerait dans une direction déterminée en unités cohérentes, contenant dans un tout

⁽¹⁾ Pour une discussion plus détaillée de ce point de vue, voir N. BOHR, *Zeitschr. f. Phys.*, t. VI, 1921, p. 1.

petit volume l'énergie $h\nu$. Une pareille conception semble d'un côté offrir la seule possibilité de rendre compte des phénomènes d'action photo-électrique, si nous nous en tenons à une application sans réserve des notions de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement; mais d'un autre côté elle présente des difficultés, qui semblent insurmontables, au point de vue des phénomènes d'interférence de la lumière, qui constituent notre unique moyen de décomposer le rayonnement en ses constituants harmoniques et de déterminer les fréquences et les états de polarisation de ces constituants.

Nous ne possédons, pour le moment, aucune image précise du mécanisme de l'émission et de l'absorption du rayonnement électromagnétique par des atomes et de la propagation de ce rayonnement à travers l'espace. Nous verrons cependant comment il est possible d'établir entre le mouvement d'un système atomique et le spectre une relation qui, même si elle était essentiellement différente de celle qui résulterait de la théorie classique de l'électromagnétisme, conserverait cependant certains caractères, qui nous donneraient l'espoir d'arriver à une représentation renfermant l'interprétation des faits expérimentaux concernant les processus atomiques aussi bien que des phénomènes d'interférence de la lumière, bien que le mécanisme qui est à la base de cette représentation rompe radicalement avec les notions fondamentales sur lesquelles on a cherché à fonder jusqu'ici les théories physiques.

Conformément au postulat fondamental de la théorie des quanta, nous nous placerons à ce point de vue qu'un système atomique dans un état stationnaire, bien qu'il puisse exister pendant quelque temps sans émettre des radiations, a néanmoins en général une certaine *probabilité de transition spontanée* à quelques autres états stationnaires d'énergie moindre, d'une façon correspondant aux idées sur lesquelles EINSTEIN a basé sa méthode simple de déduire les lois du rayonnement thermique. Sans avoir les moyens d'attaquer directement le problème du mécanisme de la production des transitions, nous verrons comment un examen précis des relations de la théorie des quanta fait découvrir une certaine relation frappante entre les transitions et le mouvement du système. Pour les systèmes à périodicité multiple, pour lesquels les états

stationnaires sont déterminés par les trois conditions (6), la relation à laquelle il vient d'être fait allusion consiste en ceci, qu'il est possible de combiner l'existence d'un passage entre deux états, où les nombres n_1 , n_2 et n_3 ont les valeurs n'_1, n'_2, n'_3 et n''_1, n''_2, n''_3 , avec l'existence, dans le mouvement du système, d'une vibration harmonique dont la fréquence, exprimée au moyen des fréquences fondamentales $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, peut s'écrire

$$(n'_1 - n''_1)\omega_1 + (n'_2 - n''_2)\omega_2 + (n'_3 - n''_3)\omega_3.$$

Cette relation particulière se manifeste le plus clairement lorsque nous envisageons des transitions pour lesquelles le mouvement dans les états stationnaires, et par suite les valeurs des fréquences fondamentales, ne diffèrent que relativement peu les uns des autres, ainsi que cela doit être le cas, si nous considérons un passage pour lequel les n sont de grands nombres en comparaison de leurs différences. Dans ce cas nous obtenons pour la fréquence du rayonnement émis pendant le passage, en faisant usage de (7),

$$\begin{aligned} (10) \quad \nu &= \frac{1}{h} [E(n'_1, n'_2, n'_3) - E(n''_1, n''_2, n''_3)] \\ &\sim \frac{1}{h} [(\partial'_1 - \partial''_1)\omega_1 + (\partial'_2 - \partial''_2)\omega_2 + (\partial'_3 - \partial''_3)\omega_3] \\ &= (n'_1 - n''_1)\omega_1 + (n'_2 - n''_2)\omega_2 + (n'_3 - n''_3)\omega_3. \end{aligned}$$

Malgré cette étroite relation quantitative, dans la région des grands n , entre les fréquences des raies spectrales émises pendant les divers passages entre les états stationnaires et les fréquences des vibrations harmoniques constituantes, dans lesquelles on peut décomposer le mouvement du système, on ne doit pas oublier qu'il n'est pas question jusqu'ici d'un rapprochement graduel entre le caractère du processus de radiation d'après la théorie des quanta et les idées classiques sur le rayonnement. En fait, le calcul est tout à fait basé sur ce postulat que le rayonnement est toujours émis sous forme de simples trains d'ondes harmoniques, et que d'après cela les divers trains d'ondes dont les fréquences coïncident avec celles des constituants harmoniques du mouvement ne sont pas émis simultanément, mais par un certain nombre de processus indépendants, consistant en des transitions entre diverses séries d'états stationnaires. Mais précisément cette circonstance nous

conduit, dans le résultat ci-dessus, à reconnaître une relation générale entre les divers types de transition entre les états stationnaires et les diverses vibrations constituantes du mouvement, relation qui à première vue ne se montre pas dans la région des états pour lesquels les nombres n sont petits et où une relation directe entre les valeurs des fréquences des raies spectrales et les fréquences qui se présentent dans le mouvement de l'atome est déjà exclue par le fait que les valeurs des dernières fréquences peuvent être tout à fait différentes dans les divers états. Mais il est possible de reconnaître la relation en question au point de vue d'autres caractères encore qui sont liés au processus du rayonnement. C'est ainsi que se présente tout naturellement cette idée, que la relation directe entre le spectre et le mouvement, découverte dans les régions des grands n , n'existe pas seulement au point de vue des fréquences des raies spectrales, mais, vu l'harmonie de la théorie électronique classique et l'étendue de son champ d'application, on est même naturellement conduit à admettre que dans cette région aussi le spectre reflétera beaucoup plus complètement les propriétés du mouvement.

Dans la théorie classique, la *polarisation* et l'*intensité* des différentes composantes du rayonnement émis par un système, dont la variation du moment électrique peut être décomposée en vibrations harmoniques, sont liées simplement à l'amplitude de ces vibrations dans les diverses directions dans l'espace. Conformément à cette circonstance nous sommes conduits à conclure que dans la région des grands n , la probabilité des divers passages spontanés possibles entre les états stationnaires et la polarisation du rayonnement émis sont liés au caractère des vibrations harmoniques correspondantes de telle manière que le spectre reflète le mouvement dans l'atome exactement de la même façon que dans la théorie classique. Or, cette profonde *correspondance* peut être établie aussi dans la région des petits n , bien que dans cette région il soit évidemment exclu, tout comme pour les fréquences, d'obtenir une relation quantitative simple entre les probabilités des diverses transitions et le mouvement, parce que les amplitudes des vibrations harmoniques correspondantes, aussi bien que leurs fréquences, seront, en général, essentiellement différentes pour les deux états stationnaires intervenant dans le processus. Nous sommes, en

effet, conduits à considérer la possibilité de la production d'un passage entre deux états stationnaires donnés comme conditionnée par l'existence, dans le mouvement, de la vibration harmonique correspondante et conséquemment à prévoir qu'il est possible de tirer une conclusion précise au sujet de la polarisation du rayonnement émis dans ces cas-là où l'état de polarisation du rayonnement, qui doit accompagner la vibration harmonique correspondante d'après l'électrodynamique classique, est le même pour tous les mouvements du système.

L'examen des problèmes atomiques, traités jusqu'ici au moyen de la théorie des systèmes à périodicité multiple, a donné un appui sans réserve et convaincant à la manière de voir ci-dessus, qui peut être indiquée comme *principe de correspondance*, et il est bon de mentionner d'une façon spéciale comment l'établissement de la correspondance en question a donné une interprétation de ce qu'il semble y avoir de capricieux dans l'application du principe de combinaison de raies spectrales, en ce sens qu'une petite partie seulement des raies spectrales que l'on déduit d'une application sans restriction de ce principe sont réellement observées ⁽¹⁾.

IV. — L'application de la théorie à la constitution des atomes.

Pour l'application des considérations générales, qui viennent d'être exposées, au problème de la constitution des atomes des éléments et de leurs spectres, la théorie des systèmes à périodicité multiple, sous la forme qui a été décrite ci-dessus, ne suffit pas. En effet, dans le cas d'atomes contenant plus d'un seul électron, le plus grand nombre des mouvements mécaniques possibles auront un caractère d'un type beaucoup plus compliqué que celui des systèmes que nous venons de mentionner. Ainsi, pour de pareils atomes, des mouvements qui peuvent être décomposés en vibrations harmoniques séparées ne seront, à un point de vue mécanique, que des exceptions formant des classes singulières de solutions spéciales, tandis que la solution générale du problème méca-

⁽¹⁾ Voir la deuxième des conférences mentionnées dans la note au bas de la page 247; on y trouve un traitement plus détaillé de ces problèmes.

nique ne présentera aucune de ces propriétés de simple périodicité. En conséquence, il n'est pas possible de définir, pour le mouvement général, des quantités comme les α mentionnés ci-dessus, possédant le caractère nécessaire d'invariance exigé pour une détermination directe d'états stationnaires au moyen du principe d'EHRENFEST, et pour de pareils mouvements une correspondance avec un spectre consistant en raies séparées est exclu *a priori*.

