

Sur l'énergie des rayons Röntgen

Par R. T. BEATTY

[Emmanuel College, Cambridge].

Ce mémoire est un compte rendu des expériences qui ont été faites pour déterminer la quantité d'énergie qui apparaît sous forme de rayons Röntgen quand des rayons cathodiques homogènes d'une vitesse déterminée tombent sur des anticathodes de différentes substances.

La méthode d'investigation est une modification de celle suivie dans un travail antérieur sur « la production directe de rayons Röntgen par des particules cathodiques »¹. La figure 1 est tirée de ce dernier

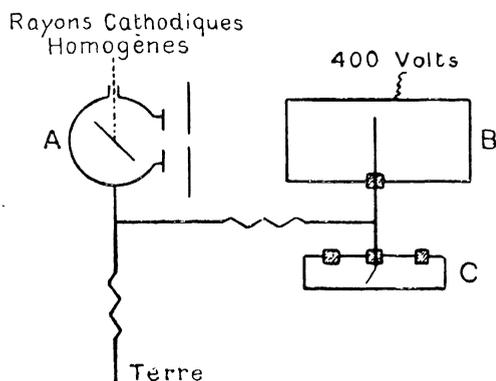


Fig. 1.

mémoire et montre comment des rayons cathodiques de vitesse déterminée, qui ont été isolés par déviation magnétique, frappent une anticathode située dans le tube A. Les rayons Röntgen ainsi produits passent dans une chambre d'ionisation B et l'ionisation qui en résulte est mesurée par un électroscope C.

Dans le travail actuel, afin d'absorber complètement les rayons Röntgen et de mesurer ainsi leur énergie totale d'ionisation, on a fait un grand cylindre de zinc de 150 cm de longueur et de 10 cm de diamètre. Un calcul des coefficients d'absorption de diverses substances pour les rayons Röntgen a montré que,

si ce cylindre était rempli d'air saturé de vapeur d'iode de méthyle (CH₃I) à la température du laboratoire l'absorption totale des rayons Röntgen au dit lieu si les rayons provenaient de rayons cati-

¹ BEATTY, *Proc. Roy. Soc.*, **87**, 1912, 511-518.

dont la vitesse n'excéderait pas 8×10^8 cm par seconde.

En premier lieu, on a pensé qu'il était désirable que le mince écran au travers duquel les rayons Röntgen s'échappent du tube à vider pour entrer dans la chambre d'ionisation fut si mince que l'absorption des rayons Röntgen par lui-même pût être négligée. Ceci est un point essentiel, parce que même des rayons cathodiques homogènes, en frappant une anticathode, deviennent hétérogènes lorsqu'ils pénètrent dans l'anticathode et donnent ainsi naissance à des rayons Röntgen hétérogènes. Nous connaissons les coefficients d'absorption de la plupart des éléments communs pour les rayons Röntgen homogènes, mais naturellement nous ne pouvons appliquer ces valeurs aux rayons Röntgen hétérogènes dont nous venons de parler.

Pour réaliser l'écran mince, on perforait une lame de plomb de 1 millimètre d'épaisseur d'un grand nombre de trous fins, d'environ 150 μm de diamètre chacun, ces trous étant tous disposés à l'intérieur d'un cercle de 1,5 mm de diamètre. On obtenait ce résultat en plaçant la lame de plomb sur une lame de verre et en faisant les trous avec une aiguille très fine; la lame de plomb était alors recouverte d'une feuille d'aluminium de 0,002 mm d'épaisseur, qui lui était appliquée avec de la colle, et de cette façon on réalisait une fenêtre qui pouvait maintenir une différence de pression d'une atmosphère de part et d'autre et pour laquelle l'absorption maximum des rayons employés n'excédait pas 1 pour 100.

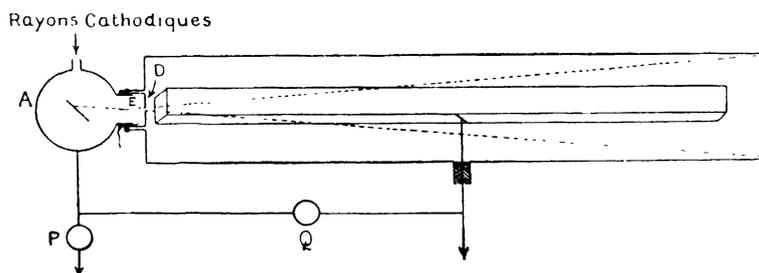


Fig. 2.

