



HAL
open science

Les phénomènes photo-électriques pour les rayons X et les spectres corpusculaires des éléments

Maurice de Broglie

► **To cite this version:**

Maurice de Broglie. Les phénomènes photo-électriques pour les rayons X et les spectres corpusculaires des éléments. *Journal de Physique et le Radium*, 1921, 2 (9), pp.265-287. 10.1051/jphys-rad:0192100209026500 . jpa-00204287

HAL Id: jpa-00204287

<https://hal.science/jpa-00204287>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

LES PHÉNOMÈNES PHOTO-ÉLECTRIQUES POUR LES RAYONS X
ET LES SPECTRES CORPUSCULAIRES DES ÉLÉMENTS ⁽¹⁾

PAR M. MAURICE DE BROGLIE.

I. **Phénomènes photo-électriques.** — On sait en quoi consiste le phénomène connu sous le nom d'effet photo-électrique ; la matière, frappée par la lumière, émet des corpuscules chargés négativement, ces corpuscules sont identiques aux électrons, c'est-à-dire définis par :

leur charge e égale à $4,77 \cdot 10^{-10}$ U. E. S.

et leur masse m_0 pour les faibles vitesses, égale à $9 \cdot 10^{-28}$ g.

Le trait dominant est que ces électrons possèdent, après leur sortie du corps illuminé, une énergie cinétique maxima représentée, quand les vitesses sont faibles, par $\frac{1}{2} m_0 v^2$ et que cette énergie cinétique ne dépend que de la fréquence ν de la radiation incidente et nullement de son intensité. L'équation qui relie ces deux grandeurs a été, pour la première fois énoncée par Einstein sous la forme suivante :

$$\text{énergie maxima} = \frac{1}{2} m v_0^2 = h\nu - p$$

h étant la constante universelle de Planck ($6,55 \cdot 10^{-27}$ erg-seconde) et p un terme positif qui correspond à la diminution de vitesse que le corpuscule a pu éprouver pour sortir du corps illuminé par suite, par exemple, de couches superficielles et de l'effet Volta.

Comme ordre de grandeur, la vitesse maxima de projection des électrons excités par la lumière ordinaire, ou le début de l'ultra-violet, atteint la valeur de 10^8 cm par seconde, ce qui est peu pour un électron ; on exprime souvent cette vitesse en l'assimilant à celle que la charge e aurait pu prendre en étant accélérée par une différence de potentiel V ; le chiffre précédent correspond alors à une différence de potentiel de quelques volts ; on voit donc que, pour les fréquences lumineuses, les champs parasites, dus aux

(1) Voir *C. R.*, 1921, janvier, février et mars, pp. 274, 527, 746 et 806.

forces électromotrices de contact. peuvent produire des effets perturbateurs comparables à la grandeur de ce que l'on veut mesurer.

L'effet photo-électrique se continue. en s'accroissant. quand la fréquence de la radiation excitatrice augmente; lorsque l'on arrive aux rayons X, cette dernière peut être dix mille fois plus grande que dans le cas des rayons lumineux et les vitesses prises par les électrons correspondent à plusieurs dizaines de milliers de volts: leur valeur représente alors une fraction importante de la vitesse de la lumière, par exemple quatre ou cinq dixièmes de celle-ci.

Plusieurs questions importantes se posent à ce propos; les électrons expulsés qui viennent des régions profondes de l'atome peuvent apporter sur sa constitution des renseignements précieux. Pour bien faire comprendre ceci, il est utile de rappeler quelques définitions et quelques propriétés relatives aux modèles actuellement adoptés pour la représentation des atomes.

Le plus satisfaisant de ces derniers paraît être celui qui porte les noms de Bohr et de Rutherford; même, en ne le considérant que comme un simple schéma mnémotechnique, il fournit le langage le plus commode pour exprimer et relier un ensemble déjà important de faits expérimentaux indiscutables.

II. Positions des électrons dans l'atome, d'après le modèle de Rutherford-Bohr. — Le modèle de Bohr-Rutherford comprend un noyau positif dont la charge totale est égale à Ne . N étant un nombre entier qui représente le rang de l'élément dans la série naturelle des corps simples et e , la charge élémentaire; ce noyau est entouré d'électrons négatifs, en nombre égal à N . répartis sur un certain nombre de trajectoires particulières qui ont reçu le nom de trajectoires K, L, M, etc... en allant du centre à la périphérie.

On peut ne considérer ces trajectoires que comme des niveaux d'énergie, tels que les électrons passent de l'un à l'autre, en gagnant ou en perdant une certaine quantité d'énergie potentielle; il y aura donc des niveaux K, L, M.....

En réalité. on a été conduit à regarder un certain nombre de ces niveaux comme multiples. mais dans cet exposé simplifié nous supposerons, en première approximation, qu'ils sont uniques.

Il est commode de désigner par les symboles W_K , W_L , W_M . les énergies nécessaires pour extraire un électron des trajectoires K, L, M. et l'amener sans vitesse hors du champ atomique; l'atome se trouve alors

ionisé, puisqu'on l'aura ainsi partagé en deux parties possédant des charges électriques égales et contraires. On peut donc appeler aussi ces énergies W des travaux d'ionisation d'ordre K, L, M, etc... ou des potentiels d'ionisation K, L, M, si l'on relie une énergie W à un potentiel V par la relation $W = eV$.

On voit alors immédiatement que les quantités, W_K, W_L, W_M , vont en décroissant, puisqu'il faut plus d'énergie pour extraire un électron rapproché de la charge centrale, qui l'attire, que pour un corpuscule plus éloigné.

L'émission d'une radiation par l'atome correspond au passage d'un électron d'un certain niveau de départ à un niveau d'arrivée plus rapproché du centre; par exemple, du niveau M au niveau L et la fréquence émise est définie par

$$h\nu = W_L - W_M$$

h étant la constante des quanta.

L'absorption d'une radiation correspond au processus inverse, c'est-à-dire, par exemple, au transport d'un électron du niveau L sur le niveau M; la fréquence ν absorbée se calculera comme précédemment par la différence des énergies correspondant aux niveaux d'arrivée et de départ.

L'extraction complète d'un électron, à partir du niveau L, par exemple, correspond à l'absorption d'une radiation ν_L telle que :

$$h\nu_L = W_L - W_\infty = W_L$$

puisque le dernier terme du second membre est nul.

Les fréquences $\nu_K, \nu_L \dots$ ainsi définies ne sont autres que les fréquences des discontinuités critiques d'absorption, mises en évidence dans l'étude des spectres des rayons X; ces discontinuités constituent un des phénomènes les plus remarquables de cette nouvelle branche de la spectroscopie, leurs valeurs numériques sont déjà connues dans un grand nombre de cas.

III. — **Recherches antérieures.** — Un ensemble de travaux dont les premiers remontent jusqu'en 1900 ⁽¹⁾ a été consacré à l'étude des électrons photo-électriques émis par les corps sous l'influence des rayons X. La mesure des vitesses de ces électrons peut se faire soit en les arrêtant par un champ électrique antagoniste, soit en les déviant dans un champ magnétique; mais cette dernière méthode est bien préférable dans le cas actuel à cause de la valeur très élevée que devrait atteindre la diffé-

(1) DORN, BESTELMAYER, BECKER, INNES, etc...

rence de potentiel antagoniste. Ce qui s'est dégagé des premières recherches, c'est le fait que les rayons secondaires possèdent une vitesse du même ordre de grandeur que celle des rayons cathodiques dans le tube générateur des rayons X utilisés pour le rayonnement primaire. Ainsi les rayons cathodiques, en frappant l'anticathode du tube donnent naissance à des rayons X, et ces derniers, lorsqu'ils rencontrent un corps, en font sortir des électrons photo-électriques, qui ont à leur tour une énergie comparable à celle que possédaient les électrons cathodiques dans l'ampoule.

