

# ANNALES DE L'I. H. P.

N.F. MOTT

## **Théorie de l'absorption interne des rayons $\gamma$**

*Annales de l'I. H. P.*, tome 4, n° 2 (1933), p. 207-220

[http://www.numdam.org/item?id=AIHP\\_1933\\_\\_4\\_2\\_207\\_0](http://www.numdam.org/item?id=AIHP_1933__4_2_207_0)

© Gauthier-Villars, 1933, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'I. H. P. » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme  
Numérisation de documents anciens mathématiques  
<http://www.numdam.org/>

## Théorie de l'absorption interne des rayons $\gamma$

PAR

N. F. MOTT

---

On sait que les rayons  $\gamma$  des corps radioactifs sont toujours émis *après* le départ de la particule  $\alpha$  ou  $\beta$ . Dans certains cas, le départ de la particule  $\alpha$  ou  $\beta$  peut laisser le noyau dans un état excité qui ne dure d'ailleurs qu'un temps extrêmement court (de l'ordre de  $10^{-13}$  sec.), après lequel le noyau retombe dans son état primitif en émettant un nouveau quantum de rayonnement  $\gamma$ .

Le rayonnement  $\gamma$  n'arrive pas toujours à s'échapper de l'atome sous sa forme primitive ; une certaine proportion des quanta émis est absorbée par les électrons de la couche K ou de la couche L, du même atome qui a donné naissance au rayon  $\gamma$  considéré. Dans ce cas, des électrons sont projetés hors de l'atome, dont l'énergie  $W$  est liée à celle  $h\nu$  du quantum par la loi d'Einstein

$$W = h\nu - W_{\Delta},$$

où  $W_{\Delta}$  est l'énergie minima d'extraction d'un électron de la couche K, ou de la couche L. On est également obligé d'admettre qu'en dehors du processus d'absorption photoélectrique il existe un autre mécanisme donnant lieu à une émission électronique ; dans certains cas, on doit admettre l'existence d'une interaction directe entre le noyau et l'électron K, de façon qu'un noyau puisse céder son énergie d'excitation à

un électron, sans intervention d'aucun rayonnement de nature électro-magnétique. Dès 1922, SMEKAL <sup>(1)</sup> avait proposé une hypothèse de ce genre. On constate que le rapport entre le nombre observé de particules  $\beta$  et le nombre de quanta de rayonnement  $\gamma$  associés varie entre 0.001 et 0.3, mais qu'il existe aussi quelques raies pour lesquelles on observe un nombre assez grand de particules  $\beta$ , sans aucun rayonnement  $\gamma$ . Il n'est guère possible d'admettre que chaque quantum  $\gamma$  émis soit absorbé par les électrons périphériques, et nous sommes de cette façon forcés à adopter l'hypothèse de SMEKAL. Nous reviendrons plus loin sur cette question.

Supposons maintenant que le noyau d'un corps radioactif quelconque ne puisse exister que dans deux états d'énergie  $E_0$  et  $E_m$ , et supposons encore que  $Nx_n$  fois sur  $N$  désintégrations, le départ de la particule  $\alpha$  ou  $\beta$  laisse le noyau excité dans l'état d'énergie  $E_m$ . On peut mesurer  $x_n$  ; si  $\lambda$  est la constante de désintégration,  $\lambda x_n$  sera le nombre de quanta  $\gamma$  et de particules  $\beta$  émis par atome et par seconde. Le calcul de  $x_n$  est impossible si l'on ne connaît pas la structure du noyau.

Soit  $g$  la probabilité pour qu'un noyau excité émette par seconde un quantum qui s'échappe de l'atome sans être absorbé, et soit  $b$  la probabilité pour qu'un électron périphérique soit projeté. Posons

$$(1) \quad p = b + g ;$$

$p^{-1}$  sera alors la vie moyenne de l'état excité. Nous n'avons aucun renseignement, ni théorique ni expérimental, sur  $p$  ; la vie moyenne  $p^{-1}$  pourrait avoir une valeur comprise entre  $10^{-11}$  et  $10^{-15}$  sec.

