HAL
open science

Étude de l'énergie de réorganisation du cortège électronique dans les phénomènes de radioactivité β et α

P. Benoist-Gueutal

▶ **To cite this version:**

P. Benoist-Gueutal. Étude de l'énergie de réorganisation du cortège électronique dans les phénomènes de radioactivité β et α. Journal de Physique et le Radium, 1955, 16 (7), pp.595-599. 10.1051/jphysrad:01955001607059500 . jpa-00235226

HAL Id: jpa-00235226

https://hal.science/jpa-00235226

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.

ÉTUDE DE L'ÉNERGIE DE RÉORGANISATION DU CORTÈGE ÉLECTRONIQUE DANS LES PHÉNOMÈNES DE RADIOACTIVITÉ β ET α

Par Mme P. BENOIST-GUEUTAL,
Laboratoire Curie de l'Institut du Radium.

Summary. — Corrections appearing in the theoretical study of β and α radioactivity when one considers the presence of the electrons of the emitting atom : 1. in the equations of conservation of energy; 2. in the calculation of the emission probability of an electron or an α particle.

1. **Introduction.** — On nous a parlé, dans plusieurs conférences, des effets, sur les électrons de l'atome émetteur, de l'émission par un noyau d'une particule chargée. L'intervention du cortège électronique en radioactivité β ou α peut également être envisagée sous un autre point de vue, lié bien entendu au précédent, et qui est celui de la correction apportée à la probabilité d'émission d'un électron ou d'une particule α lorsque l'on compare les résultats obtenus dans le cas d'un noyau nu et d'un noyau entouré de ses électrons périphériques. Ce problème, à cause de la complexité des calculs qu'il implique, n'a pas encore reçu une réponse quantitative définitive en particulier en ce qui concerne la forme des spectres β aux basses énergies. Toutefois, certains aspects qualitatifs peuvent en être précisés. Bien que je n'ai pas à ce colloque de résultats essentiellement nouveaux à apporter il m'a semblé intéressant d'exposer brièvement l'état actuel de la question. En effet il a pendant longtemps régné une certaine confusion sur ces problèmes et actuellement encore le même point de vue ne semble pas adopté par tous. Je me limiterai ici à rappeler quelques résultats qui pour la plupart ont déjà été publiés par moi-même ou d'autres auteurs.

2. **Conservation de l'énergie.** — Pour analyser en émission β les phénomènes liés à la présence du cortège électronique on doit considérer l'ensemble du système formé par le noyau, les électrons atomiques et le champ électron-neutrino [1]. On décrit l'opérateur hamiltonien du système en tenant compte des interactions coulombiennes entre particules chargées. L'opérateur H_β provoque à la fois, pour une émission β^- par exemple, le changement d'un neutron en proton dans le noyau et pour le cortège électronique une transition depuis un état stationnaire dans le champ coulombien du noyau de charge Z vers un état stationnaire dans le champ coulombien du noyau de charge $Z+1$. On doit écrire l'équation de conservation de l'énergie pour le système total

$$W_0 + \varepsilon_0 = \varepsilon_f + E_R + E, \qquad (1)$$

où W_0 est l'énergie cédée par le noyau, correspondant à la masse du noyau initial moins la masse du noyau final; E_R, l'énergie de recul du noyau résiduel; E, l'énergie totale des particules émises; ε_0 et ε_f, les énergies des électrons atomiques dans le champ des noyaux initial et final respectivement.

En émission α, si l'on veut, dans le cadre des théories existantes, tenir compte de la présence du cortège électronique [2], on doit étudier un état propre d'énergie $\mathcal{E}$ du système total formé par les électrons atomiques et la particule α en interaction. Dans le système du centre de gravité, l'hamiltonien de ce système est très peu différent de

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}_\alpha \mathbf{x}_i) = H_\alpha(\mathbf{x}_\alpha) + H_e(\mathbf{x}_i) - \sum_i \frac{2e^2}{r_{i\alpha}}, \qquad (2)$$

où $H_\alpha(\mathbf{x}_\alpha)$ décrit la particule α de masse réduite, et $H_e(\mathbf{x}_i)$ les électrons du cortège dans le champ du noyau final de charge $(Z-2)\,e$.