Ce résultat est un de ceux qui ont donné corps à la théorie des quanta : un des aspects de cette théorie est, qu'en somme, une certaine quantité définie d'énergie cinétique se transporte avec l'onde périodique qui constitue les rayons X et peut réapparaître sous forme d'électrons en mouvement rapide.

Dorn, Bestelmayer et Innes avaient obtenu, en recevant sur une plaque photographique le faisceau des électrons photo-électriques déviés dans un champ magnétique, un spectre magnétique de vitesses de l'émission corpusculaire ; mais ils n'y signalèrent rien d'autre qu'un début assez brusque du spectre du côté des grandes énergies, caractérisant une vitesse maxima plus ou moins bien définie et un fond spectral continu se prolongeant jusqu'à des vitesses beaucoup plus faibles.

Avant les grands progrès que la découverte de Laue devait faire faire aux spectres de rayons X on ne pouvait guère aller plus loin ; il faut signaler cependant que Beatty, ayant éclairé un radiateur d'argent par des rayons X secondaires issus de différents métaux (Fe, Ca, Zn, As), avait mesuré par une méthode d'ionisation le coefficient d'absorption des électrons photo-électriques produits. Bien que le coefficient d'absorption d'un faisceau d'électrons n'ait pas un sens très précis, même quand le faisceau est homogène au point de vue de la vitesse, ce qui n'était pas le cas, ces mesures ont montré que l'absorption des rayons β excités variait dans le même sens que celle des rayons X excitateurs, ou, comme nous le disons aujourd'hui, que la vitesse des rayons β excités variait dans le même sens que la fréquence des rayons X excitateurs, caractère qui est bien en accord qualitatif avec la théorie des quanta.

Parmi les travaux plus récents, on doit rappeler les suivants :

Robinson et Rawlinson ⁽¹⁾ ont employé une méthode photographique inspirée de celle qui avait servi à analyser le rayonnement des corps radioactifs. Elle ne diffère pas sensiblement de celle que j'ai utilisée et qui va être décrite plus loin en détail.

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, 1914, t. xxviii, p. 277.

Il fallut de longues poses (au moins douze heures) pour obtenir des résultats photographiques appréciables, mais l'existence d'un spectre magnétique de raies fut démontrée; quelques-unes de ces raies paraissant correspondre, dans la limite des erreurs expérimentales, au quantum des raies de fluorescence du radiateur, d'autres à celui des raies appartenant au spectre X incident; plus récemment, Kang-Fuh-Hu ⁽¹⁾ a repris des expériences analogues en utilisant un tube Coolidge, plus puissant; il trouva, après des poses de l'ordre de 24 heures, avec un radiateur d'argent, des raies qui lui parurent correspondre, à 5 p. 100 près, au quantum des raies de ce métal. Il tenta aussi une expérience intéressante: superposant au radiateur d'argent une feuille mince d'étain, suffisante pour arrêter les électrons issus de l'argent et de l'étain, il obtint un spectre présentant à la fois les raies de l'argent et de l'étain ou, du moins, trois raies qui furent ainsi interprétées; cet auteur ne nota pas que les raies de l'argent aient été déplacées du fait de leur réémission par l'étain. Je reviendrai plus loin d'une façon étendue sur des expériences de cette nature.

Kang-Fuh-Hu ne put obtenir aucune raie corpusculaire correspondant aux raies émises par l'anticathode de rhodium du tube qu'il employait et tenta vainement aussi de mettre en évidence les raies L d'un radiateur de plomb.

Il faut citer également un ensemble de recherches, commencé par Sadler ⁽²⁾, Beatty ⁽²⁾ et Whiddington ⁽³⁾, puis continué par Barkla et Shearer ⁽³⁾ et tout récemment par Lewis Simons ⁽⁴⁾, dans lesquelles 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. Barkla et Shearer ⁽³⁾ avaient été conduits à la conclusion que tous les électrons secondaires, quelle que soit leur origine, avaient la même vitesse correspondant à un quantum entier de la radiation incidente; Simons, en intercalant des écrans absorbants, mit en doute ce résultat et, sans arriver à des résultats définitifs, conclut de l'examen de ses courbes que l'intervention de termes soustractifs, dépendant des énergies des niveaux successifs, paraissait très probable ⁽⁵⁾.

(1) *Physical Review*, 1918, p. 505.

(2) *Phil. Mag.*, 1910 et 1912.

(3) *Phil. Mag.*, 1913.

(4) *Phil. Mag.*, janvier 1921.

(5) Voir aussi Bédreag, *Ann. Univ. Jassy*, 1920 et Richardson, *Proc. roy. Soc.*, 1918.

(6) Se reporter aussi, pour ce qui concerne les rayons γ , au travail de Rutherford, Robinson et Rawlinson dans le *Phil. Mag.* de 1914. Sir Ernest Rutherford a récemment indiqué au dernier congrès Solvay de Bruxelles que des recherches encore inédites, poursuivies dans son laboratoire par M. Ellis, confirmaient mes résultats dans le domaine des rayons gamma.

IV. — Description des expériences.

L'appareil se compose d'une boîte plate en bronze dans laquelle on peut faire un bon vide (fig. 1); une fente pratiquée en H à la partie inférieure est fermée par une lame de corne de 0,8 mm d'épaisseur; cette substance est résistante, suffisamment transparente aux rayons X utilisés, et ne présente pas les inconvénients du celluloïd, qui peut dégager des vapeurs; Le vide atteignait généralement 0,002 mm de mercure, mais la pression peut être notablement plus élevée sans troubler les résultats.

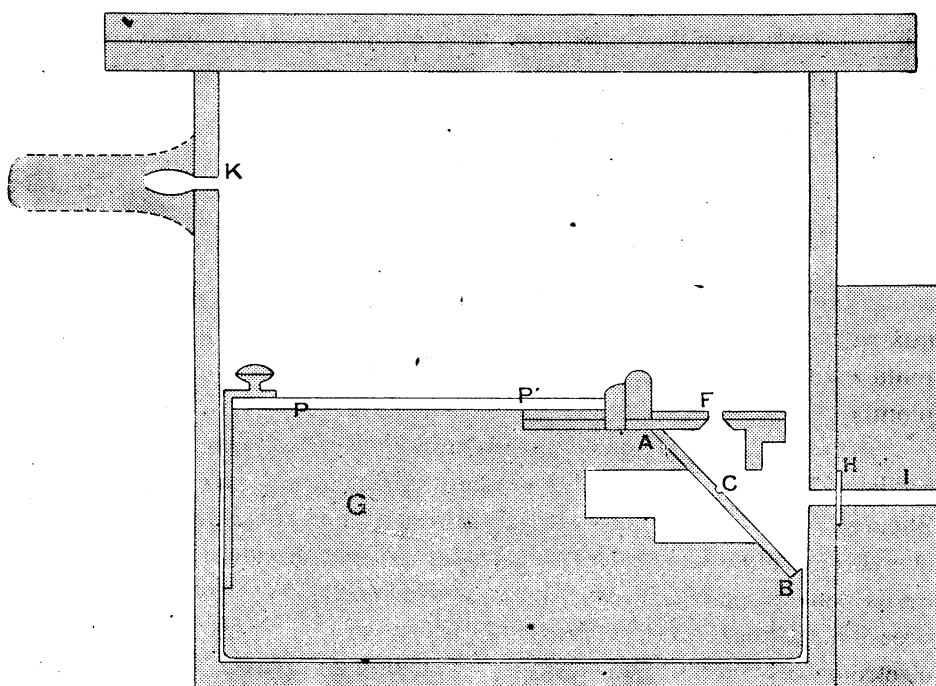


Fig. 1.