D'un autre côté — si nous admettons que dans les cas compliqués aussi le mouvement dans les états stationnaires peut être décrit par la mécanique ordinaire — une considération de la stabilité nécessaire et la « définition » des états stationnaires, exigée par les propriétés spécifiques des éléments, nous conduisent à chercher les états stationnaires dans ces cas parmi des mouvements appartenant aux classes du type à périodicité multiple que nous avons distinguées et qui se présentent comme solutions singulières du problème mécanique. Il sera possible de définir, pour ces classes, des quantités possédant un certain nombre de propriétés analogues à celles des α définis pour les systèmes multi-périodiques, ce qui fait supposer qu'il doit être possible de déterminer ces états au moyen de relations de la même forme que les relations (6), valables pour les derniers systèmes. Mais une pareille façon de procéder ne conduit pas directement à l'établissement du mouvement des électrons dans l'atome, offrant une base convenable pour l'explication quantitative des propriétés physiques et chimiques des éléments, ni même pour une interprétation de la manière générale dont ces propriétés varient avec le nombre atomique, laquelle trouve, pour beaucoup de propriétés, son expression adéquate dans le tableau périodique bien connu. Cette circonstance provient en premier lieu de ce que la façon de procéder indiquée est arbitraire, par suite du grand nombre de types de configurations d'électrons dans l'atome, pour lesquelles les états stationnaires peuvent être déterminés par l'application de conditions analogues à (6). Une indication pour surmonter ces difficultés nous est toutefois fournie par un examen approfondi des spectres des éléments, par lequel, conformément au postulat principal de la théorie des quanta, on apprend quels sont les divers types de transition entre états stationnaires qui peuvent avoir lieu dans l'atome. C'est ainsi que l'émission de ce qu'on appelle *des spectres de série* doit être considérée

comme accompagnant la liaison d'un électron additionnel à un système composé d'un noyau et d'un certain nombre d'électrons déjà liés à celui-ci, alors que ce qu'on appelle *les spectres de rayons X caractéristiques* sont émis pendant un processus qu'on peut décrire comme le rétablissement de l'état normal d'un système atomique, lorsque l'un des électrons constituants est enlevé par quelque agent extérieur. En considérant les résultats possibles de pareils processus du point de vue des idées fondamentales qui sont à la base de l'application, aux systèmes à périodicité multiple, des principes de la transformabilité des états stationnaires et de la correspondance entre le mouvement dans de tels états et le rayonnement émis lors des passages entre ces états, il paraît possible de limiter le choix des états stationnaires qui peuvent se présenter réellement dans la formation et la reconstitution des atomes; il paraît possible, en même temps, d'obtenir une image de la constitution atomique, convenant non seulement à une interprétation formelle des spectres des éléments, mais présentant aussi certains aspects convenant à une explication des propriétés spécifiques des éléments, s'accordant avec les résultats exprimés par le tableau périodique. Mais pour les détails de ces considérations qui, comme il vient d'être dit dans l'introduction, devaient faire l'objet de la seconde partie de ce Rapport, je dois renvoyer le lecteur à une publication qui paraîtra bientôt.

(¹) Un court exposé des bases de l'interprétation du tableau périodique a été donné dans une lettre adressée par l'auteur à *Nature* et publiée dans la livraison du 24 mars 1921.

La traduction française d'une Conférence faite à Copenhague au mois d'octobre 1921 et contenant un aperçu succinct des points de vue principaux et des résultats essentiels de ces nouvelles idées, ainsi que celle de deux autres Conférences, faites antérieurement, paraîtra prochainement chez les éditeurs Hermann et fils, Paris.

LE PRINCIPE DE CORRESPONDANCE

PAR M. P. EHRENFEST

A.

1. Les atomes de RUTHERFORD ne pouvaient pas *rester tout à fait classiques*, c'est-à-dire se conformer pleinement à la mécanique et à l'électrodynamique classiques. D'après les idées classiques, en effet, un atome d'hydrogène par exemple devrait émettre un spectre continu, puisque l'électron circulant autour du noyau devrait, par suite de son rayonnement ininterrompu, se rapprocher du noyau suivant une trajectoire en spirale.

2. BOHR soumet les mouvements dans l'atome de RUTHERFORD à une *censure de quanta*. Dans cette censure il se laisse surtout guider d'une part par le fait de la discontinuité des séries spectrales et par le principe de combinaison de RITZ, qui se présente dans l'étude de cette discontinuité, d'autre part par l'équation de PLANCK-EINSTEIN

$$\varepsilon = h\nu.$$

3. *Autant que possible* il fait en sorte que son modèle d'atome se conforme aux règles classiques (principe d'inertie, lois de Coulomb); là où cela n'est pas possible (rayonnement), il tâche d'établir, entre les mouvements dans l'atome et le rayonnement émis par lui, au moins une correspondance aussi étendue que possible.

4. Pour trouver cette correspondance, BOHR se laisse guider par le principe heuristique suivant : Il faut que lorsqu'on donne aux nombres de quanta d'un système quantité des valeurs de plus en plus élevées, le rayonnement émis tende asymptotiquement vers celui que le système émettrait suivant les règles classiques.

B.

5. Dans tous les cas que l'on domine actuellement (cas où « les variables sont séparables »), chaque mouvement dans l'atome jouit de la propriété suivante : Les coordonnées x, y, z de chaque électron peuvent être représentées comme fonctions du temps au moyen de séries trigonométriques multiples de la forme

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} x &= \sum_{p_1 p_2 \dots p_k} A_{p_1 p_2 \dots p_k} \cos[(p_1 \omega_1 + \dots + p_k \omega_k)t + \alpha_{p_1 \dots p_k}], \\ y &= \sum_{p_1 p_2 \dots p_k} B_{p_1 p_2 \dots p_k} \cos[(p_1 \omega_1 + \dots + p_k \omega_k)t + \beta_{p_1 \dots p_k}], \\ z &= \sum_{p_1 p_2 \dots p_k} C_{p_1 p_2 \dots p_k} \cos[(p_1 \omega_1 + \dots + p_k \omega_k)t + \gamma_{p_1 \dots p_k}]; \end{aligned} \right.$$

k est égal ou inférieur au nombre de degrés de liberté de l'atome; p_1, \dots, p_k peuvent prendre, indépendamment les uns des autres, toutes les valeurs entières positives et négatives; les fréquences fondamentales $\omega_1, \dots, \omega_k$ aussi bien que les amplitudes $A_{p_1 \dots p_k}, B_{p_1 \dots p_k}, C_{p_1 \dots p_k}$ de chaque « son de combinaison »

$$p_1 \omega_1 + \dots + p_k \omega_k$$

dépendent encore de l'intensité du mouvement considéré. Ensuite, les « moments angulaires »

$$(2) \quad \partial_1, \partial_2, \dots, \partial_k,$$

qui correspondent aux coordonnées angulaires

$$(3) \quad w_1 = \omega_1 t, \quad w_2 = \omega_2 t, \quad \dots, \quad w_k = \omega_k t,$$

sont indépendants du temps.

6. Du point de vue de l'électrodynamique classique on s'attendrait à ce que l'atome émit, en général, à la fois tous les « sons de combinaison » à nombres de vibrations

$$(4) \quad \frac{1}{2\pi} (p_1 \omega_1 + p_2 \omega_2 + \dots + p_k \omega_k).$$

La perte continue de l'énergie par rayonnement aurait en outre

pour effet une variation continue de $\omega_1, \dots, \omega_k$, ce qui donnerait naissance à un spectre d'émission continu (voir n° 1).

7. On sait que, d'après la théorie de BOHR, il n'y a (contrairement à l'électrodynamique classique) pas de rayonnement aussi longtemps que le système exécute un des mouvements « stationnaires », qui sont caractérisés, suivant BOHR, SOMMERFELD, EPSTEIN, SCHWARZSCHILD, par

$$(5) \quad 2\pi\delta_1 = n_1 h, \quad \dots, \quad 2\pi\delta_k = n_k h$$

(n_1, \dots, n_k sont des nombres entiers, indépendants les uns des autres : à chaque coordonnée angulaire $\omega_s = \omega_s t$ correspond donc, dans le mouvement stationnaire considéré, un nombre propre).

