

- 8) Hay H. J. Pattenden N. J. et Egelstaff P. A., *Acta Cryst.* **11** (1958) 228.
- 9) Laniesse J., Meriel P. et Englander M., *Rapport CEA*, 1555 (1960).
- 10) Curry N. A. et Runciman W. A., *Acta Cryst.*, **12** (1959) 674.
- 11) Keating D. T., Neidhardt W. J. et Goland A. N., *Phys. Rev.* **111** (1958) 261.
- 12) Shull C. G., Wilkinson M. K. et Mueller M. H., *Phys. Rev.*, **118** (1960) 308.
- 13) Paoletti A. et Pickart S. J., *Journ. Chem. Phys.*, **32** (1960) 308.
- 14) Kay Mortimer, *Act. Cryst.*, **14** (1961) 80.
- 15) Shirane, Pickart S. J., *Phys. Chem. Sol.* (1960) 166.
- 16) Levy H. A. et Peterson S. W., *Rev. Mod. Phys.*, **30** (1958) 100, 101.
- 17) Bacon G. E. et Curry N. A., *Act. Cryst.*, **13** (1960) 717.
- 18) Walter B. G. et Hamilton C., *Act. Cryst.*, **14** (1961) 95.
- 19) Sass R. L., *Act. Cryst. Dan.*, **13** (1960) 320.
- 20) Peterson S. W. et Levy H. A., *Journ. Chem. Phys.*, **20** (1952) 704.
- 21) Bacon G. E. et Peaser S., *Proc. Roy. Soc. A.* **230** (1955) 359.
- 22) Shirane, Danner, Pepinsky, *Phys. Rev.* **105** (1958) 849.
- 23) Bergsma Goedkoop et Van Vucht J. N., *Act. Cryst.*, **14** (1961) 223.
- 24) Bacon G. E. et Curry N. A., *Act. Cryst.*, **13** (1960) 10.

Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques dans le domaine de la conversion interne

1 — Introduction

L'étude du phénomène de la conversion interne est un des outils les plus puissants pour la connaissance de la structure nucléaire. En effet, la détermination expérimentale des coefficients de conversion interne et leur comparaison avec les valeurs théoriques, joué un rôle très important dans l'établissement des schémas de niveaux nucléaires: elle permet de déterminer, dans beaucoup de cas, leurs moments angulaires totaux et parités.

Le phénomène de la conversion interne résulte d'une interaction entre le noyau et son cortège électronique, et il est en compétition avec l'émission γ , c'est-à-dire, dans les deux cas la transition se produit entre deux états d'un même noyau: il n'y a pas changement de numero atomique. Dans la desexcitation du noyau par l'émission γ , le photon emporte la différence d'énergie entre les deux états nucléaires. Par contre, dans

la conversion interne, cette différence d'énergie n'est pas émise sous la forme d'un rayonnement électromagnétique: elle est transférée *directement* à un électron du cortège électronique du noyau, qui quitte l'atome avec une énergie donnée par

$$E(e^-) = E(\gamma) - E(l)$$

($E(\gamma)$: énergie du photon γ émis en compétition; $E(l)$: énergie de liaison de l'électron dans le cortège).

On appelle coefficient de conversion interne, le rapport du nombre d'électrons de conversion interne et de photons γ émis dans la même transition entre deux états nucléaires: $\alpha = \frac{N(e)}{N(\gamma)}$. Ce rapport dépend de plusieurs paramètres:

- Numero atomique (Z);
- Ordre de la couche ou de la sous-couche électronique ($K, L_I, L_{II}, L_{III}, \dots$) d'où l'électron est arraché;
- Énergie de la transition entre les deux niveaux nucléaires;

- Multipolarité du rayonnement émis;
- Parité relative des deux niveaux nucléaires.

Les coefficients de conversion interne sont désignés par $\alpha^{(1)}$. Nous aurons, ainsi, les coefficients $\alpha_K, \alpha_{L_I}, \alpha_{L_{II}}, \dots$ pour les coefficients de conversion dans la couche électronique K et dans les sous-couches L_I, L_{II}, \dots .