$\mathcal{E}$ se décompose en $W_0 + \varepsilon_0$ quand la particule α est dans le noyau, en $\varepsilon_f + E_R + E$ quand la particule α est loin de l'atome et l'on obtient l'équation (1) de conservation de l'énergie.

Nous ferons l'hypothèse que l'état initial de l'atome est l'état fondamental de l'atome neutre de numéro atomique Z auquel correspond l'énergie de liaison $E_B(Z)$. Nous poserons

$$\varepsilon_0 = -E_B(Z). \qquad (3)$$

Nous savons comment les phénomènes de radioactivité β et α peuvent perturber l'état du cortège électronique en provoquant l'excitation ou l'ionisation d'un ou plusieurs électrons périphériques. A chaque état final du cortège correspond une énergie ε_f et par suite une énergie E différente. Toutefois la probabilité d'ionisation est très petite pour les électrons les plus liés et il s'ensuit que l'énergie moyenne d'excitation de l'atome final est faible. Cette énergie a été estimée, (1)-(3), à environ $23\,Z^{\frac{2}{3}}$ eV pour les atomes moyens et lourds; elle augmente lentement avec Z et reste inférieure à 140 eV pour $Z < 90$. On ne commettra donc pas une erreur importante en supposant que l'énergie libérée dans le processus correspond à un état final de l'atome où les électrons sont restés dans leur état

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:01955001607059500

initial, c'est-à-dire dans l'état fondamental. Nous poserons donc

$$\varepsilon_f = -E_B(Z'), \tag{4}$$

où Z' est la charge du noyau final. Il faudrait en toute rigueur, étant donné la signification donnée à $E_B(Z)$, écrire, pour une émission β^- par exemple, où l'atome final est une fois ionisé

$$\varepsilon_f = -E_B(Z+1) + I_{Z+1},$$

d'où I_{Z+1} représente le premier potentiel d'ionisation de l'atome neutre de numéro atomique $Z+1$. Toutefois I_{Z+1} est toujours inférieur à 15 eV et nous négligerons cette correction ainsi que la correction analogue en émission β^+ ou α.

Posons

$$\Delta E(Z) = E_B(Z+1) - E(Z). \tag{5}$$

$\Delta E(Z)$ est une quantité positive appelée quelquefois énergie de réorganisation adiabatique du cortège électronique, car elle est libérée, sous l'effet du changement de charge du noyau de Z à $Z+1$, dans une transition où les états occupés du cortège sont les mêmes dans l'état initial et dans l'état final.

L'équation (1) de conservation de l'énergie s'écrit alors

$$\left.\begin{aligned} W_0 + \Delta E(Z) &= E_R + W + q \quad \text{en émission } \beta^-, \\ W_0 - \Delta E(Z-1) &= E_R + W + q \quad \text{en émission } \beta^+, \\ W_0 - \Delta E(Z-2) - \Delta E(Z-1) &= E_R + E_\alpha + m_\alpha c^2 \\ &\quad \text{en émission } \alpha; \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

où W et q représentent les énergies totales de l'électron et du neutrino émis (loin de l'atome émetteur) et E_α l'énergie cinétique observée de la particule α émise de masse $m_\alpha c^2$. La quantité $\Delta E(Z)$ peut être évaluée en utilisant une méthode due à Foldy [4] et des résultats de Dickinson [5].

On obtient [1]

$$\Delta E(Z) = 13{,}6\left[(Z+1)^{\frac{12}{5}} - Z^{\frac{12}{5}}\right]\text{eV} \tag{7}$$

pour les atomes moyens lourds. Une meilleure valeur est obtenue pour les atomes légers ($Z < \sim 20$) par la formule

$$\Delta E(Z) = 15{,}73\left[(Z+1)^{\frac{7}{3}} - Z^{\frac{7}{3}}\right]\text{eV}. \tag{7'}$$

$\Delta E(Z)$ augmente rapidement avec Z et atteint 18 keV pour $Z = 90$.