8. Ce n'est que lors du passage d'un mouvement stationnaire caractérisé par les nombres n'_1, n'_2, \dots, n'_k à un autre dont les nombres sont n''_1, \dots, n''_k que l'électron émet un rayonnement monochromatique dont le nombre de vibrations est, comme on sait,

$$(6) \quad \nu = \frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{h}$$

9. A première vue, il ne semble pas exister de relation entre le nombre de vibrations « quantiques » (6) et une autre quelconque des vibrations de combinaison « classiques » (4) de l'atome.

10. Guidé par les principes mentionnés sous (3) et (4), BOHR établit cependant une pareille relation; c'est le *théorème* (de correspondance) formulé ci-dessous, qu'il complète ensuite par une *hypothèse* (de correspondance) des plus fructueuses.

C.

11. Pour formuler le *théorème* trouvé par BOHR, nous prenons une transition $(n'_1, \dots, n'_k) \rightarrow (n''_1, \dots, n''_k)$ et considérons dans les séries trigonométriques (1) spécialement la vibration de combinaison pour laquelle

$$(7) \quad p_1 = n'_1 - n''_1, \quad p_2 = n'_2 - n''_2, \quad \dots, \quad p_k = n'_k - n''_k$$

Nous l'appellerons la vibration de combinaison « compétente » de la transition $(n'_1, \dots, n'_k) \rightarrow (n''_1, \dots, n''_k)$. Son nombre vibratoire est donc

$$(8) \quad \mathbf{N}_{n' \rightarrow n''} = \frac{1}{2\pi} [(n'_1 - n''_1)\omega_1 + \dots + (n'_k - n''_k)\omega_k].$$

En vue de la formation d'une moyenne, nous devons maintenant envisager un certain groupe de mouvements, qui constituent un pont d'interpolation (linéaire) entre les deux mouvements stationnaires $(n'_1 \dots n'_k)$ et $(n''_1 \dots n''_k)$; ce sont les mouvements pour lesquels

$$(9) \quad \frac{2\pi\lambda_1}{h} = n''_1 + \lambda(n'_1 - n''_1), \quad \dots, \quad \frac{2\pi\lambda_k}{h} = n''_k + \lambda(n'_k - n''_k),$$

λ pouvant prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et 1. (Dans ce cas les coefficients des seconds membres ne sont plus, en général, des nombres entiers; ces mouvements interpolés ne sont donc pas des « mouvements » stationnaires. Provisoirement ils ne jouent que le rôle de grandeurs auxiliaires dans les calculs.) Comme les grandeurs $\omega_1, \dots, \omega_k$ dépendent, ainsi que nous l'avons déjà dit, de l'intensité du mouvement, le nombre vibratoire (8) du son de combinaison compétent du passage $(n'_1, \dots, n'_k) \rightarrow (n''_1, \dots, n''_k)$ aura une valeur qui, pour les divers mouvements interpolés, dépendra encore de λ . Posant la valeur moyenne de cette « hauteur de son » égale à

$$(10) \quad \int_0^1 \mathbf{N}_{n' \rightarrow n''}(\lambda) d\lambda = \bar{\mathbf{N}}_{n' \rightarrow n''},$$

Воня déduit des propriétés fondamentales de son modèle d'atome le théorème suivant :

$$(11) \quad \nu_{n' \rightarrow n''} = \bar{\mathbf{N}}_{n' \rightarrow n''}.$$

En toutes lettres, cela veut dire que le ν « quanteux » (6) du rayonnement émis lors du passage $n' \rightarrow n''$ est égal à la moyenne du nombre vibratoire du son de combinaison compétent, prise pour tous les mouvements (9') qui remplissent linéairement la lacune entre les deux mouvements stationnaires (n'_1, \dots, n'_k) et (n''_1, \dots, n''_k) .

12. Pour des valeurs suffisamment grandes des n'_1 et n''_1 , mais telles que $n'_1 - n''_1$ soit petit, \bar{N} est déjà presque indépendant de λ et se confond donc déjà presque avec \bar{N} : conformément au principe heuristique n° 4, le ν quantique et le nombre vibratoire du son de combinaison compétent coïncident donc ici asymptotiquement.

D.

13. Grâce à des propriétés spéciales du système (par exemple dans le mouvement d'un électron dans un champ à symétrie axiale), il peut arriver que certains sons de combinaison manquent dans les séries de Fourier (1), c'est-à-dire que pour tous les mouvements du système leurs amplitudes sont exactement nulles. Dans ces conditions, le rayonnement des sons de combinaison correspondants n'est pas à prévoir, même du point de vue classique. Quelles sont, dans un tel cas, les conditions posées par la théorie des quanta ?

14. Se basant d'une part sur le principe heuristique n° 4, d'autre part sur l'idée d'une « correspondance » entre les rayonnements émis et les sons de combinaison compétents, Bohr fait l'hypothèse suivante : Ce n'est pas seulement dans le cas limite d'un nombre de quanta très grands, mais c'est d'une façon tout à fait générale que l'existence ou la non-existence d'une transition spontanée $(n'_1, \dots, n'_k) \rightarrow (n''_1, \dots, n''_k)$ correspondent à la présence ou l'absence du son de combinaison compétent (7) dans les mouvements qui servent de pont d'interpolation dans cette transition [voir équation (8)].

15. De cette façon, des propriétés spéciales d'un système peuvent avoir pour conséquence l'établissement d'une « sélection » parmi toutes les transitions imaginables, par exemple la disparition de raies spectrales qu'on pourrait s'attendre à observer d'après le principe de combinaison de Ritz ou la polarisation de certaines raies dans un champ électrique ou magnétique, lorsque les sons de combinaison correspondants dans les séries de Fourier (1) ne fournissent par exemple pas de contribution au mouvement

parallèle à l'axe des z (parallèle au champ), mais bien au mouvement dans un plan parallèle à x, y . BOHR a pu, de cette manière, expliquer également ce phénomène intéressant, que certaines raies, qui manquent dans les circonstances normales, apparaissent sous l'action d'un champ perturbateur. Il montre notamment que les sons de combinaison qui étaient d'abord exclus en vertu d'une symétrie de l'atome se montrent lorsque cette symétrie est troublée par le champ extérieur.

16. BOHR établit aussi un certain parallélisme entre l'intensité relative des divers sons de combinaison et l'intensité relative avec laquelle la raie spectrale correspondante est émise par un ensemble d'atomes (c'est-à-dire la fréquence statistique relative des transitions correspondantes). Mais ce n'est que pour la comparaison de raies d'espèces voisines (par exemple pour la décomposition d'une raie dans l'effet Stark) qu'il admet un parallélisme simple. Pour l'intensité relative de deux raies différentes d'une même série, par exemple, il y a déjà d'autres facteurs qui interviennent aussi.

E.

17. Soient (M') et (M'') deux mouvements « stationnaires » différents d'un système. Il est possible que dans les cas généraux ce pont d'interpolation de mouvements intermédiaires, dont nous nous sommes servis en opposant à une certaine transition le rayonnement classique correspondant, n'existe pas du tout. Que faire alors? L'idée fondamentale de la « correspondance » implique-t-elle qu'il est exclu que dans ce cas le passage $M' \rightarrow M''$ s'effectue par un rayonnement spontané? Cela serait une nouvelle source de règles limitant la sélection des voies par lesquelles un atome peut se reconstituer après une perturbation.

(A ma connaissance, les publications déjà existantes de BOHR ne font pas encore connaître avec certitude la position qu'il prend vis-à-vis de cette question.)

18. La signification la plus profonde des essais de BOHR sur la correspondance réside bien en ceci, que provisoirement ils

semblent nous rapprocher le plus de cette théorie future, dont nous attendons qu'elle lèvera les difficultés que nous rencontrons lorsque nous voulons traiter les phénomènes de rayonnement à la fois d'une manière classique et en appliquant la méthode des quanta. C'est pourquoi il n'est pas désirable qu'en vue d'une application autant que possible automatique, on coule déjà dans une forme rigide la condition de correspondance encore variable et tâtonnante jusqu'ici.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. BOHR
ET DU RAPPORT COMPLÉMENTAIRE DE M. EHRENFEST.

M. LORENTZ. — Pour exprimer les choses d'une façon un peu sommaire, le passage de la cinquième orbite stationnaire à la deuxième et la lumière produite dans ce passage doivent être liés d'une manière ou d'une autre à l'existence du troisième mouvement harmonique. De même le passage de la septième orbite à la deuxième serait lié au cinquième mouvement harmonique. C'est ce que M. Ehrenfest dit d'une façon plus précise.

Si les nombres de quanta des deux orbites étaient grands en comparaison de la différence de ces nombres, alors la fréquence de la lumière émise serait égale à celle de l'harmonique en question. Dans le cas où les nombres de quanta sont plus petits, cette égalité n'existe plus, mais il y a néanmoins une certaine relation qui se montre par exemple dans l'intensité et dans l'état de polarisation entre l'une des composantes harmoniques des mouvements, qui existent dans l'atome, et la lumière émise. C'est cela qui constitue le principe de correspondance.