Dans la figure 2 on a représenté la chambre d'ionisation en position. On voit un cône de rayons partant de la portion illustrée de l'anticathode, traversant la fenêtre, et divergeant le long de l'axe du cylindre. Actuellement, le cône actuel des rayons A doit se

trouver à l'intérieur de celle-ci si les rayons doivent être totalement absorbés sans frapper la surface courbe du cylindre.

L'axe du faisceau de rayons était repéré par une méthode photographique et le cylindre aligné suivant cette direction. On fixait alors le cylindre à une extrémité du tube à vide, comme cela est représenté sur la figure 2, et on introduisait à l'intérieur de l'air saturé de vapeur d'iodure de méthyle.

L'examen de la figure 5 montre que en portant

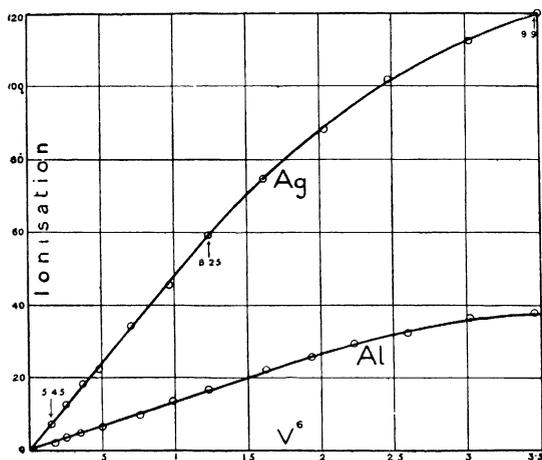


Fig. 5.

l'ionisation due aux rayons Röntgen en fonction de la sixième puissance de la vitesse des rayons cathodiques on obtient des lignes droites, jusqu'à ce que la vitesse des rayons cathodiques n'excede pas 8.25×10^9 cm par seconde. Ce brusque changement m'a conduit à penser que les rayons n'étaient pas totalement absorbés quand cette vitesse était dépassée.

Pour vérifier ce point, le cylindre de zinc était remplacé par un cylindre de laiton suffisamment fort pour être vidé. On y introduisait de l'iodure de méthyle presque à la pression de saturation.

Les courbes (fig. 4) deviennent alors des lignes droites dans les limites des vitesses employées, montrant que, comme on le supposait, l'absorption totale n'avait pas été obtenue avec le dispositif précédent. Il faut encore discuter un grand nombre d'erreurs expérimentales, et on montrera que la relation réelle est tout à fait différente de celle donnée dans la figure 4. Les résultats préliminaires ayant été obtenus, on a recherché avec plus de détail les erreurs expérimentales possibles.

Elimination des erreurs expérimentales. —

En premier lieu, la méthode qui consiste à prendre la moyenne de déviations d'un galvanomètre sur l'espace d'une minute n'est pas satisfaisante avec un courant soumis à de telles fluctuations comme c'est le cas de celui donné par un tube à décharge. Fréquem-

ment, sur dix tentatives de lecture, une seulement est réalisée avec une suffisamment constante du galvanomètre. Cette inconstance du tube est, en effet, la plus grande difficulté que l'on rencontre dans ce genre de travail.

Dans un précédent travail sur « la production directe des rayons Röntgen caractéristiques » (*loc. cit.*),

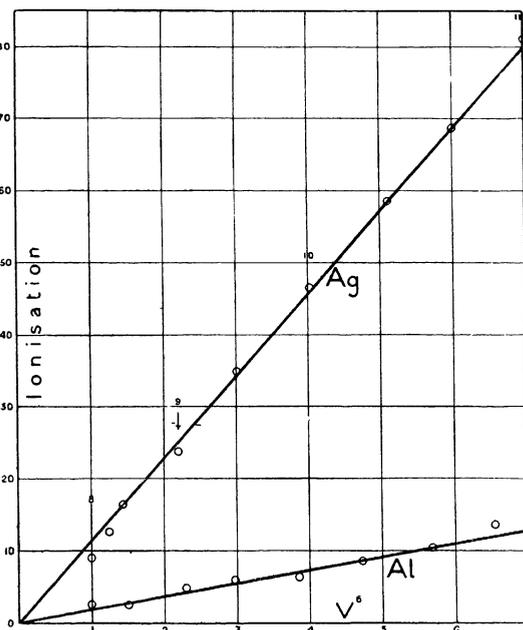


Fig. 4.

on employait une méthode de compensation, dans laquelle les lectures dépendaient seulement du rapport de deux résistances P et Q, l'électroscope étant utilisé comme appareil de zéro. L'une de ces résistances était constituée par un mélange de sulfate de cuivre et de glycérine, l'autre par un mélange de xylol et d'alcool absolu.