Le nombre des particules  $\beta$  émises à chaque désintégration est  $x_n b / p$  et le nombre de quanta  $\gamma$ ,  $x_n g / p$ . On peut mesurer ces deux quantités ; on connaît donc expérimentalement la valeur du rapport  $b/g$ , malgré qu'on ne puisse pas connaître les valeurs absolues de  $b$  et de  $g$ . Nous nous proposons d'étudier dans ce qui suit le problème du calcul de ce rapport.

HULME <sup>(2)</sup> a réussi le premier à obtenir des résultats théoriques en accord avec l'expérience. Cet auteur assimile le rayonnement  $\gamma$  au champ électromagnétique d'un dipôle placé au centre du noyau ; ce

(1) A. SMEKAL, *Zeits f. Phys.*, t. 10, p. 275, (1922).

(2) *Proc. Roy. Soc. A.*, t. 138, p. 138, 1932.

champ peut s'écrire sous la forme

$$(2) \quad \left. \begin{aligned} A_0 &= Br^{-1} i e^{2\pi i(r/\lambda - vt)} \cos \theta (1 + i/qr) \\ &\quad + \text{la quantité complexe conjuguée.} \\ A_z &= Br^{-1} i e^{2\pi i(r/\lambda - vt)} \\ &\quad + \text{la quantité complexe conjuguée.} \\ A_x &= A_y = 0, \quad \text{ou} \quad q = 2\pi\nu/c \end{aligned} \right\}$$

et  $A_0$  et  $\mathbf{A}$  sont les potentiels scalaire et vecteur. L'énergie rayonnée par ce champ est  $16\pi^2 B^2 \nu^2 / 3c$  erg par seconde, c'est-à-dire  $16\pi^2 B^2 \nu / 3hc$  quanta, où  $B$  est une constante inconnue. HULME admet qu'il faut poser

$$p = 16\pi^2 B^2 \nu / 3hc,$$

et calcule  $b$  par la méthode utilisée dans le traitement de l'effet photo-électrique, c'est-à-dire, il pose

$$b = \frac{4\pi^2}{h} \sum \left| \int \psi_f^* [eA_0 + e\sigma_3 \sigma \cdot \mathbf{A}] \psi_0 d\tau \right|^2.$$

$\psi_0$  est la fonction d'onde relativiste <sup>(1)</sup> de l'électron  $K$  ;  $\psi_f$  est la fonction d'onde de l'électron libre, d'énergie  $h\nu - W_A$  ; il faut effectuer la sommation pour tous les états libres que l'électron peut occuper.  $\rho_3, \sigma$  sont les matrices introduites par DIRAC.

La quantité  $b$  est proportionnelle à  $|B|^2$ , de sorte que le rapport  $b/p$  ne contient plus la constante inconnue  $B$ , et par conséquent peut être calculé. Posons  $b/p = \alpha$  ; la constante  $\alpha$  s'appelle le « coefficient de conversion interne » et l'on a :

$$(4) \quad b/g = \alpha / (1 - \alpha).$$

Les valeurs de  $b/g$ , calculées de cette manière, sont en bon accord avec celles qui ont été mesurées par ELLIS et ASTON <sup>(2)</sup> pour quelques-unes des raies du Radium C, mais il en reste plusieurs dont les valeurs calculées sont environ six fois trop petites.

Examinons maintenant l'hypothèse sur laquelle est fondé ce calcul et qui assimile le champ d'un rayon  $\gamma$  à celui d'un dipôle. Supposons que ce rayonnement soit dû à une particule de charge  $e'$  (par exemple,

(1) Calculée d'après la théorie de DIRAC.

(2) *Proc. Roy. Soc. A*, t. 129, p. 180, 1930.

une particule  $\alpha$ ) située dans le noyau, qui se trouve lui-même dans un état excité. Soit  $R$  la coordonnée de la particule considérée,  $\chi_n(\mathbf{R})$  la fonction d'onde de l'état nucléaire excité, et  $\chi_0(\mathbf{R})$  la fonction d'onde de l'état fondamental.

