



HAL
open science

Sur le passage des rayons photoniques par les atomes

V. Posejpal

► **To cite this version:**

V. Posejpal. Sur le passage des rayons photoniques par les atomes. *Journal de Physique et le Radium*, 1932, 3 (9), pp.390-407. 10.1051/jphysrad:0193200309039000 . jpa-00233111

HAL Id: jpa-00233111

<https://hal.science/jpa-00233111>

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.

SUR LE PASSAGE DES RAYONS PHOTONIQUES PAR LES ATOMES (1)

Par le Prof. Dr V. POSEJPAL.

Université Charles IV, Praha II, u Karlova 5.

Sommaire. — 1. L'auteur admet l'existence de l'éther corpusculaire, le corpuscule étant identique à l'atome de nombre atomique zéro, dont le noyau est formé par un proton et un électron. L'éther ainsi constitué devient fortement polarisé à l'intérieur des atomes et des molécules et par suite fixé aux noyaux atomiques, formant ainsi une enceinte éthérienne emportée par les atomes et les molécules. La propagation des photons dans cette enceinte doit être différente de ce qu'elle est dans l'éther libre qui est partout en repos, et on étudie cette propagation.

2. L'enceinte d'éther polarisé et entraîné par les atomes et les molécules permet de calculer assez facilement le coefficient d'entraînement de Fresnel. Si le milieu homogène et transparent a la vitesse p parallèle aux rayons photoniques, le coefficient d'entraînement est égal à $k = 1 - \frac{\delta}{d + \delta} \frac{1}{n^2}$, n étant l'indice de réfraction du milieu en repos et $d + \delta$ la distance moyenne de deux atomes (ou molécules) dans la direction des rayons. Sur cette distance le photon fait, en moyenne, le trajet d dans l'éther polarisé et le trajet δ dans l'éther libre. Cette formule comparée avec les données expérimentales trouvées par M. Zeeman pour l'eau conduit à ces conclusions : 1° La vitesse c' des photons dans l'enceinte éthérienne, qui est, pour la lumière visible, plus petite que la vitesse c dans l'éther libre, croît avec la fréquence ν assez rapidement, de sorte qu'elle doit, pour les rayons X et γ , être sensiblement égale à la vitesse de la lumière dans le vide. 2° Le trajet d diminue si la longueur d'onde croît, de sorte que les photons pénètrent dans l'enceinte éthérienne des molécules d'eau d'autant plus profondément que leur fréquence ν est plus grande.

3. Pour examiner cette conclusion, on calcule la distance moyenne a du noyau atomique (ou du centre de la molécule supposée sphérique) à laquelle un photon de fréquence ν peut pénétrer. On obtient, pour la vapeur d'eau et pour les longueurs d'onde dont s'est servi M. Zeeman dans ses expériences, une série de valeurs a , décroissant si la longueur d'onde diminue et se trouvant très bien sur une ligne droite de la forme $a = \alpha + \beta\lambda$. Ce résultat, conforme à celui qui a été obtenu plus haut, est vérifié encore en considérant les gaz rares. Par l'extrapolation des lignes $a = \alpha + \beta\lambda$, on a déterminé les rayons a_0 correspondant aux longueurs d'onde λ_0 déduites de la relation $h\nu_0 = eV$, V étant le potentiel d'ionisation des gaz en question. Les valeurs a_0 ainsi obtenues sont en bon accord avec celles des rayons de la couche électronique extérieure qui ont été déterminées, pour les gaz rares, par MM. Cabrera, Grimm et Schwendenwein. On peut en conclure que les distances a auxquelles pénètrent dans l'enceinte éthérienne les photons $h\nu$, correspondent aux niveaux atomiques de la même énergie, c'est-à-dire de l'énergie eV égale à leur quantum $h\nu$.

4. On applique ce résultat à la diffusion des rayons de haute fréquence en admettant que les photons qui ne pénètrent qu'au niveau atomique de rayon a y sont diffusés sans changement de longueur d'onde. On obtient pour cette diffusion le coefficient $\mu = N^3 \pi a^2$, N^3 étant le nombre d'atomes par unité de volume, ce qui conduit pour les rayons X et γ très durs, à la formule $\mu_e = \frac{\pi a^2}{Z} + \pi r^2$ où Z représente le nombre atomique, r le rayon de l'électron et μ_e le coefficient de diffusion totale par électron. On a déterminé ensuite, en partant des données numériques connues sur l'absorption des rayons X très durs, les rayons a des niveaux atomiques correspondant aux différentes longueurs d'onde pour les éléments C, Mg, Al, S, Cu. Les valeurs trouvées satisfont très bien à la relation linéaire $a = \alpha + \beta\lambda$ et l'extrapolation jusqu'aux longueurs d'onde λ_0 associées aux potentiels d'ionisation conduit aux rayons a_0 qui, ici aussi et malgré le

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 13 mai 1932.

fait que les λ_0 sont plus de dix mille fois plus grandes que les longueurs d'onde utilisées pour la détermination des paramètres α , β , sont en bon accord avec les rayons des couches électroniques correspondantes. Le fait de la diffusion des photons sur les niveaux atomiques de la même énergie est ainsi de nouveau confirmé. Une discussion plus approfondie de ce résultat conduit, d'une part, à la détermination des rayons a_1 des noyaux atomiques en bon accord avec les données expérimentales de M. Rutherford, d'autre part à la détermination d'une longueur d'onde limite λ_1 associée au rayon donné a_1 du noyau. Les rayons d'une longueur d'onde plus grande que λ_1 sont normalement diffusés sur les niveaux atomiques correspondants, tandis que les rayons plus durs que λ_1 entrent, en franchissant le niveau a_1 , à l'intérieur du noyau atomique. La discontinuité d'absorption par diffusion qui s'en suit a été nettement vérifiée par la discussion des mesures toutes récentes de diffusion des rayons très durs effectuées avec la radiation $4,7$ u. X du Th. C' par MM Tarrant et Chao.

1. Le point de départ de mes considérations sur le passage des photons par les atomes est la conception que l'éther a une structure corpusculaire, les corpuscules étheriens étant des atomes de nombre atomique égal à zéro dont le noyau est formé par un proton et un électron. On arrive à un tel atome en considérant le système d'un proton et d'un électron libres. Si ce système avait émis une énergie électromagnétique égale au total à $h\nu_0$, ν_0 étant la fréquence limite de la série de Lyman il devient l'atome normal d'hydrogène, de masse inerte m_H . S'il continue de perdre de l'énergie, il peut devenir ce que M. Rutherford a signalé pour la première fois dans sa Bakerian-Lecture en 1924, un neutron, ce qui implique une liaison beaucoup plus intime du proton et de l'électron. Remarquons que les belles expériences faites dans les laboratoires de M^{me} Curie et de M. M. de Broglie, notamment celles de M^{me} Irène Curie-Joliot et de M. Joliot sur la projection de noyaux légers par un rayonnement très pénétrant semblent démontrer expérimentalement l'existence du neutron. Le champ électrique du neutron n'existe que dans le voisinage immédiat du noyau H . Ce système possède encore toujours une énergie potentielle et une masse inerte correspondante, un peu inférieure seulement à celle de l'atome normal. En admettant de plus qu'il ait pu perdre cette énergie totalement, c'est-à-dire en somme l'énergie égale à $m_H c^2$, nous obtenons une liaison encore beaucoup plus étroite entre le noyau et l'électron, dont le champ électrique est nul et la masse inerte aussi. Nous avons un corpuscule étherien, très mobile mais sans inertie, alors toujours en repos quand il est parfaitement libre, polarisable dans un champ électrique

Nous supposons que les corpuscules d'éther remplissent l'espace sans intervalles et qu'ils sont imperméables aux protons et aux électrons. A l'intérieur des atomes et des molécules ils sont si fortement polarisés qu'ils deviennent fixés à leurs positions, formant ainsi une enceinte d'éther polarisé, pénétrant les atomes et entraîné par eux.

