

REMARQUES
RELATIVES A L'ARTICLE DE M. POSEJPAL :
“ SUR LE PASSAGE
DES RAYONS PHOTONIQUES
PAR LES ATOMES ”

PAR

V. TRKAL et F. ZAVIŠKA



EXTRAIT DE
« LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM »
JUIN 1933. Série VII, T. IV, N° 6, pp. 269-277.

REMARQUES RELATIVES A L'ARTICLE DE M. POSEJPAL :
« SUR LE PASSAGE DES RAYONS PHOTONIQUES PAR LES ATOMES »

Par V. TRKAL et F. ZÁVIŠKA.

Sommaire. — 1. M. Posejpal imagine que les photons ne pénètrent dans un atome ou molécule qu'à une certaine profondeur et calcule pour la vapeur d'eau et pour des gaz rares la distance moyenne a , jusqu'à laquelle le photon $h\nu$ peut pénétrer, cette distance étant comptée à partir du centre du noyau atomique, ou du centre de la molécule. L'auteur suppose que a est une fonction linéaire de la longueur d'onde et par l'extrapolation de cette relation il détermine pour des gaz rares les rayons a_0 correspondant aux longueurs d'onde λ_0 déduites de l'équation $h\nu_0 = eV$, V étant le potentiel d'ionisation des gaz en question. Ces valeurs doivent être en bon accord avec celles des rayons de la couche électronique extérieures qui ont été déterminées par MM. Cabrera, Grimm et Schwendenwein. Ces résultats sont tout à fait erronés.

2. Le coefficient d'absorption des rayons α et β a été calculé, il y a dix ans, par M. Wentzel (1922). M. Posejpal (1930) retrouve ce résultat dans le cas de la diffusion des rayons X et γ sans changement de longueur d'onde et obtient le coefficient $\mu = N^3 \pi a^2$, N^3 étant le nombre d'atomes par unité de volume et a la distance moyenne du noyau atomique à laquelle un photon de fréquence ν peut pénétrer. Cette formule exprimera, d'après M. Posejpal, le coefficient de diffusion par effet Compton $\mu' = ZN^3 \pi r^2$, r étant le rayon de l'électron et Z le nombre atomique du diffuseur. Il trouve donc pour le coefficient de

diffusion totale par l'électron l'expression $\mu_c = \frac{\pi a^2}{Z} + \pi r^2$ et pour le coefficient spécifique

la formule $\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_0 \pi}{A} (a^2 + Zr^2)$, où $a = \alpha + \beta \lambda$ (α et β désignant des quantités constantes). Il n'est pas utile de s'étendre longuement sur les succès qu'a remportés, d'après M. Posejpal, sa théorie; dans ce court exposé, on montre que ces résultats de M. Posejpal sont erronés; la relation linéaire $a = \alpha + \beta \lambda$ n'est pas juste et la théorie de M. Posejpal est totalement incapable d'interpréter l'existence de l'extra-absorption du plomb de M. Chao.

3. Enfin, la conception de l'éther proposée par M. Posejpal nous conduit à des conséquences absolument inadmissibles.

Dans le *Journal de Physique et le Radium*, [t. 3 (1932), p. 390], M. Posejpal a publié sous le titre indiqué un Mémoire contenant beaucoup d'erreurs graves; nous en voulons faire remarquer quelques-unes, au moins les plus importantes.

1. — La première partie du Mémoire de M. Posejpal est consacrée à l'entraînement de la lumière par le mouvement du milieu. Il suppose l'existence de l'éther corpusculaire, les corpuscules éthériens étant des atomes de nombre atomique égal à zéro. Ces corpuscules sont polarisés à l'intérieur des atomes et des molécules et deviennent fixés à leurs positions, formant ainsi une enceinte d'éther polarisé, qui pénètre les atomes en étant entraîné par eux. L'éther libre est toujours en repos. Soit d le trajet moyen effectué par le photon dans l'enceinte de l'éther polarisé, δ celui que ce même photon aura à parcourir dans l'éther

libre avant qu'il atteigne une autre enceinte éthérienne; de plus, soit c la vitesse de la lumière dans l'éther libre, c' celle dans l'enceinte éthérienne, c_1 la vitesse de la lumière dans le milieu en repos et c_2 celle dans le milieu entraîné par la vitesse p dans la direction du rayon, toutes ces vitesses étant mesurées par rapport à l'éther fixe. Dans le cas du milieu en repos, on a d'après l'auteur