Dans ce cas, suivant KLEIN (1), le champ électromagnétique rayonné par le noyau peut se calculer d'après la théorie classique de MAXWELL, en admettant qu'il y ait dans le noyau une charge vibrante de densité électrique égale à

$$(5) \quad \rho_{on} = e' \chi_0^* \chi_n e^{-2\pi i \nu t} + e' \chi_0 \chi_n^* e^{2\pi i \nu t},$$

avec  $h\nu = W_n - W_0$ , où  $W_n$ ,  $W_0$  sont les énergies des deux états nucléaires. En d'autres termes le potentiel scalaire satisfait à l'équation

$$(6) \quad \Delta A_0 - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} = 4\pi \rho_{on},$$

et, de la même façon, le potentiel vecteur satisfait à

$$(7) \quad \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 4\pi \mathbf{j}_{on}$$

où

$$\mathbf{j}_{on} = \chi_0^* \rho_3 \sigma \chi_n e^{-2\pi i \nu t} + \text{la quantité complexe conjuguée.}$$

La solution de l'équation (6) peut s'écrire sous la forme

$$A_0 = a_0 e^{-2\pi i \nu t} + a_0^* e^{2\pi i \nu t}$$

où  $a_0$  satisfait à l'équation

$$\Delta a_0 + q^2 a_0 = 4\pi e' \chi_0^* \chi_n, \quad (q = 2\pi\nu/c)$$

dont la solution est

$$(8) \quad a_0(r) = \int \exp [iq|R-r|] / |R-r| \cdot \chi_0^*(\mathbf{R}) \chi_n(\mathbf{R}) d\mathbf{R}$$

(1) *Zeits. f. Physik.*, t. 41, p. 407, 1927.

THÉORIE DE L'ABSORPTION INTERNE DES RAYONS  $\gamma$

Si  $r \geq R$ , l'exponentielle  $[q^i | \mathbf{R} - \mathbf{r} |] / | \mathbf{R} - \mathbf{r} |$  peut se développer <sup>(1)</sup> en série de fonctions de Legendre :

$$(9) \quad \frac{\exp[iq | \mathbf{R} - \mathbf{r} |]}{| \mathbf{R} - \mathbf{r} |} = \sum_l F_l(R) H_l(r) P_l(\cos \gamma).$$

Ici  $\cos \gamma = \mathbf{R} \cdot \mathbf{r} / Rr$ , et  $F$ ,  $H$  sont des solutions de l'équation

$$(10) \quad \frac{d^2}{dr^2}(rF) + \left[ q^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] (rF) = 0;$$

$F_l$  est la solution bornée, dont la forme asymptotique est

$$(11) \quad F_l \sim (qr)^{-1} \sin \left( qr - \frac{1}{2} l\pi \right);$$

$H_l$  est la solution dont la forme asymptotique est

$$(12) \quad H_l \sim r^{-1} \exp \left( iqr - \frac{1}{2} l\pi i \right).$$

Supposons maintenant que la transition nucléaire  $n \rightarrow 0$  soit une transition « P  $\rightarrow$  S », c'est-à-dire une transition où le moment cinétique du noyau varie d'un seul quantum  $\hbar/2\pi$ .  $\chi_0$  est alors une fonction de  $R$  seulement, et  $\chi_n$  peut s'écrire sous forme

$$\chi_n(\mathbf{R}) = \cos \theta \times \text{fonction de } R.$$

Le seul terme de la série (9) qui ne s'évanouisse pas après l'intégration (8) est celui pour lequel  $l = 1$ ; si  $r$  est en dehors du noyau, de sorte que  $R < r$ , (8) devient

$$(13) \quad a_0 = e' H_1(r) \cos \theta \int \cos \theta F_1(R) \chi_0^*(\mathbf{R}) \chi_n(\mathbf{R}) d\mathbf{R}.$$

Il est facile de montrer que

$$(14) \quad H_1(r) = ir^{-1} e^{iqr} (1 + i/qr).$$

En tenant compte de (14), l'expression (13) peut s'écrire sous la forme (2), avec

$$(15) \quad B = e' \int \cos \theta F_1(R) \chi_0^*(\mathbf{R}) \chi_n(\mathbf{R}) d\mathbf{R}.$$

(1) WATSON, *Theory of Bessel Functions* p. 366.