Le fond de la boîte plate est occupé par un bloc de plomb G de la forme représentée par la figure 2; en F se trouve une fente qui peut avoir 1 à 2 mm d'ouverture; AB représente une petite plaquette d'aluminium, figurée à part sur la droite, qui porte en G une bande mince MN du corps employé comme radiateur secondaire. Cette plaque est évidée pour éviter les rayonnements secondaires venant de l'aluminium, la bande MN est constituée par une feuille métallique mince ou une feuille de papier filtre enduite du composé à expérimenter (¹).

(¹) La sensibilité est telle que la trace laissée par un morceau de plomb sur une feuille de papier suffit à donner le spectre corpusculaire du plomb.

On peut aussi, si l'on ne craint pas la radiation de la plaquette, employer une rainure dans laquelle on fixe des produits pulvérulents. Généralement la largeur de ces rainures ou bandes allait de 0,2 à 0,5 mm, et leur épaisseur, suivant les cas, de quelques dixièmes jusqu'à 0.01 mm et 0.001 mm; la largeur de ligne enregistrée dans les spectres dépend de la bande et aussi de son épaisseur. mais il y a un bord net, du côté des grandes vitesses corpusculaires, sur lequel on fait les pointés.

Une plaque photographique (1) est disposée en PP' avec sa couche sensible à la partie supérieure, une autre est disposée en Q dans le plan de la figure.

La méthode pour recueillir les spectres est celle qui a été décrite par Robinson dans le *Philosophical Magazine* de 1914; elle repose sur le principe suivant :

Le radiateur G, par le fait de l'irradiation qu'il reçoit, émet des rayons X de fluorescence et des rayons corpusculaires: comme l'appareil est placé dans un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure, les rayons X de fluorescence forment un faisceau RCR' non dévié et les rayons corpusculaires forment un faisceau dévié circulairement. Ces deux faisceaux s'enregistrent sur la plaque placée en Q en donnant un résultat que l'on voit sur la figure 6 de la planche.

Considérons un point C (fig. 2) du radiateur secondaire et imaginons qu'à partir de ce point des électrons soient projetés dans toutes les directions avec la même vitesse v dans le plan de la figure, perpendiculaire au champ magnétique H : ces électrons vont décrire des cercles de même rayon R : la fente délimite, parmi ces trajectoires, un faisceau qui vient se recouper en un point C' sur PP': c'est ce que l'on peut voir facilement en tenant compte de ce que le radiateur est sur la perpendiculaire au milieu de la fente et de ce que l'ouverture de celle-ci n'est pas très grande.

Un autre point D de la fente donnerait de la même façon une sorte d'image D' sur la plaque photographique disposée en FC'D'. l'on peut en quelque sorte assimiler le dispositif à un spectrographe dont la fente serait représentée par la petite bande CD, constituant le radiateur secondaire, FF' représentant l'ouverture de la lentille et C'D' l'image de CD sur la plaque photographique.

La distance CC' est le diamètre du cercle décrit par l'électron, c'est cette longueur que l'on mesure et qui fournira la vitesse v par la relation :

(1) Une petite inexactitude de reproduction des figures 1 et 2 n'a pas fait figurer la lèvre supérieure de la fente F qui doit se trouver dans le plan de la face supérieure de la plaque photographique PP'.

$$v = RH \frac{e}{m}.$$

La dispersion, c'est-à-dire, si l'on désigne par x les longueurs comptées sur la plaque photographique, la quantité $\frac{\Delta x}{\Delta v}$, varie à peu près en raison inverse du champ magnétique, puisque x varie à peu près comme $2R$.

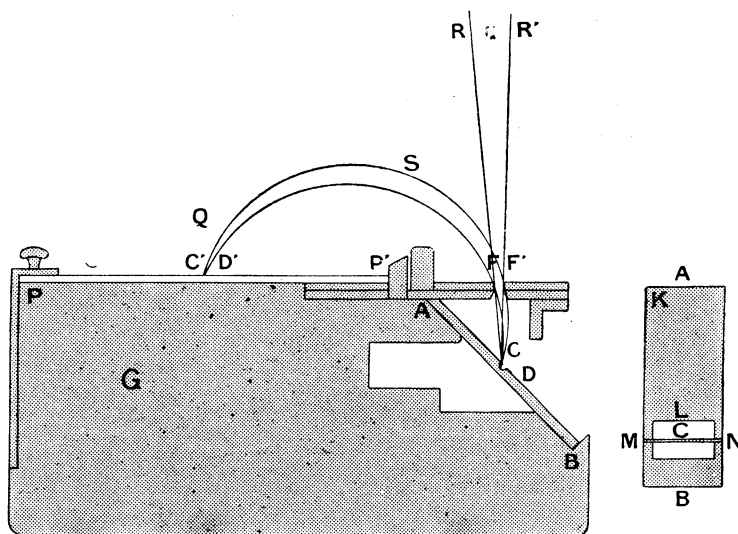


Fig. 2.

Théoriquement, la meilleure inclinaison à donner au radiateur CD est celle qui est perpendiculaire à CC' ; pour cette position, en effet, la distance CC' est la même pour tous les points de CD , mais en pratique il faut éviter d'utiliser des rayons β qui quitteraient le radiateur trop tangentielllement ; si celui-ci n'est pas un plan parfait, les rugosités de sa surface arrêteront une grande partie des corpuscules.

Enfin, l'intensité des impressions photographiques (abstraction faite de l'influence spécifique de la vitesse des électrons) sera plus grande dans les parties de la plaque les plus rapprochées de la fente $F F'$, qui aperçoivent cette fente sous un angle plus grand.

V. — Mesures de R , de H , et de v . — Il faut mesurer RH pour connaître v ; la mesure de R se fait sur la plaque photographique ; dans les conditions usuelles $2R$ varie entre 40 et 80 millimètres, c'est donc une quantité que l'on peut mesurer avec une précision relative assez grande quand la

netteté des impressions photographiques le permet; on fait les pointés, d'une part, sur le bord du côté des grandes vitesses des raies obtenues, qui est généralement assez net et, d'autre part, sur le bord convenable du radiateur, c'est-à-dire le bord supérieur C dans le cas de la figure 2.

La boîte plate est placée entre les disques de fer doux d'un électro-aimant Weiss et le tube à rayons X disposé aussi près que possible de la fenêtre, ce qui conduit à isoler, pour la haute tension, tout l'appareil y compris l'électro-aimant et sa batterie d'alimentation.

Les poses sont généralement de 1 à 3 heures avec des plaques Lumière sigma et des ampoules qui ont été, soit un tube Coolidge Standard à tungstène fonctionnant sous 80 000 volts efficaces et 2 milliampères, soit des tubes ordinaires à afflux cathodique, munis d'anticathodes de platine ou de rhodium, fonctionnant sous des tensions et des intensités de même ordre.

Le champ magnétique est fourni par quelques éléments de petits accumulateurs, avec une résistance réglée pour obtenir une valeur de 100 à 400 unités dans l'entrefer.

La mesure de ce champ est une des difficultés de l'expérience, si l'on veut obtenir une certaine précision. Elle était réalisée de la façon suivante : un fluxmètre Grassot (galvanomètre balistique à cadran) est relié à une bobine plate que l'on peut plonger et retirer brusquement des différents points du champ; il en résulte une déviation que l'on convertit en unités de champ magnétique par un étalonnage des divisions du fluxmètre. Cet étalonnage a été fait de trois façons différentes : par une mesure absolue directe à la balance de Cotton, par la mesure d'un champ résultant d'une induction connue et par comparaison avec un galvanomètre balistique étalonné. Ces trois procédés ayant fourni des résultats concordants à moins de 1 p. 100 il en résulte que les champs peuvent être considérés comme exacts avec ce degré de précision.