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

dans le cas du milieu en mouvement, l'auteur arrive à l'équation

$$\frac{a}{c'} + \frac{\delta}{c - p} = \frac{d + d \frac{p}{c'} + \delta \frac{c}{c - p}}{c_2}. \quad (2)$$

En posant $c_2 = c_1 + kp$, où k est le coefficient d'entraînement de la lumière de Fresnel, on tire des équations (1) et (2) pour k l'expression

$$k = 1 - \frac{l}{n^2}, \quad (3)$$

$n = c/c_1$ étant l'indice de la réfraction du milieu et de plus

$$l = \frac{\delta}{d + \delta}. \quad (4)$$

Pour trouver une vérification expérimentale de cette expression de k , il serait nécessaire tout d'abord de déterminer les valeurs d et δ , ou du moins leur rapport. C'est ce que l'auteur ne fait pas du tout, il se contente d'affirmer que pour les gaz et les vapeurs sous faibles pressions la valeur l est sensiblement égale à $1/n$. Voilà sa démonstration: En écrivant dans l'équation (1)

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

on a

$$\frac{d}{c} + \frac{\delta}{c} = \frac{\delta}{c_1} + \frac{d}{c_1} - \varepsilon \frac{d}{c} \quad (5)$$

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

$$l = \frac{\delta}{d + \delta} = \frac{c_1}{c} = \frac{1}{n}. \quad (6)$$

Ici, sans doute, c'est la partie principale de la démonstration qui manque, savoir que a valeur absolue de la différence $\frac{d}{c_1} - \varepsilon \frac{d}{c}$ est en effet négligeable pour les gaz et les vapeurs sous faibles pressions à côté des autres membres de l'équation (5). Mais parce que dans le cas actuel d est très petit par rapport à δ , il suffit de démontrer que la valeur absolue de la différence $\frac{d}{c_1} - \varepsilon \frac{d}{c}$ est très petite par rapport à $\frac{d}{c}$. Nous avons

$$\frac{a}{c_1} - \varepsilon \frac{d}{c} = \frac{d}{c_1} + \frac{d}{c} - \frac{d}{c'} = \frac{d}{c} \left(1 + n - \frac{c}{c'} \right).$$

Or, l'équation (6) est en défaut à moins que la valeur absolue du dernier membre ne soit pas très petite par rapport à $\frac{d}{c}$.

Quant à cette condition, grâce aux nombres calculés par M. Posejpal dans son Mémoire pour la vapeur d'eau, on peut se convaincre facilement, si elle est satisfaite ou non. En se servant des mesures de M. Zeeman, l'auteur a calculé que le rapport c'/c décroît de 0,103 à 0,052, si la longueur d'onde croît de 4 500 à 6 870 Angström. Il s'ensuit que le rapport c/c' croît dans cet intervalle de 10 à 20 approximativement. Or, la valeur absolue de la différence $\frac{d}{c} \left(1 + n - \frac{c}{c'}\right)$ est contenue entre $8 \frac{d}{c}$ et $18 \frac{d}{c}$ et par conséquent elle n'est pas très petite par rapport à $\frac{d}{c}$. Voilà pourquoi la démonstration de l'équation (6) donnée par M. Posejpal n'est pas valable pour la vapeur d'eau; on peut dire qu'il en est de même pour les autres gaz.