Remarquons que

$$F_1(R) = (\pi/2qr)^{1/2} J_{3/2}(qr) \cong \frac{1}{3}qr \quad (qr \ll 1).$$

Ainsi, si la longueur d'onde du rayon  $\gamma$  est grande par rapport au rayon du noyau, on peut écrire

$$B = \frac{1}{3} \times \text{moment dipôle de la transition nucléaire.}$$

De la même façon, on peut montrer que le champ électro-magnétique rayonné dans une transition  $D \rightarrow S$  ou  $P \rightarrow P$ , pour lesquelles le moment cinétique du noyau varie de deux ou de zéro unités est celui d'un quadripôle. Celui-ci s'écrit :

$$(16) \quad \left\{ \begin{array}{l} A_0 = -Cr^{-1} e^{2\pi i(r/\lambda - \nu t)} \left\{ 2P_2(\cos \theta) \left[ I + \frac{3i}{qr} - \frac{3}{q^2 r^2} \right] + I \right\} \\ \quad + \text{la quantité complexe conjuguée.} \\ A_z = -3Cr^{-1} e^{2\pi i(r/\lambda - \nu t)} \cos \theta \left[ I + \frac{i}{qr} \right] \\ \quad + \text{la quantité complexe conjuguée.} \end{array} \right.$$

Insistons sur le fait que ces formules ne sont valables que pour des points  $r$  situés à l'extérieur du noyau ; R. H. FOWLER (1) a montré que le potentiel inconnu à l'intérieur du noyau ( $r < 10^{-12}$  cm.) n'a qu'une petite influence sur la valeur de l'intégrale (3).

Nous voyons donc que l'expression de  $b$ , calculée d'après la formule (3), peut s'écrire sous la forme (2).

$$(17) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{4\pi^2}{h} \left| \iint \chi_0^*(\mathbf{R}) \psi_f^*(\mathbf{r}) \frac{\exp[iq|\mathbf{R} - \mathbf{r}|]}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} ee' \left\{ I + \frac{i\hbar}{4\pi mc^2 \sigma \cdot \text{grad}_{\mathbf{R}}} \right\} \right. \\ \left. \chi_n(\mathbf{R}) \psi_0(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{R} \right|^2. \end{array} \right.$$

Selon la théorie relativiste que MÖLLER (3) a donnée de l'interaction de deux particules, l'expression (17) donne la probabilité par seconde

(1) *Proc. Roy. Soc. A*, t. 129, p. 1, (1930).

(2) Les fonctions d'onde  $\psi_f, \psi_0$  sont les fonctions relativistes, calculées d'après la théorie de DIRAC ; l'opérateur  $\beta_3 \sigma$  agit sur leurs composantes. Les fonctions nucléaires  $\chi$  ne sont pas écrites sous forme relativiste, parce que les vitesses des particules nucléaires sont petites par rapport à celle de la lumière.

(3) *Zeits. f. Phys.*, t. 70, p. 786, 1932.

THÉORIE DE L'ABSORPTION INTERNE DES RAYONS  $\gamma$

d'une transition où le noyau transmet son énergie d'excitation à l'électron, sans qu'il ait apparition de rayonnement  $\gamma$  ; si nous faisons  $c \rightarrow \infty$  l'expression (17) devient

$$(18) \quad \frac{4\pi^2}{h} \left| \iint \chi_0^* \psi_f^* \frac{ee'}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} \chi_n \psi_0 d\mathbf{r} d\mathbf{R} \right|^2,$$

et la probabilité de l'émission spontanée d'un quantum tend vers zéro. Ainsi, l'expression (17) garde une valeur finie, même pour les transitions nucléaires  $S \rightarrow S$ , qui sont absolument interdites dans le cas de l'émission d'un rayonnement électromagnétique.

On peut en déduire que l'expression (17), ou l'expression (3), représente la probabilité par seconde pour qu'un électron extra-nucléaire soit projeté soit par interaction directe, soit par émission et absorption d'un quantum. Il n'est guère possible de séparer ces deux mécanismes, ni du point de vue théorique, ni du point de vue expérimental.