En émission β, cette quantité ΔE peut n'être pas négligeable devant l'énergie W_0 cédée par le noyau et représente toujours pour les noyaux moyens et lourds une correction plus importante que la correction d'énergie de recul du noyau surtout si W_0 est faible. En émission α, la correction d'énergie apportée par la présence du cortège électronique, de l'ordre de 30 à 40 keV pour $Z > 82$, est en général légèrement inférieure à $\frac{E_R}{2}$.

Les relations (6) montrent que la considération du cortège électronique modifie les conditions énergétiques de réalisation des phénomènes, par l'introduction du terme ΔE.

En émission β^-, il faut

$$W_0 \geqq \mu_0 c^2 + m_0 c^2 - \Delta E(Z)$$

($\mu_0 c^2$ et $m_0 c^2$ étant les masses au repos de l'électron et du neutrino); en émission β^+,

$$W_0 \geqq \mu_0 c^2 + m_0 c^2 + \Delta E(Z-1);$$

en émission α,

$$W_0 \geqq m_\alpha c^2 + \Delta E(Z-2) + \Delta E(Z-1).$$

La présence des électrons périphériques conduit à des conditions énergétiques plus restrictives pour l'émission de particules chargées positivement, moins restrictives en émission β^-. Il est ainsi possible de concevoir des noyaux émetteurs β^- en présence de leur cortège électronique, qui seraient stables vis-à-vis de l'émission β^- s'ils étaient dépouillés d'électrons périphériques.

3. **Influence du cortège électronique sur la probabilité d'émission des particules chargées.** — Comment est modifiée la probabilité d'émission d'une particule chargée par un noyau nu lorsque l'on tient compte de la présence des électrons atomiques ? On ne sait pas résoudre rigoureusement ce problème et différentes approximations doivent être utilisées selon les cas.

Considérons d'abord le cas de *l'émission* α : on peut montrer [2] qu'il est possible d'obtenir une fonction propre approchée de $\mathcal{H}(\mathbf{x}_\alpha \mathbf{x}_i)$ en remplaçant le terme d'interaction entre la particule α et les électrons par la valeur qu'il prend lorsque l'on suppose la particule α enfermée dans le noyau. A la précision des approximations faites, cette quantité est égale à

$$-\Delta_\alpha E = -\Delta E(Z-1) - \Delta E(Z-2).$$

On trouve alors que la probabilité d'émission d'une particule α d'énergie E_α est donnée par la formule usuelle $\lambda(E')$ où

$$E' = E_\alpha + E_R + \Delta E(Z-1) + \Delta E(Z-2) = W_0 - m_\alpha c^2.$$

La probabilité d'émission α en présence du cortège électronique est donc égale à la probabilité d'émission α par le noyau nu qui cède l'énergie W_0 et tout se passe comme si la particule α cédait ensuite, en traversant l'atome, la quantité $\Delta_\alpha E$ nécessaire à la dilatation du cortège électronique due au passage de Z à $Z-2$.

Ce résultat peut être illustré par une image classique : en effet la longueur d'onde associée aux particules α émises par les noyaux est suffisamment petite devant les dimensions atomiques pour que l'on puisse la considérer comme un point chargé. On peut alors admettre que la particule α apparaît à la surface du noyau avec l'énergie que lui donne le noyau, le cortège n'étant pas modifié dans cette première étape du processus puisque la charge n'a

pas changé au voisinage de $r = 0$. Dans une deuxième étape la particule α en traversant l'atome lui cède l'énergie $\Delta_\alpha E$.

La nécessité d'introduire une correction dans les formules de l'émission α pour tenir compte de la présence des électrons atomiques a été montrée la première fois par Ambrosino et Piatier [6], mais la correction qu'ils proposaient introduisait deux fois le même effet [2].