Ce que l'on cherche à connaître c'est la vitesse v des électrons et leur fréquence ν obtenue en égalant leur fréquence $h\nu$ à leur énergie cinétique. Les formules adoptées pour préciser ces relations sont celles que fournit la théorie de la relativité, c'est-à-dire :
pour la vitesse v .

$$v = RH \frac{e}{m}$$

avec

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

d'où

$$v^2 = \left(\frac{RHe}{m_e}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{RHe}{m_0}\right)^2}$$

et pour la fréquence ν

$$h\nu = \text{énergie cinétique} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

où c est la vitesse de la lumière et β , le rapport $\frac{v}{c}$; en développant en série on obtient

$$h\nu = \frac{1}{2} m_0 v^2 \left[1 + \frac{3}{4} \beta^2 + \frac{5}{8} \beta^4 + \dots \right]$$

Dans la suite, nous désignerons par ν_x les fréquences des rayons X égales à $\frac{c}{\lambda}$, et par ν_e celles des électrons, calculées de la façon qui vient d'être indiquée. Si l'on veut faire correspondre aux fréquences un certain nombre de volts par la formule $eV = h\nu$, il faut compter 41,3 volts par unité de 10^{16} .

Pratiquement, on construit par points une courbe représentant les valeurs de ν en fonction de RH ; mais malheureusement dans la région utilisée, ν varie très rapidement en fonction de la donnée RH que fournit l'expérience, de sorte qu'une petite erreur relative sur R et H s'agrandit pour ν . Il en résulte que les valeurs qui seront données plus loin pour cette dernière grandeur ne doivent pas être considérées comme précises à plus de 3 p. 100 bien qu'elles soient probablement plus exactes.

VI. Conditions des expériences. — Pour bien se représenter à quel rayonnement excitateur se trouve soumise la substance du radiateur secondaire qui subit l'effet photo-électrique, il faut considérer les radiations présentes dans le spectre incident, conjointement avec celles qu'elles font naître par fluorescence dans la matière éclairée.

Quand on emploie un tube dont l'anticathode est formée d'un métal lourd tel que le platine ou le tungstène, le rayonnement qui frappe le radiateur secondaire comprend les raies K de l'anticathode accompagnées d'un spectre continu important, puis, beaucoup plus loin, les raies L: la répartition de l'énergie en fonction des longueurs d'onde étant approximativement représentée par la figure 3.

Dans le cas d'un tube à rhodium ou à molybdène, le spectre incident se réduit pratiquement aux raies K très fortement excitées tandis que le

fond continu est très faible et que les raies L, très absorbables, n'entrent pas en ligne de compte, le spectre incident est donc beaucoup plus simple que dans le cas précédent.

De toute manière, les rayons X de fluorescence excités dans le radiateur secondaire agissent à leur tour sur ce dernier pour y provoquer un effet photo-électrique; mais, comme on le sait, si ce sont, par exemple, des rayons de la série K, ils ne pourront agir que sur l'émission correspondant aux discontinuités M, L, etc.

Que doit-on s'attendre à trouver dans le spectre corpusculaire émis?

D'abord, des électrons correspondant aux raies du spectre incident puis aux diverses radiations du spectre continu, que ce dernier contient, abondamment dans le cas des métaux lourds, et enfin d'autres électrons correspondant aux raies du spectre de fluorescence du radiateur lui-même.

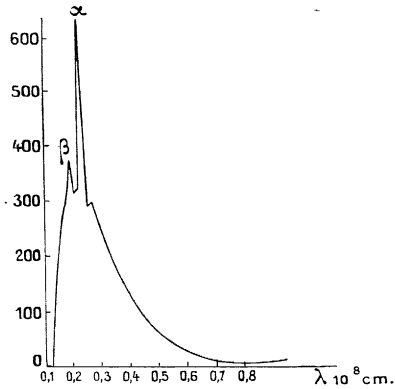


Fig. 3.

VII. Décalage des fréquences corpusculaires par rapport aux fréquences des rayons X excitateurs. — Considérons une radiation X de fréquence ν_x et l'électron correspondant ayant une certaine énergie cinétique; comme nous l'avons indiqué plus haut, on peut faire correspondre à cette énergie cinétique une fréquence ν_c par la relation des quanta.

Expérimentalement, cette fréquence ν_c sera déduite de la vitesse que possèdent les électrons lorsqu'une fois sortis des atomes du radiateur, ils accomplissent leurs trajectoires dans le vide. La question qui se pose est de comparer ν_c à ν_x , c'est-à-dire de comparer le quantum du corpuscule au quantum des rayons auxquels il doit son origine.

En admettant qu'un électron intérieur à l'atome, et placé sur le niveau K, par exemple, absorbe de l'énergie aux dépens d'une radiation ν_x , l'hypothèse la plus simple et la plus logique est de poser que l'absorption se fait par quanta $h\nu$ entiers. En d'autres termes, au moment où l'électron K atteint par la radiation sera soumis au mécanisme mystérieux qui lui confère l'énergie $h\nu$, il quittera le niveau K avec la vitesse correspondant à une énergie cinétique égale à $h\nu$. Mais le niveau K est précisément caractérisé par un travail de sortie W_k égal à $h\nu_k$ où ν_k est la fré-

quence de la discontinuité correspondante. La fréquence corpusculaire ν_c que l'on mesurera sera donc telle que

$$\nu_c = \nu_x - \nu_k.$$

Cette même radiation ν_x excite également des électrons L, M, etc., qui se manifesteront au dehors avec des fréquences

$$\begin{aligned} \dots \nu_c &= \nu_x - \nu_l \\ \dots \nu_c &= \nu_x - \nu_m, \text{ etc.} \dots \end{aligned}$$

Pour contrôler cette manière de voir nous aurons donc, dans les résultats numériques qui vont suivre, à vérifier si les fréquences des rayons X et des discontinuités d'absorption, connues d'après la spectroscopie des rayons X, combinées avec les fréquences corpusculaires résultant des mesures, satisfont à des relations du genre de celles qui viennent d'être indiquées.

Il n'y a pas que les retards subis à l'intérieur de l'atome qui puissent modifier les vitesses des électrons; le radiateur a toujours une épaisseur finie, les rayons X sont pénétrants et une grande partie des électrons proviennent de régions plus ou moins éloignées de la surface libre, il en résulte qu'une raie corpusculaire se transformera en une sorte de bande dégradée du côté des faibles vitesses et que les mesures doivent s'appliquer au bord le plus net de cette bande, du côté des grandes vitesses. Plus les rayons incidents seront pénétrants et plus on devra s'attendre à observer des effets de ce genre.

Si une raie est suivie d'un fond continu de fréquence moindre, comme dans le cas de la figure 3, l'apparence de bande sera encore renforcée et prolongée.

Dans le cas des rayons corpusculaires correspondant aux rayons de fluorescence du radiateur on aura affaire, pour les rayons K, à un spectre identique à ceux que donne la méthode des rayons secondaires ⁽¹⁾.

La figure 7 de la planche représente précisément un spectre de rayons X secondaires du baryum obtenu avec une fente un peu large pour rapprocher les conditions des circonstances actuelles; on voit que le spectre se compose surtout de deux radiations $K\alpha$, $K\beta$, cette dernière étant sensiblement plus faible.