Les coefficients de conversion interne d'une transition nucléaire électromagnétique dépendent, d'une façon très nette, de plusieurs paramètres et, parmi eux, de la multipolarité et de la nature électrique ou magnétique du rayonnement émis.

Soit un noyau dans un état initial excité, se desexcitant par émission d'un rayonnement γ . Soit J_i et J_f les moments angulaires totaux du noyau dans les états initial et final. Si l est le moment angulaire emporté par le photon γ :

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f$$

la valeur de l plus probable est telle que $J_i = J_f + l$.

L'ordre multipolaire du photon est donnée par 2^l : si $l=1$, le rayonnement est *dipolaire*; pour $l=2$, *quadrupolaire*, etc.

En ce qui concerne la parité, soit π_i et π_f les parités des états initial et final du noyau. La parité $-\pi$ du photon émis dans la transition est donnée par $\pi_i = \pi_f \cdot \pi$.

Pour un rayonnement de nature électrique, la parité est $\pi = (-1)^l$; pour un rayonnement magnétique, $\pi = -(-1)^l$. De cette façon, dans le cas d'un rayonnement quadrupolaire, par exemple ($l=2$), la parité sera $+$ pour un rayonnement électrique et $-$ pour un rayonnement magnétique. Ainsi, si on vérifie qu'un rayonnement est quadrupolaire, il sera de nature magnétique s'il y a

un changement de parité entre les états initial et final; et électrique si la parité des deux états intéressés dans la transition, est la même.

Le tableau I indique les différentes possibilités pour les rayonnements multipolaires.

TABLEAU I.

Type du rayonnement	Moment angulaire du photon	Changement de parité
Dipole électrique (E1)	$h/(2\pi)$	oui
Dipole magnétique (M1)	$h/(2\pi)$	non
Quadrupole élect. (E2)	$2h/(2\pi)$	non
Quadrupole magnét. (M2)	$2h/(2\pi)$	oui
Octupole élect. (E3)	$3h/(2\pi)$	oui
Octupole magnét. (M3)	$3h/(2\pi)$	non

*

* *

La théorie de la conversion interne⁽²⁾ permet de prévoir que:

1) Les coefficients de conversion interne augmentent très rapidement avec l'ordre multipolaire du rayonnement, pour toutes les valeurs du numéro atomique et de l'énergie de la transition;

2) En général, les transitions magnétiques ont des coefficients de conversion interne plus élevés que les transitions électriques, pour les mêmes ordres de multipolarité, énergie et numéro atomique.

De plus, les coefficients de conversion interne augmentent rapidement avec le numéro atomique et décroissent avec l'énergie du rayonnement. Donc, la conversion interne est un phénomène très important pour les noyaux lourds, les transitions de faible énergie et d'ordres de multipolarité élevées.

(1) Pour distinguer entre les transitions électriques et magnétiques on utilise, respectivement, la notation α et β pour le coefficient de conversion interne.

(2) Pour la théorie de la conversion interne cf., par exemple, Rose, 1955.

2 — Mesures absolues et relatives

Du point de vue expérimental, la détermination absolue d'un coefficient de conversion interne, implique la mesure de deux grandeurs de nature très différente: le nombre d'électrons de conversion et le nombre de photons correspondants à la même transition (5). La grande différence entre électrons et photons, en ce qui concerne l'interaction avec la matière, ne permet pas la mesure simultanée et directe des deux grandeurs.

On est donc obligé de mesurer, en général, les photons par des méthodes indirectes. Toutefois l'emploi de ces méthodes introduit plusieurs erreurs, surtout dans la région des basses énergies, ce qui rend difficile la détermination absolue des coefficients de conversion interne.