Pour faire voir que l'équation (6) est assez bien satisfaite pour la vapeur d'eau au moins, l'auteur calcule les valeurs l (pour les longueurs d'onde employées par M. Zeeman, la densité de la vapeur étant 0,0005) de la manière suivante: En tenant compte de l'équation (1) on trouve

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

Ainsi on peut substituer dans le dernier membre de cette équation les valeurs c'/c , calculées par l'auteur, ce qui nous rend l . L'auteur dit que la différence $l - \frac{1}{n}$ ne fait que 0,0137 à 0,0147 pour 100 de la valeur de l , ce qui est juste, comme le montre le tableau I.

TABLEAU I. — Vapeur d'eau, densité 0,0005.

$\lambda \cdot 10^3$ cm	4 500	4 580	5 461	6 870
l	$1 - 18 \cdot 10^{-6}$	$1 - 18 \cdot 10^{-6}$	$1 - 10 \cdot 10^{-6}$	$1 - 8 \cdot 10^{-6}$
$\frac{1}{n}$	$1 - 159 \cdot 10^{-6}$	$1 - 159 \cdot 10^{-6}$	$1 - 157 \cdot 10^{-6}$	$1 - 156 \cdot 10^{-6}$

Il est évident qu'il y a beaucoup d'autres valeurs approximatives pour l , qui nous rendraient le même service, en étant plus satisfaisantes. Une telle valeur est par exemple 1.

Mais en vérité, ce n'est pas la valeur de l dont on a besoin, c'est plutôt celle de $1 - l$. L'auteur imagine que les photons ne pénètrent qu'à une certaine profondeur dans l'enceinte éthérienne. Il déduit pour la distance moyenne a , jusqu'à laquelle le photon $h\nu$ peut pénétrer, cette distance étant comptée à partir du centre du noyau atomique (ou du centre de la molécule supposée sphérique), l'équation

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

Ici N^3 désigne le nombre d'atomes (molécules) dans l'unité de volume, R est le rayon d'enceinte éthérienne, dont l'auteur suppose qu'il est égal au rayon de l'atome ou bien

à celui de la molécule. Il substitue dans cette équation $1/n$ à l , d'où il suit que c'est la valeur de a qu'il calcule ainsi de l'équation

$$1 - \frac{1}{n} = \frac{4\pi N^3 (R^3 - a^3)}{3(1 - N^2\pi a^2)}. \quad (8)$$

En tenant compte du tableau I, on trouve immédiatement que pour la vapeur d'eau les valeurs $1 - \frac{1}{n}$ sont de 9 à 19 fois plus grandes que celles de $1 - l$, de manière que la solution de (8) ne satisfait pas à (7), même approximativement. Si l'on prend, suivant l'auteur, 1,45 Å pour le rayon R de la molécule d'eau, on en déduit, grâce à (7), pour les longueurs d'onde du tableau I, $a = 1,41; 1,41; 1,43; 1,43$ Å, tandis que l'auteur — qui au fond cherche la solution de l'équation (8) — a trouvé $a = 0,924; 0,925; 0,936; 0,945$ Å. Il reste absolument incompréhensible, que l'auteur, après avoir calculé les valeurs l pour la vapeur d'eau, cherche la solution de l'équation (8) au lieu de se servir de (7).

Cela fait, l'auteur a appliqué le même calcul aux gaz rares. Mais il cherche de nouveau la solution de (8), car il ne cesse pas de substituer $1/n$ à l dans (7) quoiqu'il soit sûr, qu'il n'en a pas le droit. En effet, on peut trouver sans difficulté l'expression la plus générale et en même temps exacte pour $1 - l$. Il suffit à cet effet de rapprocher la formule (3) de celle, trouvée par H. A. Lorentz, savoir

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} + \frac{\nu}{n} \frac{dn}{d\nu}.$$

Ce calcul nous donne

$$1 - l = n\nu \frac{dn}{d\nu}.$$

Cette expression donne des valeurs considérablement plus petites que $1 - \frac{1}{n}$ et par conséquent toutes les valeurs du tableau IV du Mémoire de M. Posejpal sont erronées, leur calcul étant fautif. D'ailleurs la solution juste de (7) est pour nous dépourvue d'intérêt, cette équation étant déduite à son tour d'une façon qui n'est pas moins fautive.