On a décidé d'employer une méthode analogue dans les recherches actuelles, mais en utilisant des résistances métalliques.

Ces résistances seront brièvement décrites ici, car une description complète fera l'objet d'une note séparée. Elles étaient constituées par des dépôts pelliculaires de platine dans le vide sur des tiges de quartz jusqu'à ce que la conductibilité demandée fût obtenue. Les connexions métalliques nécessaires étaient faites dans le tube de verre extérieur vidé et soudées aux extrémités de la tige de quartz.

La façon dont se comportent ces pellicules est une fonction de leur épaisseur. Elles sont tout à fait instables quand la résistance est comprise entre 10^8 et 10^{10} ohms; pour des résistances plus petites, elles deviennent plus constantes, tandis que pour des résistances supérieures à 10^{10} ohms, elles acquièrent une stabilité parfaite en quelques semaines; dans les résistances de cet ordre qui ont été finalement rete-

nues pour l'usage, on a trouvé que la loi d'Ohm s'appliquait.

Une résistance de platine de cette nature était actuellement employée pour Q (fig. 2), sa résistance était de $5,57 \times 10^9$ ohms; on utilisait pour P un mégohm du laboratoire.

Dans les expériences préliminaires, on a obtenu une saturation approximative du courant d'ionisation avec une tige centrale comme électrode quand le cylindre était porté à un potentiel de 400 volts. Pour obtenir une saturation complète, il était nécessaire d'employer une méthode différente. Un cadre rectangulaire de toile de cuivre, de 6 cm \times 5 cm de section et de 1 mètre de long servait d'électrode, et à l'intérieur un morceau de toile métallique de 5 cm de largeur était fortement tendue, de telle sorte que quand le cylindre de laiton extérieur et le morceau de toile métallique étaient maintenus à 400 volts, le gradient du potentiel ne tombait jamais au-dessous de 260 volts par centimètre à un endroit quelconque dans la région où avait lieu l'ionisation. La figure 5

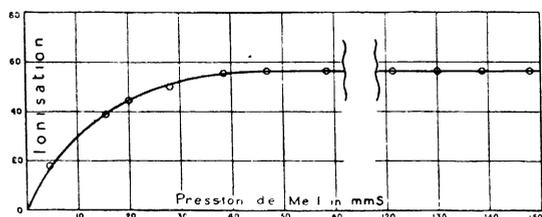


Fig. 5.

montre la courbe de saturation ainsi obtenue avec différentes pressions d'iodure de méthyle. Il était encore possible que, puisque le tube D (fig. 2) était à un potentiel de 400 volts, il puisse agir comme anode pour le tube à vide lorsque la décharge se faisait, et donner ainsi une valeur erronée au courant cathodique.

Le tube D avait été doublé à l'intérieur avec du plomb pour obvier à cet inconvénient, mais on a pensé que la décharge pourrait avoir lieu à partir de la fenêtre d'aluminium de 1 mm de diamètre, qui, d'ailleurs, ne pouvait être recouverte de gomme.

Une électrode annulaire à terre était convenablement placée en E, de façon à empêcher une telle décharge d'atteindre l'enveloppe du tube A. Le tube à décharge était alors mis en marche, en utilisant des rayons cathodiques d'une vitesse donnée, et l'ionisation dans le long cylindre, due aux rayons Röntgen, était mesurée pour différents potentiels appliqués au cylindre. Le cylindre dans cette expérience contenait de l'air à 10 cm de pression, de sorte que la saturation pouvait être obtenue à des voltages bien inférieurs à 400 volts. En conséquence, une variation quelconque de la forme habituelle de la courbe de saturation devait être attribuée à une perturbation

liée dans le tube à vide, due à la rupture de l'isolement par l'air au tube D.

due à la rupture de l'isolement par l'air au tube D.