C'est un fait vérifié par les mesures de rayons X, et en bon accord avec le schéma de Bohr, que pour un élément donné les radiations α et β de la série K présentent entre elles la même différence de fréquence que

⁽¹⁾ Voir *Journal de Physique*, juillet 1916.

les discontinuités L et M; il s'ensuit que ces raies α et β produisant dans l'élément lui-même des électrons photo-électriques empruntés aux niveaux L et M, ces électrons auront des fréquences présentant le même décalage que α et β : il n'y aura [donc pas quatre raies corpusculaires distinctes venant des raies en question, mais seulement trois conformément au schéma ci-dessous (fig. 4).

Radiateurs superposés. — Jusqu'à présent, nous avons envisagé qu'un radiateur R soit soumis au spectre primaire venant du tube et à ses propres raies de fluorescence. Si l'on veut, sans changer de tube, étudier d'autres radiations, on pourra songer à utiliser des radiations de fluorescence d'un autre radiateur R'. La manière la plus simple d'arri-

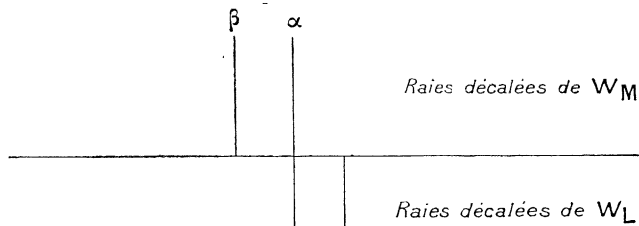


Fig. 4.

ver à ce résultat est de superposer à la face du radiateur R qui regarde le rayonnement primaire, une couche mince du radiateur R', suffisamment épaisse pour arrêter les rayons corpusculaires venant de R, mais tout en restant perméable aux radiations X de fluorescence de R qui sont infiniment plus pénétrantes.

Le spectre corpusculaire recueilli comprendra alors, outre les effets que produirait R', s'il était seul en présence du rayonnement incident, les phénomènes correspondant à l'effet photo-électrique que donne R', excité par les rayons de fluorescence de R; c'est-à-dire des électrons dont les fréquences correspondront à celles des raies de R corrigées des travaux de sortie relatifs à R'. Il est facile de voir que, suivant les valeurs respectives des nombres atomiques N de R et de R', on obtiendra des phénomènes variés et très instructifs.

C'est le cas de la figure 4 de la planche.

Il n'est pas inutile de noter que, dans ce cas, le rayonnement venant de R et qui excite R' entre par la face arrière de ce dernier, l'intensité des rayons incidents étant donc la plus grande dans la région de R' la plus éloignée de la face de sortie des corpuscules.

VIII. Résultats expérimentaux. — Dans les tableaux qui vont suivre, on a fait figurer les données numériques relatives aux spectres de rayons X

des éléments employés: ces données ne sont pas toujours d'une précision très grande: il se trouve précisément que, dans l'état actuel des mesures, les raies de la série K des éléments de poids atomique compris entre 40 et 70 ne sont pas parmi ceux dont les déterminations sont les meilleures (sauf pour le rhodium); de plus, les fréquences des bandes K d'absorption n'ont, en général, pas été mesurées par les mêmes observateurs que celles des raies; il peut donc y avoir un certain flottement dans les différences de fréquences obtenues; on peut noter cependant que, dans le cas du rhodium, où j'ai pu mesurer avec précision les éléments du spectre des rayons X, l'accord est particulièrement satisfaisant.

La fréquence des bandes L intervient, on peut se demander quelle bande L il faut choisir; j'ai comparé les chiffres obtenus avec la valeur correspondant à la bande L_2 ; on sait que la fréquence de cette bande peut être obtenue en retranchant de la fréquence de la discontinuité K, la fréquence de la raie α_2 de la série K.

On doit aussi penser que les raies corpusculaires ont probablement une structure fine: ainsi le doublet $\alpha_1 \alpha_2$, qui n'est pas séparé sur les clichés, correspond à deux raies de rayons X, mais chacune de ces raies doit donner naissance au moins à deux raies très rapprochées, dues aux niveaux L_1 et L_2 : comme la différence de fréquence de α_1 et de α_2 est précisément égale à la différence de L_2 à L_1 , au lieu de quatre raies, ici encore on ne doit en trouver que trois; les raies correspondant aux niveaux M présentent vraisemblablement une structure fine encore plus complexe. Le pouvoir séparateur du dispositif ne permet pas de distinguer tout cela, mais il peut en résulter un empâtement dissymétrique de la tache que forme la raie et, par suite, une petite erreur systématique des pointés.

Comme on le voit sur les reproductions de la planche, les raies sont plus floues dans le cas des radiateurs superposés.

Les figures 1 et 2 de la planche donnent une idée de l'aspect général des spectres corpusculaires, obtenus avec un tube Coolidge, qui peut se décrire ainsi :

Les spectres magnétiques de vitesses, en les parcourant dans le sens des vitesses croissantes montrent les traits généraux suivants: on trouve une raie large correspondant au doublet α , une raie β d'intensité comparable (grâce au phénomène de superposition des effets L et M) et une sorte de bande d'émission dont le début comprend une raie (la raie β , décalée de la discontinuité M), cette bande d'émission se continue par une région fortement impressionnée qui s'étend sur un domaine spectral important; cette bande paraît coupée du côté des grandes vitesses par,

plusieurs diminutions brusques d'intensités (fig. 3 de la planche. Ytterbium) qui correspondent aux raies K de l'anticathode.

Dans les tableaux numériques qui suivent, on a indiqué dans la dernière colonne les attributions de ces raies et bandes.

Le cuivre est un radiateur commode, pour l'étude des électrons correspondant aux raies des tubes qui l'éclairent, parce que ses propres raies K sont d'assez faible fréquence pour ne pas intervenir dans les conditions habituelles et parce qu'il possède quand même un nombre atomique assez élevé pour donner des effets photo-électriques intenses. Un radiateur de cuivre irradié par un tube Coolidge à anticathode de tungstène ou de platine montre une forte bande correspondant à la fréquence du doublet $\alpha_1 \alpha_2$ du spectre K de l'anticathode, moins la fréquence de la bande K du cuivre; on peut voir que le bord de cette bande présente une double coupe qui traduit le caractère double de la raie $\alpha_1 \alpha_2$ du tungstène.

La vitesse élevée que possèdent les électrons de ce groupe permet un contrôle de la formule employée pour l'énergie cinétique; la formule de la relativité et la formule simple $\frac{1}{2} m_0 v^2$ ne diffèrent en effet sensiblement que pour des vitesses suffisantes; *le résultat numérique expérimental est favorable à la formule de relativité.*

IX. Tableaux numériques. — Les spectres corpusculaires suivants ont été obtenus en employant comme rayonnement excitateur celui d'un tube Coolidge à anticathode de tungstène. Nous rappelons que les raies K de cet élément ont pour longueurs d'ondes et fréquences les valeurs suivantes :

	λ	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$
Moyenne du doublet α	$0,211 \cdot 10^{-8}$ cm	$1\ 420 \cdot 10^{16}$
Raie β	$0,184 \cdot 10^{-8}$	$1\ 629 \cdot 10^{16}$

ZINC $N = 30$ (Métal)

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	R/H	ν_c	ATTRIBUTION
Série K α_1	$1437 \cdot 10^{-8}$	$208,8 \cdot 10^{16}$	raie	$290,2$ cm gauss	$180 \cdot 10^{16}$	α Zn — LZn
α_1	1433	209,4	raie	309,6	204	β Zn — LZn
β	1294	231,9				
γ	1281	234,3				
Discontinuité K	1281	234,3				
Discontinuité L_2		env. 30				

$$\begin{aligned} \text{Raie } \alpha_1 \quad \nu_x &= 209 \\ &\quad - \nu_c = 180 \end{aligned}$$

$$\text{Retard} \dots\dots 29$$

$$\begin{aligned} \text{Raie } \beta \quad \nu_x &= 232 \\ &\quad - \nu_c = 204 \end{aligned}$$

$$\text{Retard} \dots\dots 28$$

STRONTIUM $N = 38$ (Sulfure de strontium).