L'auteur a calculé les valeurs de a pour 6 ou 7 longueurs d'onde, qui sont situées dans le spectre visible. Ces valeurs ne sont que très peu influencées par la longueur d'onde ; si λ croît de 4 800 à 6 348 Å, la valeur a décroît de 1,5 pour 100 pour Xe, ou bien 0,06 pour 100 pour He. Mais cela n'empêche pas du tout l'auteur de supposer que a soit une fonction linéaire de λ . De plus, pour déterminer le rayon a_0 pour la longueur d'onde qui correspond au potentiel d'ionisation du gaz en question, il suppose que cette relation linéaire puisse être appliquée aussi aux valeurs considérablement plus petites (504 Å pour He !). D'ailleurs, l'équation (7) elle-même nous apprend que la dépendance fonctionnelle de a et λ n'est pas du tout linéaire. L'auteur affirme que les valeurs trouvées pour le rayon a_0 s'accordent bien avec les rayons de la première couche électronique, déterminés par MM. Cabrera, Grimm et Schwendenwein. Quant à cela, si l'on tient compte du tableau V de l'auteur lui-même, on ne peut guère parler d'un accord. De plus, nous croyons d'avoir suffisamment démontré que le calcul des valeurs a , fait par l'auteur, est erroné.

En résumant ce que nous venons d'établir ici, on trouve que la conclusion de la première partie du Mémoire de M. Posejpal, savoir, que les distances auxquelles pénètrent dans l'enceinte éthérienne les photons correspondent aux niveaux atomiques de la même énergie, c'est-à-dire de l'énergie eV égale au quantum $h\nu$, repose sur des considérations erronées.

2. — Malheureusement, la même objection peut être faite quant aux résultats de la deuxième partie du Mémoire en question. L'auteur démontre que le coefficient de diffusion des rayons de haute fréquence peut s'écrire sous la forme

$$\mu = N^3 \pi a^2 \quad (9)$$

(N^3 = nombre d'atomes dans l'unité de volume, a = distance du noyau correspondant au niveau atomique de l'énergie $Ve = h\nu$).

Il dit : « Cette équation que j'ai déduite pour la première fois en 1930 [*Rozpravy de la 2^e classe de l'Académie tchèque*, année 40, n° 3 (1930), (1)] donne le coefficient de diffusion des rayons photoniques sur les niveaux atomiques dans le cas idéal de l'absence des électrons périphériques ». (*Journ. de Phys.*, t. 3 (1932), p. 398). Mais on trouve une démonstration parfaitement rigoureuse de la formule (9) dans le Mémoire de M. G. Wentzel, *Zur Theorie der Streuung von β -Strahlen*, *Ann. der Phys.*, 69 (1922), p. 355, pour les rayons α et β ; elle est totalement indépendante de toute forme particulière du rayon a de la sphère de protection du noyau atomique. Il est clair que les divers corpuscules (α ou β) se déplaceront en ligne droite, tant que ce corpuscule ne rencontrera pas la surface de la sphère de protection d'un noyau.

Cette méthode est ici, dans le cas actuel (diffusion des rayons X et γ), inapplicable; la diffusion des rayons X et γ sur les atomes matériels est un phénomène complexe : une partie de la radiation primaire est diffusée suivant un mécanisme dont seule la théorie des quanta (effet Compton) a rendu compte.

M. Posejpal dit que le coefficient de diffusion des rayons de haute fréquence par l'effet Compton s'exprimera par la formule

$$\mu' = ZN^3 \pi r^2$$

où $r = 1,872.10^{-13}$ cm (rayon de l'électron). D'après cette formule le coefficient μ' serait indépendant de la fréquence ν du rayonnement incident, supposé monochromatique. Au contraire, on sait depuis longtemps que les coefficients μ' de diffusion des rayons γ durs dans le cas des éléments légers diminuent quand la fréquence ν s'abaisse; μ' tend vers zéro lorsque la longueur d'onde diminue indéfiniment. Les résultats expérimentaux obtenus par MM. Ahmad, Tarrant, M^{lle} Meitner et M. Hupfeld, MM. Jacobsen, Chao s'accordent parfaitement avec la formule de MM. Klein et Nishina, comme le prouve, par exemple : C.-Y. Chao, *The Abnormal Absorption of Heavy Elements for Hard γ -Rays*. [*Proc. Roy. Soc. A*, vol. 135 (1932), p. 206] (2).