Cela s'accorde-t-il avec votre manière de voir ?

M. EHRENFEST. — Oui. Pour le cas où les nombres de quanta sont petits, Bohr a donné une relation exacte entre le nombre de vibrations du rayonnement émis et la fréquence des vibrations harmoniques correspondantes. Mais, pour ce qui regarde l'intensité, Bohr se prononce d'une façon plus prudente.

M. BRAGG. — Comment est-ce qu'on définit, pour la transition d'un état stationnaire à un autre, la valeur moyenne de la grandeur ω ?

M. EHRENFEST. — C'est la moyenne la plus simple que vous puissiez imaginer. Considérez une transition dans laquelle un des nombres de quanta passe de la valeur n à la valeur n' , les autres nombres, s'il y en a, ne changeant pas. On peut alors se représenter

les états de mouvement intermédiaires entre l'état initial et l'état final. Ces états de mouvement ne sont pas eux-mêmes stationnaires, mais ils sont tous possibles au point de vue de la mécanique classique. Pour un d'entre eux le nombre caractéristique q peut être représenté par

$$q = n + \lambda (n' - n),$$

de sorte que dans la transition λ varie de 0 à 1. Si $\omega(\lambda)$ est la valeur de ω pour le mouvement intermédiaire caractérisé par λ , on définit la valeur moyenne dont il s'agit par la formule

$$\bar{\omega} = \int_0^1 \omega(\lambda) d\lambda.$$

M. LANGEVIN. — Si, comme on le suppose d'ordinaire dans l'exposé élémentaire de la théorie de Bohr, les électrons parcourent des orbites stables circulaires autour du noyau, c'est-à-dire si le développement de la loi du mouvement en série de Fourier ne comporte que le terme fondamental, le principe de correspondance exige qu'un électron ne puisse passer spontanément d'une orbite circulaire à n quanta qu'à l'orbite immédiatement inférieure à $n - 1$ quanta. Chaque série ne comporterait ainsi qu'une seule raie, et la série de Balmer se réduirait à sa première composante. Le fait qu'il en est autrement montre que les orbites ne sont pas circulaires.

M. EHRENFEST. — En effet, si l'hydrogène avait uniquement des orbites circulaires, un électron ne pourrait passer d'une orbite qu'à la suivante. Il ne se présenterait que les raies

$$\nu = R \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right]$$

et le spectre de l'hydrogène serait très pauvre en raies.

M. LANGEVIN. — Je crois qu'il serait important de signaler ce fait dès le début de la théorie de Bohr, parce qu'il me paraît tout à fait essentiel.

Il me paraît également important de remarquer que la loi d'action en raison inverse du carré de la distance, qui détermine

le mouvement des électrons sur leurs orbites, détermine en même temps l'intensité relative des raies d'une série, puisqu'elle détermine l'importance des harmoniques dans les mouvements elliptiques. Pour une loi d'action proportionnelle à la distance, l'orbite elliptique, comme l'orbite circulaire, ne comporterait que le terme périodique fondamental et chaque série ne comporterait qu'une seule raie. L'existence de tous les termes de la série dans le spectre tient à ce que les ellipses parcourues par les électrons sont des ellipses de Képler.

M. LORENTZ. — Cette dernière partie ajoutée par M. Bohr me paraît très remarquable, parce qu'il ne se demande pas comment l'atome est constitué, mais comment il a pu se former. Au sujet de cette formation, il pose la question de telle manière, qu'elle revient à demander s'il y a possibilité de transition entre deux états. Il exclut ce passage, quelquefois parce que les deux états de mouvement n'appartiennent pas à la même « classe », quelquefois pour d'autres raisons. Ai-je bien compris cela ?

Il est presque superflu d'insister sur la difficulté qu'on rencontre, quand on cherche à se représenter les mouvements un peu en détail. Déjà, dans le cas de l'hélium, où il y a deux électrons, le système est assez compliqué, car les forces agissant entre les deux électrons sont comparables à celles qui sont exercées par le noyau. A cause de l'influence mutuelle des électrons, leurs orbites ne sauraient être planes. A la rigueur, on ne devrait pas quantifier les mouvements des deux électrons indépendamment l'un de l'autre; on devrait quantifier le mouvement du système tout entier. Il semble cependant qu'on ait jusqu'ici quantifié les mouvements des deux électrons en les prenant individuellement. Peut-on avoir quelque idée de l'influence que cela pourrait avoir sur le résultat.

M. EHRENFEST. — Les mouvements n'ont pas été calculés exactement, mais vous avez raison, ils ne se font pas précisément dans un plan.

M. LANGEVIN. — J'ai cru comprendre que M. Bohr trouve pour le mouvement d'un système d'électrons autour d'un noyau

positif, plusieurs classes de solutions conformes à la dynamique classique, et telles que chaque classe comprend une infinité de solutions formant un ensemble continu, c'est-à-dire qu'on peut passer d'une solution à une autre de la même classe par variation continue d'une ou plusieurs constantes arbitraires. Un tel passage ne serait pas possible entre deux solutions appartenant à des classes différentes.

Dans chaque classe, les conditions de quanta font considérer comme stables des solutions particulières formant un ensemble discontinu et représentant les divers états permanents possibles pour l'atome. Le nouveau principe introduit par M. Bohr affirme que l'atome ne peut passer spontanément d'une configuration stable qu'à une autre *de même classe* en émettant un rayonnement dont la fréquence ν est déterminée par la condition que la différence des énergies entre les deux configurations stables soit égale à $h\nu$.

Une application importante est évidemment celle qui exclut les configurations trop symétriques, par exemple celle de l'atome d'hélium avec deux électrons diamétralement opposés sur la même orbite, comme incompatibles avec la genèse probable de l'atome par arrivée *successive* des électrons depuis une distance infinie jusqu'au voisinage du noyau. La solution symétrique ne porterait, en effet, comme solutions *de même classe* parcourues successivement pendant la genèse de l'atome avec émission de rayonnement, que des solutions symétriques exigeant une capture *simultanée* de plusieurs électrons depuis l'infini, ce qui apparaît comme hautement improbable *a priori*.

M. LORENTZ. — Lorsqu'il s'agit de savoir si une structure est possible, Bohr se demande comment il peut la former. Ayant par exemple 17 électrons autour du noyau, pour en mettre 18 il se dit : nous pouvons placer les 17 premiers à peu près comme tantôt; le dernier se trouve d'abord à grande distance et n'a qu'une petite vitesse; c'est le premier état. L'état final est imaginé de diverses façons; la question est de savoir si le passage est possible. Bohr le décide évidemment en appliquant divers principes d'exclusion; un de ces principes c'est que, pour que la transition puisse se faire, les mouvements doivent être de la même classe.

M. LANGEVIN. — Oui. L'autre principe, celui de correspondance, ajoutant que le passage d'une configuration à une autre *de même classe* est également exclu lorsque l'analyse harmonique de l'un ou de l'autre des mouvements extrêmes ou des mouvements intermédiaires de la même classe, admis par la dynamique classique, ne comporte pas de terme correspondant, comme rang d'harmonique, aux différences entre les nombres de quanta des configurations extrêmes.

M. RUTHERFORD. — Est-il nécessaire, dans le modèle de Bohr, que les électrons soient en mouvement autour du noyau ? Les résultats de Bohr sont-ils compatibles avec une autre loi que celle de l'inverse du carré ?

M. EHRENFEST. — Nicholson a déjà indiqué des cas où deux électrons circulent, d'une manière centralement symétrique par rapport au noyau, sur deux cercles parallèles dont les plans ne passent pas par le noyau. Mais il semble que de pareils mouvements ne s'accordent pas avec les idées de Bohr sur la synthèse des atomes par captures successives d'électrons. Avec ces idées s'accorde bien une inclinaison des diverses orbites les unes par rapport aux autres.

Tous les calculs et toutes les considérations actuelles de Bohr s'appuient sur l'hypothèse de forces agissant suivant la loi de Coulomb, entre les divers électrons et le noyau, moyennant une correction de relativité pour la masse. C'est tout ce que nous savons.

M. LANGEVIN. — Je voudrais demander aussi à M. Ehrenfest de nous donner quelques renseignements sur les expériences de MM. Franck et Knipping, qui ont permis d'affirmer l'existence de deux formes différentes de l'atome d'hélium, qui correspondraient à deux classes de solutions au sens de M. Bohr, sans possibilité de passage spontané d'une forme à une autre.

M. BRAGG. — Pourquoi, dans les molécules composées de plusieurs atomes, les électrons sont-ils retenus par paires par les atomes ?