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série $K\alpha_2$	$0,876 \cdot 10^{-8}$	$342,3 \cdot 10^{16}$	raie	365^{cm} gauss	280	$\alpha Sr - LSr$
α_1	0,871	344,4	raie	395	328	$\beta Sr - LSr$
β	0,779	385,2				
γ	0,767	391,2				
Discont. K	0,767	391,2				
Discont. L_2	(ν bande K - ν_{α_2})	50				

Raie α_1 $\nu_x = 344$

— $\nu_c = 280$

Retard $\frac{64}{}$

Raie β $\nu_x = 385$

— $\nu_c = 328$

Retard $\frac{57}{}$

MOLYBDÈNE $N = 42$ (Acide molybdique).

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série $K\alpha_2$	$0,711 \cdot 10^{-8}$	$421,8 \cdot 10^{16}$	raie	$403,2^{cm}$ gauss	342	$\alpha Mo - LMo$
α_1	0,706	424,8	raie	437,9	404	$\beta Mo - LMo$
β	0,629	477,0	bord de			
γ	0,619	484,5	bande	676,4	940	$\alpha Tu - KMo$
Discont. K	0,615	487,8				
Discont. L_2	(ν bande K - ν_{α_2})	66				

Raie α_1 $\nu_x = 425$

— $\nu_c = \frac{342}{}$

Retard $\frac{83}{}$

Raie β $\nu_x = 477$

— $\nu_c = \frac{404}{}$

Retard $\frac{73}{}$

Bande $\nu_c = 940$

+ ν_x bande K = $\frac{488}{}$

$\frac{1428}{}$ = ν

de la raie α_1 du tungstène.RHODIUM $N = 45$ (Chlorure de rhodium).

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série $K\alpha_2$	$0,616 \cdot 10^{-8}$	$486,9 \cdot 10^{16}$	raie	$440,6^{cm}$ gauss	408	$\alpha Rh - LRh$
α_1	0,612	490,5	raie	474,3	472	$\beta Rh - LRh$
β	0,544	551,7	bande	648,9	870	$\alpha Tu - KRh$
γ	0,533	562,8				
Discont. K	»	565,0				
Discont. L_2	(ν bande K - ν_{α_2})	78				

Raie α_1 $\nu_x = 490$

— $\nu_c = \frac{408}{}$

Retard $\frac{82}{}$

Raie β_1 $\nu_x = 552$

$\nu_c = \frac{472}{}$

Retard $\frac{80}{}$

Bande $\nu_c = 870$

+ ν_x bande K = $\frac{565}{}$

$\frac{1435}{}$

soit la raie $K\alpha_1$ du tungstène.

ARGENT $N = 47$ (Feuille métallique). V. planche, fig. 1.

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série $K\alpha_2$	$0,567 \cdot 10^{-8}$	$527,2 \cdot 10^{16}$	raie	456cm gauss	436	α Ag — LAg
α_1	0,562	533,7	raie	492	508	β Ag — LAg
β	0,501	598,8	bande ¹	616	786	α Tu — KAg
γ	0,486	617,4	bande ²	691 peu net	976	β Tu — KAg
Discont. K	0,485	618,5	bande ³	802	1 340	α Tu — LAg
Discont. L_2	(ν bande K — ν_{α_2})	92				

Raie α_1 $\nu_x = 534$	Raie β $\nu_x = 599$	Bande ₁ $\nu_c = 786$
— $\nu_c = 436$	— $\nu_c = 508$	+ ν bande K = 619
Retard..... 98	Retard..... 91	1405
		soit ν_{α_1} tungstène.

Bande ν_2 $\nu_x = 976$	Bande ν_3 ... $\nu_x = 1340$
+ ν bande K = 619	+ ν bande L..... 92
1595	1432
	soit raie α_1 K du tungstène.

ÉTAIN $N = 50$ (Feuille métallique). V. planche, fig. 2.

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série $K\alpha_2$	$0,490 \cdot 10^{-8}$	$612,310 \cdot 10^{16}$	raie	488cm gauss	500	α Sn — LSn
α_1	0,487	615,9	raie	524	576	β Sn — LSn
β	0,432	694,5	bande ¹	585	710	α Tu — KSn
γ	0,417	719,4	bande ²	657	888	β Tu — KSn
Discont. K		720,0	bande ³	798	1 292	α Tu — LSn
Discont. L_2	(ν bande K — ν_{α_2})	108,0				

Raie α_1 $\nu_x = 710$	Raie α_2 $\nu_x = 694$	
— $\nu_c = 500$	— $\nu_c = 576$	
Retard..... 416	Retard..... 418	
Bande 1 $\nu_x = 710$	Bande 2 $\nu_x = 888$	Bande 3 $\nu_c = 1 292$
+ ν bande K = 720	+ ν bande K = 720	+ ν bande L = 108
1 430	1 608	1 400
soit α_1 tungstène	soit β tungstène	soit α_1 tungstène

ANTIMOINE $N = 51$ (Sulfure d'antimoine).

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série K α_2	0,472 10^{-8}	635,7 10^{16}	raie	504,2 ^{cm} gauss	532	α Sb — L Sb
α_1	0,468	641,1	raie	542,6	614	β Sb — L Sb
β	0,416	721,2	raie	580,2	700	β — M
γ	0,407	737,1				
Discont. K	0,405	740,7				
Discont. L ₂	(ν bande K — ν_{α_2})	105				

$$\begin{array}{lll}
 \text{Raie } \alpha_1 & \nu_x = 641 & \text{Raie } \beta & \nu_x = 721 & \text{Raie } \beta & \nu_\lambda = 721 \\
 & - \nu_c = 532 & & - \nu_c = 614 & & - \nu_c = 700 \\
 \text{Retard} \dots & 109 & \text{Retard} \dots & 107 & & 21 \text{ (Discont. M).}
 \end{array}$$

IODE $N = 53$ (Iodure de plomb).

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série K α_1	0,437 10^{-8}	686,4 10^{16}	raie	519 ^{cm} gauss	562	α I — LI
β	0,388	773,1	raie	565	664	β I — LI
γ	0,375	800,1	bande	810	1 328	α Tu — LI
Discont. K	0,368	815,1				
Discont. L ₂	(ν bande K — ν_{α_2})	130				

$$\begin{array}{lll}
 \text{Raie } \alpha_1 & \nu_x = 686 & \text{Raie } \beta_1 & \nu_x = 773 & \text{Bande } \nu_c = 1 328 \\
 & - \nu_c = 562 & & - \nu_c = 664 & + \nu L_2 = 130 \\
 \text{Retard} \dots & 124 & \text{Retard} \dots & 109 & 1 458 \\
 & & & & \text{soit } \alpha_1 \text{ tungstène.}
 \end{array}$$

BARYUM $N = 56$ (Bi-oxyde de baryum).

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série K α_2	0,393 10^{-8}	763,2 10^{16}	raie	551 ^{cm} gauss	634	α Ba — L Ba
α_1	0,388	773,1	raie	595	736	β Ba — L Ba
β	0,343	874,5	bande	780	1 300	α Tu — L Ba
γ	0,332	903,6				
Discont. K	0,330	909,0				
Discont. L ₂	(ν bande K — ν_{α_2})	146				

$$\begin{array}{lll}
 \text{Raie } \alpha_1 & \nu_x = 773 & \text{Raie } \beta_1 & \nu_x = 874 & \text{Bande } \nu_c = 1 300 \\
 & - \nu_c = 634 & & - \nu_c = 736 & + \nu \text{ bande L} = 1 446 \\
 \text{Retard} \dots & 139 & \text{Retard} \dots & 138 & 1 446 \\
 & & & & \text{soit } \alpha_1 \text{ K du tungstène.}
 \end{array}$$

NEO-YTTERBIUM $N = 70$ (Oxyde). V. planche, fig. 3.