Si l'on appliquait à *l'émission* β le raisonnement classique précédent, on trouverait que les spectres β sont simplement des spectres de Fermi de l'émission par un noyau nu qui cède l'énergie W_0, décalés vers les basses énergies de la quantité $\Delta E(Z-1)$ pour les spectres β^+, vers les hautes énergies de $\Delta E(Z)$ pour les spectres β^-. Il n'y aurait ainsi, dans les spectres β^-, pas d'électrons d'énergie inférieure à $\Delta E(Z)$. Toutefois ce raisonnement classique n'est plus valable dans le cas des électrons peu énergiques car la longueur d'onde qui leur est associée est trop grande pour que l'on puisse les considérer comme ponctuels. Au contraire, si l'on étudie l'émission β en présence du cortège électronique, dans le formalisme rappelé au début du paragraphe 2, qui consiste à considérer l'hamiltonien complet de l'atome, on voit qu'il peut exister, parmi les états finaux, un état qui correspond à Z électrons dans l'état fondamental de l'atome $Z \pm 1$, plus un électron négatif ou positif d'énergie cinétique nulle. Il découle de ce formalisme que les spectres β^- doivent s'étendre entre m_0c^2 et $W_0 + \Delta E(Z)$, les spectres β^+ entre m_0c^2 et $W_0 - \Delta E(Z-1)$ et que l'électron et le neutrino se partagent l'énergie E cédée (ou absorbée) par le cortège. Ce résultat est en contradiction avec l'image classique précédente et en accord avec celui proposé par Schwartz [7].

Il existe d'ailleurs certains résultats expérimentaux qui semblent confirmer ce point de vue. Freedman et al. [8] ont observé pour le ^{241}Pu un spectre β^- d'énergie maxima 20,5 keV. On a, dans ce cas, $\Delta E = 19$ keV.

De plus la forme observée du spectre entre 20,5 et 14 keV est très semblable à une forme de Fermi d'énergie maxima 20,5 keV, ce qui ne pourrait pas être compatible avec un spectre de Fermi d'énergie maxima (20,5 — 19) keV décalé, même en tenant en compte des conditions expérimentales d'élargissement. De même dans le Ra*D* un spectre β^- de basse énergie a pu être mis en évidence par différents auteurs [9], [10], [11]. Les résultats les plus récents sont ceux de Huster [11] qui donnent 23,0 ± 2,5 keV pour l'énergie maxima, des électrons ayant été observés dont l'énergie est inférieure à $\Delta E = 16$ keV. Ces résultats semblent donc confirmer notre point de vue.

Certains auteurs d'autre part, avaient supposé sans justification théorique que l'énergie ΔE se dissipait en émission β^- sous forme de photons raisonnant ainsi par analogie avec le processus de désexcitation d'un atome. Nous voyons cependant que cette hypothèse n'est pas nécessaire puisque la conservation de l'énergie peut se faire sans intervention du champ électromagnétique à cause des interactions coulombiennes existant entre les électrons périphériques et, d'une part le noyau, d'autre part le β. De plus l'émission de photons par le cortège, simultanément à l'émission β^-, serait un processus du second ordre, donc moins probable.

En ce qui concerne la forme des spectres β on peut montrer que pour des électrons rapides il est possible d'utiliser l'approximation brusque qui consiste à négliger l'interaction du β avec les électrons du cortège. On trouve alors que la probabilité d'émission d'un électron d'énergie W est égale à la probabilité d'émission d'un électron d'énergie W par un noyau nu qui cède l'énergie $W_0 + \Delta E$. Cette approximation est valable pour des électrons dont l'énergie W est supérieure à environ $10\,\Delta E(Z)$. Pour des énergies plus faibles on peut tenir compte approximativement de l'interaction du β avec les électrons en la remplaçant par une fonction des coordonnées du β seul, qui représente le champ moyen créé par les électrons orbitaux. Les calculs les plus exacts d'effet d'écran sont ceux de Reitz [12]. Les corrections d'effet d'écran diminuent quand l'énergie du β augmente; elles sont négligeables pour des énergies supérieures à $\sim 10\,\Delta(Z)$, ce qui justifie nos prévisions concernant la limite au-delà de laquelle on peut négliger l'interaction du β et des électrons liés. Les résultats de Reitz ne sont pas donnés pour des énergies inférieures à $\Delta E(Z)$. Au-dessous de cette limite on ne peut actuellement qu'essayer de donner des indications qualitatives sur la modification de la forme des spectres β aux basses énergies. L'effet d'écran des électrons atomiques tend à diminuer le nombre d'électrons lents en émission β^-, à l'augmenter en émission β^+. Les phénomènes d'ionisation interne et de rayonnement de freinage interne font perdre de l'énergie au β et tendent à augmenter le nombre d'électrons lents.