M. EHRENFEST. — La théorie ne domine pas encore, pour le moment, le mouvement des électrons dans les édifices de plusieurs atomes, pas même dans la molécule d'hydrogène. D'un point de vue purement empirique, il y a divers faits qui plaident en faveur de la manière de voir de Kossel, qu'en général les atomes tendent à capturer, ou à abandonner autant d'électrons qu'il est nécessaire, pour que les orbites des électrons extérieurs ressemblent à celles des gaz inertes.

M. ZEEMAN. — Quelle est l'explication d'un spectre continu ?

M. LANGEVIN. — Le spectre continu d'émission au delà des têtes de série s'interprète naturellement, comme l'a montré M. Bohr, par la réunion de l'atome ionisé et d'un électron venant de l'infini avec une énergie cinétique initiale qui peut être quelconque et s'ajoute au quantum de la tête de série pour augmenter de manière continue la fréquence émise au moment du retour à la configuration finale stable commune à tous les termes de la série. L'ensemble de l'atome ionisé et de l'électron en mouvement à distance infinie constitue une configuration stable appartenant à la même classe que toutes celles qui précèdent l'émission d'un terme quelconque de la série spectrale et que la configuration finale commune à tous les termes. Les configurations de cette classe stables au sens de la théorie des quanta forment un ensemble discontinu tant que l'électron périphérique reste à distance finie du noyau, puis un ensemble continu quand l'électron est à distance infinie avec une vitesse susceptible de variations continues. A ce titre, le fond continu est le prolongement naturel de la série.

M. EHRENFEST. — Je voudrais rappeler à ce propos les possibilités suivantes, bien connues, d'ailleurs, de production de raies spectrales diffuses :

1^o Effet Stark, irrégulier sous l'action des champs d'ions voisins (ce qu'on appelle « l'élargissement des raies spectrales par effet de pression et l'élargissement dans les liquides et les solides ») ;

2^o Bohr mentionne la possibilité que dans des champs compliqués, par exemple dans les cas de superposition du champ ato-

mique et de champs électrique et magnétique extérieurs, il n'est plus possible de quantifier nettement le mouvement des électrons.

M. DE BROGLIE. — Les nouvelles idées de M. Bohr expliquent-elles pourquoi le phénomène des raies de Fraunhofer, c'est-à-dire l'absorption d'un rayonnement accompagné par exemple du transport de l'électron de la trajectoire K sur une trajectoire L n'est pas possible ?

M. ZEEMAN. — Y a-t-il dans la nouvelle théorie une explication aussi belle de la dispersion anormale que dans l'ancienne. Et les bandes d'absorption dans le spectre, comment la théorie de Bohr les explique-t-elle ?

M. EHRENFEST. — Il n'existe pas encore, pour le moment, de théorie satisfaisante de la dispersion anormale basée sur le modèle d'atome de Bohr.

Une chose remarquable est la suivante : c'est que pour des champs qui varient avec une lenteur infinie (influence « adiabatique »), la perturbation de l'orbite de l'électron peut encore être calculée suivant les règles de la mécanique classique; pour les hautes fréquences, cela n'est certainement plus permis.

M. LANGEVIN. — En réfléchissant aux deux principes de M. Bohr dont nous avons parlé, il m'a semblé qu'une liaison intime existe entre eux qui n'en fait en réalité qu'un seul principe, celui de correspondance. En effet, l'application du principe de correspondance, sous la forme que nous a rappelée M. Ehrenfest et qu'a utilisée M. Kramers dans sa Thèse, fait intervenir l'intercalation entre les deux configurations extrêmes considérées comme stables par la théorie des quanta, tout une série continue de configurations possibles au sens de la dynamique classique. Cela n'a de sens que si les configurations stables extrêmes appartiennent à la même classe de mouvements, suivant la signification qu'il semble nécessaire d'attribuer à cette notion. L'énoncé même du principe de correspondance impliquerait l'existence de classes de mouvements comportant chacune un ensemble continu de solutions possibles au point de vue de la dynamique classique et ferait intervenir dans le calcul de la fréquence, de l'intensité

et de la polarisation du rayonnement émis lors du passage de l'atome d'une configuration stable, au sens des quanta, à une autre, l'ensemble continu des solutions intermédiaires de la même classe.

La condition que les configurations stables extrêmes appartiennent à une même classe serait ainsi contenue implicitement dans l'énoncé primitif du principe de correspondance. Le nouveau principe fait simplement remarquer que plusieurs classes différentes peuvent exister pour un même atome.

M. BRAGG. — Pouvez-vous dire quelles sont approximativement, dans les cas d'atomes complexes, les dimensions des orbites des électrons, c'est-à-dire quels sont les grands et les petits axes des ellipses et les rayons des orbites circulaires ?

M. EHRENFEST. — Bohr peut donner ces dimensions grossièrement.

M. MILLIKAN. — *La disposition et le mouvement des électrons dans les atomes.*

Je me suis occupé dans ces derniers temps de deux types d'expériences qui sont intéressantes au point de vue du rapport de M. Bohr, et qui fournissent quelques renseignements sur la structure de l'atome d'hélium ainsi que sur celle d'autres atomes, particulièrement de ceux à petit nombre atomique.

Dans les premières expériences, qui ont été exécutées avec l'aide de M. Wilkins, nous avons lancé des particules α , animées de leurs plus faibles vitesses d'ionisation, à travers divers types d'atomes, et nous avons recueilli les résidus des atomes, à l'instant de l'ionisation, sur de toutes petites gouttes d'huile, soigneusement balancées; nous avons compté, d'après les vitesses communiquées à ces gouttelettes par la capture des résidus positivement chargés, le nombre d'électrons négatifs qui ont été détachés d'un atome donné par le passage de la particule α .

Des résultats obtenus par cette méthode ont déjà été publiés⁽¹⁾; ils ont appris ce fait intéressant qu'une particule α animée d'un

(1) *Phys. Rev.*, t. XV, 1920, p. 157.

mouvement rapide ne parvient pas, en général, à détacher plus d'un électron d'un atome qu'elle traverse, que cet atome soit un des atomes légers, comme C, N ou O, ne possédant que 6 à 8 électrons, ou un des atomes lourds, comme l'iode ou le mercure; ce dernier en a 82.

Ce fait jette déjà par lui-même quelque lumière sur la structure de l'atome, car il montre d'une façon évidente que les électrons dans l'atome agissent d'une façon tout à fait indépendante les uns des autres. Ils ne sont certainement pas disposés en des anneaux de 4 ou 8, ou tout autre nombre, qui deviennent instables lorsqu'un des électrons est enlevé, ou qui peuvent, en général, être détruits tout entiers.

Mais le contrôle est beaucoup plus précis lorsqu'on peut expérimentaler avec des particules α à petite vitesse, à l'extrémité même de leur course, où le pouvoir ionisant atteint la plus haute valeur possible. Les résultats actuels ont été obtenus dans ces conditions : des portions différentes de la trajectoire de la particule α ont été amenées sous les gouttelettes en interposant sur le chemin de rayons du polonium des épaisseurs variables de feuilles d'aluminium et aussi en variant légèrement la pression du gaz examiné; mais cette pression était toujours tellement basse que, pratiquement, les résidus de deux atomes différents n'étaient jamais jetés simultanément sur une même goutte, ainsi que le prouvèrent des épreuves spéciales.

Même dans ces conditions-là nous n'avons pas obtenu la preuve certaine d'une ionisation multiple, par une seule particule α , d'atomes O, N, C, I ou Hg, les seuls qui aient été examinés; en dehors de l'hélium. La preuve expérimentale n'est pas assez précise pour permettre de certifier que les atomes lourds ne perdent jamais deux électrons à la fois, mais elle est du moins telle qu'elle légitime la conclusion que, si pareille éventualité se produit, elle n'arrive que les 2 à 3 pour 100 du temps. D'ailleurs, parmi des milliers de captures nous n'en avons jamais observé dans lesquelles il y avait même une apparence de perte de plus de deux électrons à la fois. Cela confirme la conclusion ci-dessus.