SPECTRE DE RAYONS X			SPECTRE CORPUSCULAIRE			
RAIES	λ cm	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$	RAIES	RH	ν_c	ATTRIBUTION
Série K α_1 (interpolé)	0,235 40 ⁻⁸	4275 10 ¹⁶	raie	703 ^{cm} gauss	1 012	$\alpha Ny - LNy$
β_1	0,208	1446	raie	759	1 480	$\beta Ny - LNy$
Discont. K	0,201	1489	raie	822	1 364	
Discont. L ₂	($\sqrt{\text{bande K} - \nu_{\alpha_2}}$)	234				

Raie α_1	$\nu_x = 4275$	Raie β	$\nu_x = 1446$
—	$\nu_c = 1012$	—	$\nu_c = 1480$
Retard	263	Retard	264

SUPERPOSITION DE RADIATEURS. V. planche, fig. 4.

Iodure de plomb recouvert d'une feuille d'argent (0,003 mm).
 Pour l'argent : bande K = 619; bande L = 86 (fréquences en 10¹⁶)

Etain : raie α_1	$\nu_x = 686$	Raie β_1	$\nu_x = 773$
ν_c observés	$\nu_c = 590$		$\nu_c = 708$
	<u>96</u>		<u>63</u>

Baryum recouvert d'argent :

Baryum : raie α_1	$\nu_x = 773$	Raie β	$\nu_x = 874$
ν_c observés	$\nu_c = 696$		$\nu_c = 800$
	<u>77</u>		<u>74</u>

Baryum recouvert d'une feuille mince de cuivre (0,003 mm).

Pour le cuivre : bande K = 218; bande L = ordre de 23.

Baryum : raie α_1	$\nu_x = 773$	Raie α_1	$\nu_x = 773$	Raie β	$\nu_x = 874$
ν_c observés	$\nu_c = 560$		$\nu_c = 756$		$\nu_c = 664$
	<u>213</u>		<u>17</u>		<u>210</u>

Etain recouvert de cuivre :

Etain : raie α_1	$\nu_x = 616$	Raie β	$\nu_x = 694$
ν_c observés	$\nu_c = 386$		$\nu_c = 452$
	<u>230</u>		<u>242</u>

Argent recouvert de cuivre :

Argent : raie α_1	$\nu_x = 534$	Raie α_1	$\nu_x = 534$	Raie β	$\nu_x = 598$
ν_c observés	$\nu_c = 314$		$\nu_c = 506$		$\nu_c = 368$
	<u>220</u>		<u>28</u>		<u>230</u>

SPECTRES OBSERVÉS EN EMPLOYANT COMME RADIATION EXCITATRICE CELLE
D'UN TUBE A ANTICATHODE DE RHODIUM

(Tube ordinaire sans cathode incandescente).

Rappel sur le spectre de rayons X du rhodium.

	λ	$\nu_x = \frac{c}{\lambda}$
Série K α_2	0,616 10 ⁻⁸	486,9 10 ¹⁶
α_1	0,612	490,5
β	0,544	551,7
γ	0,533	562,8
bande		565,0
Série L bande		78

RADIATEUR DE CUIVRE

Spectre corpusculaire (V. Planche, fig. 5.)

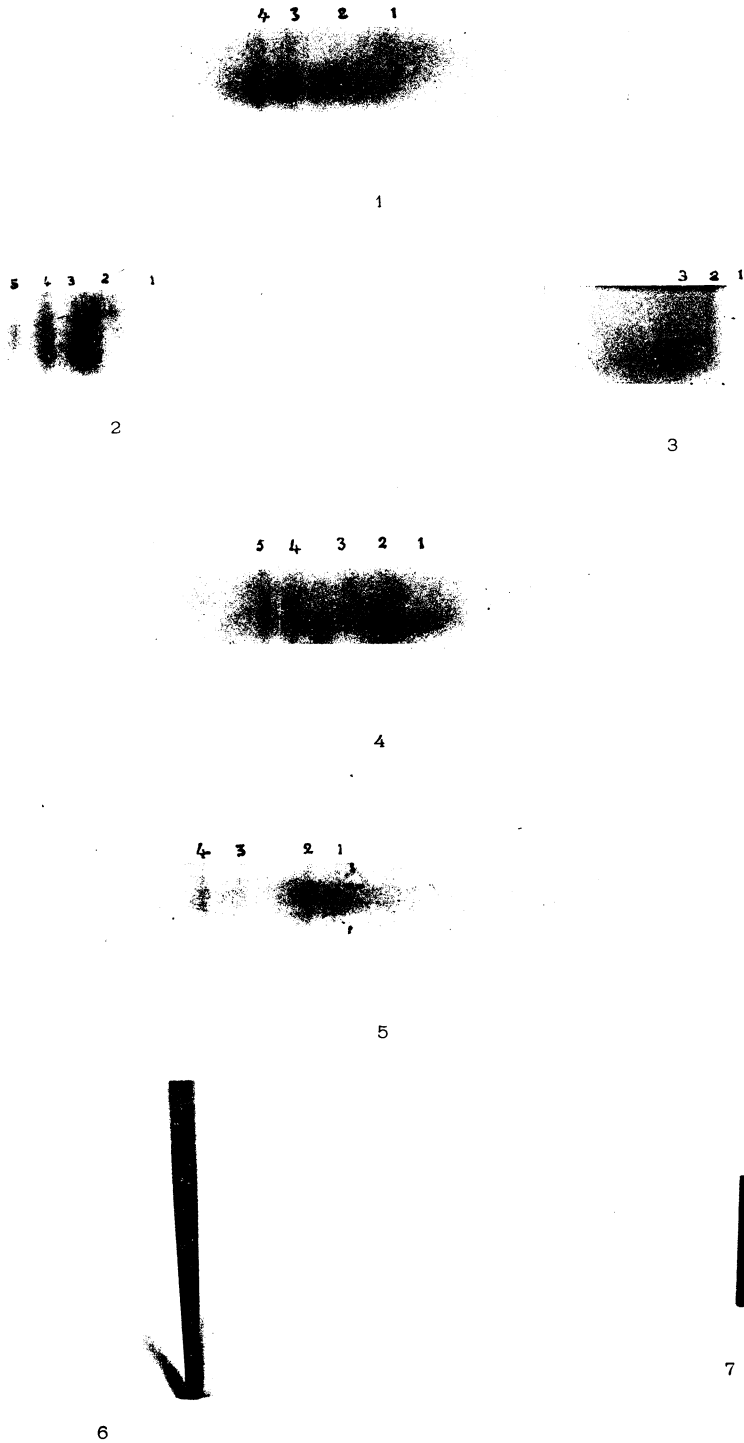
RAIES	RH	ν	OBSERVATIONS
Raie	365	276	α_1 Rh — K Cu
Raie	398	332	β_1 Rh — K Cu
Raie	472	468	α_1 Rh — L Cu
Raie	502	526	β_1 Rh — L Cu
Raie α_1 Rh =	490	β_1 Rh =	552
	276		332
	<u>214.</u>		<u>220</u> au lieu de K, Cu = 218
α_1 Rh =	490	β_1 Rh =	552
	468		526
	<u>22</u>		<u>26</u> au lieu de L, Cu
			ordre de 25 —

RADIATEUR DE SELENIUM

Dans le spectre de rayons X du selenium, les raies α_1 et β de la série K ont pour fréquences 272 et 302.10¹⁶, les bandes K et L 306 et environ 40.10¹⁶.