Passons maintenant au calcul de  $g$ . On peut facilement calculer le nombre de quanta que rayonnerait le champ de dipôle ou de quadripôle, en absence de tout électron périphérique ; comme nous l'avons vu, ce nombre est, dans le cas d'un dipôle

$$16\pi^2 B^2 \nu / 3hc \text{ quanta par seconde.}$$

Pour en déduire la valeur actuelle de  $g$ , il n'est pas correct de soustraire simplement  $b$ , parce qu'une grande partie de  $b$  est due à l'interaction directe entre l'électron K et le noyau. TAYLOR et MOTT (1) ont montré que l'influence des électrons extra-nucléaires ne se manifeste que par une petite diminution du rayonnement, de l'ordre de  $(e^2/hc)g$ , —  $b/g$  pouvant être en même temps de l'ordre de l'unité, ou même plus grand. Dans le cas d'un dipôle, nous aurons approximativement :

$$\frac{b}{g} = \frac{\frac{4\pi^2}{h} \left| \int \psi_f^* [A_0 + \rho_3 \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{A}] \psi_0 d\tau \right|^2}{16\pi^2 B^2 \nu / 3hc} ;$$

(1) *Proc. Roy. Soc. A.*, Sous presse.

HULME (1), et TAYLOR et MOTT (2) dans leur premier mémoire, ont supposé que l'expression du second membre était égale à  $b/(g - b)$ .

Tandis que HULME calcule le rapport  $b/g$  en supposant que le potentiel du rayon  $\gamma$  est celui d'un dipôle, TAYLOR et MOTT font les mêmes calculs en partant du potentiel d'un quadrupôle. Les transitions  $D \rightarrow S$ ,  $P \rightarrow P$  sont très peu intenses dans le spectre de la structure extranucléaire ; mais, d'après GAMOW et DELBRÜCK (3), et aussi F. PERRIN(4), les intensités des transitions des deux types peuvent être comparables dans le spectre nucléaire. La mécanique ondulatoire permet de démontrer ce résultat, dans le cas où le centre électrique des charges et le centre de gravité des particules nucléaires coïncident, qui ce arrive par exemple dans un noyau idéal constitué uniquement par des particules  $\alpha$ . TAYLOR et MOTT (*loc. cit.*) ont discuté sous ce rapport le modèle de HEISENBERG (5), qui suppose que le noyau est constitué par des protons et des neutrons se transformant constamment et à grande vitesse les uns dans les autres. Ils ont montré que si la fréquence des transformations des protons en neutrons et *vice-versa* est grande en comparaison avec la fréquence des rayons  $\gamma$ , les transitions dipôles auront la même intensité que les transitions quadrupôles.

Dans la figure 1 nous avons tracé le rapport  $b/g$  calculé par HULME (pour le potentiel d'un dipôle) et par TAYLOR et MOTT (pour le potentiel d'un quadrupôle), en fonction de  $mc^2/h\nu$ . Les points représentent les valeurs expérimentales, mesurées par ELLIS et ASTON pour certaines raies du Radium C. Nous voyons que chaque point se trouve (6), soit sur la ligne qui correspond au potentiel du dipôle, soit sur celle du quadrupôle. Nous en déduisons que ces dernières correspondent aux transitions nucléaires  $D \rightarrow S$ , ou  $P \rightarrow P$ , et les autres aux transitions  $P \rightarrow S$ ,  $D \rightarrow P$ . Nous avons ainsi une méthode qui nous permet d'assigner des *nombres quantiques* aux niveaux d'énergie nucléaires.

Il nous reste à discuter le cas du rayon  $\gamma$  du Radium C qui a une énergie de 1416 KV. Expérimentalement, on a trouvé un groupe de

(1) *Loc. cit.*

(2) *Proc. Roy. Soc. A*, t. 138, p. 665.

(3) *Zeits. f. Physik*, 72, p. 492, 1931.

(4) *Comptes rendus*, t. 195, p. 775, 1932.

(5) W. HEISENBERG, *Zeits. Physik.*, vol. 70, p. 1, (1932).

(6) Le degré d'incertitude des points expérimentaux peut être environ 30 %.