Mais, dans le cas de l'hélium, lorsque la particule α se trouve dans cette partie-là de sa route qui correspond au maximum de son

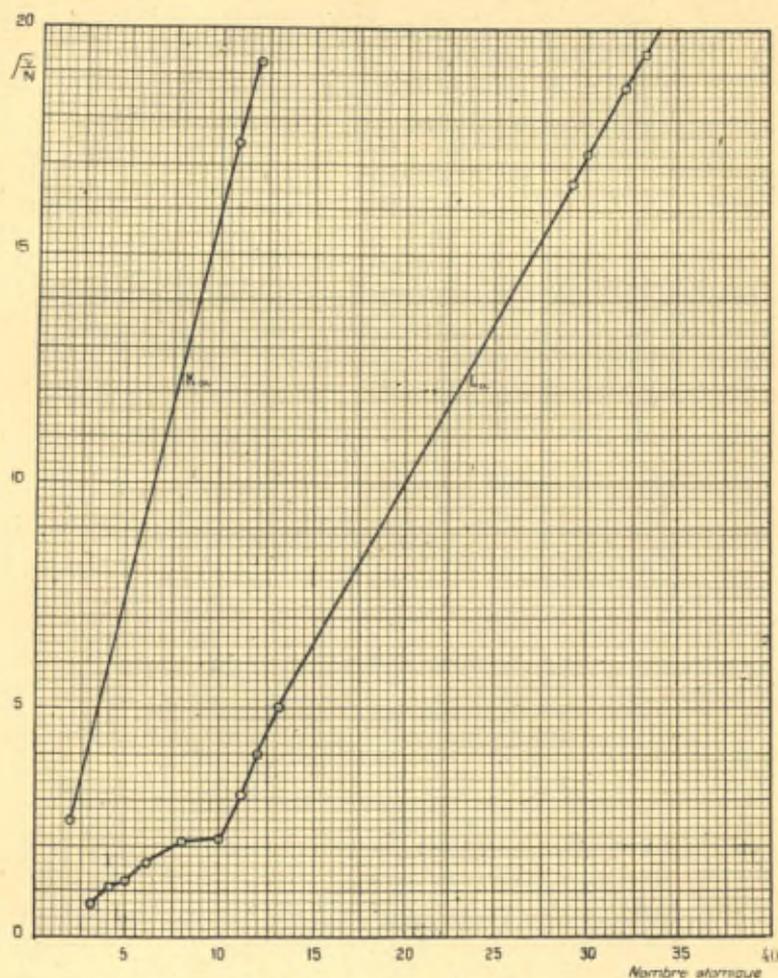
pouvoir d'ionisation, elle détache à la fois les deux électrons contenus dans l'atome 16 pour 100 des fois qu'elle détache l'un d'eux ⁽¹⁾. Autrement dit, la particule α , lorsqu'elle est lancée au hasard à travers l'atome d'hélium à la vitesse du maximum d'ionisation, enlève les deux électrons $\frac{1}{6}$ des fois qu'elle en enlève un seul.

Ces faits semblent inconciliables avec la théorie primitive de Bohr sur la structure de l'atome d'hélium, qui place les deux électrons aux deux bouts d'un diamètre; car, la vitesse de la particule α ici considérée est très voisine de celle avec laquelle les deux électrons gravitent, conformément à la théorie de Bohr. De sorte que, si la particule α venait assez près d'un des électrons pour le saisir à l'une des extrémités d'un diamètre, elle aurait fort peu de chances, même en se mouvant dans le plan de l'orbite, de saisir en même temps l'autre électron à l'autre extrémité, puisque, au bout du temps qu'elle met à traverser l'orbite, le second électron serait éloigné d'elle d'un diamètre de l'orbite environ. Et, si la particule α se meut perpendiculairement au plan de l'orbite, elle n'a aucune chance de saisir les deux électrons à la fois. Je rappellerai, à ce propos, que, comme le noyau de l'atome d'hélium est lui-même une particule α , la particule étrangère, qui est lancée au hasard à travers cet atome, ne peut pas, en général, chasser un électron du noyau, à moins de se rapprocher de cet électron jusqu'à une distance beaucoup plus petite que celle qui sépare cet électron du noyau, et elle s'en rapprochera d'autant plus que sa vitesse est plus grande.

Encore une fois, les faits que je viens d'exposer semblent ne pas pouvoir s'accorder avec l'idée autrefois émise par Sommerfeld, que l'un des électrons de l'atome d'hélium se meut dans une orbite très rapprochée du noyau, tandis que l'autre décrit une orbite de diamètre beaucoup plus grand; en effet, la probabilité que la particule α puisse venir suffisamment près d'un électron pour le chasser, variera au moins aussi rapidement que le rayon de l'orbite, ce qui signifierait que l'électron intérieur ne pourrait pas être enlevé $\frac{1}{6}$ des fois que l'électron extérieur est pris, à moins que son

(¹) Le degré de pureté de l'hélium employé n'était que de 95 pour 100, mais il est fort peu probable que l'effet doive être attribué aux impuretés.

orbite n'eût un diamètre plus grand que le sixième de celui de l'orbite extérieure. Et la chance qu'avec un pareil rapport des



Raies L_∞ de Li, Gl, B, C, N, O, F, Ne, Na, Mg et Al.

orbites les deux électrons soient enlevés en même temps serait bien — minime.

Bref, le fait qu'un coup heureux sur six enlève les deux électrons exige que les deux électrons se trouvent dans la même partie du volume de l'atome pendant une fraction très notable du temps. Cette condi-

tion est bien remplie dans la théorie que Bohr vient d'exposer dans son rapport.

C'est une chose qui, à première vue, ne laisse pas de surprendre, que l'atome d'hélium, qui n'a que deux électrons à perdre, les perd tous les deux $\frac{1}{6}$ des fois, alors que les atomes qui ont de nombreux électrons, même 82 comme dans le cas de Hg, n'en perdent généralement qu'un à la fois dans le passage d'une particule α .

Ce fait est, en soi, d'une importance considérable pour la structure de l'atome, ainsi que le prouvent les considérations suivantes. La série K des rayons X (voir la figure ci-jointe) prouve que la structure de l'atome d'hélium se répète dans l'anneau (ou couche) K de tous les atomes. Mais on peut s'attendre à ce que les deux électrons de cet anneau ne soient pas détachés simultanément par des particules α , sauf dans le cas de l'hélium, puisque, aussi bien du point de vue de la théorie de Bohr que d'autres (voir *Phys. Rev.*, t. XI, 1917, p. 98), le diamètre de ces anneaux se raccourcit dans le même rapport que le nombre atomique augmente, et aussi parce que les forces qui lient les électrons au noyau augmentent proportionnellement au nombre atomique. Le fait que pratiquement dans tous les cas les nombreux électrons des couches extérieures ne sont détachés qu'un à un par des particules α indique en premier lieu que la structure de ces couches est différente de celle de la couche la plus intérieure; cette différence est d'accord avec la multiplicité des orbites supposée dans le rapport de Bohr. Il montre en second lieu, d'une façon tout à fait indépendante de la théorie de Bohr, mais d'accord avec elle, que dans un atome comme le mercure la grande majorité des 82 électrons se trouvent dans des champs de force intenses tout près du noyau, où la probabilité qu'une particule α se rapproche suffisamment pour les ravir au noyau fortement chargé est excessivement faible. On se rappellera que la forme élémentaire de la théorie de Bohr exige que les rayons des anneaux (ou couches) K, L, M, ... soient entre eux dans le rapport 1 : 4 : 9, ... et que ces rayons diminuent en raison inverse du nombre atomique, alors que les fréquences observées dans les séries K, L, M indiquent que le rapport des rayons, calculé au moyen des équations de Bohr, est exprimé par des nombres un peu plus grands.

Les expériences actuelles constituent donc une nouvelle preuve

en faveur d'un atome du type général admis par Bohr, dans lequel la probabilité qu'une particule α puisse cueillir un électron autre part que dans la couche extérieure est très faible. Si elle n'enlève pas deux électrons à la fois, *même des couches extérieures* des atomes N, O ou Hg, alors qu'elle les cueille souvent tous les deux dans le cas de l'hélium, cela provient de ce que le diamètre est plus grand et de ce que les noyaux de N, O et Hg sont plus puissants que le noyau d'He; cela provient aussi de ce que les couches extérieures sont imparfaitement protégées par les électrons des couches intérieures.

Le second groupe d'expériences qu'il est intéressant de mettre en rapport avec la communication de M. Bohr et qui montrera la fécondité de sa théorie générale, consistait dans la mesure, par M. Ira Bowen et par moi-même, de la plupart des fréquences que les électrons des couches extérieures des atomes de nombre atomique 2 à 13 sont capables d'émettre. On trouvera la méthode employée dans *Astrophys. Journ.*, t. LII, 1920, p. 47. Les nouveaux résultats, qui sont intéressants sous ce rapport, peuvent être résumés comme suit :

1° Le spectre ultraviolet a été photographié et ses longueurs d'onde ont été déterminées jusqu'à $\lambda = 133,6 \text{ \AA}$. dans le cas de Al, et jusqu'à $\lambda = 150 \text{ \AA}$. dans le cas de Cu. Il y a donc encore une lacune représentée par le facteur 10 entre les rayons ultraviolets les plus courts que l'on ait mesurés et les rayons X les plus longs mesurés par la méthode de la spectroscopie par cristaux, cette dernière mesure s'arrêtant à 13 \AA . *Mais heureusement, dans la région ultraviolette qui vient d'être découverte et explorée, se trouvent les radiations les plus intéressantes et les plus importantes, inaccessibles jusqu'ici.* Ce sont :

2° Les raies L_{α} de Al, Mg et Na, qui ont été photographiées et localisées respectivement à $144,3$; $232,2$ et $372,2 \text{ \AA}$. Ces longueurs d'onde se placent toutes avec une assez grande précision sur la ligne de Moseley qui exprime la relation entre les fréquences et le nombre atomique (*voir la figure*). Il est donc définitivement prouvé que la série L continue, sans que ses caractères principaux soient changés, dans toute l'étendue des nombres atomiques, depuis Ur (92) à Ne (10). La progression linéaire ainsi révélée

jusqu'à Ne pourrait être déduite très grossièrement des belles mesures faites par Hjalmar sous la direction de Siegbahn, lesquelles donnèrent les raies K_α et K_β des éléments jusqu'à Na. Car la relation de Kossel, $K_{\nu\beta} - K_{\nu\alpha} = L_{\nu\alpha}$, bien qu'on sache qu'elle est inexacte, était probablement assez près de la vérité pour permettre de prédire l'ordre de grandeur des longueurs d'onde de L_α . Kossel a déjà fait usage de cette façon des données de Hjalmar (*Zeitschr. f. Physik.*, t. II, 1920, p. 470). Mais les valeurs de $L_{\nu\alpha}$ qu'il calcule ainsi pour Al, Mg et Na sont trop basses de 20 pour 100.