M. Posejpal a montré, par un raisonnement très simple (mais imparfait et de plus absolument incorrect) qu'on pouvait tenir compte de cette dépendance de la fréquence, tout en conservant la formule

$$\mu' = ZN^3 \pi r^2 \quad \text{et} \quad \mu = N^3 \pi a^2,$$

en remplaçant la distance a par l'expression suivante, qui dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident,

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

où α et β désignent des quantités constantes. En combinant cette relation avec les équations précédentes, il vient

$$\mu_e = \frac{\pi a^2}{Z} + \pi r^2 \quad \text{et} \quad \frac{\mu}{\rho} = \frac{N_0 \pi}{A} (a^2 + Zr^2),$$

(μ_e = coefficient de diffusion totale par électron, ρ = poids spécifique, A = poids atomique, Z = nombre atomique, N_0 = nombre d'Avogadro).

(1) D'après ce Mémoire de M. Posejpal (cf. aussi *Bull. intern. de l'Académie des Sc. de Bohême*, XXXI (1930), p. 140-145, et V. Posejpal, Détermination directe du volume de l'électron, *C. R. de l'Académie des Sc.*, t. 191 (1930), N° 21, p. 1000-1002) le coefficient massique $(\sigma/\rho)_H$ de diffusion des rayons γ durs dans l'hydrogène s'exprime par la formule évidemment erronée $(\sigma/\rho)_H = \pi r^2/m_H = 0,068 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ($r = 1,9.10^{-13}$ cm = rayon de l'électron, $m_H = 1,662.10^{-24}$ g = masse de l'atome d'hydrogène); voir aussi la critique de V. Trkal, Passage des rayons durs à travers une matière ne renfermant que des éléments très légers, *Bull. intern. de l'Acad. des Sc. de Bohême*, XXXIII (1932), et *Rozpravy de la 2^e classe de l'Acad. tchèque*, année 42, n° 15, 1930, pp. 1-26.

(2) Mémoire cité par M. Posejpal, p. 403, en bas de la page, note 3.

L'erreur provient de ce que M. Posejpal dit, en bas de la page 398, 3^e ligne, que « l'équation $\mu = N^3 \pi a^2$ 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 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 $\mu = N^3 \pi a^2$, pour leur coefficient de diffusion par l'effet Compton la formule $\mu' = Z N^3 \pi r^2$; en désignant par μ_e le coefficient de diffusion totale par électron, nous avons $\mu_e = \frac{\pi a^2}{Z} + \pi r^2$ et pour le coefficient d'absorption spécifique des rayons très durs la formule $\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_0 \pi}{A} (a^2 + Z r^2)$ », ce qui est une inadvertance manifeste.

Nous montrerons maintenant, par quelques exemples que cette relation de M. Posejpal

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

n'est pas juste. Sur la figure 1, les points indiqués par des petits cercles $\circ \bullet \bullet \bullet$ représentent les valeurs de

$$y = \sqrt{\frac{\mu}{\rho} - \frac{N_0 Z}{A} \pi r^2} = f(\lambda)$$

déduites des coefficients massiques d'absorption μ/ρ des rayons X observées (voir le *Internat. Critic. Tables*, Vol. VI, Table 5, p. 15) pour les éléments C 6, Mg 12, Al 13, S 16, Cu 29. Les valeurs théoriques de y , calculées à partir de la formule de M. Posejpal $a = \alpha + \beta \lambda$, sont les ordonnées des droites, indiquées en pointillé — — — sur la figure 1.