Nous admettons que le proton et l'électron ont un volume déterminé qui ne change pas considérablement si le système proton-électron reçoit ou émet de l'énergie de sorte que le corpuscule étherien a un volume sensiblement égal à celui de l'électron libre. Si r est le rayon du corpuscule supposé sphérique, la section normale d'un faisceau élémentaire de rayons parallèles aura πr^2 pour sa limite inférieure et nous supposons que ce sont précisément les rayons élémentaires dits photons, qui possèdent cette section limite. Nous admettons de plus comme évident que la propagation des photons dans l'éther polarisé et entraîné par les atomes obéit à d'autres lois que celles dans l'éther libre. J'ai essayé d'obtenir quelques informations sur cette propagation par une voie empirique, et les résultats auxquels je suis arrivé jusqu'à présent m'ont paru assez intéressants pour que je me permette d'en exposer l'essentiel aujourd'hui devant la Société Française de Physique.

2. **L'entraînement de la lumière par le mouvement du milieu.** — Considérons tout d'abord l'entraînement de la lumière par le mouvement du milieu, découvert par le grand Fresnel. Supposons le milieu transparent homogène et isotrope et soit $h\nu$ le quantum du rayon élémentaire, photon. Soit s la distance moyenne de deux atomes (molécules) prise dans le sens de la propagation de la lumière et soit d la partie de s représentant le trajet moyen effectué par le photon dans l'enceinte atomique (moléculaire) de l'éther pola-

risé, δ la partie effectuée dans l'éther libre, de sorte qu'on a $d + \delta = s$. Les grandeurs d , δ , s sont des constantes caractéristiques du milieu et de la fréquence ne variant ni avec la direction de la lumière ni avec la valeur et la direction de la vitesse de translation du milieu. Soit c la vitesse de la lumière dans l'éther libre et par conséquent en repos c' celle dans l'éther de l'enceinte atomique (moléculaire). c_1 la vitesse moyenne dans le milieu en repos et c_2 celle dans le milieu entraîné par la vitesse p dans la direction de la lumière, toutes ces vitesses étant mesurées par un observateur fixe dans l'éther fixe, et par rapport à ce dernier. On peut exprimer le temps que le photon emploie pour traverser le trajet moyen s de deux manières. En égalisant les deux expressions ainsi obtenues, on arrive dans le cas du milieu en repos à l'équation (1) :

$$\frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c} = \frac{d + \delta}{c_1}, \quad (1)$$

dans le cas du milieu en mouvement à l'équation (2)

$$\frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c} \left(1 + \frac{p}{c} + \frac{p^2}{c^2} + \dots \right) = \frac{d + \frac{d}{c'} p + \delta \left(1 + \frac{p}{c} + \frac{p^2}{c^2} + \dots \right)}{c_2} \quad (2)$$

dans laquelle les membres entre parenthèses expriment l'accroissement du déplacement du photon par rapport à l'éther fixe du fait que la seconde extrémité du trajet δ s'éloigne du photon pendant son mouvement dans l'éther libre, tandis que le membre $\frac{d}{c'} p$ correspond au même accroissement du fait de l'entraînement de la lumière pendant son séjour à l'intérieur de l'enceinte éthérienne. On peut simplifier cette même équation en remplaçant la série infinie par sa somme $\frac{1}{1 - \frac{p}{c}}$.

En exprimant la vitesse c_2 de la manière généralement acceptée par la formule $c_2 = c_1 + pk$ et en posant $n = \frac{c}{c_1}$ on tire des équations (1) et (2), pour le coefficient d'entraînement de Fresnel, la formule

$$k = 1 - \frac{\delta}{d + \delta} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad p \parallel c \quad (3)$$

en y négligeant les membres avec $\frac{p}{c}$ et ses puissances supérieures.

Pour le même cas des vitesses parallèles M. H. A. Lorentz ⁽¹⁾ a donné pour k la formule

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} + \frac{v}{n} \frac{dn}{dv}, \quad p \parallel c \quad (4)$$

qui se trouve en bon accord qualitatif avec notre formule (3) comme nous devons nous y attendre. En comparant la formule (3) avec les données expérimentales excellentes, trouvées pour k par M. Zeeman ⁽²⁾ qui se servait de l'eau et de la vitesse $p = 553,6$ cm/sec, nous pouvons en tirer la valeur du rapport $\frac{\delta}{d + \delta}$ que nous désignerons par l . En posant $d = x \delta$ nous calculerons de plus x et de l'équation (1) nous déduirons le rapport

$$\frac{c'}{c} = \frac{x}{(x + 1)n - 1}.$$

⁽¹⁾ H.-A. LORENTZ, *Lectures on Theoretic. Physics*, vol. III, p. 303, London, 1931.

⁽²⁾ P. ZEEMAN, Expériences sur la propagation de la lumière dans les milieux liquides et solides en mouvement. *Archives Néerland. des Sciences exactes et naturelles*, série III A, tome 10 (1927), p. 232.

Le tableau I indique les valeurs numériques ainsi calculées pour les différentes longueurs d'onde λ , dont M. Zeeman s'est servi, exprimées en unités Angström.

TABLEAU I. — *Entraînement de la lumière dans l'eau.*

λ	4 500	4 580	5 461	6 870
$\frac{c}{c_1} = n$	1,340	1,339	1,335	1,330
k (Zeem.).....	0,465	0,463	0,451	0,445
$\frac{\hat{z}}{d + \hat{z}} = l$...	0,561	0,962	0,979	0,982
$\frac{d}{\delta} = r$	0,0406	0,0395	0,0215	0,0183
$\frac{c'}{c}$	0,103	0,101	0,059	0,052

Ce tableau montre que l croît avec λ ; puisque $d + \hat{z} = s$ est une constante du milieu il s'en suit que \hat{z} croît avec λ , et par suite que d diminue si λ croît. Ceci veut dire que les photons pénètrent dans l'enceinte éthérienne des molécules d'eau d'autant moins que leur longueur d'onde est plus grande. Inversement, plus la longueur d'onde est petite, plus le photon pénètre profondément, en moyenne, dans l'intérieur de la molécule d'eau.

Nous voyons aussi sur le même tableau que la vitesse c' des rayons photoniques dans l'enceinte d'éther polarisé varie, dans les molécules d'eau, avec la longueur d'onde, en augmentant si la longueur d'onde diminue. Cette augmentation est, comme le tableau I le montre, assez rapide, alors c' s'approche assez vite de la vitesse c dans le vide, si la fréquence s'accroît. Nous pouvons avec raison admettre que notre expérience spéciale correspond à un fait général : Les vitesses des rayons photoniques dans l'enceinte éthérienne des atomes et des molécules sont d'autant plus grandes que les fréquences des rayons sont plus grandes. En d'autres termes, la matière doit exercer sur la vitesse de propagation des rayons photoniques, en général, une influence insignifiante, si la fréquence ν de ces rayons est assez grande. Ceci est en bon accord avec l'expérience, l'indice de réfraction des rayons de haute fréquence, tels que X et γ , est sensiblement égal à l'unité dans tous les corps.

La seconde conclusion que nous avons tirée du tableau I se trouve ainsi en accord avec les faits expérimentaux déjà connus, quant à la première conclusion elle représente un fait nouveau qui exige une recherche plus spéciale.