Le tableau I donne les valeurs de la résistance P nécessaires pour la compensation dans l'électroscope quand on employait des rayons cathodiques de vitesse variant de $7,5 \times 10^9$ à 9×10^9 cm/sec. P serait, dans le cas ordinaire, proportionnel à l'ionisation dans le grand cylindre par unité de courant cathodique, et, si la saturation était obtenue, P serait constant, quelle que soit la variation du voltage appliqué au grand cylindre. Nous voyons, d'après la figure 5, que la saturation est actuellement obtenue dans ces conditions. Il en résulte qu'un changement quelconque de P, lorsqu'on modifie le voltage, indiquerait une perturbation dans la valeur du courant cathodique, due à une décharge auxiliaire qui doit s'accroître avec le potentiel appliqué. De l'examen du tableau I, nous devons conclure qu'aucun effet anormal n'a lieu tant que la pression dans le tube à vide est telle qu'il y a production de rayons cathodiques de vitesse de 9×10^9 cm/sec.

Tableau I.

T: 10°					Potentiel du cylindre
V: 10°...7	7,5	8	8,5	9	
20	27	57	51	75	400
20	27	57	51	75	550
20	27	57	51	75	500
20	27	57	51	70	200
20	27	57	51	70	100
20	27	57	51	69	50
20	27	57	51	65	20

Résumons maintenant le progrès qui a résulté de l'élimination des erreurs expérimentales. Nous avons placé le grand cylindre soigneusement dans l'alignement et avons montré que les rayons Röntgen ne peuvent frapper la paroi courbe du cylindre et qu'ils sont totalement absorbés par le gaz à l'intérieur. Nous avons obtenu une saturation complète du courant d'ionisation, et nous avons montré qu'aucune décharge auxiliaire ou parasite ne se produit tant que la vitesse des rayons cathodiques atteint 9×10^9 cm/sec.

La méthode de compensation des lectures de l'électroscope exige que la résistance de platine Q demeure constante et suive la loi d'ohm. Il n'a eu, tout ici qu'une brève mention de la façon dont elle se comporte, mais dans une note ultérieure on montrera que ces conditions sont satisfaites.

Effet des rayons cathodiques réfléchis.
Mais il y a possibilité supplémentaire d'erreur qui à

première vue paraissait considérable. Quand des rayons cathodiques frappent une anticathode, quelques-uns d'entre eux rétrogradent et n'accomplissent pas leur parcours entier dans l'anticathode. Si une grande quantité d'énergie (non pas nécessairement le nombre) des rayons cathodiques est détournée de ce côté, nous devons faire une correction dans nos résultats. Mais le sujet entier de la dispersion des rayons cathodiques de vitesse s'étendant de 6×10^9 à 10^{10} cm/sec, n'a jamais été étudiée quantitativement. Des mesures ont été faites seulement pour les rayons B⁴, où dans quelques cas 70 pour 100 de faisceau incident était réfléchi, et pour des rayons cathodiques de vitesse de 1000 volts ou moins², où on n'a pas trouvé de rayons réfléchis de vitesse supérieure à 25 volts⁵.

On pourrait, comme Sir J. J. Thomson me l'a suggéré, faire l'anticathode d'une feuille métallique sous la forme d'un cylindre de Faraday de façon à garder tous les rayons cathodiques. Mais un tel cylindre soutendrait un angle si grand à la hauteur de la fenêtre que le cône émergent de rayons rencontrerait les parois du cylindre d'ionisation avant d'être complètement absorbé par le gaz contenu.

Evidemment le cylindre de Faraday doit être extrêmement petit. Une surface de suie ou de noir de platine peut être considérée comme une collection de cylindres de Faraday imparfaitement formés et on pourrait s'attendre à ce qu'une réflexion moindre fût obtenue avec de telles surfaces comparativement avec des surfaces polies.

Pour vérifier ce point on enlevait le cylindre d'ionisation et la fenêtre et on leur substituait un tube de laiton muni de deux diaphragmes et d'un cylindre de Faraday (fig. 6). Le nombre de rayons cathodiques

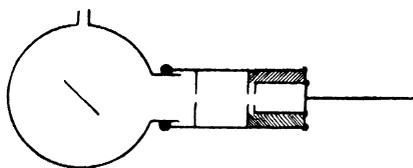


Fig. 6.

réfléchis pénétrant dans ce cylindre était déterminé comme fraction du nombre de rayons primaires tombant sur l'anticathode. Connaissant alors l'angle solide du cône de rayons réfléchis pénétrant dans le cylindre de Faraday on pouvait calculer le pourcentage de rayons réfléchis dans toutes les directions.