D'autre part, dans la région des basses énergies, la variation des coefficients de conversion interne, en fonction de l'énergie de la transition, est extrêmement rapide (cf., par exemple, les figures 1 et 2: représentation graphique des valeurs des coefficients de conversion interne des rayonnements dipolaires électriques $-\alpha_1-$ et dipolaires magnétiques $-\beta_1-$ pour les sous-couches L_I , L_{II} et L_{III} dans le cas des atomes de plomb $-Z=82$). Ce fait rend encore plus difficile la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des coefficients de conversion interne.

Par contre, la détermination des rapports des coefficients de conversion partielles, K/L , $L_I/L_{II}/L_{III}$, etc., exige seulement des mesures d'intensités relatives en électrons. Ainsi, par exemple, le rapport K/L est égal au rapport des surfaces des raies de conversion correspondantes. Pour que cette mesure soit possible, il faut évidemment que les raies K et L soient séparées, ce qui dépend de la résolution du spectromètre.

(5) Pour les déterminations expérimentales des coefficients de conversion interne, cf., par exemple, Burhop, 1952; Duquesne et al., 1960; McGowan, 1954; Mitchell, 1955.

D'autre part, les rapports entre les coefficients de conversion interne sont beaucoup moins sensibles aux variations en fonction de l'énergie de la transition que leurs valeurs absolues (figure 3). Ainsi, la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales est moins susceptible d'imprécisions. En

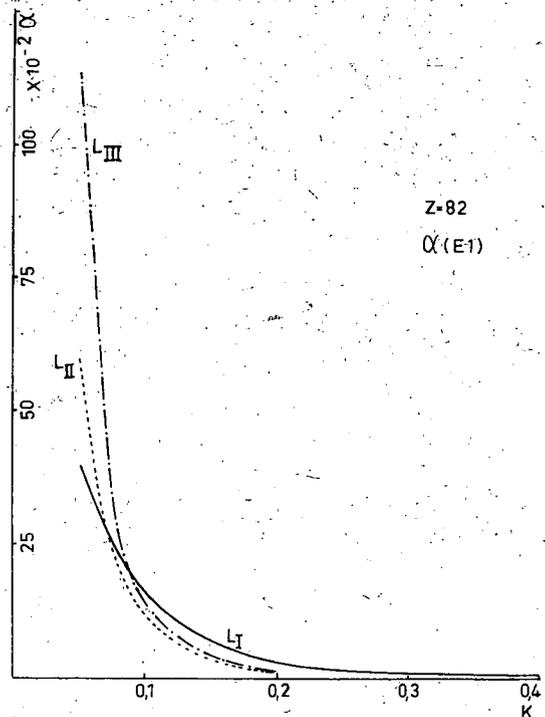


Fig. 1

(k : énergie émise, mesurée en $m c^2 = 511 k e V$)

effet, la comparaison entre les rapports de coefficients ont permis de dépasser certaines anomalies entre théorie et expérience qu'on croyait apercevoir quand la comparaison était faite entre les valeurs absolues.

3 — Développements théoriques

Rose et collaborateurs ont publié, de 1949 à 1951, les valeurs théoriques des coefficients de conversion interne dans la couche K , pour des rayonnements de nature soit électrique soit magnétique, avec des ordres multipolaires de 1 à 5 et pour six valeurs de l'énergie de la transition.

Dans ces calculs, le noyau a été considéré comme ponctuel; il est seulement la source d'un champ électromagnétique ayant un moment angulaire et une parité déterminés. La théorie de Dirac de l'électron a été utilisée, avec un potentiel de la forme $\frac{Z \cdot e}{r}$, sans tenir compte des effets d'écran⁽⁴⁾.

Un peu plus tard, Reitz a fait à nouveau les calculs, en considérant ces effets. Rose et collaborateurs ont généralisé les calculs des coefficients de conversion interne à des autres valeurs de l'énergie, tandis que Gellman et collaborateurs ont publié les premiers valeurs théoriques pour la couche électronique L , toujours en considérant le noyau comme étant ponctuel.