3. Passage des rayons photoniques dans les gaz. — Nous voulons entreprendre cette recherche en considérant les gaz et les vapeurs. Cette considération nous permettra de déterminer a , la distance moyenne comptée à partir du centre du noyau atomique (ou du centre de la molécule supposée sphérique), jusqu'à laquelle les rayons d'un quantum donné $h\nu$ peuvent pénétrer.

En désignant par N^3 le nombre d'atomes (de molécules) dans l'unité de volume d'un milieu transparent homogène et isotrope quelconque nous avons $Ns = 1$ et $d.N = 1 - l$. Soit R le rayon de l'enceinte éthérienne, supposée sphérique. La section normale du photon étant πr^2 , il existe un nombre limité de rayons photoniques parallèles qui peuvent à la fois passer par l'atome (par la molécule) en faisant des trajets de longueurs différentes dans

l'espace compris entre les deux sphères concentriques a et R . Soit D la moyenne de ces trajets. Soit de plus p la probabilité moyenne pour qu'un photon ayant parcouru la distance s en quelque point de sa route ait pénétré dans l'enceinte éthérienne d'un corpuscule (atome ou molécule). On aura par conséquent pour le trajet moyen d l'expression $d = pD$.

Pour déterminer p nous construirons un système des plans équidistants, à l'intervalle s , et normaux au rayon hr . Nous déplacerons les corpuscules du milieu en question parallèlement au rayon de sorte qu'entre deux plans ne se trouve qu'une couche simple de corpuscules, c'est-à-dire que le rayon ne peut rencontrer entre deux quelconques de ces plans qu'un seul corpuscule. Cette opération n'a évidemment rien changé au nombre de corpuscules et à la probabilité p qui dépend uniquement des positions des corpuscules dans les directions normales au rayon. Considérons maintenant une surface P sur un de ces plans. Le photon peut la traverser de $P : \pi r^2$ manières différentes en trouvant sur son passage pour le plan voisin une surface imperméable $P N^2 \pi a^2$. Il peut rencontrer cet obstacle de $P N^2 \pi a^2 : \pi r^2$ manières différentes et peut, par suite, traverser au second plan de $P (1 - N^2 \pi a^2) : \pi r^2$ manières différentes. La partie de l'enceinte éthérienne perméable au photon lui offre la surface totale $P N^2 \pi R^2 - P N^2 \pi a^2$ qu'il peut traverser de $P N^2 (\pi R^2 - \pi a^2) : \pi r^2$ manières.

Il s'en suit pour la probabilité p

$$p = \frac{P N^2 (\pi R^2 - \pi a^2) : \pi r^2}{P (1 - N^2 \pi a^2) : \pi r^2}$$

et par conséquent

$$d = D \frac{N^2 \pi (R^2 - a^2)}{1 - N^2 \pi a^2}. \quad (5)$$

On voit facilement que

$$D = \frac{4}{3} \frac{R^3 - a^3}{R^2 - a^2}$$

et alors

$$d = \frac{4}{3} \frac{N^2 \pi (R^3 - a^3)}{1 - N^2 \pi a^2} \quad (6)$$

ce qui donne, introduit dans la relation $dN = 1 - l$,

$$1 - l = \frac{4}{3} \frac{N^3 \pi (R^3 - a^3)}{1 - N^2 \pi a^2}. \quad (7)$$

Avec cette formule qui est valable pour n'importe quel milieu transparent homogène et isotrope, on peut calculer a , si l'on connaît R et l . C'est le cas des gaz. D'abord nous pouvons admettre que c'est précisément l'enceinte éthérienne qui détermine le volume de leurs atomes ou molécules dans les divers phénomènes mécaniques, par exemple dans la viscosité, et nous prendrons alors R égal à celui des rayons atomiques ou moléculaires que l'on trouve par les mesures de la viscosité des gaz et des vapeurs. Quant à la valeur l , elle est pour les gaz et les vapeurs sous faibles pressions, sensiblement égale à $\frac{1}{n}$, comme le montre l'équation (1).

En effet, en y écrivant

$$\frac{d}{c'} = \frac{d}{c} + \varepsilon \frac{d}{c}$$

on a

$$\frac{d}{c} + \frac{\delta}{c} = \frac{\delta}{c_1} + \frac{d}{c_1} - \varepsilon \frac{d}{c}$$

et si la différence $\frac{d}{c_1} - \varepsilon \frac{d}{c}$ est négligeable à côté des autres membres de cette équation, on a tout simplement $\frac{d + \delta}{c} = \frac{\delta}{c_1}$ et alors

$$l = \frac{\delta}{d + \delta} = \frac{c_1}{c} = \frac{1}{n}. \quad (8)$$

Il est facile de voir que l'équation approchée (8) est en effet assez bien satisfaite pour les gaz et les vapeurs, comme nous venons de le dire, et nous voulons nous borner ici à le montrer sur un exemple numérique, celui de la vapeur d'eau. Déterminons dans ce but en partant de l'équation (1) l'expression précise pour l . Nous aurons

$$l = \frac{1 - \frac{c'}{c}n}{1 - \frac{c'}{c}}$$

Mais nous avons pu tirer des mesures de M. Zeeman le rapport $\frac{c'}{c}$ qui doit naturellement rester le même dans la molécule d'eau gazeuse aussi bien que liquide. En faisant le calcul, par exemple pour la densité 0,0005 de la vapeur et les longueurs d'onde employées par M. Zeeman, on trouve que la différence $l - \frac{1}{n}$ ne fait que 0,0137 à 0,0147 pour 100 de la valeur de l .

TABLEAU II. — Vapeur d'eau; $R = 1,45 \cdot 10^{-8}$ cm.

$\lambda \cdot 10^8$ cm.	4 500	4 580	5 461	6 870
$(n - 1) \cdot 10^6$. . .	159,46	159,23	157,27	155,61
$a \cdot 10^8$	0,924	0,925	0,936	0,945

Le tableau II donne les rayons a déterminés par les formules (7) et (8) pour la vapeur d'eau, de la dite densité. Pour le rayon R on a pris la valeur $1,45 \cdot 10^{-8}$ cm, d'après les données des *International Critical Tables*, Vol. I, p. 92, et pour l'indice de réfraction n les données de M. Cuthbertson (1). On voit que a augmente avec la longueur d'onde, ce qui est conforme aux conclusions tirées des mesures de M. Zeeman sur le coefficient d'entraînement, la figure n° 1 montre de plus que les rayons a satisfont très bien à la loi linéaire que nous écrirons sous la forme

$$a = \alpha + \beta \lambda. \quad (9)$$

Pour avoir des conditions plus nettes j'ai appliqué le même calcul aux gaz rares monoatomiques. On a alors pour les rayons atomiques R deux séries de valeurs, l'une déterminée par M. Jeans (2), l'autre par M. Kuenen (3) dont j'ai pris la moyenne. Pour la réfraction $(n - 1)$ on a pris les données, tirées des *Internat. Critic. Tables*, Vol. VII, p. 6-8, se rapportant aux conditions normales de la pression et de la température, pour lesquelles on a $N^3 = 2,705 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ [*I. C. Tables*, Vol. I, p. 18]. Le tableau III indique ces données préli-

(1) *Phil. Trans. of the Royal Soc. of London*, A, 243 (1914), p. 1.

(2) *International Critical Tables*, vol. VI, p. 350.

(3) W.-A. ROTH-K. SCHEEL, *Konstanten der Atomphysik*, p. 19-21, Berlin 1923.

minaires et le tableau IV les rayons a . Le nombre de chiffres qu'on leur a donné est tel que la précision des rayons R soit du même ordre que celle des grandeurs $(n - 1)$ et N^2 . N'oublions pas non plus que les rayons a comportent aussi quelque imprécision du fait qu'on a remplacé dans l'équation (7) la valeur précise l par sa valeur approchée tirée de l'équation (8).

