

DÉSEXCITATION DU NOYAU PAR CRÉATION DE PAIRES POSITONS-NÉGATONS

Par MICHEL RIOU,

Institut du Radium, Laboratoire Curie.

Sommaire. — Exposé des principaux résultats théoriques et expérimentaux sur la création interne de paires : probabilité, distribution en énergie, distribution angulaire pour les différents multipôles électriques et magnétiques, ainsi que pour les transitions $0 \rightarrow 0$, non (cas de ^{16}O). Phénomène de création interne avec positons monoénergiques.

1. Historique. — En 1933, I. Curie et F. Joliot [1] montrèrent, par la méthode de Wilson, que les rayons γ du $\text{Th } C''$ et ceux accompagnant la réaction ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n) {}^6_3\text{Li}$ pouvaient se transformer en paires d'électrons positifs et négatifs au moment des chocs des photons sur les noyaux du radiateur placé devant la source. En plus, ils observèrent l'émission de paires par les sources $\text{Be} + \alpha$ en absence de ce radiateur et supposèrent que le photon peut se transformer en paire lorsqu'il sort du noyau qui vient de se désintégrer : par analogie avec la conversion interne. Ils appelèrent ce phénomène matérialisation interne. Simultanément, Chadwick, Blackett et Occhialini [2] montraient l'existence du phénomène au cours de l'émission des raies γ de 2,65 et 1,80 MeV du $\text{Th}(B + C + C'')$. Un grand nombre de travaux furent effectués ensuite, montrant, dans le cas de plusieurs radioéléments, que l'émission de raies γ d'énergie supérieure à 1,02 MeV était accompagnée de l'émission de paires (voir [3]).

Oppenheimer et Nedelsky [4] montrèrent théoriquement que le noyau pouvait perdre son énergie d'excitation si celle-ci est supérieure à $2mc^2 = 1,02$ MeV en provoquant l'émission d'une paire dans le champ électrique dû à la charge du noyau.

Ainsi, les transitions d'énergie $E > 1,02$ MeV entre niveaux nucléaires peuvent se faire de trois manières :

1° par émission d'une raie γ d'énergie E ;
2° par émission de raies électroniques d'énergie $E - W_K, E - W_L, \dots$, où W_K, W_L, \dots sont les énergies de liaison des couches du cortège électronique (conversion interne);

3° par émission de paires positon-négaton sous forme de spectres continus d'énergie maximum $E - 2mc^2$ (matérialisation interne appelée aussi création interne de paires).

Le phénomène de création interne de paires se présente différemment suivant que l'émission γ est permise ou non (transitions radiatives ou transitions $0 \rightarrow 0$).

2. Création interne de paires lorsque l'émission γ est permise. — Comme dans la théorie de l'émission γ et de la conversion interne on assimile le noyau à un oscillateur hertzien : d'après les règles de sélection bien connues si $l = |I - I'|$ est la différence entre les moments angulaires des niveaux entre lesquels s'effectue la transition, c'est le multipôle électrique $E(l)$ de polarité 2^l qui prédominera si le changement de parité est égal à $(-1)^l$, c'est le multi-

pôle magnétique $M(l)$ qui prédominera si le changement de parité est $(-1)^{l+1}$.

Le calcul de la probabilité de création de paires revient à déterminer les éléments de matrice de la perturbation due au rayonnement assimilé à une onde sphérique émise par le noyau. On part de l'équation relativiste de Dirac pour l'électron dans le champ coulombien dû à la charge du noyau, posée, égale à $\alpha^2 Z$ dans le système d'unité $\hbar = c = m = 1$, α étant la constante de structure fine

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}) + \beta + \frac{\alpha Z}{r} - \alpha^2 \mathcal{H} \right] \psi,$$

où \mathcal{H} est le terme de perturbation

$$\mathcal{H} = H e^{-ikr} + cc,$$

avec

$$H = V + (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}),$$

k est la fréquence du rayonnement γ , V et \mathbf{A} sont les potentiels scalaire et vecteur, \mathbf{p} est la quantité de mouvement de l'électron, $\boldsymbol{\alpha}$ et β sont les matrices de Dirac.