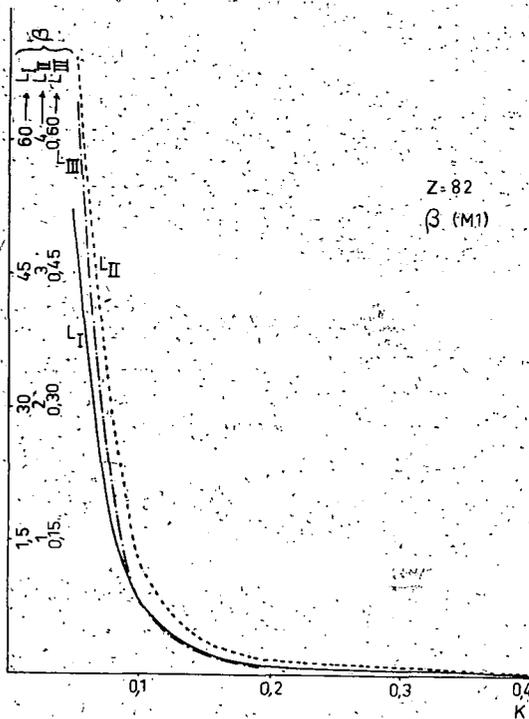


Fig. 2

Pourtant, l'hypothèse du noyau ponctuel a conduit à des désaccords, pour les coefficients de conversion, entre les valeurs théoriques et expérimentales, surtout en ce qui concerne les coefficients K pour les transi-

tions dipolaires magnétiques ($M1$) dans les noyaux lourds.

Sliv a remarqué, pendant la conférence de Paris de 1954, le rôle qui peuvent jouer

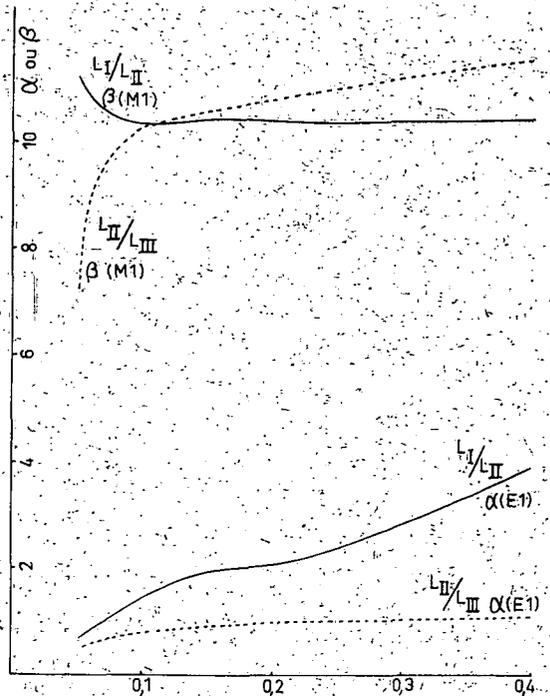


Fig. 3

les dimensions finies du noyau dans les calculs des coefficients de conversion interne. En effet, il a déclaré :

«Si l'on tient compte dans le calcul des coefficients de conversion interne des dimensions finies du noyau, dans une série de cas les résultats sont affectés de façon notable. Nous avons effectué le calcul de coefficients de conversion pour les électrons K et L_I pour des transitions $M1$ et $M2$ en supposant que la charge est uniformément répartie dans le noyau; mais que le courant de transition «bouge» dans le noyau. (...)

Des nouveaux calculs de coefficients de conversion interne ont été effectués par Sliv et Band et aussi par Rose, en considérant les dimensions finies du noyau, les charges

(4) L'effet d'écran est dû au champ coulombien créé par le cortège électronique du noyau.

étant supposées uniformément réparties dans une sphère de rayon égal à $1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm (A : nombre de masse) et les courants restreints à la surface.

Les tables de Rose ainsi calculées, présentent les coefficients K , L_I et L_{II} , considérant les effets d'écran pour les électrons et les dimensions finies du noyau; pour les coefficients L_{III} , les effets d'écran sont aussi considérés, mais les effets dus aux dimensions finies du noyau ne le sont pas; enfin, les coefficients de conversion pour la couche M ont été calculés sous l'hypothèse du noyau ponctuel et les effets d'écran ne sont plus pris en considération.