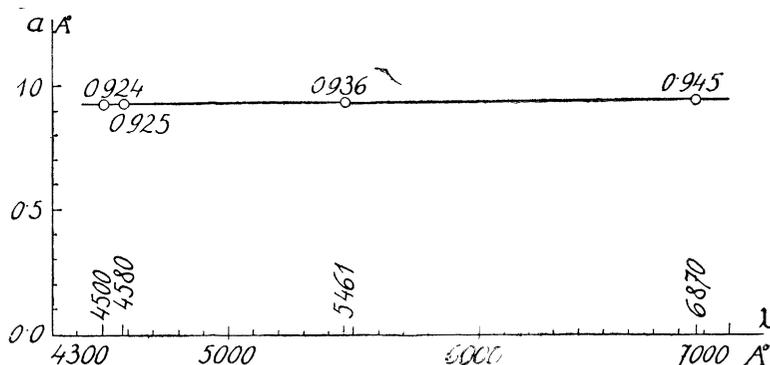


Fig. 1.

TABLEAU III. — Gaz rares; λ , R en 10^{-8} cm.

	2He	10 Ne	18 A	36 Kr	54 Xe	λ
$(n - 1) \cdot 10^6 \dots$	35,04	67,31	283,8	431,80	712,8	4 799,9
	34,99	67,23	283,1	430,34	709,2	5 083,8
	34,98	67,21	282,8	429,78	707,9	5 209,1
	34,95	67,16	282,3	428,74	705,5	5 460,7
	34,92	67,10	281,7	427,64	702,9	5 769,5
	34,86	67,02	280,9	425,80	698,7	6 438,5
				425,33	697,3	6 707,8
$R \dots\dots\dots$	1,11	1,11	1,81	2,05	2,42	Jeans
	0,95	1,15	1,40	1,60	1,75	Kuenen
	1,03	1,13	1,605	1,825	2,085	la moyenne

En considérant ces valeurs a on retrouve ce qu'on a vu dans le cas de la vapeur d'eau : pour chaque élément le rayon a augmente avec la longueur d'onde. La relation linéaire (9) est aussi très bien satisfaite, comme le montre la figure 2. J'ai calculé de plus, par la méthode des moindres carrés, les paramètres α et β pour l'argon ($\alpha = 1,161 \cdot 10^{-8}$, $\beta = 371,7 \cdot 10^{-8}$) ce qui m'a permis de déterminer le rayon a_0 pour la longueur d'onde

$\lambda_0 = 949,5$ qui correspond, d'après la relation d'énergie bien connue $eV = h\nu_0$, au potentiel d'ionisation de ce gaz $V = 13,69$ Volt ⁽¹⁾.

TABLEAU IV. — Gaz rares; λ, a en 10^{-8} cm.

$\lambda \dots\dots$	6 707,8	6 438,5	5 769,5	5 460,7	5 209,1	5 085,8	4 799,9	
$a \dots\dots$		0,9228	0,9226	0,9225	0,9224	0,9224	0,9222	2 He
		0,9484	0,9481	0,9479	0,9477	0,9477	0,9474	10 Ne
		1,1855	1,1838	1,1825	1,1815	1,1808	1,1793	18 A
		1,3286	1,3278	1,3247	1,3228	1,3211	1,3176	36 Kr
		1,4342	1,4322	1,4261	1,4224	1,4188	1,4116	54 Xe

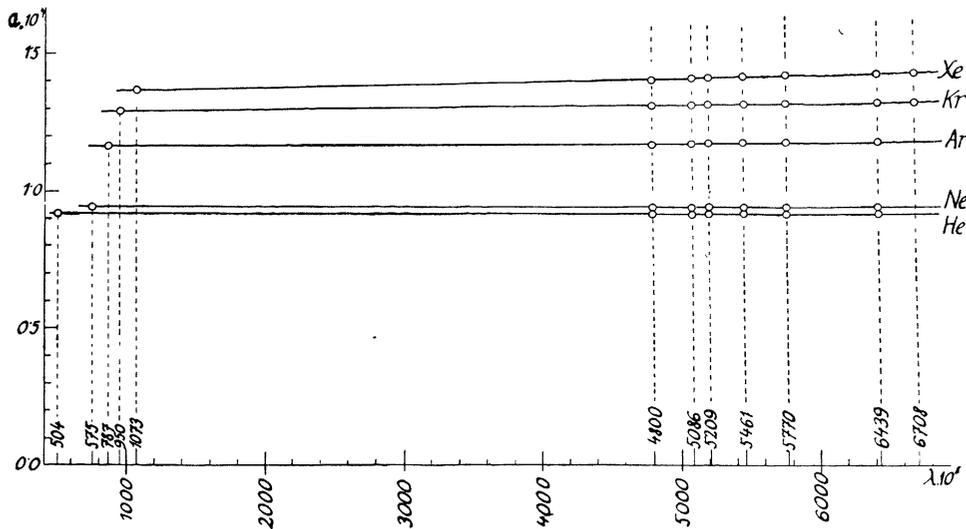


Fig. 2.

Le calcul m'a donné $a_0 = 1,164 \cdot 10^{-8}$ cm tandis que l'extrapolation graphique telle qu'on la voit sur la figure 2 m'a donné $a_0 = 1,163 \cdot 10^{-8}$ cm. J'ai déterminé alors les rayons a_0 pour tous les autres gaz en question en employant seulement le procédé graphique et on les trouve dans le tableau V. Dans le même tableau se trouvent les rayons de la première couche électronique déterminés à l'aide de différentes méthodes par MM. Cabrera ⁽²⁾, Grimm et Schwendenwein. Il est très intéressant de voir que les valeurs trouvées par nous pour les rayons a_0 s'accordent bien avec eux dans les limites de précision de tous ces nombres. On peut en conclure que les distances a auxquelles pénètrent dans l'enceinte éthérée les photons $h\nu$ correspondent aux niveaux atomiques de la même énergie, c'est-à-dire de l'énergie eV égale au quantum $h\nu$.

⁽¹⁾ Les potentiels d'ionisation et les longueurs d'ondes correspondantes ont été tirés des *Internat. Crit. Tables*, vol VI, p. 70.

⁽²⁾ M.-B. CABRERA, Le magnétisme et la structure de l'atome et de la molécule. *J. de Phys. et le Rad.*, t. 6 (1923), p. 241.

TABLEAU V. — *Gaz rares, rayons de la couche électronique extérieure.*
V en volts, λ_0 , a_0 , r en 10^{-8} cm.
 r_m ... M. Cabrera, r_c ... M. Grimm, r_l ... M. Schwendenwein.

	V	λ_0	a_0	r_m	r_c	r_l
2 He	24,48	504,3	0,921	0,57		
10 Ne	21,47	574,9	0,945	0,54	0,63	0,74
18 Ar	15,69	786,7	1,163	0,85	0,87	1,09
36 Kr	13,3	949,5	1,294	1,03	0,97	1,12
54 Xe	11,5	1 073,4	1,368	1,44	1,10	1,26

4. **Diffusion des rayons de haute fréquence.** — Pour examiner si cette conclusion est exacte et d'une validité générale nous voulons l'appliquer à l'étude de la diffusion des rayons X et γ très durs.