Pour un multipôle électrique $E(l)$:

$$\mathbf{A} = \left[\frac{2}{\pi l(l+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \chi_{l-1}(kr) \left(r \text{grad} + l \frac{\mathbf{r}}{r} \right) Y_l^m,$$

$$V = i \left[\frac{2l}{\pi l(l+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \chi_l(kr) Y_l^m.$$

Pour un multipôle magnétique $M(l)$:

$$\mathbf{A} = - \left[\frac{2}{\pi l(l+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \chi_l(kr) i \mathbf{r} \times \text{grad} Y_l^m,$$

$$V = 0,$$

χ_l est la fonction sphérique de Hankel de première espèce et Y_l^m une harmonique sphérique normalisée.

Oppenheimer et Nedelsky [4] ont effectué les calculs pour des dipôles et quadripôles électriques en utilisant l'approximation de Born, puis Jaeger et Hulme [5] ont effectué les calculs rigoureux pour $Z = 84$ et les mêmes multipôles en prenant les solutions exactes des équations de Dirac pour un champ coulombien. Rose et Uhlenbeck [6] ont comparé ces résultats rigoureux et ceux obtenus en utilisant les approximations de Born et Schrodinger.

Enfin, plus récemment, Rose [7], Berestetskii et Shmushkevich [8] ont calculé les probabilités pour

différents multipôles électriques et magnétiques ($1 \leq l \leq 5$) par la méthode de Born.

L'approximation de Born consiste à négliger le champ coulombien du noyau et à prendre, pour les fonctions d'onde, des fonctions d'onde plane au lieu de fonctions d'onde sphériques : ceci est correct lorsque

$$\frac{\alpha Z}{p_+} \text{ et } \frac{\alpha Z}{p_-} \leq 1,$$

où p_+ et p_- sont les quantités de mouvement du positon et du négaton (en unités $m = c = 1$). Cette approximation est donc valable pour les noyaux légers ou pour les grandes énergies.

L'approximation de Schrödinger consiste à prendre des fonctions d'ondes non relativistes, ce qui est possible lorsque

$$p_+ \leq 1, \quad p_- \leq 1 \quad \text{et} \quad \alpha Z \leq 1.$$

Les résultats théoriques sont les suivants :

I. En ce qui concerne le coefficient de création interne de paires défini par analogie avec la conversion interne par le rapport $P = \frac{W_p}{W_\gamma}$, où W_p et W_γ sont les probabilités d'émission de paires et d'émission de photons γ :

Pour $Z = 84$ et une énergie des rayons γ de 3 MeV, les valeurs du coefficient de création interne de paires calculées par la méthode de Born sont trop grandes de 20 pour 100 pour $E(2)$ et de 15 pour 100 pour $E(1)$ par rapport à la valeur exacte de Jaeger et Hulme. Par contre, les valeurs calculées par la méthode de Schrödinger sont trop faibles, sensiblement des mêmes facteurs. On peut estimer que les valeurs calculées par la méthode de Born représentent une bonne approximation pour $Z \leq 40$ et des énergies des rayons γ inférieures à 2,5 MeV. Les derniers calculs par cette méthode [7], [8] permettent d'établir les courbes représentées sur la figure 1.

On voit que les coefficients de création interne de paires P varient d'une façon tout à fait différente des coefficients de conversion interne α :

1° alors que α diminue rapidement avec l'énergie, P augmente;

2° alors que α augmente avec Z , à peu près comme Z^l , P diminue légèrement;

3° alors que, en général, $\alpha_{M(l)} > \alpha_{E(l)}$,

$$P_{M(l)} < P_{E(l)};$$

4° alors que $\alpha_{E(l+1)} > \alpha_{E(l)}$,

$$P_{E(l+1)} < P_{E(l)},$$

de même pour $M(l+1)$ et $M(l)$.

Ainsi, dans la région des Z peu élevés et des grandes énergies où les coefficients de conversion interne sont trop faibles pour être mesurés, la mesure des coefficients de création interne de paire est possible. Pour $Z = 40$ et $E = 2,5$ MeV, α et P ont des valeurs voisines

$$\alpha_{E(1)} = 5,6 \cdot 10^{-5} \quad \text{et} \quad \alpha_{E(5)} = 3,3 \cdot 10^{-4},$$

alors que

$$P_{E(1)} = 9,9 \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad P_{E(5)} = 1,8 \cdot 10^{-4},$$

Les courbes de la figure 1 montrent que quand l'énergie est faible, P varie assez rapidement avec la polarité du rayonnement γ pour que la détermination de P puisse servir à fixer cette polarité. Ceci devient plus difficile aux grandes énergies : par exemple, à 10 MeV, on a

$$\frac{P_{E(4)}}{P_{E(5)}} = 1,08 \quad \text{et} \quad \frac{P_{M(4)}}{P_{M(5)}} = 1,10.$$

Nous verrons que, dans ce domaine, l'étude des corrélations angulaires positon-négaton permet la détermination de la polarité.