Un petit barreau aimanté était placé auprès du cy-

lindre de Faraday de façon que seuls les rayons réfléchis plus rapides pussent attendre ce cylindre.

Les résultats sont représentés dans le tableau II. La colonne 4 contient les nombres de la colonne 5 exprimés en pour cent de ceux de la colonne 2.

Tableau II.

Radiateur.	Rayons réfléchis en pour cent des rayons incidents.		Pour cent échappant au champ magnétique.
	Sans aimant.	Avec aimant.	
Graphite	60	42.0	20.0
Suie	46	5.8	8.25
Platine	87	55.0	40.2
Noir de platine	75	9.0	12.5

Il apparaît ainsi que la suie ne réfléchit qu'environ deux cinquièmes des rayons rapides comparativement au graphite, tandis que du noir de platine les rayons rapides ne constituent que 50 pour 100 de ceux provenant du platine poli. Il résulte que ces matières poreuses employées comme anticathodes donnent une approximation plus grande de la véritable forme de la courbe d'énergie de rayons X que cela ne peut être obtenu avec le graphite ou le platine poli.

Le cylindre d'ionisation fut alors remis en place et rempli de vapeur d'iode de méthyle.

Pour différentes vitesses des rayons cathodiques l'ionisation due aux rayons Röntgen a été déterminée avec quatre anticathodes. En comparant les courbes on a trouvé que les résultats pour le platine et le noir de platine étaient identiques, comme aussi ceux pour le graphite et la suie.

Ce résultat remarquable montre du moins que les rayons cathodiques réfléchis ne doivent porter que quelques pour cent de l'énergie des rayons cathodiques incidents, sinon les énergies des rayons Röntgen émis ne seraient pas identiques pour les anticathodes selon qu'elles sont polies ou à surface finement divisée.

Comme aucune autre source d'erreur expérimentale paraissait maintenant probable, on a entrepris la dernière partie en comparant l'énergie d'ionisation des rayons Röntgen émis par une anticathode à l'énergie des rayons cathodiques tombant sur cette anticathode.

Expériences finales.

Des résultats ont été obtenus avec des anticathodes de rhodium, d'argent et d'aluminium et des courbes préliminaires ont été tracées pour le cuivre.

Comme les résultats numériques ont été calculés à partir de la courbe obtenue pour le rhodium, on peut faire un petit nombre de remarques concernant la façon dont se comporte cette anticathode. Le rhodium

1. KOVARIK, *Phil. Mag.*, **30** 1910 849-866.
 2. LÉNARD, *Ann. de Phys.*, **45** 1904 485; VON BAEYER, *Verh. d. phys. Ges.*, **40** 1908 96 et 955; GEHRTS, *Ann. d. Phys.*, **45** 1911 995.
 5. Le terme « rayon cathodique de vitesse de n volts » signifie un électron dont la vitesse est telle qu'il acquerrait en voyageant sous une différence de potentiel de n volts.

n'est pas facilement oxydable de telle sorte qu'on peut être sûr que les rayons cathodiques ne sont pas absorbés dans une pellicule d'oxyde. De plus nous pouvons obtenir deux rayonnements caractéristiques du rhodium. L'un est celui prévu quand la vitesse des rayons cathodiques excède 2.6×10^8 cm sec., mais il est très facilement absorbé et ne transporte que peu d'énergie. L'autre est celui qui apparaît quand la vitesse des rayons cathodiques dépasse 10^{10} cm sec. Cette vitesse n'était pas atteinte dans les expériences et ainsi le second rayonnement caractéristique ne s'est pas présenté.

Dans la figure 7 on a les ionisations relatives dues aux rayons Röntgen par unité de rayonnement cathodique quand on emploie des rayons cathodiques de différentes vitesses. Les courbes pour l'argent et l'aluminium sont la moyenne de quatre séries de mesures; pour le rhodium on a pris huit séries de mesures, tandis que la courbe pour le cuivre est simplement un résultat préliminaire.

On verra que lorsque les rayonnements caractéristiques ne sont pas excités, l'énergie des rayons Röntgen est proportionnelle à la quatrième puissance de la vitesse des rayons cathodiques qui les ont créés.