4 — Comparaison théorie — expérience

Pourtant il y a un écart systématique entre les coefficients expérimentales et théoriques pour la sous couche électronique M_I . En effet, Friley et Valadares, en mesurant le rapport L_I/M_I pour la transition de $46,5$ keV dans la transmutation $RaD \rightarrow RaE$, ont constaté que ce rapport est de 3,4, tandis que le rapport théorique de Rose est de 2,1. C'est-à-dire, il y a un coefficient égal à 1,6 entre le rapport expérimental et théorique. Des rapports expérimentaux de la même ordre de grandeur ont été observés par plusieurs auteurs, pour des différentes énergies du rayonnement γ .

On a conclu que les coefficients théoriques M_I sont plus grands que les valeurs expérimentaux d'un facteur de l'ordre de 1,6.

Comme exemples de comparaisons entre des valeurs expérimentaux et théoriques, nous présentons, parmi le grand nombre possible, les suivants, qui font bien sortir l'importance des dimensions finies du noyau dans les calculs des coefficients de conversion interne (Tables II et III).

TABLEAU II

Transition $M1$ (40 keV) $Bi^{212} \rightarrow Tl^{208}$
($ThC \rightarrow ThC''$)

Valeurs théoriques		Valeur expérimentale
Noyau ponctuel	Noyau à dimensions finies	(N. Ferrin, 1958)
$\alpha_{L_I} = 21,5$	$\alpha_{L_I} = 14,5$	$\alpha_{L_I} = 14 \pm 1,5$

En ce qui concerne les rapports de coefficients de conversion interne, les effets dus aux dimensions finies du noyau sont aussi bien mis en évidence; en exemple est donné sur le tableau III

TABLEAU III

Transition $M1$ (46,5 keV) $Pb^{210} \rightarrow Bi^{210}$
($RaD \rightarrow RaE$)

	Rapports théoriques			Rapports expérimentaux	
	Noyau ponctuel (Rose et Goertzel)	Noyau non ponctuel		Friley et Valadares 1957	Sergoyev et col. 1958
		Rose	Silv. et Band		
L_I/E_{II}	11,2	10,2	9,3	$9,5 \pm 0,4$	$9,4 \pm 0,2$
L_{II}/L_{III}	14,7	10,9	11,7	$10,5 \pm 0,9$	$11,4 \pm 0,6$

En prenant en considération les dimensions finies du noyau dans le calcul des coefficients de conversion théoriques, plusieurs désaccords expérience — théorie, constatés dans l'hypothèse du noyau ponctuel, sont en effet dépassés⁽⁵⁾.

(5) Dans le cas de désaccord entre les valeurs expérimentales et théoriques, calculées d'après les hypothèses citées ci-dessus, on peut envisager qu'il s'agit d'un mélange de transitions de natures et multiplicités différentes. En effet, dans le cas d'un tel mélange, le coefficient de conversion interne α est donné par $\alpha = \sum a_i \cdot \alpha_i$, avec $\sum a_i = 1$. Les paramètres du mélange — a_i — sont déterminés à partir d'une comparaison entre les valeurs théoriques des coefficients de conversion interne pour des transitions pures et les valeurs mesurées par l'expérience

5 — Influence de la structure nucléaire

Pourtant, des anomalies expérience — théorie restent encore. Ces cas exceptionnels semblent se présenter seulement dans les transitions considérablement retardées, comme certaines transitions $E1$ lentes dans les éléments lourds.

D'après Asaro et collaborateurs, la première transition de ce type a été identifiée dans le Np^{237} (transition de 59,6 keV), dont la période, déterminé par Beling et collaborateurs, est 10^5 fois plus grande que la valeur calculée. Le coefficient de conversion interne de cette transition $E1$, déterminé par Jaffe et collaborateurs, est $\alpha_T = 0,72 \pm 0,07$, tandis que le coefficient théorique est 0,32. D'après les rapports des coefficients $L_I/L_{II}/L_{III}$, déterminés par Hollander, Smith et Rasmussen, et par Rosenblum, Valadares et Milsted, respectivement 1,5 : 3,3 : 1 et 1,7 : 3,3 : 1, et de la comparaison avec les rapports théoriques, on a constaté que, tandis que les coefficients L_I et L_{II} sont anormaux, le coefficient L_{III} est normal.