La détermination expérimentale de P peut se faire de plusieurs manières :

1° Par la méthode de Wilson, en comparant le nombre de paires au nombre de rayons β de désintégration si l'on connaît le nombre de photons γ .

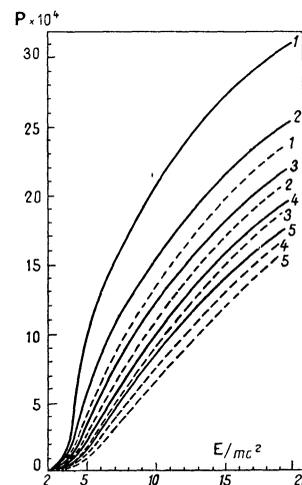


Fig. 1. — Valeurs des coefficients de création interne de paires calculés par la méthode de Born.

— multipôles électriques, --- multipôles magnétiques.

2° Par spectrographie magnétique : Alichanow et Kosodaev [9] ont étudié d'abord les paires émises par le radon à l'aide d'un spectrographe semi-circulaire. Alichanow et ses collaborateurs [10], [11] ont étudié ensuite le spectre de positons émis par $\text{ThC} + \text{C}''$ et RaC : pour la raie γ de 2,62 MeV du ThC'' , ils obtiennent $P = (4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ en excellent accord avec la valeur théorique pour un quadripôle électrique $4,6 \cdot 10^{-4}$. Bradt, Halter, Heine et Scherrer [12] ont étudié à nouveau la distribution des positons émis par une source de $\text{Th}(B + C + \text{C}'')$ et trouvé que $2,3 \cdot 10^{-4}$ paires étaient émises par désintégration du ThB , ce qui donne, pour la raie γ de 2,62 MeV, une limite supérieure $P = 6 \cdot 10^{-4}$ compatible avec la valeur précédente. Plus récemment, Slatis et Siegbahn [13] ont déterminé, par spectrographie magnétique, les valeurs de P pour un assez grand nombre de raies γ : pour la raie γ de 2,62 MeV du ThC'' , ils obtiennent $P = 4,3 \cdot 10^{-4}$ en bon accord avec les valeurs précédentes. Les valeurs qu'ils ont obtenues pour les raies γ de 2,76 et 1,38 MeV de ^{24}Na (respectivement $8 \cdot 10^{-4}$ et $3,0 \cdot 10^{-5}$) et les raies γ de 1,81

et 2,13 MeV de ^{56}Mn (respectivement $5,6 \cdot 10^{-4}$ et $4,6 \cdot 10^{-4}$) sont concordantes avec les valeurs théoriques. Les auteurs donnent, en plus, des résultats préliminaires sur les paires associées aux raies γ de 1,17 et 1,33 MeV de ^{60}Co .

3° par coïncidences entre trois compteurs détectant les rayons β de désintégration, les positons et les négatons des paires.

4° par la détermination de l'intensité du rayonnement d'annihilation des positons dans un élément léger, à l'aide de compteurs Geiger-Müller ou plutôt de compteurs à cristaux, plus sensibles.

En utilisant ces deux dernières méthodes, Mins, Halban et Wilson [14] obtiennent, pour la raie γ de 2,78 MeV de ^{24}Na , des valeurs qui concordent avec celles de Siegbahn et Slatis :

$$P = (7,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}, \quad \text{puis} \quad P = (8,25 \pm 1,05) \cdot 10^{-4}.$$

Par spectrographie magnétique Rae [15] avait obtenu $P = (11,6 \pm 1) \cdot 10^{-4}$. On sait que ce rayonnement est un rayonnement $E(2)$: la valeur théorique de P est, dans ce cas, $7,5 \cdot 10^{-4}$, ce qui est en bon accord avec les valeurs expérimentales, sauf celle de Rae qui paraît trop élevée.