Avec le cuivre le même résultat est considéré comme bon tant que les rayons dépassent une vitesse de 6.25×10^8 cm sec; puis la courbe s'incurve brusquement par suite de la présence de la radiation caractéristique.

Nous allons calculer maintenant les valeurs

$$\frac{\text{Courant d'ionisation due au pinceau de rayons } \lambda}{\text{Courant cathodique}} = \frac{82.400}{5.57 \times 10^4} = 1.48 \times 10^{-3}$$

$$\text{Diamètre de la fenêtre minime} = 0.0592 \text{ cm.}$$

$$\text{Distance de la fenêtre à l'anticathode} = \dots$$

Donc

$$\frac{\text{Angle solide du pinceau de rayons } \lambda}{4\pi} = \frac{\pi \cdot 0.0196}{6.94 \cdot 4\pi} = 1.99 \times 10^{-4}$$

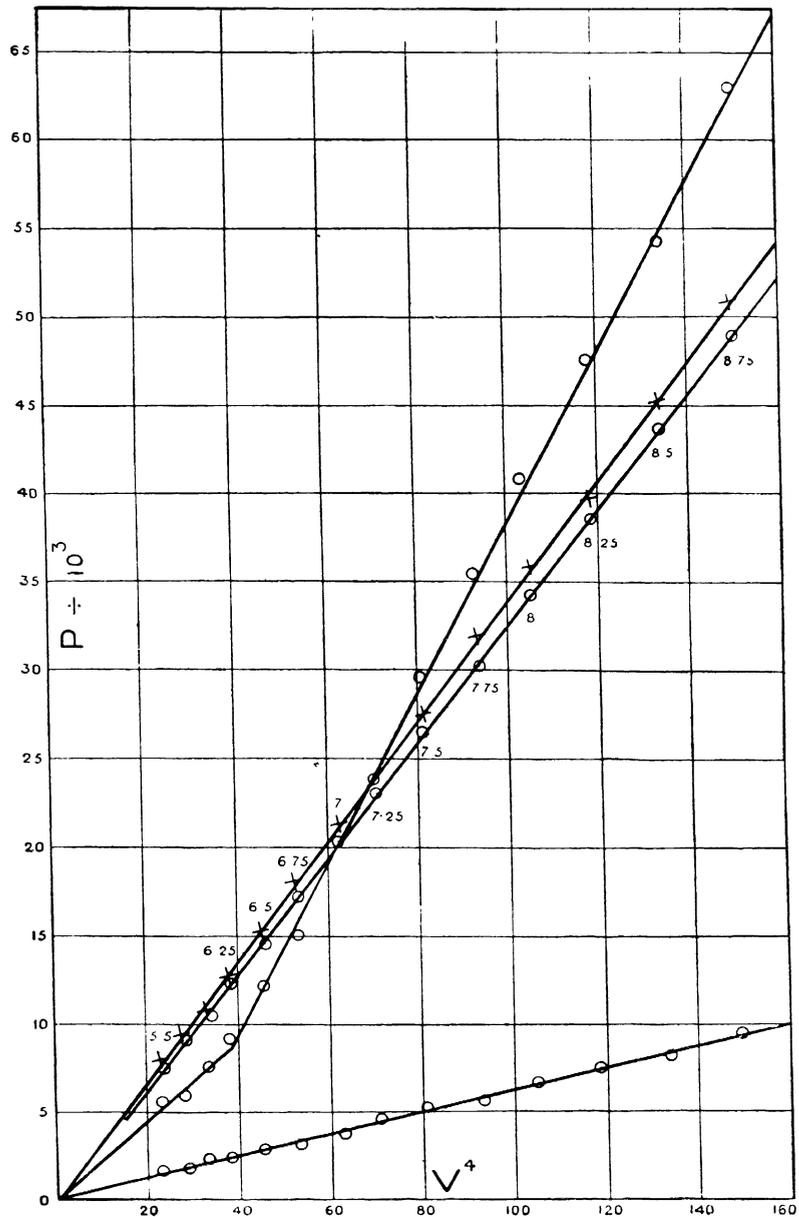


Fig. 7.

absolues. De la figure 7 nous voyons que quand $V = 10^8$ cm sec., la résistance de compensation P doit être 82.400 ohms pour une anticathode de rhodium. La résistance Q était alors 5.57×10^4 ohms. Par conséquent,

Par conséquent si nous supposons que les rayons X sont émis uniformément dans toutes les directions :

$$\frac{\text{Courant d'ionisation totale due aux rayons X}}{\text{Courant cathodique}} = \frac{1.48 \times 10^{-6}}{1.99 \times 10^{-6}} = 7,422 \times 10^{-1} = 60,4 \beta^2,$$

où β — fraction de la vitesse de la lumière.