Rosenblum, Valadares et Milsted ont suggéré que les coefficients de conversion interne anormaux pour cette transition devront être mis en rapport avec la période anormalement longue.

Un autre cas typique se produit dans la transition de 85 keV du Pa^{231} , dont les coefficients de conversion interne dans les sous-couches L_I et L_{II} sont 10 à 20 fois supérieurs aux valeurs théoriques soit de Sliv et Band soit de Rose, tandis que le coefficient L_{III} est normal.

D'autres anomalies analogues sont connues dans des coefficients de conversion interne pour des transitions $M1$ (Nielsen et coll., 1957; McGowan et Stelson, 1957).

*

* *

Une explication des anomalies de ce type a été donnée par Church et Weneser. Ces

auteurs ont montré que les coefficients de conversion interne peuvent dépendre des détails de la structure du noyau, entraînant ainsi considérables différences, dans les valeurs calculées, par rapport à ceux de Sliv et Band et de Rose.

En effet, l'interaction entre le noyau et les électrons périphériques se produit au moyen du champ de rayonnement créé par le noyau. D'après Church et Weneser, les effets dus à la structure du noyau n'interviennent pas dès que l'interaction ait lieu à l'extérieur du noyau. Par contre, si cette interaction a lieu dans la matière nucléaire, la structure du noyau peut jouer un rôle important dans la détermination du coefficient de conversion interne. Cela se présente dans les transitions pour lesquelles les règles de sélection interdisent l'émission du rayonnement électromagnétique sans imposer les mêmes restrictions aux électrons de conversion. C'est le cas, non seulement des transitions $0 \rightarrow 0$ mais, en général, des transitions $M1$ et $E2$ entre des niveaux nucléaires de même moment angulaire et parité.

Les transitions $0 \rightarrow 0$ se produisent entre deux niveaux avec des moments angulaires nuls. Dans ces conditions, l'émission γ n'est pas possible, car la multipolarité du photon doit être telle que, au moins, $l = 1$. Cependant, la transition peut avoir lieu par conversion interne, dès que la fonction d'onde de l'électron ne soit pas nulle à l'origine; cela veut dire que l'électron a une certaine chance d'être dans le noyau⁽⁶⁾.

*

* *

Il y a quelques mois, Gerholm et collaborateurs ont publié les résultats de leurs

(6) Nous devons remarquer que les transitions $0 \rightarrow 0$, que ne sont réalisées qu'au moyen d'électrons de conversion, sont un des arguments les plus importants pour considérer la conversion interne comme un phénomène d'interaction directe noyau — électron périphérique, sans l'existence du rayonnement γ intermédiaire.

travaux concernant la détermination des coefficients de conversion interne, en considérant les effets dus à la structure nucléaire.

Ces auteurs ont étudié la cascade 400 — 279 keV du Tl^{205} au moyen de corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, $e^- - \gamma$ et $\gamma - e^-$, et ont déterminé les coefficients de conversion pour les deux transitions. Il s'agit d'une transition $M1$ (400 keV) l -permise, suivie d'une autre transition $M1$ (279 keV) l -interdite. D'après la théorie, les effets de structure nucléaire, prévus par Church et Weneser, n'ont lieu que pour la transition l -interdite.

Les déterminations de Gerholm et collaborateurs s'avèrent en parfait accord avec la théorie, pour ce qui est les coefficients de conversion interne de la transition de 400 keV, en contradiction avec les déterminations expérimentales précédentes (Tableau IV).