II. En ce qui concerne la distribution en énergie des positons et négatons, la méthode de Born montre que la courbe

$$y_+ = f(x_+), \quad \text{avec} \quad x_+ = \frac{W_+}{E - 2mc^2}$$

(W_+ , énergie cinétique des positons; E , énergie des photons γ en unités ordinaires) est symétrique par rapport à la droite $y = \frac{x}{2}$ avec un maximum à $\frac{x}{2}$ pour les énergies de l'ordre de 2,5 MeV, puis un minimum faiblement prononcé pour les énergies supérieures à 5 MeV, les courbes s'aplatissant quand

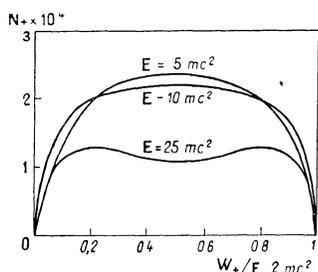


Fig. 2. — Distribution en énergie des positons calculée par la méthode de Born pour un quadripôle électrique.

l'énergie augmente (fig. 2). La courbe pour les négatons est identique.

Quand l'énergie est faible ou quand Z est élevé, l'effet du champ coulombien du noyau se fait sentir : la théorie exacte de Jaeger et Hulme ou celle basée sur l'approximation de Schrödinger montrent que la courbe $y_+ = f(x_+)$ a un maximum pour $x = 1$, soit

$$W_+ = W_{+\text{max}} = E - 2mc^2,$$

le maximum étant d'autant plus prononcé que l'énergie est plus faible ou Z plus élevé (fig. 3).

Par contre, la courbe $y_- = f(x_-)$ a un maximum

pour $x = 0$ ($W_- = 0$). Les maxima sont d'autant plus prononcés que la polarité est faible (voir [6]).

III. La fonction de corrélation angulaire des positons et négatons est de la forme

$$\gamma_l(\theta) = f_l(\cos \theta),$$

où θ est l'angle entre le positon et le négaton. Par la méthode de Born, Rose [7] a montré que le rapport des coïncidences aux angles 0 et 90° croît avec l'énergie

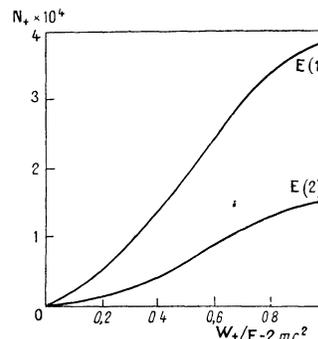


Fig. 3. — Distribution en énergie des positons calculée par la théorie exacte pour $Z = 84$ et $E = 3mc^2$.

et avec la polarité. Le rapport varie assez sensiblement avec cette dernière pour permettre de la déterminer avec certitude, notamment aux grandes énergies.

3. Création interne de paires lorsque l'émission γ est interdite (transitions $0 \rightarrow 0$). — Lorsque les niveaux entre lesquels s'effectue la transition ont tous les deux un moment angulaire nul, l'émission d'une raie γ est strictement interdite. Si les deux niveaux ont même parité ($0 \rightarrow 0$, non), la transition peut se faire par l'éjection d'électrons du cortège, surtout d'électrons K , ou, si l'énergie est suffisante, par la création de paires⁽¹⁾. On connaît actuellement trois transitions de ce type : celle de 0,68 MeV dans ^{72}Ga , celle de 1,41 MeV dans RaC' et celle de 6,04 MeV dans ^{16}O ; étant donnés les énergies et les Z , c'est l'éjection d'électrons du cortège qui est seule présente dans le premier cas, qui prédomine dans le deuxième, alors que dans le troisième c'est la création de paires.

La transition $0 \rightarrow 0$ dans ^{16}O a été particulièrement bien étudiée : au cours de la transmutation $^{19}\text{F}(p, d)^{16}\text{O}$, le noyau ^{16}O peut être formé dans son niveau fondamental ou dans différents états excités; c'est le premier de ses niveaux excités au-dessus du niveau fondamental, d'énergie 6,04 MeV qui a un moment angulaire nul, comme le montre la transition vers l'état fondamental qui, se faisant par l'émission de paires et non pas par l'émission d'une raie γ , doit être une transition $0 \rightarrow 0$ non. Fowler et Lauritsen [16] mirent les premiers ces paires en évidence.

(1) Si les deux niveaux ont parités différentes, la transition peut se faire par l'émission de deux photons, de deux électrons ou d'un photon et d'un électron, sous forme de spectres continus. On ne connaît pas actuellement de telles transitions.