Données du spectre corpusculaire.

	RH	ν_c	
Raie	310,7	198	α_1 Rh — K Se
Raie	324,3	220	α_1 Se — L Se
Raie	347,4	250	{ β Rh — K Se
			{ β Se — L Se
Raie	455	432	α_1 Rh — L Se
Raie	491	502	β Rh — L Se
α_1 Rhodium $\nu_x =$	490	β Rhodium $\nu_x =$	552
— $\nu_c =$	198	— $\nu_c =$	250
	<u>292</u>		<u>302</u> soit ν_K Se



M. DE BROGLIE -- Spectres corpusculaires des éléments

Le côté droit des spectres correspond aux grandes vitesses des électrons.

α_1 Se <table style="margin-left: 20px; border-collapse: collapse;"> <tr><td style="padding-right: 10px;">$\nu_x = 272$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td style="padding-right: 10px;">$-\nu_c = 220$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td></td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px; text-align: center;">52</td></tr> </table>	$\nu_x = 272$		$-\nu_c = 220$			52	β Se <table style="margin-left: 20px; border-collapse: collapse;"> <tr><td style="padding-right: 10px;">$\nu_x = 302$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td style="padding-right: 10px;">$-\nu_c = 250$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td></td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px; text-align: center;">52</td></tr> </table>	$\nu_x = 302$		$-\nu_c = 250$			52
$\nu_x = 272$													
$-\nu_c = 220$													
	52												
$\nu_x = 302$													
$-\nu_c = 250$													
	52												
	ν_L Se = 40												
α_1 Rhodium <table style="margin-left: 20px; border-collapse: collapse;"> <tr><td style="padding-right: 10px;">$\nu_x = 490$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td style="padding-right: 10px;">$-\nu_c = 432$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td></td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px; text-align: center;">58</td></tr> </table>	$\nu_x = 490$		$-\nu_c = 432$			58	β Rhodium <table style="margin-left: 20px; border-collapse: collapse;"> <tr><td style="padding-right: 10px;">$\nu_x = 552$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td style="padding-right: 10px;">$-\nu_c = 502$</td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px;"></td></tr> <tr><td></td><td style="border-left: 1px solid black; padding-left: 10px; text-align: center;">50</td></tr> </table>	$\nu_x = 552$		$-\nu_c = 502$			50
$\nu_x = 490$													
$-\nu_c = 432$													
	58												
$\nu_x = 552$													
$-\nu_c = 502$													
	50												

X. **Observations et résultats divers.** — L'accord numérique est bon avec le zinc, le rhodium, l'argent, l'antimoine, ainsi que dans les résultats obtenus sur le cuivre et le selenium avec un tube à anticathode de rhodium. Les résultats, tout en indiquant des valeurs de l'ordre de grandeur voulue, sont moins bons pour les autres radiateurs, avec une tendance systématique à obtenir des retards un peu trop grands.

Il ne faut pas, du reste, perdre de vue qu'une erreur de 1 pour 100 sur le produit RH , erreur facile à commettre surtout en raison de l'incertitude des pointés, entraîne pour ν une différence qui peut atteindre 2 pour 100; c'est-à-dire 20 unités de l'ordre de 10^{16} , quand ν atteint $1000 \cdot 10^{16}$.

C'est là une précision qui, certes, laisse à désirer; des expériences sont en cours, avec des appareils perfectionnés, pour pouvoir effectuer des mesures plus exactes.

Les spectres obtenus avec le tube à anticathode de rhodium, éclairant un radiateur de cuivre, sont particulièrement nets; on y voit les radiations du rhodium décalées du niveau K et du niveau L du cuivre (la complexité des niveaux L est indiscernable dans les conditions de l'expérience) et même on aperçoit sur la plaque une faible raie qui correspond au niveau M; comme le cuivre ne possède probablement pas de niveau N, tous ses anneaux sont représentés par leurs flots d'électrons. Au point de vue des intensités relatives, les électrons K sont les plus fortement excités puis viennent les L et enfin les M.

Radiateur d'aluminium. — On a obtenu une bande nette correspondant à ν_x de la raie α_1 du rhodium diminué de $40 \cdot 10^{16}$ ce qui représente l'ordre de grandeur de la bande K de l'aluminium, au sujet de laquelle les données de rayons X manquent.

Tube à anticathode de platine. — Plusieurs clichés ont été également obtenus avec un tube à anticathode de platine, notamment avec des radiateurs d'argent et de néo-ytterbium. Les bandes, attribuées au tungstène dans les données précédentes, prennent des positions différentes qui correspondent bien aux raies K du platine,

Spectre corpusculaire correspondant aux rayons L. — Des spectres

ont été pris avec un radiateur de platine; trois raies nettes correspondaient bien à α , β , γ de la série L de ce métal, corrigées d'un terme soustractif valant environ 60.10^{16} , c'est-à-dire un nombre qui peut être convenable pour la série M du platine.

Enregistrement simultané de plusieurs spectres sur la même plaque.

— Quelques expériences ont aussi été réalisées. en partageant en deux la boîte plate par une cloison parallèle à son grand côté de façon à pouvoir enregistrer à la fois. sous le même rayonnement primaire, avec le même champ magnétique et sur la même plaque les spectres corpusculaires de deux corps différents: on peut aussi comparer sur les spectrogrammes obtenus les positions différentes des raies de l'anticathode qui mettent en évidence les décalages correspondant aux deux radiateurs. Ce procédé permet également l'étalonnage direct d'un cliché au moyen d'un spectre de comparaison, bien mesuré. qui s'inscrit en même temps sur la même plaque.

XI. Résumé. — En résumé, les expériences qui viennent d'être décrites ont mis en évidence les faits suivants :

Les électrons photo-électriques excités par les rayons X au sein des différents éléments forment des groupes de vitesse déterminée se traduisant par des raies dans le spectre magnétique corpusculaire. Ces raies se rattachent nettement, par la relation des quanta, aux raies spectrales de rayons X qui traversent le radiateur, mais les fréquences corpusculaires ainsi définies diffèrent très notablement des fréquences des rayons X correspondants; il faut retrancher de ces dernières un nombre qui représente, aux erreurs d'expériences près, les fréquences des discontinuités critiques du corps intéressé, c'est-à-dire les travaux de sortie des électrons appartenant aux différents niveaux du modèle d'atome de Rutherford-Bohr.

Un certain nombre de conséquences indirectes peuvent aussi être tirées de ce travail; ainsi, le bon accord et la symétrie des résultats obtenus suggèrent l'idée que l'estimation faite des fréquences corpusculaires repose sur une hypothèse correcte, c'est donc la formule de l'énergie cinétique employée qui se trouve vérifiée; non pas seulement la variation de la masse avec la vitesse, mais la formule de l'énergie cinétique que l'on doit poser égale à $h\nu$.

L'estimation des constantes réticulaires des cristaux reçoit aussi une confirmation de plus du fait de l'accord de ces données avec celles des rayons X; il est remarquable que des résultats basés sur la mesure d'une longueur et d'un champ magnétique viennent ainsi se relier si bien aux résultats de la spectroscopie des rayons X.

Les expériences précédentes permettent en principe de trouver la valeur des discontinuités correspondant à un radiateur éclairé par une radiation monochromatique connue et cela indépendamment des données cristallines ; on n'est donc plus limité du côté des grandes longueurs d'onde par les distances réticulaires des cristaux.

Manuscrit reçu le 19 mai 1921.