Pour soumettre la théorie de M. Posejpal (d'après laquelle les points représentés par de petits cercles blancs $\circ \circ \circ$ se placent, dans le cas du même élément, presque rigoureusement sur droite, indiquée en pointillé — — — sur la figure 1) au contrôle de l'expérience, on peut considérer les courbes $\dots \circ \dots \circ \dots \circ \dots \circ$ choisies de la manière à relier le mieux possible les résultats expérimentaux.

Ces résultats erronés sont-ils fortuits? Proviennent-ils de la méthode imaginée par M. Posejpal (1)? Ce sont questions que nous n'avons pas le loisir de résoudre.

Voici un autre exemple où il s'agit des résultats d'expérience, obtenus par la méthode de M. Chao [The Abnormal Absorption of Heavy Elements for Hard Rays, *Proc. Roy. Soc.*, A, Vol. 135 (1932), p. 206], et de ceux de M. Posejpal qui nous permettent de calculer les valeurs correspondantes de μ_e tirées de la formule théorique de M. Posejpal

$$\mu_e = \frac{\pi a^2}{Z} + \pi r^2,$$

où $r = 1,872 \cdot 10^{-13}$ cm (rayon de l'électron),

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

et

$$\alpha \cdot 10^{11} = \begin{cases} 0,0769 & \pm 0,0050 \text{ cm pour Mg } (Z = 12) \\ 0,0917 & \pm 0,0044 \text{ cm pour Al } (Z = 13) \end{cases}$$

$$\beta = \begin{cases} 0,000 405 & \pm 0,000 030 \text{ pour Mg} \\ 0,000 432 2 & \pm 0,000 008 2 \text{ pour Al,} \end{cases}$$

λ étant la longueur d'onde en 10^{-11} cm.

(1) M. Posejpal n'a utilisé pour $\frac{\mu}{\rho}$ que les nombres dont la valeur numérique de y correspondante est, dans la fig. 1, représentée par de petits cercles blancs $\circ \circ \circ$.

TABLEAU II. — Coefficient d'absorption par électron (μ_e),
 λ en 10^{-11} cm, μ_e en cm^2 . (Cf. fig. 2.)

λ	$\mu_e \cdot 10^{25}$			
	Mg ($Z = 12$)		Al ($Z = 13$)	
	M. POSEJPAL (théor.)	M. CHAO (expér.)	M. POSEJPAL (théor.)	M. CHAO (expér.)
5,9	2,75	1,25	3,26	1,50
6,6	2,76	1,43	3,29	1,64
7,9	2,78	1,56	3,31	1,64
9,3	2,81	1,70	3,31	1,79

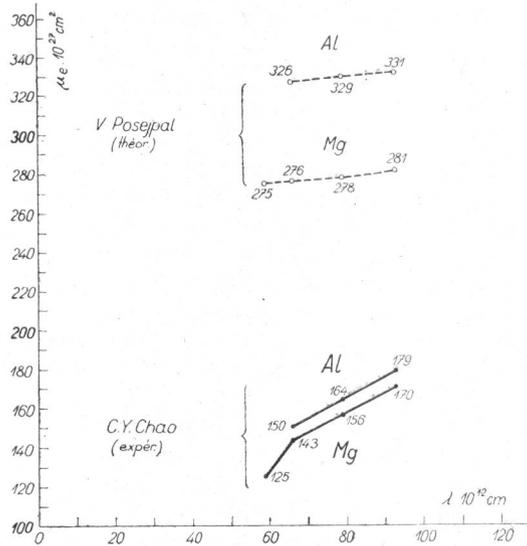


Fig. 2. — Graphique du coefficient d'absorption par électron,
 $\mu_e \cdot 10^{27} \text{ cm}^2$ pour les rad. $\lambda = 5,9; 6,6; 7,9; 9,3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$.

Désaccord : les rayons γ durs sont moins diffusés que ne l'indique la théorie de M. Posejpal. Donc la formule de M. Posejpal $a = \alpha + \beta\lambda$ est même ici fautive. On voit qu'on ne doit pas, grâce à ces résultats, considérer la relation mentionnée comme valable.