Puisque les nombres pour l'argent et l'aluminium sont grossièrement comme les poids atomiques, et comme KAYE¹ a trouvé que le même résultat s'applique à un très grand nombre d'éléments, nous pouvons prendre pour règle de travail

$$X = 0,58 \Lambda \beta^2$$

où Λ — courant d'ionisation totale due aux rayons X par unité de courant cathodique.

Λ = poids atomique du radiateur.

Cette relation n'a lieu que pour les cas où les rayonnements caractéristiques ne sont pas excités.

Energie des rayons X. — Le dernier point consiste à déterminer combien les rayons X possèdent d'énergie relativement à l'énergie des rayons cathodiques primaires.

Supposons que X ait la même signification que plus haut et que N désigne le nombre de paires d'ions qui seraient produits par les rayons cathodiques primaires. C'est par conséquent, aussi le rapport du courant d'ionisation dû aux rayons cathodiques par unité de courant cathodique.

Nous prendrons alors la fraction X/N comme fraction de l'énergie des rayons cathodiques qui apparaît sous forme de rayons X. Cette hypothèse est-elle justifiable? Si les rayons X étaient d'abord transformés en rayons cathodiques, comme c'est le cas quand l'air est ionisé, conformément aux expériences de WILSON², et si aucune perte d'énergie n'accompagnait une telle transformation, les ionisations relatives seraient réellement une mesure des énergies relatives.

L'auteur cependant a trouvé³ que dans l'ionisation des vapeurs et des gaz SeH_2 , AsH_3 , Ni (Co), une ionisation directe est produite en plus de l'ionisation indirecte par la production intermédiaire de rayons cathodiques. Probablement cet effet direct ne se produit que quand le gaz ionisé a son rayonnement caractéristique fortement excité.

Si une ionisation directe est aussi produite dans Cl₂ l des ionisations ne sont pas nécessairement une

$$\frac{\text{Energie du rayonnement X}}{\text{Energie du rayonnement cathodique}} = \frac{X}{N} = \frac{0,58 \Lambda \beta^2}{2,28 \times 10^5} = 2,54 \times 10^{-4} \beta^2 \quad (4)$$

mesure des énergies relatives. Néanmoins, la considération d'autres résultats conduit à la conclusion que la proportionnalité a lieu même dans de tels cas. Ainsi KLEEMAN⁴ a trouvé qu'une ionisation directe a

lieu avec les rayons γ , et cependant le nombre relatif d'ions produit par les rayons α β et γ demeure remarquablement constant lorsqu'on passe d'un gaz à l'autre¹. Barkla² a trouvé une proportion analogue pour les rayons cathodiques et les rayons X dans les cas du H₂S et SO₂. Par conséquent, nous pouvons admettre la même proportionnalité dans les expériences présentes.

Il n'y a pas de données relativement au nombre total d'ions produits dans CH₃I par les rayons cathodiques. Nous pouvons pourtant calculer ce nombre pour l'air, et pour le présent nous admettons que le même nombre serait produit dans CH₃I. Glasson³ a trouvé que le nombre d'ions d'un signe produits par centimètre dans l'air pour des rayons cathodiques homogènes varie en raison inverse de l'énergie E des rayons, ou

$$\frac{\partial N}{\partial E} = \frac{a}{E} \quad (4)$$

Quand $E = \frac{1}{2}$ masse de l'électron $\times (4,7 \times 10^9)^2$, et trouvait $\partial N / \partial n = 1140$ pour l'air à température et pression normales. On tire $a = 1055 \times 10^{-5}$.