Un grand nombre d'études expérimentales ont été faites depuis : Tomlinson [17] a montré que l'énergie maximum était $4,9 \pm 0,2$ MeV, soit pour l'énergie de la transition $5,9 \pm 0,2$ MeV; Kojima [18] a étudié la forme du spectre et montré qu'elle était en accord avec la forme calculée pour une transition $0 \rightarrow 0$. Devons et Lindsay [19] sont arrivés à la même conclusion en étudiant les corrélations angulaires, la fonction de corrélation étant de la forme $1 + 0,6 \cos \theta$; Devons, Herexard et Lindsay [20] ont montré, par ailleurs, que la vie moyenne de l'état excité était égale à $7 \cdot 10^{-11}$ s. Puis Rasmussen, Hornyak, Lauritsen [21] ont précisé par l'étude du spectre magnétique des positons que l'énergie de la transition était égale à $6,04 \pm 0,03$ MeV et que la forme du spectre était en bon accord avec la forme théorique. Enfin, Phillips et Heydenberg [22] ont recherché les paires de photons γ (spectres continus) qui, d'après la théorie, pourraient être émises au cours d'une transition $0 \rightarrow 0$: ils ont montré que le rapport des paires γ aux paires positon-négaton était inférieur à 0,5.

Au point de vue théorique, Oppenheimer et Schwinger [23] montrèrent que l'hypothèse d'une transition $0 \rightarrow 0$ dans ^{16}O pouvait expliquer l'émission de paires : une transition $0 \rightarrow 0$ correspondant à l'annulation des éléments de matrice de charge et de densité de courant, la création de paires se fait seulement par un couplage non électromagnétique entre les nucléons et les paires, c'est-à-dire par des forces strictement nucléaires; au contraire, la création interne de paires dans les transitions radiatives se fait essentiellement par un couplage électromagnétique; dans le premier cas, les paires sont créées à l'intérieur du noyau, dans les autres elles sont créées à une distance du noyau de l'ordre de la longueur d'onde de Compton, soit $2,4 \cdot 10^{-10}$ cm.

R. H. Dalitz [24] vient de discuter en détail les corrections radiatives, y compris le freinage interne concernant la probabilité de création de paire dans le cas des transitions $0 \rightarrow 0$: ces corrections sont faibles. Les principaux résultats théoriques sont les suivants :

1° comme dans le cas des transitions radiatives de grande énergie, la distribution en énergie des positons et négatons présente un maximum pour $W = \frac{W_{\text{max}}}{2}$ et est symétrique par rapport à cette abscisse, mais le maximum est beaucoup plus prononcé;

2° le rapport des coïncidences entre positons et négatons aux angles 0 et 90° est égal à 2 dans le cas de ^{16}O , c'est-à-dire nettement plus faible que le même rapport dans le cas des diverses transitions radiatives.

Signalons, pour terminer, que Shapiro [25] vient de donner une discussion théorique détaillée sur les transitions $0 \rightarrow 0$, notamment dans le cas de ^{16}O .

4. Création interne de paires avec positons monoénergiques. — En étudiant le spectre magnétique des positons de création interne du RaC' , Guei, Latychev et Passetchnikov [26] ont remarqué la présence de pics aigus recouvrant le spectre continu habituel. Latychev et ses collaborateurs [27] ont repris le travail par la même méthode et leurs résultats s'interprètent bien par l'hypothèse de Sliv [28],

admettant que les négatons des paires peuvent occuper un niveau libre dans le cortège électronique, les positons n'étant plus alors émis sous forme de spectre continu, mais de raies d'énergie cinétique

$$E_+ = E - 2mc^2 + W_A, \tag{1}$$

où E est l'énergie du rayonnement γ et W_A l'énergie de liaison du niveau A où s'est fixé le négaton.

Latychev et ses collaborateurs observent, en effet, deux spectres continus de positons d'énergie maximum 505 et 598 keV, ce qui correspond à la conversion des deux raies γ bien connues du RaC' de 1527 et 1620 keV, et en plus, trois pics d'énergie 602, 598 et 522 keV, qu'ils interprètent comme les raies de positons en kiloélectrons-volts :

$$\begin{aligned} E_+ &= 1620 - 2mc^2 + W_M & (M_{1620}), \\ E_+ &= 1527 - 2mc^2 + W_K & (K_{1527}), \\ E_+ &= 1527 - 2mc^2 + W_L & (L_{1527}). \end{aligned}$$

Comme on a pour $Z = 83$,

$$W_K = 93 \text{ keV}, \quad W_L = 17 \text{ keV} \quad \text{et} \quad W_M = 4 \text{ keV},$$

la relation (1) est parfaitement vérifiée.