- TABLEAU IV

Transition $M1$ (400 keV) $Pb^{203} \rightarrow Tl^{203}$

Valeur théorique	Valeurs expérimentales		
	Nijgh et coll. 1958	Deutsch et Goldhaber-1960	Gerholm et coll.-1961
0,148	$0,118 \pm 0,011$	$0,123 \pm 0,015$	$0,145 \pm 0,007$

En ce qui concerne la transition de 279 keV (interdiction — l), on doit s'attendre à des effets dus à la structure nucléaire. La détermination expérimentale de Gerholm et collaborateurs du coefficient de conversion interne de cette transition et la comparaison avec la valeur théorique de Sliv et Band, ont permise de mettre en évidence cet effet et le confirmer à partir des mesures de corrélations angulaires.

Ces auteurs ont confirmé en plus l'accord expérience — théorie dans le cas du thalium-201.

Au moyen de coïncidences $\gamma - \gamma$, $e^- - \gamma$ et $\gamma - e^-$, ils ont déterminé également le coefficient de conversion interne de la transition $E2$ de 412 keV, dans le Hg^{198} , dont

les valeurs déterminées auparavant ont fait contester la validité des coefficients théoriques pour certaines transitions dipolaires électriques.

La valeur déterminée par Gerholm et collaborateurs est, par contre, en accord avec la théorie (Tableau V).

TABLEAU V

Transition $E2$ (412 keV) $Au^{198} \rightarrow Hg^{198}$

Valeurs théoriques		Valeur expérimentale Gerholm et coll.-1961
Sliv et Band	Rose	
0,0298	0,0302	$0,0305 \pm 0,0010$

*
* *

Nous avons vu que la théorie de la conversion interne s'est développée en supposant, d'abord, le noyau comme étant ponctuel. Le désaccord expérience — théorie a fait introduire, dans les calculs, les dimensions finies du noyau: un accord plus satisfaisant a été obtenu. Enfin, Church et Weneser ont introduit les effets dus à la structure du noyau pour essayer d'expliquer certaines anomalies pour les valeurs expérimentales des coefficients de conversion. Cependant, les résultats expérimentaux connus avec une grande précision ne sont pas très nombreux; ainsi, dans ces conditions, une comparaison sûre avec les valeurs théoriques actuelles n'est pas possible.

On peut dire, toutefois, qu'à quelques pour cents près, l'accord est satisfaisant entre les valeurs théoriques et expérimentales. Pourtant, il y en a pour des rayonnements dipolaires, soit électriques soit magnétiques ($E1$ et $M1$) des anomalies très nettes, en valeur absolue et relative, des coefficients de conversion interne.

Il est probable qu'entre ces cas nettement anormaux et les normaux il y en ait des transitions, mais c'est là qu'il faudra avoir des mesures très précises pour pouvoir en

conclure de la validité de la théorie actuelle, ainsi que envisager leur développement ultérieur.