M. Posejpal considère, en bas de la page 401, aussi les équations :

$$a_1 = \alpha + \beta\lambda_1 \tag{10}$$

$$\frac{Ze^2}{a_1} = h \frac{c}{\lambda_1} \tag{11}$$

Il trouve ainsi la longueur d'onde limite

$$\lambda_1 = \frac{\alpha}{\frac{Ze^2}{hc} - \beta} \tag{12}$$

et la valeur limite de la distance du noyau atomique

$$a_1 = \frac{\alpha}{\frac{Ze^2}{hc} - \beta} \cdot \frac{Ze^2}{hc} \quad (13)$$

sensiblement égale à celle que M. Rutherford appelle le rayon du noyau atomique.

Il est clair que ce résultat est tout à fait fortuit.

Puisque la relation $a = \alpha + \beta\lambda$ n'est pas valable, on voit sans peine que les équations (12) et (13) n'ont aucun sens physique. D'autre part il est clair que la conclusion de M. Posejpal sur l'extra-absorption du plomb de M. Chao (d'après M. Posejpal, *Ibid.*, p. 405, 406, discontinuité dans l'absorption de l'aluminium et du magnésium) est évidemment erronée. En effet, la valeur limite de la longueur d'onde λ_1 (voir l'équation (12)) n'a aucun sens physique, car on l'obtient en employant l'équation $a = \alpha + \beta\lambda$, démontrée fautive, ainsi que l'équation (11) introduite tout à fait arbitrairement par l'auteur.

Enfin, nous pouvons affirmer que la conclusion finale de M. Posejpal (p. 407) : « 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 » n'est pas juste. Sa démonstration, reposant sur l'emploi de la formule $a = \alpha + \beta\lambda$, est entièrement inadmissible.

3. — Pour point de départ de ses considérations sur le passage des photons par les atomes M. Posejpal utilise la conception que « l'éther a une structure corpusculaire, les corpuscules éthériens étant des atomes de nombre atomique égal à zéro, dont le noyau est formé par un proton et un électron » (cf, p. 391). L'auteur a eu l'occasion d'exposer ailleurs ⁽¹⁾ ces idées. Il dit (l. c. p. 245) : « Vu que le diamètre de l'électron est sensiblement mille fois plus grand que celui du proton, nous admettons que, dans leur union, le proton vient se placer au centre de l'électron. Nous admettons de plus, comme évident, que cette union n'a pas changé leurs propriétés physiques, de sorte que l'un comme l'autre conservera son volume et sa charge électrique et sera alors soumis aux forces du champ électromagnétique de même que s'il était libre. Ces forces, étant toujours égales et de sens contraire, ne peuvent effectuer de travail sur le corpuscule autrement qu'en augmentant son énergie interne (énergie potentielle), mais elles ne l'accélèrent pas. D'autre part, la masse inerte du proton et de l'électron en repos, qui est égale à l'énergie potentielle avant leur union, disparaîtra après cette union en même temps que cette énergie-là, de sorte que le corpuscule éthérien normal ne possède pas de masse inerte. De plus, de même que dans l'atome l'énergie potentielle se transforme en radiation d'après la relation du quantum, nous admettons pour le corpuscule éthérien, la même loi ».

La formation de chaque corpuscule éthérien est donc d'après l'auteur suivie de l'émission du quantum $h\nu = Mc^2$, M étant la masse du proton en repos, et l'espace occupé par l'éther doit être rempli d'une radiation de fréquence $\nu = 2,28.10^{23}$ sec⁻¹. Pour la densité d'énergie de cette radiation dans l'éther libre l'auteur obtient une valeur énorme 0,55.10²⁵ erg/cm³. Nous tenons pour superflu de démontrer que ces idées ⁽²⁾ sont inadmissibles.

(1) *Bull. intern. de l'Académie des Sc. de Bohême*, XXIX (1928), p. 244.

(2) Voir aussi la critique de F. Závíska dans le *Bull. intern. de l'Académie des Sc. de Bohême*, XXXII, (1931), p. 31.