Sliv [28] a montré que la probabilité de création interne de paires avec positons monochromatiques était égale à

$$\alpha_m^A = w_\mu^A w_i^A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_A}, \tag{2}$$

où w_μ^A est la probabilité par unité de temps du phénomène quand le niveau électronique A est libre pendant un temps infiniment grand (cette probabilité se calcule comme nous l'avons indiqué dans la section 1); w_i^A est la probabilité d'ionisation du niveau A ; Γ_γ est la largeur du niveau nucléaire excité; enfin, Γ_A est la largeur totale du niveau libre A .

Il est assez difficile d'évaluer la probabilité w_i^A ; dans les atomes radioactifs naturels, le processus d'ionisation le plus fréquent est la conversion interne : la probabilité w_i^A peut devenir voisine de 1 dans le cas de l'émission de plusieurs rayonnements γ en cascade quand la première transition ayant une énergie assez faible se fait surtout par conversion interne et la deuxième une énergie suffisante pour se faire par création de paires. L'observation de positons monoénergiques permet donc de connaître les transitions en cascade, en particulier pour le RaC' .

Le terme $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_A}$, dans l'expression (2), provient du fait que, lorsqu'un niveau électronique est libre, il peut être rempli, non seulement par un négaton des paires, mais aussi à la suite d'une transition X ou Auger dans le cortège.

Sliv a calculé que pour la couche K et $E = 1,400$ keV,

$$\begin{aligned} \frac{w_\mu^K}{w_p} &= 1 & \text{pour une transition } 0 \rightarrow 0, \\ & \frac{1}{3} & \text{» } \text{» } E(1), \end{aligned}$$

où w_p est la probabilité de formation de paires sous forme de spectre continu. Ce rapport est compris

entre 1 et $\frac{1}{3}$ pour les différents multipôles électriques et magnétiques : il croît quand l'énergie E de la transition décroît, la valeur la plus élevée étant atteinte pour $E = 2mc^2$.

Pour la raie de 1527 keV du RaC' que l'on sait être un quadripôle électrique, Sliv a calculé que $\frac{\omega_\mu^K}{\omega_p} = 0,5$. On a donc

$$\frac{\omega_\mu^K}{\omega_p} \approx 0,5 \omega_K \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_K}$$

Latychev a observé que ce même rapport est égal à $3 \cdot 10^{-3}$. D'après les données sur les spectres X de l'or on sait que $\Gamma_K \sim 60$ eV. On a donc

$$\Gamma_\gamma = \frac{0,4}{\omega_K} \geq 0,4 \text{ eV.}$$

Or, pour un tel rayonnement, on calcule, par la formule de Weisskopf [29], que la probabilité d'émission γ est égale à

$$P_\gamma = 2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}, \quad \text{soit } \Gamma_\gamma = \hbar P_\gamma = 0,9 \text{ eV.}$$

On voit que l'accord est excellent.

Toujours pour la raie γ de 1527 keV, Latychev et ses collaborateurs ont observé que $w_m^L = 1,7$. Sliv fait remarquer que si $\frac{\omega_\mu^L}{\omega_K} = \frac{1}{6}$, par contre $\frac{\Gamma_K}{\Gamma_{L_1}} = 6$ en outre, $w^L > w^K$, puisque l'ionisation du niveau L se fait par conversion interne avec une probabilité voisine de celle de K pour les faibles énergies et, qu'en plus, L_1 peut être ionisé par transition

Auger $K \rightarrow L_1$. On calcule, d'après les données sur le niveau L , que

$$\Gamma_\gamma = \frac{0,5}{\omega^L} \geq 0,5 \text{ eV.}$$

L'observation du phénomène de création interne de paires avec positons monoénergiques illustre, d'une façon saisissante, l'importance des interactions entre le noyau et le cortège électronique; ce phénomène permet de déterminer si des transitions γ ont lieu en cascade et d'apprécier la largeur des niveaux nucléaires excités.