Soit dx l'épaisseur d'une couche d'un corps simple quelconque frappée normalement par un faisceau de rayons parallèles et homogènes, de quantum $h\nu$ et d'intensité $J = i/h\nu$, en exprimant par i le nombre de photons frappant par seconde un cm^2 de la couche dx . En laissant d'abord de côté la présence des électrons périphériques des atomes, chaque photon franchira la couche dx librement à moins qu'il ne s'approche d'un atome quelconque à la distance a du noyau correspondante au niveau atomique d'énergie $Ve = h\nu$. L'épaisseur dx est prise assez petite pour que les sections normales πa^2 de tous les atomes soient visibles dans la direction des rayons. En désignant toujours par N^3 le nombre d'atomes dans l'unité de volume nous trouvons pour la surface imperméable aux photons, que la couche dx leur offre, par cm^2 , la valeur $N^3 dx 4 cm^2 \pi a^2$. Il s'en suit pour la probabilité p pour qu'un photon quelconque en passant par dx soit diffusé sur un niveau a la valeur :

$$p = \frac{N^3 dx 4 cm^2 \pi a^2 : \pi r^2}{4 cm^2 : \pi r^2} = N^3 dx \pi a^2.$$

Le nombre de photons diffusés par un cm^2 de la couche dx et par seconde sera alors

$$ip = iN^3 dx \pi a^2,$$

tandis que

$$i' = i - iN^3 dx \pi a^2$$

exprimera leur nombre passant en même temps librement. En posant

$$i' - i = di = -i\mu dx$$

on a tout simplement

$$\mu = N^3 \pi a^2. \quad (10)$$

Cette équation que j'ai déduite pour la première fois en 1930⁽¹⁾ donne le coefficient de diffusion des rayons photoniques sur les niveaux atomiques dans le cas idéal de l'absence des électrons périphériques. Elle exprimera ce même coefficient avec une précision suffisante dans le cas réel des rayons de haute fréquence frappant un corps léger de nombre atomique Z tel que leur quantum $h\nu$ soit suffisant pour éloigner n'importe lequel des électrons périphériques.

(1) *Rozprawy de la 2^e classe de l'Académie tchèque*, année 40, n° 35 (1930).

riques par l'effet Compton. Il est naturel d'admettre que dans ce cas-là les photons arrivent, pendant leurs rencontres avec les électrons dans l'enceinte éthérienne, jusqu'à la surface même des électrons, ce qui nous donne, en vertu de l'équation (10), pour leur coefficient de diffusion par l'effet Compton la formule

$$\mu' = ZN^3 \pi r^2. \tag{10'}$$

En désignant par μ_e le coefficient de diffusion totale par électron, nous avons

$$\mu_e = \frac{\pi a^2}{Z} + \pi r^2. \tag{11}$$

Si ρ est le poids spécifique, A le poids atomique et N_0 la constante d'Avogadro, nous avons

$$N^3 = \frac{\rho \cdot N_0}{A}$$

et par suite pour le coefficient d'adsorption spécifique des rayons très durs la formule

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_0 \pi}{A} (a^2 + Z \pi r^2). \tag{11'}$$

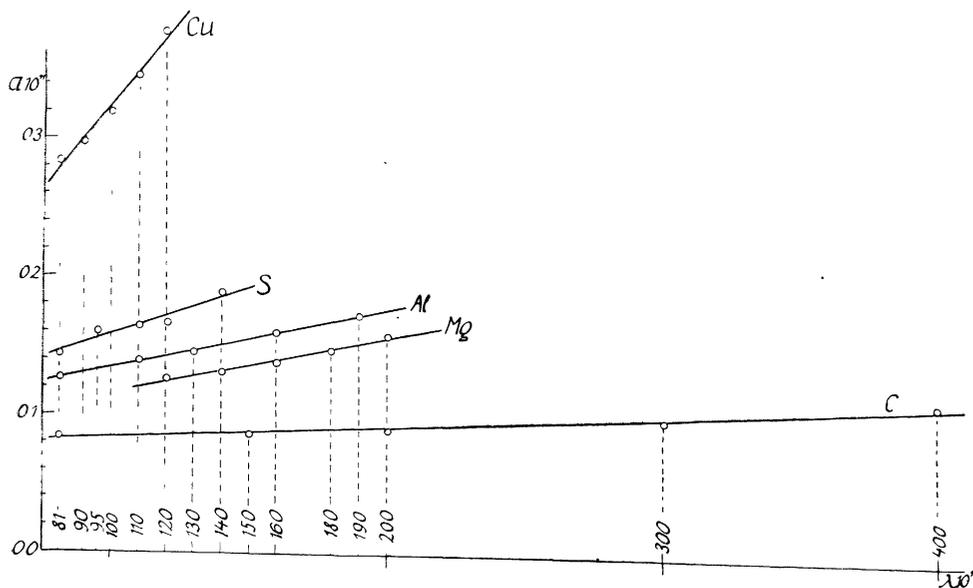


Fig. 3.

En prenant $N_0 = 6,0644 \cdot 10^{23}$, $r = 1,872 \cdot 10^{-13}$ cm et en me servant pour $\frac{\mu}{\rho}$ des valeurs que l'on trouve dans les *Internat. Critic. Tables*, Vol. VI, Table 5, p. 14, j'ai calculé les rayons a pour les éléments C6, Mg12, Al13, S16, Cu29, comme on le voit sur le tableau VI. On remarque de nouveau que pour chaque élément le rayon a augmente avec la longueur d'onde et la figure 3 montre que la relation linéaire (9) est ici aussi valable. J'ai calculé de plus les paramètres α et β pour tous les corps en question. On les trouve sur le tableau VII et la figure 3 montre en même temps l'accord des lignes droites construites d'après ce tableau VII avec les points construits d'après les valeurs a données dans le tableau VI.

TABLEAU VI. — λ , a en 10^{-11} cm, $\frac{\mu}{\rho}$ en cm^2g^{-1} .

λ	C 6		Mg 12		Al 13		S 16		Cu 29	
	$\frac{\mu}{\rho}$	a								
81.....	0,143	0,0832			0,143	0,1263	0,153	0,1433	0,270	0,2830
90.....									0,295	0,2974
95.....							0,186	0,1605		
100.....									0,335	0,3190
110.....					0,171	0,1402	0,193	0,1651	0,390	0,3486
120.....			0,160	0,1273			0,200	0,1677	0,460	0,3788
130.....					0,183	0,1471				
140.....			0,170	0,1322			0,230	0,1911		
150.....	0,153	0,0869								
160.....			0,186	0,1398	0,213	0,1609				
180.....			0,207	0,1490						
190.....					0,246	0,1740				
200.....	0,164	0,0908	0,232	0,1394						
300.....	0,193	0,1010								
400.....	0,243	0,1150								

TABLEAU VII. — $a = \alpha + \beta\lambda$, α , β , λ en 10^{-11} cm.