THÉORIE DE L'ABSORPTION INTERNE DES RAYONS  $\gamma$

raies  $\beta$  correspondant à une transition de cette énergie, mais on n'a pas pu mettre en évidence un rayonnement  $\gamma$  ayant la fréquence correspondante. On peut donc penser que, pour cette transition, le niveau initial et le niveau final soient tous les deux des niveaux S, c'est-à-dire des niveaux de moment cinétique nul. Dans ce cas, la probabilité d'émission de rayonnement s'évanouit, tandis qu'on trouve une pro-

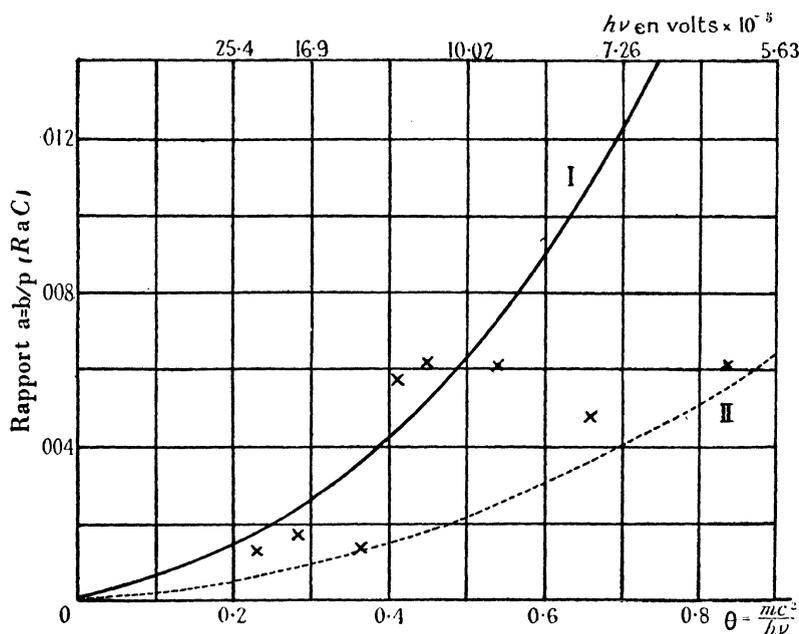


FIG. 1.

Coefficient d'absorption interne,  $\alpha = b/p$  (calculé).

I Quadrupôle

II Dipôle

x Exp. (ELLIS et ASTON), RaC.

babilité finie pour que le noyau retombe dans son état fondamental en cédant son énergie à un électron extranucléaire.

Dans la figure 2 nous avons tracé la variation de la fonction  $b/g$  pour le Radium B, dont les rayons  $\gamma$  sont moins durs que ceux du Radium C. Les points expérimentaux d'ELLIS et ASTON se placent plus haut que les points théoriques et ont des ordonnées environs deux fois plus

N. F. MOTT

grandes. Nous n'avons pas encore pu expliquer cet écart ; il pourrait être dû à la perturbation que les électrons L, exercent sur les électrons K, effet dont nous n'avons pas tenu compte dans les calculs ; mais cette explication ne me semble pas satisfaisante.

Dans la suite de la discussion, lorsque nous aurons besoin de préciser la variation du rapport  $b/g$ , nous utiliserons une courbe mi-empiri-