Note ajoutée à la correction des épreuves. — S. D. BLOOM (*Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1952, **27**, n° 3, 60) a repris par un spectromètre à lentille magnétique double la détermination des coefficients de création interne de paire pour les transitions de 2,76 MeV et 1,38 MeV dans ^{24}Mg : il obtient respectivement

$$P = (6,69 \pm 0,20) \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad P = (0,58 \pm 0,14) \cdot 10^{-4},$$

ce qui est un peu inférieur aux valeurs antérieures; les valeurs théoriques pour des quadripôles électriques étant 6,80 et $0,57 \cdot 10^{-4}$, il en conclue que les deux transitions sont de ce type, ce qui est confirmé par la forme du spectre des positons de la transition de 2,76 MeV et les corrélations angulaires $\gamma(2,76) - \gamma(1,38)$.

D'autre part, S. A. S. BRIMBERG (*Phys. Rev.*, 1952, **87**, 150, a effectué de nouveaux calculs des coefficients de création interne de paire, par la méthode exacte de Jaeger et Hulme [5] : ces calculs sont faits pour $Z = 28$, une énergie de $2,57 mc^2$, dans le cas de rayonnements $E(1)$ et $E(2)$. L'auteur donne en plus des formules d'interpolation valables pour tous les Z dans la région $2 - 5 mc^2$.

Manuscrit reçu le 16 juin 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] CURIE I. et JOLIOT F. — *J. Physique Rad.*, 1933, **7**, 494.
- [2] CHADWICK J., BIACKETT P. M. S. et OCCHIALINI G. P. — *Proc. Roy. Soc.*, 1934, A **144**, 235.
- [3] BRADT H., HEINE H. G. et SCHERRER P. — *Helv. Phys. Acta*, 1943, **14**, 492.
- [4] OPPENHEIMER J. R. et NEDELSKY L. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 986.
- [5] JAEGER J. C. et HULME H. R. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **148**, 708.
- [6] ROSE M. E. et UHLENBECK G. E. — *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 211.
- [7] ROSE M. E. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 678.
- [8] BERESTETSKII et SCHMUSHKEVICH. — *J. Exp. Théor. Phys. S. S. S. R.*, 1949, **12**, 591.
- [9] ALICHANOW A. I. et KOSODAIEV M. S. — *Z. Physik*, 1934, **90**, 249.
- [10] ALICHANOW A. I., ALICHANIAN A. I. et KOSODAIEV M. S. — *J. Physique Rad.*, 1936, **7**, 163.
- [11] ALICHANOW A. I. — *Bull. Ac. Sc. S. S. S. R.*, 1938, **1-2**, 33.
- [12] BRADT H., HALTER J., HEINE H. G. et SCHERRER P. — *Helv. Phys. Acta*, 1946, **19**, 431.
- [13] SLATIS H. et SIEGBAHN K. — *Ark. f. Fys.*, 1952, **4**, 485.
- [14] MIMS W., HALBAN H. et WILSON R. — *Nature*, 1950, **166**, 1027.
- [15] RAE. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 1155.
- [16] FOWLER W. A. et LAURITSEN C. C. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 840.
- [17] TOMLINSON E. P. — *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 159.
- [18] KOJIMA S. — *Proc. Imp. Acad. Tokyo*, 1943, **19**, 282.
- [19] DEVONS S. et LINDSAY G. R. — *Nature*, 1949, **164**, 539.
- [20] DEVONS, HERWARD et LINDSAY. — *Nature*, 1949, **164**, 586.
- [21] RASMUSSEN V. K., HORNYAK W. F., LAURITSEN C. C. et LAURITSEN T. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 617.
- [22] PHILIPS et HEYDENBURG. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 184.
- [23] OPPENHEIMER J. R. et SCHWINGER J. S. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1066.
- [24] DALITZ R. H. — *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **206**, 521.
- [25] SHAPIRO I. S. — *Oups. Phys. Naouk. S. S. S. R.*, 1951, **44**, 262.
- [26] GEI V. V., LATYCHEV G. D. et PASSETCHNIK V. M. — *Izv. Akad. Naouk. S. S. S. R.*, 1948, **12**, 6.
- [27] LATYCHEV G. D., GEI V. V. et BARTCHUK I. P. — *Dokl. Akad. Naouk. S. S. S. R.*, 1948, **63**, 511.
- [28] SLIV. — *Dokl. Akad. Naouk. S. S. S. R.*, 1949, **64**, 321.
- [29] WEISSKOPF. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1073.