	$\alpha \cdot 10^{11}$ cm	β
C 6.....	0,0727 \pm 0,0024	0,0001004 \pm 0,0000095
Mg 12.....	0,0769 \pm 0,0030	0,000103 \pm 0,000030
Al 13.....	0,0917 \pm 0,0011	0,0004322 \pm 0,0000082
S 16.....	0,086 \pm 0,012	0,00073 \pm 0,00011
Cu 29.....	0,078 \pm 0,018	0,00246 \pm 0,00018

Essayons, d'une manière analogue à celle qu'on a employée dans le cas des gaz rares, de déterminer les rayons a_0 de la première couche électronique des atomes en question, en introduisant dans la formule $a = \alpha + \beta\lambda$ les longueurs d'ondes correspondantes aux potentiels d'ionisation. Le tableau VIII fait voir le résultat. A titre de comparaison, on a pris dans ce tableau encore une fois les gaz rares et tous les autres éléments compris entre l'hélium et le xénon, pour lesquels les rayons en question sont connus. Les potentiels d'ionisation dans ce tableau n'étant pas tous du même type on les a spécifiés d'après les indications des *Int. Critical. Tables* d'où ils ont été tirés. Ainsi le symbole $[3_1]$ signifie que l'électron éloigné appartenait au niveau 3 (1,1) de la couche *M*. et ainsi de suite $[3_2]$ au niveau 3 (2,1) ou 3 (2,2), $[3_3]$ au niveau 3 (3,2) ou 3 (3,3) de la même couche, $[4_1]$ au niveau 4 (1,1) de la couche *N*. L'accord de nos valeurs a_0 avec les grandeurs correspondantes trouvées par d'autres auteurs est, ici aussi, très satisfaisant. Par exemple la valeur $r = 1,13$ déterminée par M. Cabrera pour l'ion S^{--} est naturellement un peu plus grande que notre rayon $a_0 = 0,88$ qui correspond à un niveau plus profond, par contre notre rayon $a_0 = 0,33$ pour le Mg^{++} s'accorde bien avec le nombre correspondant 0,39 de M. Cabrera ainsi que de M. Grimm. N'oublions pas que les longueurs d'ondes λ_0 du tableau VIII par lesquelles on a déterminé, au moyen de la formule (9), les rayons a_0 , sont, en somme, dix mille fois plus grandes que celles du tableau VI qui ont servi pour la détermination des paramètres α et β . Si l'on voulait, par exemple, déterminer ces mêmes rayons par la voie graphique employée dans le cas des gaz rares, on s'éloignerait de l'origine des coordonnées de la figure 3 à plusieurs kilomètres. Ceci nous fait voir l'importance de l'accord obtenu sur le tableau VIII et nous conduit à la conclusion que la formule (9) n'est pas une simple formule d'interpolation, mais que sa portée est plus générale, qu'elle confirme d'une manière plus précise la conclusion tirée plus haut sur la diffusion des photons sur les niveaux atomiques de la même énergie.

Quelques observations intéressantes s'imposent.

Dans l'équation (9)

$$a = \alpha + \beta\lambda$$

le paramètre α est numériquement égal au rayon a du niveau atomique accessible aux rayons de la longueur d'onde $\lambda = 0$. Mais cette conclusion mathématique n'a aucun sens physique, la longueur d'onde λ ne pouvant pas diminuer à volonté. D'autre part il est clair que pour les longueurs d'onde λ très petites le niveau correspondant a est si près du noyau, qu'on peut négliger l'action des électrons périphériques, de sorte que le potentiel à la surface d'un tel niveau sera donné approximativement par $V = \frac{Ze}{a}$, en admettant naturellement que le noyau agisse à cette distance comme une charge ponctuelle.

Nous avons donc en mettant $\frac{c}{\lambda}$ à la place de ν les deux relations suivantes :

$$a = \alpha + \beta\lambda \quad (9)$$

$$Ve = h\nu \quad \text{ou} \quad \frac{Ze^2}{a} = h\frac{c}{\lambda} \quad (12)$$

qui nous donnent pour chaque élément une paire déterminée des valeurs a et λ , que nous désignerons par a_1, λ_1 . Le tableau IX fait voir que les rayons a_1 ainsi déterminés sont sensiblement égaux à ceux que M. Rutherford appelle rayons des noyaux atomiques. Rappelons que le potentiel du champ électrique du noyau suit, d'après M. Rutherford, la loi de Coulomb jusqu'à une certaine distance a_0 où il atteint son maximum, pour diminuer ensuite rapidement vers le noyau de sorte que la couche représentative présente une crête, dont la distance a_0 du noyau est précisément ce qu'on appelle le rayon du noyau.

TABLEAU VIII. — *Rayons des niveaux atomiques extérieurs.*
V en volts, λ_0 , a_0 , r en 10^{-8} cm.

	V	λ_0	a_0	r_m	r_c	r_l
2 He.....	24,48 He \rightarrow He ⁺	504,3	0,92	0,57		
6 C.....	11,3 C \rightarrow C ⁺	1 092	0,11			
10 Ne.....	21,47 Ne \rightarrow Ne ⁺	574,9	0,94	0,54	0,63	0,74
11 Na ⁺				0,43	0,52	
12 Mg ⁺⁺	7,68 Mg \rightarrow Mg ⁺ 14,98 Mg ⁺ \rightarrow Mg ⁺⁺	1 607 824,0	0,65 0,33	0,39	0,39	
13 Al.....	5,96 Al \rightarrow Al ⁺ [3 ₂] 10,0 Al \rightarrow Al ⁺ [3 ₁]	2 071 1 234	0,89 0,53			
15 P----				1,37 1,11		
16 S--	10,31 S \rightarrow S ⁺ [3 ₂]	1 197	0,88	1,13 1,01	1,09	
18 A.....	15,69 A \rightarrow A ⁺	786,7	1,16	0,85	0,87	1,09
19 K ⁺				0,80 0,76	0,79	
29 Cu.....	7,75 Cu \rightarrow Cu ⁺ [4 ₁] 10,44 Cu \rightarrow Cu ⁺ [3 ₂] 20,5 Cu ⁺ \rightarrow Cu ⁺⁺	1 593 1 182 602,2	3,92 2,91 1,18			
36 Kr.....	13,3 Kr \rightarrow Kr ⁺	949,5	1,29	1,03	0,97	1,12
54 Xe.....	11,5 Xe \rightarrow Xe ⁺	1 073,4	1,37	1,44	1,10	1,26

TABLEAU IX. — *Rayons des noyaux atomiques.*
 λ , a en 10^{-11} cm.

	λ_1	a_1	a_0 M. Rutherford, exper.
C 6.....	10,61	0,0738	
Mg 12.....	5,56	0,0792	
Al 13.....	6,25	0,0944	0,06 < a_0 < 0,13
S 16.....	4,82	0,089	
Cu 29.....	2,50	0,084	$a_0 < 0,12$

Par exemple ⁽¹⁾ le noyau de l'atome de cuivre doit avoir, d'après les expériences de M. Rutherford, pour limite supérieure de son rayon $0,12.10^{-11}$ cm ce qui est en bon accord avec notre valeur $0,084.10^{-11}$ cm. M. Rutherford a étudié avec un soin spécial le noyau d'aluminium et a constaté, *Radiations*, etc., p. 269, que la loi de Coulomb y est sûrement valable encore à une distance de noyau égale à $a = 0,13.10^{-11}$ cm environ, et que pour une distance comprise à peu près entre $0,06$ et $0,08.10^{-11}$ cm cette loi n'est sûrement plus valable. Notre valeur $a_1 = 0,0944.10^{-11}$ cm rentre très bien dans ces limites. Il s'en suit que nos rayons a_1 sont, dans les limites de précision des mesures, égaux aux rayons a_0 des noyaux pris dans le sens de M. Rutherford.