FERNANDO BRAGANÇA GIL

BIBLIOGRAPHIE

- Asaro, F.; Stephens, F. S.; Hollander, J. M. et Perlman, I. — *Phys. Rev.*, **117**: 492, 1960.
- Beling, Newton et Rose — *Phys. Rev.*, **86**: 797, 1952 et **87**: 670, 1952.
- Burhop, E. H. S. — «*The Auger Effect and Other Radiationless Transitions*», Cambridge, 1952.
- Church, E. L. et Wenenser, J. — *Phys. Rev.*, **104**: 1382, 1956.
- Deutsch, B. I. et Goldhaber, N. — *Phys. Rev.*, **117**: 818, 1960.
- Duquesne, M.; Grégoire, R. et Lefort, M. — «*Travaux Pratiques de Physique Nucléaire et de Radiochimie*», Paris, 1960.
- Friley, M. et Valadares, M. — *J. Phys. Rad.*, **18**: 468, 1957 et **20**: 60, 1959.
- Gollman, H.; Griffith, B. A. et Stanley, J. P. — *Phys. Rev.*, **85**: 941, 1952.
- Gerholm, T. R.; Pettersson, B.-G.; Van Nooijen, B. et Grabowski, Z. — *Nuclear Physics*, **24**: 177, 1961.
- Grabowski, Z.; Pettersson, B.-G.; Gerholm, T. R. et Thun, J. E. — *Nuclear Physics*, **24**: 251, 1961.
- Hollander, J. M.; Smith, W. G. et Rasmussen, J. O. — *Phys. Rev.*, **102**: 1372, 1956.
- Jaffe, H.; Passel, T. O.; Browne, C. I. et Perlman, I. — *Phys. Rev.*, **97**: 142, 1950.
- McGowan, F. K. — *Phys. Rev.*, **93**: 163, 1954.
- McGowan, F. K. et Stelson, P. H. — *Phys. Rev.*, **107**: 1674, 1957.
- Mitchell, A. G. — «*Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*» — Edited by Kai Siegbahn — Amsterdam, 1955. (Chapitres VII et VIII).
- Nielsen, K. O.; Nielsen, O. B. et Waggower, M. A. — *Nuclear Physics*, **2**: 476, 1957.
- Nijgh, G. J.; Wapstra, A. H.; Ornstein, L. T. M.; Salomons-Grobbe, N.; Huizenga, J. R. et Almén, O. — *Nuclear Physics*, **9**: 528, 1958/59.
- Perrin, N. — *Thèse de Doctorat*, Paris, 1958.
- Pettersson, B.-G.; Gerholm, T. R.; Grabowski, Z. et Van Nooijen, B. — *Nuclear Physics*, **24**: 196, 1961.
- Pettersson, B.-G.; Thun, J. E. et Gerholm, T. R. — *Nuclear Physics*, **24**: 233, 1961 et **24**: 243, 1961.
- Reitz, J. — *Phys. Rev.*, **77**: 10, 1950.
- Rose, M. E. — «*Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*» — Edited by Kay Siegbahn — Amsterdam, 1955. (Chapitre XIV).
- Rose, M. E. — «*Internal Conversion Coefficients*» — Amsterdam, 1958.
- Rose, M. E.; Goertzel, G. H. et Perry, C. L. — *Oak Ridge National Report n.º 1023*.
- Rose, M. E.; Goertzel, G. H.; Spinrad, B. I.; Harr, J. et Strong, P. — *Phys. Rev.*, **83**: 79, 1951.
- Rosenblum, S.; Valadares, M. et Milsted, J. — *J. Phys. Rad.*, **18**: 609, 1957.
- Sergeyev, A. G.; Vorobyev, V. D.; Remenny, A. S.; Kolchinskaya, T. I.; Latyshev, G. D. et Yegorov, Y. S. — *Nuclear Physics*, **9**: 498, 1958/59.
- Sliv, L. A. — *J. Phys. Rad.*, **16**: 523, 1955.
- Sliv, L. A. et Band, I. M. — «*Coefficients of Internal Conversion of Gamma Radiation — Part I, K-shell; Part II, L-shell*» — Physico-Technical Institute, Academy of Sciences, Leningrad, 1956 et 1958.

PONTOS DE EXAME

Ensino liceal — Junho de 1961 — Exame do 3.º ciclo
— Prova escrita de Ciências Físico-Químicas
— 1.ª chamada.

455 — Física — I. Sobre uma esfera de massa igual a 350 g, em repouso num plano horizontal, actua durante 0,4 s uma força constante que lhe imprime uma determinada quantidade de movimento, a qual lhe permite subir 40 metros num plano inclinado, até parar. O plano inclinado tem o declive (inclinação) de 4º.

Determine:

a) A quantidade de movimento que a esfera

possua no momento de iniciar a subida do plano inclinado.

$$g = 9,8 \text{ m/s}^2$$

b) A intensidade da força que actuou sobre a esfera.

— Apresente todos os cálculos.

R: a) A velocidade do corpo no momento de iniciar a subida do plano inclinado é dada por $v = \sqrt{2g \cdot h}$, sendo h o espaço percorrido pelo móvel até parar. Será, portanto:

$$v = \sqrt{2 \times 9,8 \times 40 \times \frac{4}{100}} = 5,6 \text{ m/s}$$