Whiddington⁴ a trouvé que la loi de diminution d'énergie de particules cathodiques par leur passage dans l'air est donnée par la relation

$$-\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1,75 \times 10^{-13}}{E} \quad (2)$$

D'où le nombre total de paires d'ions est

$$N = \int \frac{\partial N}{\partial x} dx = \int \frac{a}{E} dx \quad (5)$$

Par conséquent, en éliminant ∂x entre (2) et (5) et remplaçant dans la valeur de a .

$$N = \frac{1055 \times 10^{-5}}{1,75 \times 10^{-13}} E = 2,28 \times 10^5 \beta^2.$$

Si β égale la vitesse des rayons cathodiques exprimée comme fraction de la vitesse de la lumière. D'où

Par exemple, si un radiateur en platine est excité par des rayons cathodiques de vitesse 10^{10} cm/sec,

$$\Lambda = 195, \beta = \frac{1}{3}, \text{ donc } \frac{X}{N} = 5,51 \times 10^{-5}$$

1. KAYE, *Phil. Trans.*, **209**, 125-151.
2. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, **87** 1912.
3. BEATTY, *Proc. Roy. Soc.*, **85** 1911.
4. KLEEMAN, *Proc. Roy. Soc.*, **82** 1909.

1. KLEEMAN, *Phil. Mag.*, 1907 651.
2. BARKLA, *Phil. Mag.*, **23** 1912 517-555.
3. GLASSON, *Phil. Mag.*, **22** 1911 647-656.
4. WHIDDINGTON, *Proc. Roy. Soc.*, **86** 1912.

c'est l'énergie des « rayons X indépendants »¹, les rayons X caractéristiques, qui seraient excités dans cet exemple, augmenteraient l'énergie totale émise.

Recherches antérieures.

Wien², en 1905, a étudié la question de l'énergie transportée par les rayons X. Il employait un tube à rayons X à anticathode de platine, et utilisait une différence de potentiel constante entre la cathode et l'anode de 58 700 volts. Il mesurait l'énergie des rayons X en se servant à la fois d'un bolomètre et d'une pile thermique. La méthode du bolomètre donnait $\lambda X = 0,00109$; la pile thermique donnait 0,00155. En calculant les valeurs qui seraient données par l'équation 4, nous avons $\lambda = 195$ $\beta = -0,467$. Par conséquent

$$\frac{\lambda}{N} = 12 \cdot 10^{-5} \quad (5)$$

Mais les rayons cathodiques dans l'expérience de Wien étaient hétérogènes, si bien que l'énergie du faisceau devait correspondre à un potentiel inférieur à 58 700 volts. L'auteur a trouvé qu'avec de tels potentiels élevés le courant principal de rayons cathodiques à une vitesse correspondant à environ deux tiers du potentiel tel qu'il est donné par l'étincelle de l'éclateur. Quand les rayons cathodiques sont déviés pour donner un spectre magnétique, la bande lumineuse sur l'écran de willémité est discontinue, les discontinuités correspondant aux oscillations de la décharge à chaque rupture du courant primaire dans la bobine. Cinq ou six de ces oscillations peuvent ordinairement être reconnues par le spectre de la cathode lumineuse, la vitesse des rayons diminuant avec chaque oscillation successive. D'une étude sur les rayons cathodi-

ques hétérogènes, analysés suivant cette méthode, l'auteur conclut que le nombre de la formule 5 doit être divisé par six pour correspondre aux conditions de l'expérience de Wien. On a

$$\frac{\lambda}{N} = 2 \times 10^{-5}.$$

C'est encore une valeur plus élevée que les résultats de Wien, mais la tolérance pour l'absorption des rayons mous dus au verre peut amener les deux valeurs à être voisines. Évidemment, on ne peut pas corriger l'absorption de ces rayons mous en déterminant l'absorption due à une seconde pièce de verre.

Whiddington³ a trouvé que l'énergie des rayons X provenant d'une anticathode d'argent variait à peu près comme la quatrième puissance de la vitesse des rayons cathodiques. Il décrit l'expérience de la façon suivante :

« La première expérience avait pour but de voir comment l'énergie (E_p) primaire actuelle du rayonnement Röntgen, passant à travers W dépendait de la vitesse v des rayons cathodiques frappant l'anticathode. A cet effet, le radiateur R était remplacé par la chambre d'ionisation I. Après correction des valeurs observées des courants d'ionisation pour les variations des coefficients d'absorption des rayons Röntgen, avec v , il résulte que E_p (par unité de courant cathodique) est presque proportionnel à v^4 ».

Dans un mémoire ultérieur, on discutera les résultats décrits ici concernant leur rapport avec des théories de la méthode de transport de l'énergie du rayon cathodique au rayon X.

C'est pour moi un grand plaisir de reconnaître la bonté que sir J. J. Thomson m'a continuellement prodiguée pendant ce travail.

[Manuscrit reçu le 51 Janvier 1914].