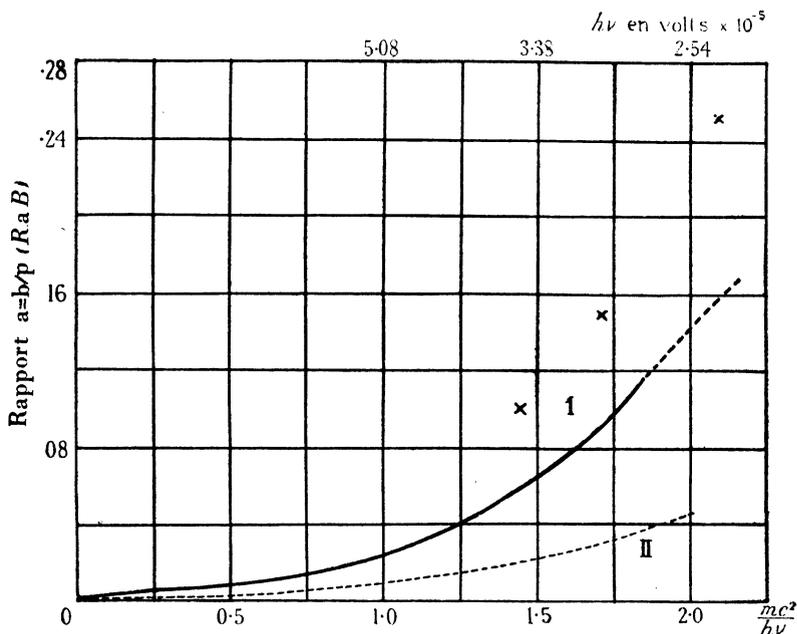


FIG. 2.

$b/g = \alpha$  (calc)  
 I Quadrupôle  
 II Dipôle  
 × Exp. (RaB)

rique, mi-théorique, tracée en suivant les points expérimentaux pour  $h\nu$  petit, et en suivant les points théoriques pour  $h\nu$  grand.

Considérons maintenant les rayons  $\gamma$  du Thorium C. Grâce aux belles recherches de M. S. ROSENBLUM sur la structure fine des rayons  $\alpha$  du Thorium CC'', nous connaissons le schéma des niveaux nucléaires du

THÉORIE DE L'ABSORPTION INTERNE DES RAYONS  $\gamma$

Thorium C'', qui prend naissance par le départ de la particule  $\alpha$  d'un noyau de Thorium C. Nous reproduisons ce schéma ci-dessous :

$l$		Volts $\times 10^{-5}$	Intensité par désintégration
3	————— E	4.98	0,015
2	————— D	4.77	0,004
2	————— C	3.32	0,022
2	————— B	0.41	0,77
0	————— A	0	(0,2)

FIG. 3

Schéma des niveaux nucléaires du Thorium CC'', (d'après ROSENBLUM).

Le nombre de particules  $\alpha$  observés dans chaque groupe doit être égal au nombre de noyaux formés dans chaque état excité. Ces nombres sont indiqués sur le schéma. Malheureusement, les intensités des rayons  $\gamma$  qui correspondent à chaque transition n'ont pas été mesurées ; mais, puisque le nombre de noyaux formés dans chaque état est connu, on peut en déduire la somme des intensités des rayons  $\gamma$  qui partent de chaque état (cf. Tableau I).

ELLIS a mesuré les intensités de quelques-uns des rayons  $\beta$  qui correspondent aux transitions ci-dessus. Nous pouvons déduire de ses valeurs l'intensité de chaque rayon  $\gamma$ , en admettant, soit que la transition correspond à un dipôle, soit qu'elle correspond à un quadrupôle. Les grandeurs qu'on obtient ainsi sont indiquées dans le Tableau I. Pour les transitions quadrupôles, nous avons pris les valeurs expérimentales pour  $\alpha$  du Radium B (Voir tableau I).

On peut déduire de cette façon la somme des intensités des transitions qui partent d'un niveau quelconque, toujours en admettant alternativement qu'une raie donnée correspond à une transition de dipôle ou à une transition de quadrupôle. L'accord avec les résultats de ROSENBLUM est très bon, si nous supposons que les transitions D — B, D — A, C — B, C — A sont quadrupôles, et la transition E — B dipôle.

Nous avons indiqué sur figure 3 le nombre quantique azimutal  $l$  qui doit correspondre à chaque niveau. Au niveau E doit correspondre la valeur 3 de  $l$ , parce que, si nous posons  $l = 1$ , la transition E — A devrait avoir une intensité comparable à celle de la transition E — B ; or, on n'a pas observé de rayons  $\gamma$  d'énergie égale à 498 KV.