3° On a trouvé que l'atome Al, lorsqu'il est excité par ces étincelles condensées dans le vide, n'émet aucune radiation de longueur d'onde comprise entre 144,3 Å. et 1200 Å. environ, où commence son spectre M, dû aux trois électrons extérieurs. Cela montre que les spectres optiques sont tout à fait semblables aux spectres de rayons X, en ce sens que de grandes lacunes se présentent entre les fréquences produites par les électrons des anneaux ou couches successifs. Si nous pouvions négliger l'influence mutuelle des électrons négatifs, nous pourrions calculer les diamètres relatifs de ces couches, car ils seraient inversement proportionnels aux fréquences limites, c'est-à-dire que dans ce cas ils seraient à peu près dans le rapport 1 à 9; mais de pareilles estimations ont peu de valeur, si ce n'est comme indication très grossière.

Le magnésium se comporte tout à fait comme l'aluminium : nous trouvons un vide complet entre sa raie L_α à 232,2 Å. et les raies dues à ses deux électrons extérieurs, dont les radiations commencent, sur nos plaques, vers 1700 Å. du côté des petites longueurs d'onde.

De même, conformément à ce qui précède, on trouve que le sodium n'émet pas de radiations du tout entre ses raies L, dont la plus longue est à 376,5 Å., et les raies dues à son unique électron M, lesquelles commencent du côté des petites longueurs d'onde à 2412,6 Å.

4° Les spectres dus aux électrons des seconds anneaux incomplets, ou anneaux L, dans le cas des atomes dont le nombre atomique est plus bas que celui du néon, ne sauraient être prédits par aucune des théories actuelles, mais ils ont été obtenus expérimentalement et voici ce qu'on a trouvé :

Le spectre produit par les six électrons de l'anneau L de l'oxygène commence sur nos plaques vers 230 \AA . et s'étend, avec une intensité croissante, jusqu'à $834,0 \text{ \AA}$., où l'on trouve la raie la plus forte de l'oxygène, que nous appellerons arbitrairement L_x (¹). Au-dessus de $834,0 \text{ \AA}$., les raies de l'oxygène sont peu nombreuses et très pâles. Comme on peut calculer avec grande certitude que la raie K_x de l'oxygène se trouve à $23,56 \text{ \AA}$., le rapport de la fréquence K_x à la fréquence L_x est d'environ 35 pour l'atome d'oxygène. On se rappellera que ce rapport est 7 environ dans le cas d'atomes à nombre atomique élevé et qu'il augmente lentement à mesure que le nombre atomique décroît.

Le spectre du carbone, dû aux quatre électrons de l'anneau L, commence sur nos plaques à $360,5 \text{ \AA}$., et s'étend, avec une intensité croissante, jusqu'à la raie la plus forte 1335 \AA ., que, conformément à la convention précédente, nous appellerons sa raie L_x . Comme la raie K_x de C se calcule exactement à $44,4 \text{ \AA}$., le rapport des fréquences de K_x et L_x est d'environ $\frac{1}{30}$ pour le carbone.

Le spectre dû aux cinq électrons de l'anneau L de l'atome d'azote a été obtenu par l'emploi d'électrodes en aluminium ayant du nitrate d'ammonium au centre, et en observant les nouvelles raies qui ne provenaient pas de l'aluminium, de l'oxygène ni de l'hydrogène. Avant que nous eussions fait l'expérience, j'avais prédit que la raie L_x de l'atome d'azote devait se trouver entre les raies de l'oxygène et du carbone. Nous avons effectivement obtenu un tel spectre, qui sur notre plaque commence à $685,6 \text{ \AA}$., et atteint un maximum à $1055,3 \text{ \AA}$., exactement, comme je l'avais prédit. La paire de raies de l'azote que Lyman a trouvée à $1492,8 \text{ \AA}$., et $1494,8 \text{ \AA}$., apparaît sur nos plaques, mais elles sont relativement faibles, et sont peut-être dues à la molécule plutôt qu'à l'atome.

C'est un fait intéressant que presque tout le groupe des raies que Lyman a trouvées par l'application de sa décharge de condensateur dans l'hélium est dû aux atomes du carbone, de l'oxygène, de l'azote et de l'hydrogène. Par exemple, les raies $599,0$, $643,7$, $702,9$, $718,2$, $796,8$ et $834,1$ sont toutes dues à l'atome d'oxygène; les

(¹) Cette convention est plus logique que celle qui fut faite antérieurement dans *Astroph. Journ.*, t. LII, 1920, p. 47.

raies 904,6, 977,2, 1010,6, 1037,0, 1175,9 et 1247,9 sont dues à l'atome de carbone; les raies 916,7, 991,1 et 1085,5 sont dues à l'atome d'azote et les raies 972,7, 1036,0, 1216,0 à l'atome d'hydrogène.

Dans le cas du fluor, nous avons trouvé par l'emploi du fluorure de sodium une nouvelle raie intense à 657,2 Å., à peu près à l'endroit où l'on doit attendre la raie L_x du fluor; si l'on emploie la façon de raisonner qui précède. La seule autre raie de l'atome de fluor que nous ayons trouvée jusqu'à présent est à 607,2 Å.

Le spectre dû aux trois électrons de l'anneau L du bore commence, pour autant que le montrent nos plaques actuelles, à 676,8 Å. et atteint son maximum d'intensité, c'est-à-dire sa raie L_x , à 2497 Å. La raie K_x du bore se trouvant à 67,2 Å., le rapport des fréquences K_x et L_x pour le bore est environ 37.

Le spectre dû aux deux électrons de l'anneau L du glucinium commence, du côté des petites longueurs d'onde, d'après les données dont on dispose en ce moment, à 2175 Å. et atteint son maximum, sa raie L_x , à 3130 Å. L'absence totale, sur nos plaques, de raies du glucinium entre 230 Å et 2100. Å. est un exemple frappant des grandes lacunes dans les spectres obtenus avec des réseaux ordinaires dans la région visible ou dans son voisinage.

De même, les expériences actuellement faites avec le lithium n'ont fait connaître aucune raie entre 300 Å. environ et la série bien connue, due à son unique électron L, dont la raie L_x se trouve à 67,9 Å. et dont la longueur d'onde limite est à 2299 Å.

5° La figure ci-jointe représente graphiquement les racines carrées des fréquences des raies L_x des éléments légers, à partir du lithium, et aussi celles des raies K_x , à partir de l'hélium, d'après les observations d'autres auteurs. *On voit que jusqu'à l'aluminium le seul élément dont nous n'ayons pas observé directement la raie L_x est le néon.* Le point correspondant au néon a été indiqué dans le graphique d'après la mesure du potentiel d'ionisation de ce gaz.

Je voudrais faire observer que la méthode employée ici donne, je crois, le spectre caractéristique de l'atome de chaque élément, plutôt que celui de sa molécule. Les raies L_x données sont, à mon avis, les *potentiels de résonance* de ces atomes.

La progression ainsi révélée dans ces spectres optiques est très intéressante et simple, et fort semblable à celle qui est montrée par les spectres des rayons X.

On voit que nous avons le cadre complet de tous les types du rayonnement qui sont émis par les atomes, et que la situation de chaque élément dans la série complète des éléments, s'étendant de l'hydrogène à l'uranium, a été définitivement fixée maintenant par la simple étude du rayonnement émis par les éléments, sans faire usage d'aucune autre propriété chimique ou physique.