En émission β^+ tout concourt donc pour augmenter le nombre d'électrons lents. En émission β^-, les électrons atomiques éjectés par ce phénomène d'ionisation interne viennent se superposer à la partie molle du spectre. Toutefois l'effet d'écran pourrait éventuellement compenser l'augmentation du nombre d'électrons lents due aux autres phénomènes ce qui pourrait expliquer que dans le cas du ^{241}Pu et du Ra*D* la forme observée du spectre au voisinage de $\Delta E(Z)$ soit en bon accord avec celle de Fermi.

Intervention de Mlle M. Perey. — Deux radioélécuments naturels : MTh_1 et Ac, présentent la partilarité de se désintégrer par processus β sans que l'on ait pu mettre en évidence ces rayons. Seule la loi de

déplacement de valence permet d'affirmer l'existence de ces désintégrations :

$$\mathrm{Th} \xrightarrow{\alpha} \mathrm{MTh_1} \xrightarrow{\boxed{\beta}} \mathrm{MTh_2} \xrightarrow{\beta}$$
$$\mathrm{Pa} \xrightarrow{\alpha} \mathrm{Ac} \xrightarrow{\boxed{\beta}} \mathrm{RA}\,C \xrightarrow{\beta}$$

Dans le premier cas le descendant est émetteur β, tandis que dans le second le descendant est émetteur α :

L'étude des désintégrations de l'Ac et du $\mathrm{MTh_1}$ a été faite au Laboratoire Curie il y a déjà quelques années, soit seule, soit en collaboration avec M. Lecoin ou avec celui-ci et Tsien, Teillac et Riou.

Nous n'examinerons ici que le cas de la désintégration de l'Ac.

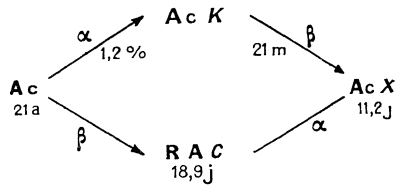

Fig. 1.

Nous avons montré que 1,2 pour 100 des atomes d'Ac se désintégraient par processus α pour donner Ac *K* premier isotope du francium.

La transformation principale se fait par émission β pour donner RAc (isotope Th). Cet embranchement de 1,2 pour 100 permet de calculer le nombre de désintégrations β devant se produire, en fonction des rayons α observés. Cette émission simultanée permet également le contrôle des activités des sources utilisées.

Si nous faisons le bilan énergétique de la réaction nous obtenons 6,4 MeV ± 0,4 pour la branche supérieure.

L'énergie des α du RAc plus E recul + $E\gamma$ RAc étant 6,2 ± 0,2 MeV, nous pouvons conclure en première approximation que l'énergie mise en jeu dans la transition β de l'Ac est faible, mais devant l'imprécision des différentes déterminations des énergies des rayonnements dans les deux branches, nous ne pouvons avoir aucune valeur précise.

Nous nous sommes attachés, Lecoin et moi, à étudier cette transition β Ac → RAc après avoir déterminé les énergies des rayons β et γ émis par Ac*K*.

Étant donné la courte période d'Ac*K*, $T = 21$ mn formé directement dans Ac cette connaissance est indispensable et il y aura toujours superposition des deux phénomènes.