Remarquons maintenant que pour n'importe quelle longueur d'onde $\lambda > \lambda_1$ le rayon a déterminé d'après l'équation (9) mis en (12) conduit à l'inégalité

$$\frac{Ze^2}{a} > h \frac{c}{\lambda} \quad \lambda > \lambda_1,$$

ce qui veut dire que les rayons $\lambda > \lambda_1$ atteignent, dans l'atome, un niveau plus profond que celui qu'ils pourraient toucher dans l'enceinte éthérienne du noyau pris tout seul. Cela est naturel, car les électrons périphériques font diminuer le potentiel autour du noyau. Si au contraire on prend $\lambda < \lambda_1$ on aura l'inégalité

$$\frac{Ze^2}{a} < h \frac{c}{\lambda}, \quad \lambda < \lambda_1.$$

Alors les rayons des longueurs d'onde plus petites que la longueur limite λ_1 auront leur quantum $h\nu$ plus grand que n'est l'énergie $\frac{Ze^2}{a}$, a étant calculé toujours d'après la formule (9). Mais l'énergie du niveau a est elle-même plus petite que cette valeur-là, elle est même plus petite que l'énergie $\frac{Ze^2}{a_1}$ sur la crête par suite de la dite chute du potentiel. Par conséquent aucun rayon de la longueur d'onde plus courte que λ_1 ne peut plus éprouver la diffusion sur un niveau atomique de rayon calculé d'après notre formule (9). La formule cesse d'être valable, l'absorption obéit à une nouvelle loi par le fait que les photons en question pénétrèrent à l'intérieur du noyau même.

Il est intéressant de constater que ce fait est bien confirmé par les excellentes mesures de diffusion des rayons très pénétrants effectuées tout récemment d'une part par M. Tarrant ⁽²⁾ d'autre part par M. Chao ⁽³⁾.

M. Tarrant a mesuré, pour une longue série d'éléments, le coefficient d'absorption de la radiation dure du ThC', ayant la longueur d'onde $\lambda = 4,66.10^{-11}$ cm et le quantum $h\nu = 2,649.10^6$ eV.

Le tableau X indique ses résultats en $\mu_e.10^{27}$. Puisque la longueur d'onde employée par M. Tarrant est plus courte que notre longueur d'onde limite λ_1 pour tous les éléments dont le nombre atomique est inférieur ou égal à 16, nous devons atteindre à ce nombre une discontinuité dans la marche des coefficients μ_e .

C'est en effet le cas. Pour mieux le faire voir, calculons d'après l'équation (11) les rayons a , qui représenteront bien les rayons des niveaux atomiques pour les éléments au-dessus du nombre atomique 16. Mais pour les éléments au-dessous de ce nombre ils correspondront aux noyaux mêmes traversés par les photons, en exprimant les rayons des niveaux intraatomiques fictifs capables d'effectuer la même diffusion que produisent réellement les parties internes du noyau. Par conséquent nous pouvons nous attendre à ce que la

⁽¹⁾ RUTHERFORD and CHADWICK, *Phil. Mag.*, 50 (1925), 889. Voir aussi RUTHERFORD, CHADWICK and ELLIS, *Radiations from radioactive subst.*, Cambridge, 1930, p. 208.

⁽²⁾ G.-T.-P. TARRANT, The Absorption of Hard Monochromatic γ -Radiation. Part. II. [*Proceedings of the Royal Soc.*, sér. A, vol. 135 (1932), p. 223.]

⁽³⁾ C.-Y. CHAO, The Abnormal Absorption of Heavy Elements for Hard γ -Rays. *Ibidem*, p. 206.

variation avec le nombre atomique Z des rayons a correspondants aux niveaux réels sera différente de celle des rayons a correspondants aux niveaux fictifs. Cela peut se voir aussi bien sur le tableau X que sur les figures 4 et 5. On y trouve a , a^2 et $\frac{\pi a^2}{Z}$ qui représente la contribution soit du niveau atomique, soit de l'intérieur du noyau atomique, selon le cas, au coefficient d'absorption par électron. On voit que cette contribution est sensiblement constante pour l'intérieur des différents noyaux des atomes légers, tandis qu'elle croît assez rapidement avec le nombre atomique pour les niveaux atomiques réels. On a représenté aussi, à titre de contrôle, sur la figure 4, les graphiques des rayons a des niveaux réels des éléments légers en question, calculés au moyen de l'équation (9) pour les longueurs d'onde de 50 et de 261 unités X.

TABLEAU X. — Coefficient d'absorption par électron, $\mu_e \cdot 10^{27}$ pour la rad. $\lambda = 4,66 \cdot 10^{-11}$ cm, d'après M. Tarrant.

	$\mu_e \cdot 10^{27}$	$\frac{\pi a^2}{Z} \cdot 10^{27}$	$a^2 \cdot 10^{27}$	$a \cdot 10^{14}$
C 6.....	128,8	18,7	33,7	19,0
Mg 12.....	129,6	19,5	74,5	27,3
Al 13.....	128,9	18,8	77,8	27,9
S 16.....	128,5	18,4	93,7	30,6
Fe 26.....	133,2	23,1	191	43,7
Ni 28.....	135,5	25,4	226	47,6
Cu 29.....	135,6	25,5	235	48,5
Zn 30.....	134,2	24,1	230	48,0
Ag 47.....	144,0	33,9	507	71,2
Cd 48.....	143,2	33,1	506	71,1
Sn 50.....	146,8	36,7	584	76,4
Sb 51.....	145,0	34,9	567	75,3
J 53.....	144,0	33,9	572	75,7
W 74.....	164,5	54,4	1 281	113,2
Hg 80.....	169,0	58,9	1 500	122,5
Pb 82.....	171,5	61,4	1 603	126,6

M. Chao a, au contraire, mesuré très soigneusement le coefficient d'absorption pour trois éléments seulement, plomb, aluminium et magnésium, mais pour différentes radiations approximativement monochromatiques, qu'il a obtenues par diffusion de la dite radiation monochromatique de ThC'' sur un bloc d'aluminium. Ainsi a-t-il obtenu les longueurs

d'onde 4,7, 5,9, 6,6, 7,9, 9,3 unités X. D'après notre tableau IX nous pouvons nous attendre à une discontinuité dans l'absorption de l'aluminium et du magnésium dans le voisinage de

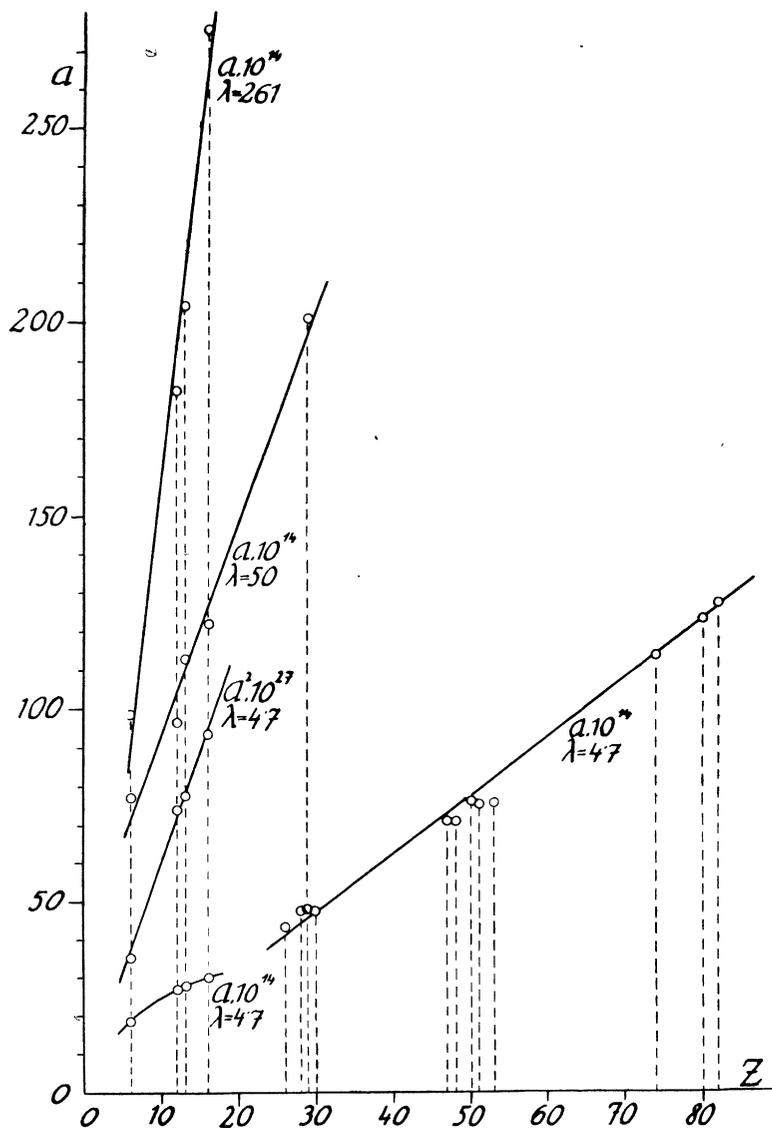


Fig. 4.