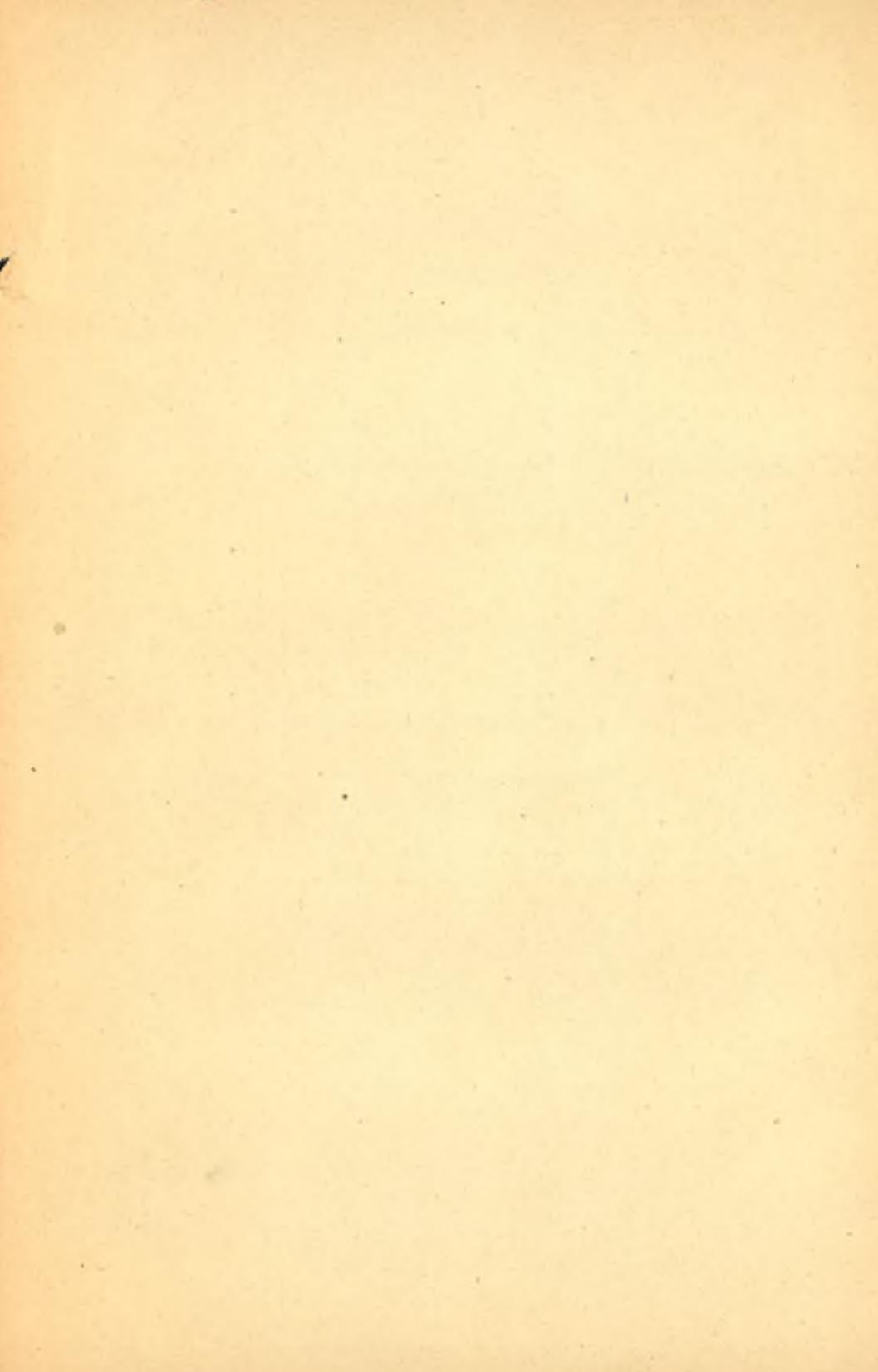
TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
Troisième Conseil de Physique.....	v
A la mémoire d'Ernest Solvay.....	vii
H.-A. LORENTZ. — Notes sur la théorie des électrons.....	1
Discussion.....	20
E. RUTHERFORD. — La structure de l'atome.....	36
Discussion.....	66
M. DE BROGLIE. — La relation $h\nu = \epsilon$ dans les phénomènes photo- électriques; production de la lumière dans le choc des atomes par les électrons et production des rayons de Röntgen.....	80
Discussion.....	101
R.-A. MILLIKAN. — Sur l'absorption du rayonnement par quanta dans les métaux.....	120
H. KAMERLINGH ONNES. — Le paramagnétisme aux basses tempéra- tures considéré au point de vue de la constitution des aimants élémen- taires et de l'action que ceux-ci subissent de la part de leurs porteurs.	131
Discussion.....	158
P. WEISS. — Les actions mutuelles des molécules aimantées.....	158
H. KAMERLINGH ONNES. — Les supraconducteurs et le modèle de l'atome Rutherford-Bohr.....	165
Discussion.....	188
L. BRILLOUIN. — Sur la conductibilité des métaux.....	192
W.-H. BRAGG. — L'intensité de la réflexion des rayons X par le diamant.	198
W.-J. DE HAAS. — Le moment de la quantité de mouvement dans un corps aimanté.....	206
Discussion.....	216
Note ajoutée après l'exposé et la discussion du Rapport.....	222
N. BOHR. — L'application de la théorie des quanta aux problèmes ato- miques.....	228
P. EHRENFEST. — Le principe de correspondance.....	248
Discussion.....	255
R.-A. MILLIKAN. — La disposition et le mouvement des électrons dans les atomes.....	262

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET C^o.

Quai des Grands-Augustins, 55.

65861-22



LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS ET C^e,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS (6^e).

Tous les prix marqués sont nets

- HOLLARD.** — La Théorie des Ions et l'Électrolyse. 3^e édition. In-8 (23-14) de VII-220 pages, avec 17 figures (B. S.); 1912. 10 fr.
- INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY.** — La structure de la matière. Rapports et discussions du Conseil de Physique tenu à Bruxelles, du 27 au 31 octobre 1913, sous les auspices de l'Institut international de Physique Solvay, publiés par la Commission administrative et un des Secrétaires du Conseil. In-8 (25-16), de XIV-328 p., avec figures; 1921. 30 fr.
- LODGE (Sir Oliver).** — Sur les Électrons. Traduit de l'anglais par J. PUGUES, Chef des Travaux d'Électricité à l'École Centrale, et E. NERDIER, Diplômés de l'École supérieure d'Électricité; préface de P. LANGEVIN, Professeur suppléant au Collège de France. In-16 (19-12) de XIII-168 pages, avec 6 figures; 1906. 5 fr. 50
- ROUGIER (Louis),** Professeur agrégé de Philosophie. — La Matière et l'Énergie. Essai sur la théorie de la relativité et la théorie des quanta. Un vol. in-8 (25×16) de VI-112 pages; 1921; broché. 9 fr. 50
- SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.** — Collection de Mémoires sur la Physique, publiés par la Société française de Physique. 1^{re} SÉRIE. Volumes in-8 (25-16) se vendant séparément.
- TOME I. — *Mémoires de Coulomb* (publiés par les soins de Potier), avec figures et planches; 1884. 24 fr.
- TOME II. — *Mémoires sur l'Électrostatique*, 1^{re} PARTIE (publiés par les soins de Joubert), avec figures et planche; 1885. 24 fr.
- TOME III. — *Mémoires sur l'Électrostatique*, II^e PARTIE (publiés par les soins de Joubert), avec figures; 1887. 24 fr.
- TOME IV. — *Mémoires sur le pendule, précédés d'une Introduction historique et d'une Bibliographie* (publiés par les soins de C. Wolf). (Ce volume contient des Mémoires de La Condamine, Borda et Cassini, de Prony, Henry Kater, F.-W. Bessel.), avec figures et 7 planches; 1889. 24 fr.
- TOME V. — *Mémoires sur le pendule* (publiés par les soins de C. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de Bessel, Sabine, Bailly, Stokes, avec figures et 1 planche; 1891. 24 fr.
- SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.** — Collection de Mémoires relatifs à la Physique. 2^e SÉRIE.
- SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.** — Les Idées modernes sur la constitution de la matière. Conférences faites en 1912 par E. BAUER, A. BLANC, E. BLOCH, M^{me} P. CURIE, A. DEBIERNE, L. DUNOYER, P. LANGEVIN, J. PERRIN, H. POINCARÉ, P. WEISS. In-8 (25-16) de IV-372 pages, avec 51 figures; 1913. 24 fr.
- SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.** — Les progrès de la Physique moléculaire. Conférences faites en 1913-1914 par M^{me} P. CURIE, M. de BROGLIE, A. COTTON, CH. FABRY, P. LANGEVIN, CH. MAUGUIN, H. MOUTON. In-8 (25-16) de IV-243 pages, avec 27 figures et 2 planches; 1914. 24 fr.