Préparation des sources. — Toutes les expériences ont nécessité une purification extrêmement poussée de l'Ac (pureté de 10^{-9} à 10^{-6} en RAc et Ac*K*) à t_0. Il nous était possible de travailler 1 h sans que les descendants (à l'exception d'Ac*K*) ne soient reformés en quantité gênante.

Étant donné que les rayonnements recherchés sont des α, des β et des γ de très faible énergie, les sources doivent être constituées par le minimum de matière, or l'Ac dont nous disposons se trouve avec des terres rares. D'autre part un grand nombre d'opérations chimiques doivent être effectuées en présence d'entraîneurs. Ceci nécessite donc de purifier *d'abord* le lanthane actinifère, puis par une nouvelle méthode de fractionnement, d'éliminer la plus grande partie de matière inerte.

Nous avons pu ainsi obtenir des sources de 0,5 mC d'Ac exempt de tout dérivé dans moins de 0,1 mg de La_2O_3. Nous avons utilisé des quantités de 2.10^{-2} mg de La_2O_3/cm^2 sur des feuilles d'Al de 0,5 mg/cm².

Résultats. — La détermination de l'énergie des rayons β a été faite au moyen de chambres de Wilson à basse pression.

La détermination des quantum γ a été faite au moyen de compteurs Geiger-Müller par absorption dans des écrans ou par absorption sélective.

Je me bornerai à indiquer les résultats expérimentaux.

Les résultats que nous avons trouvés pour Ac*K* viennent d'être entièrement confirmés par Hyde à Berkeley.

Actinium K.

β limite supérieure, 1,2 MeV ± 0,1, spectre complexe.

	Rayons X et γ	Nombre de quanta par desintegration.
Raie $\frac{L}{\gamma}$	14,8 keV	0,25 ± 0,07
	48,6 »	0,27 ± 0,05
	300 »	0,06 ± 0,03

Actinium.

β bande d'électrons mous, 7 à 30 keV avec une raie très nette et intense de 12 keV constituée par la moitié des rayons observés. Cette bande correspond a 0,1 pour 1 désintégration.

	Rayons X et γ	Nombre de quanta
Raie $\frac{L}{\gamma}$	15 keV	$(5 \pm 1).10^{-2}$
	36,8 keV ± 0,07	$(2,2 \pm 0,4).10^{-3}$

Le schéma de désintégration que nous avons donné est le suivant :

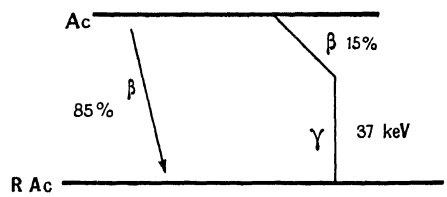

Fig. 2.

Intervention de M. Lecoin. — Je m'excuse de cette discussion d'expériences déjà anciennes, mais

dans la mesure où leur interprétation a conduit à imaginer des modes d'interaction nouveaux entre le cortège électronique et le noyau, nous avons pensé qu'elles pourraient trouver place dans ce Congrès.

Les résultats exposés par Mlle Perey constituent une sorte de puzzle. L'interprétation la plus simple nous a semblé conduire au schéma indiqué ci-dessus. Ce schéma postule que le rayonnement γ de 37 keV observé est lié à la transition Ac $\rightarrow$ RAc. Cette affirmation permet en effet de rendre compte, d'une part des photons de 15 keV, qui dans la limite de précision de nos expériences semblent bien correspondre à des photons α du RAc (expériences d'absorption sélective de Riou). D'autre part, elle permet d'interpréter la bande d'électrons observés entre 7 et 15 keV comme étant des photoélectrons de conversion dans le niveau L, et la bande d'électrons compris entre 20 et 30 keV comme résultant de la conversion dans le niveau M. Il en résulte que le spectre β émis par l'actinium devrait être un spectre complexe, 15 pour 100 des désintégrations donnant lieu à l'état excité de 37 keV du radioactinium, la limite supérieure du spectre ayant une valeur inconnue. Dans ces conditions, 85 pour 100 des désintégrations devraient se faire directement sur l'état fondamental du radioactinium, et la limite supérieure du spectre β devrait avoir une énergie de 37 keV. Il est difficile d'avoir une idée précise sur ce que peut être la répartition spectrale du rayonnement β pour une telle limite supérieure d'énergie. Les calculs de Mme Benoist dans le cas d'une transition permise montrent que 70 pour 100 des rayons β devraient être émis avec une énergie supérieure à 7 keV.