la longueur d'onde de 6 unités X. Et en effet, M. Chao a nettement prouvé l'existence d'une telle discontinuité entre 5,9 — 6,6 unités X, en calculant les valeurs $\Delta\mu_e$ (Pb — Al) et $\Delta\mu_e$ (Pb — Mg), c'est-à-dire les différences d'absorption par électron du plomb et l'un des autres éléments légers, pour chaque longueur d'onde en question, et en construisant le graphique, reproduit sur notre figure 6. Les points ronds y correspondent au magnésium, les croix à l'aluminium. Les courtes lignes verticales représentent le degré de l'incertitude

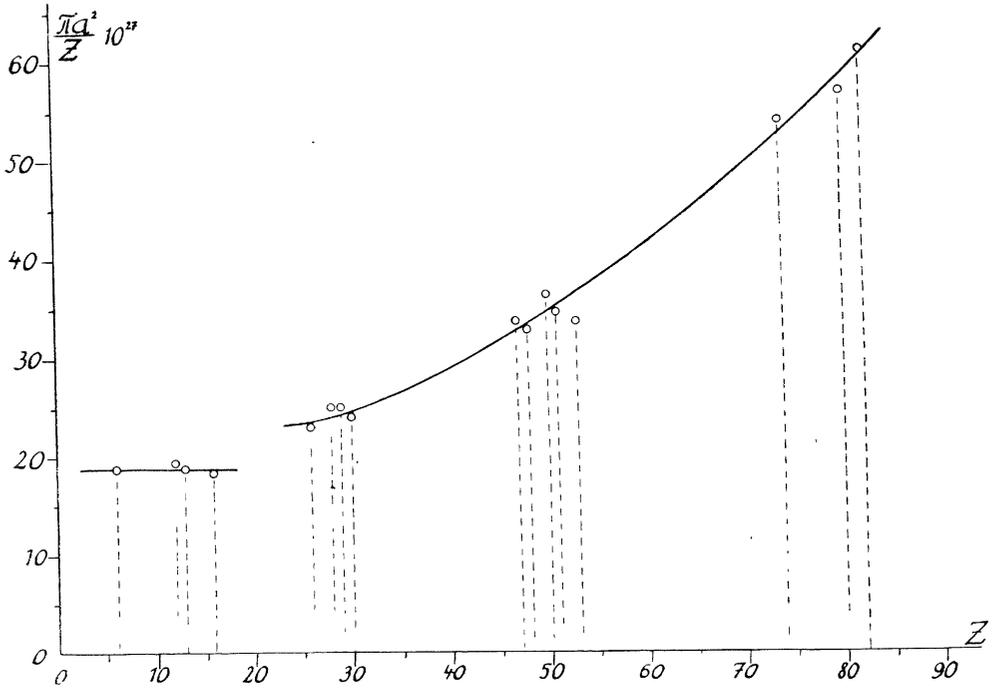


Fig. 5.

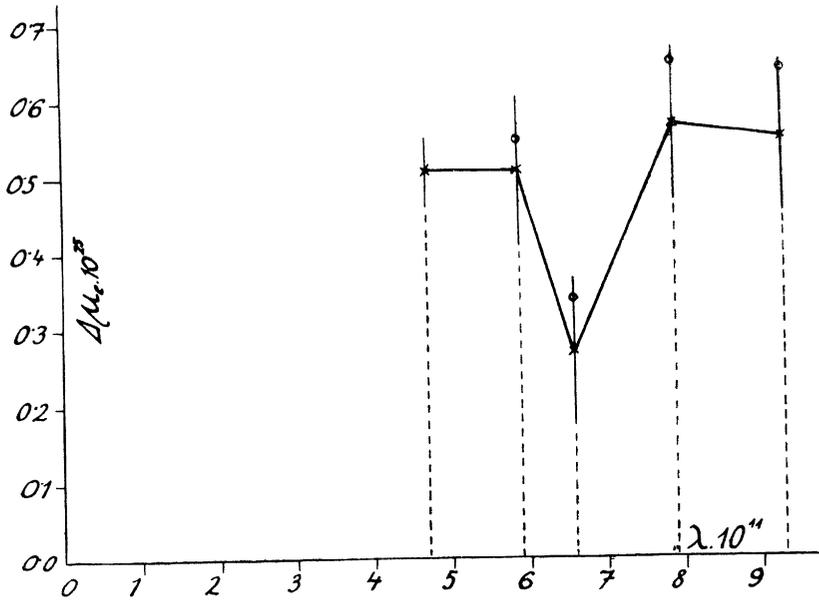


Fig. 6.

dans la position des points en question. M. Chao nomme les différences $\Delta\mu_e$ l'extra-absorption du plomb et attribue leur chute rapide entre $\lambda = 5,9$ et $6,6$ unités X à l'excitation ou désintégration du noyau du plomb. Nous voyons au contraire que cette chute doit être due aux noyaux de l'élément léger en question, l'aluminium ou magnésium, du fait, que les rayons de la longueur d'onde plus courte que $5,9$ (d'après notre tableau IX, §, 56) passent librement à l'intérieur de leurs noyaux, tandis que les rayons de longueurs d'onde plus grandes que $6,6 u.X$ ($6,25$ d'après nous) éprouvent une diffusion sur les niveaux d'énergie extérieurs au noyau. Si l'on voulait attribuer cette discontinuité à l'action du noyau de plomb on ne pourrait en aucune façon expliquer pourquoi cette action apparaît à la longueur d'onde de 6 unités X.

Ce qui est important au contraire pour nous, c'est le fait, que la discontinuité dans la marche de l'absorption se trouve, comme dans le cas précédent, précisément là où nous devons l'attendre.

Plusieurs autres questions se présentent, parmi lesquelles je mentionnerai seulement l'absorption des rayons X et γ en général et ses discontinuités sur les niveaux atomiques K, L , etc., qui pourraient être examinées en partant de la conclusion à laquelle nous sommes arrivé et que nous pouvons préciser ainsi :

Les photons ne pénètrent dans l'intérieur des atomes qu'aux niveaux d'énergie eV égale à leur quantum $h\nu$, où ils éprouvent, en l'absence des électrons, une diffusion cohérente.

Cette conclusion exprime-t-elle une règle bien établie? Avouons que parmi les idées qui nous ont guidés il y en a qui n'ont pas encore leur place dans la physique moderne et je m'excuse si on les a trouvées trop audacieuses. Mais nous ne devons pas laisser inaperçu que nous avons vérifié cette conclusion empiriquement par des voies très différentes et toujours avec un bon succès, et cela indépendamment, enfin, de toute hypothèse théorique. J'ose dire que dans d'autres cas une telle vérification pourrait, en général, être regardée comme parfaitement suffisante. Mais vu la grande portée de la dite règle il conviendra bien de la soumettre encore à d'autres contrôles.

Manuscrit reçu le 10 juin 1932.