TABLEAU I

I Transition Nucléaire	II $h\nu$ en KV	III Intensité des rayons $\beta, \gamma, \alpha$ $b/p$ observée par ELLIS $\times 10^4$	IV $b/p = \alpha_K$ calculé par HULME, TAYLOR, MOTT		V Intensité du rayon $\gamma + \beta$ en quanta par désintégration $= \Sigma \gamma_n \times 10^2$		VI Intensité des raies $\beta + \gamma$ qui partent d'un état quelconque, $= \Sigma \gamma_n$ , calculée d'après col. IV, $\times 10^2$			VII Intensité $\Sigma \gamma_n$ , $\times 10^2$ d'après ROSEMBLUM
			Di	Qu (1)	Di	Qu	Di	Qu	Etat	
E—B	457	2,2	0,0095	0,03+	2,3	0,75	2,3	0,75	E	1,5
D—B	436	2,2	0,0102	0,035+	2,2	0,6	3,2	0,96	D	0,4
D—A	477	0,9	0,0088	0,025+	1,0	0,36				
C—B	291	28	0,0178	0,15++	16	1,9	20	2,4	C	2,2
C—A	332	6,1	0,0149	0,12++	4,1	0,51				

(1) Les valeurs de  $\alpha_K$  pour le RaB sont plus élevées que les valeurs calculées, d'environ 60 %. Pour les transitions C—B, C—A, marquées (++)), nous avons pris les valeurs expérimentales correspondant au RaB ; pour les autres (+) nous avons pris les valeurs calculées, parce que les intensités des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  du RaB ayant ces fréquences ne sont pas connues.

Les transitions nucléaires du Thorium CC'.

THÉORIE DE L'ABSORPTION INTERNE DES RAYONS  $\gamma$

Considérons maintenant les rayons  $\gamma$  du Thorium BC. ELLIS en a trouvé cinq, dont quatre peuvent être arrangés dans le schéma ci-dessous.

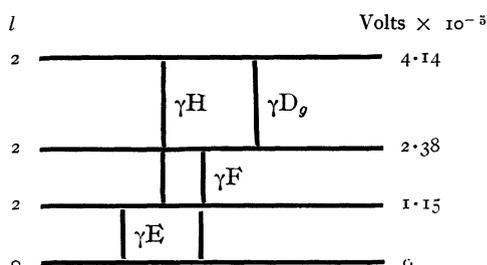


FIG. 4

Niveaux de Thorium BC (d'après ELLIS, *Proc. Roy. Soc. A.*, t. CXXXVIII, p. 318, 1932)

Les intensités des rayons  $\beta$  sont indiquées dans le Tableau II. Nous pouvons en déduire l'intensité des rayons  $\gamma$  de la même façon que ci-dessus ; les résultats sont portés dans le Tableau II, On constate immédiatement que le rayon de 237, 9 KV doit être quadrupôle, parce qu'il

TABLEAU II

Désignation du rayon $\gamma$	$h\nu$ Volt $\times 10^{-3}$	Intensité du rayon $\beta$ , $= x_n b/p \times 10^3$	$b/p = \alpha$ (calc.)		$x_n$	
			Qu	Di	Qu	Di
$\gamma D_g$	1.757	0.6	0.4	0.033	0.001	0.016
$\gamma E$	1.147	24.2	0.6 (?)	0.05	0.04	0.48
$\gamma F$	2.379	250	+ 0.265	0.026	0.94	9.6
$\gamma Fa$	2.494	0.5	+ 0.235	0.022	0.002	0.023
$\gamma H$	2.990	9.0	+ 0.15	0.017	0.06	0.53

n'est pas possible d'admettre qu'il y ait plus d'un quantum d'une fréquence déterminée, émis par désintégration. Aussi, il est très improbable que les transitions  $\gamma E$ ,  $\gamma H$ , soient dipôles, parce que, au moins dans 90 % des désintégrations, le noyau de  $TbC$  se trouve après le départ de la particule B, dans l'état de 238 KV. Il en résulte que

N. F. MOTT

seulement dans environ 10 % des cas le noyau se trouve avoir une énergie de 115 KV ou 414 KV, de sorte qu'un rayonnement  $\gamma$  ayant une intensité 0,5 quanta par désintégration ne peut pas exister.

La figure 4 indique les valeurs les plus probables de  $l$ , et aussi le nombre de noyaux qui se forment dans chaque niveau, pour chaque désintégration.

Dans l'ensemble, les transitions quadrupôles paraissent beaucoup plus probables que les transitions dipôles, surtout pour les rayons mous. Je ne peux donner à l'heure actuelle aucune explication de ce fait.

---