Nous ne connaissons pas la nature de la transition Ac $\rightarrow$ RAc; mais même s'il s'agit d'une transition défendue, l'ordre de grandeur du nombre d'électrons émis avec une énergie supérieure à 7 keV ne semble pas être très différent.

Puisque nous avons vu à la chambre de Wilson les photoélectrons α de 15 keV, il est impossible de penser que nous n'ayons pu observer l'existence d'un tel spectre β.

Il faut néanmoins signaler que les conditions expérimentales ne nous permettaient pas d'étudier une éventuelle émission de photons de basse énergie (énergie inférieure à 7 keV). Or, si l'on place devant une chambre de Wilson à pression normale 2 mC d'actinium privé de ses dérivés, on observe dans la chambre, en même temps que des photoélectrons L, un grand nombre de paquets d'ions qui semblent correspondre à des photoélectrons de très basse énergie ($\sim$ 3 keV). L'hypothèse de l'émission d'un important rayonnement de photons de basse énergie paraît donc probable.

Le schéma de désintégration de l'actinium indiqué ci-dessus paraît donc encore incomplet, et d'autres expériences semblent nécessaires avant de conclure au sujet de l'absence d'un rayonnement β dans la transition directe de Ac $\rightarrow$ RAc.

Intervention de M. Curran. — Le phénomène intéressant de réarrangement a été très difficile à déceler par les expériences tentées pour démontrer son existence. Ne pourriez-vous donner quelques indications complémentaires sur la façon de le mettre en évidence ?

Intervention de M. Radvanyi. — Il me semble que l'on a aussi observé expérimentalement un manque d'électrons très peu énergiques par rapport à la forme théorique des spectres β pour des radioéléments de Z faible. En particulier M. Curran au compteur proportionnel a observé — je crois — un tel défaut de β^- pour des énergies inférieures à 1 keV dans le cas du tritium et l'effet du cortège électronique sur le spectre β^- du tritium devrait pourtant être négligeable.

Réponse de M. Curran. — La forme du spectre de ^{3}H pour une énergie inférieure à 1 keV semble indiquer un déficit bien net d'électrons lents. La plupart des défauts de la méthode expérimentale semblent accroître l'intensité dans cette région. Une étude théorique précise de ^{3}H par la méthode de Mme Benoist pourrait être très utilement comparée aux résultats expérimentaux.

Intervention de M. Deutsch. — Si j'ai bien compris la Communication de Mme Benoist, il semble que la région d'incertitude théorique correspond plutôt à l'énergie moyenne d'excitation atomique qu'à la différence ΔE de liaison du cortège. N'est-ce pas l'énergie d'excitation moyenne qui correspond à la différence entre le cas où l'électron traverse l'atome sans que les positions et les vitesses des électrons du cortège changent du tout et le cas où ils subissent un réarrangement adiabatique aux fonctions d'onde correspondant au cortège final ?

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Benoist-Gueutal P. — *Thèse*, Paris, 1952.
[2] Benoist-Gueutal P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 691.
[3] Serber R. et Snyder H. S. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 152.
[4] Foldy L. L. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 195.
[5] Dickinson W. C. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 563.
[6] Ambrosino G. et Platier H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 400.
[7] Schwartz H. M. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 195.
[8] Freedman M. S., Wagner Jr. F. et Engelkemeir D. W. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1155.
[9] Insch G. M., Balfour J. G. et Corran S. C. — *Phys. Rev.*, 1952, **84**, 805.
[10] Jaffe A. A. et Cohen S. G. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 454.
[11] Huster E. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1076.
[12] Reitz J. R. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 10.