



HAL
open science

Schéma de niveaux de ^{223}Ra III. Etude des coïncidences $\gamma^* \gamma$ et des vies moyennes

C. Briançon, R. Walen

► To cite this version:

C. Briançon, R. Walen. Schéma de niveaux de ^{223}Ra III. Etude des coïncidences $\gamma^* \gamma$ et des vies moyennes. Journal de Physique, 1971, 32 (5-6), pp.381-395. 10.1051/jphys:01971003205-6038100 . jpa-00207089

HAL Id: jpa-00207089

<https://hal.science/jpa-00207089>

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.

Classification
Physics Abstracts
 12.17, 12.20

SCHEMA DE NIVEAUX DE ^{223}Ra

III. ÉTUDE DES COINCIDENCES $\gamma * \gamma$ ET DES VIES MOYENNES

C. BRIANÇON et R. WALLEN

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse du C. N. R. S.,
 Bât. 104, 91, Campus-Orsay

(Reçu le 26 janvier 1971)

Résumé. — L'étude multidimensionnelle, en $1\ 024 \times 1\ 024$ canaux, des cascades de rayonnements dans ^{223}Ra est décrite. Par un traitement quantitatif approprié, les incertitudes concernant l'existence, l'emplacement, l'intensité d'une cinquantaine de transitions ont pu être levées.

Les vies moyennes supérieures à une cinquantaine de picosecondes ont été déterminées au moyen d'une méthode, nouvelle pour les émetteurs α , et qui utilise l'émission des rayonnements γ par les atomes en vol à la suite du recul α . Ceci mène à la connaissance d'un grand nombre de probabilités de transition, ce qui constitue un des facteurs indispensables à une discussion du schéma qui sera donnée ultérieurement dans cette série d'articles.

Abstract. — Description of the multidimensional ($1\ 024 \times 1\ 024$ channels) study of $\gamma * \gamma$ coincidences in ^{223}Ra is given. After numerical treatment of the data, existence, attribution and intensities of about 50 transitions have been established.

Mean lives, longer than 30 to 80 ps, have been determined by means of a method based on the emission of γ rays by atoms in flight after α -recoil. A substantial amount of transition probabilities is so obtained, and this appears as an important factor for the discussion of the level scheme, to be given later.

Les résultats fournis par les différents types de spectrométrie directe : α [1], γ [2] et électrons de conversion [3], [4], permettent, sur la base des différences d'énergie, d'introduire dans le schéma de niveaux une grande proportion de transitions. Mais il subsiste un nombre important d'incertitudes que seules des mesures multi-dimensionnelles peuvent lever. A titre d'exemple, le schéma de niveaux de ^{223}Ra contient deux transitions de 113,2 keV ($\Delta E < 0,05$ keV), deux de 117,2 keV ($\Delta E < 0,1$ keV), deux de 68,8 keV ($\Delta E < 0,1$ keV), des transitions de 218,8 et 219,0 keV, de 300,0 et 300,3 keV, de 314,6 et 314,7 keV, etc..., et des cas fréquents de transitions de faible intensité, très proches d'une transition intense.

Par ailleurs, l'interprétation d'un schéma aussi complexe est beaucoup facilitée par la connaissance des probabilités de transition absolues. Nous exposons donc également les résultats qui ont pu être observés par une méthode, nouvelle pour un émetteur α , et qui permet d'obtenir simultanément les vies moyennes d'une grande proportion de niveaux, sans faire appel aux techniques de coïncidences rapides, trop difficiles à mettre en œuvre dans le cas d'un spectre γ très dense et analysable uniquement par une diode au germanium de haute résolution.

A. Coïncidences $\gamma * \gamma$. — 1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Deux types de géométrie peuvent être utilisés : soit une géométrie « proche », où les deux détecteurs (Ge-Li) sont à très faible distance, où les angles solides sont élevés mais la probabilité de rétrodiffusion du photon d'un détecteur vers l'autre est notable ; soit une géométrie où la source est placée à une distance suffisante des deux détecteurs pour qu'un absorbant entre ceux-ci évite les effets de sommation dans les voies x et y.

Les problèmes à résoudre concernaient essentiellement des transitions faibles ou masquées et c'est ce qui nous a fait choisir le premier type de géométrie avec, pour la voie x, une diode (Ge-Li) de bonne résolution (0,9 keV à 100 keV), de volume 3 cm^3 , irradiée par la zone intrinsèque et située à 3 mm de la fenêtre de béryllium et pour la voie y, une diode de 20 cm^3 de volume, de résolution 2,5 keV, pourvue d'un filtre atténuant les rayonnements γ d'énergie inférieure à 100 keV. L'espace entre les détecteurs est juste suffisant pour introduire une mince languette sur laquelle est déposée la source.

Dans ces conditions le taux de coïncidences est élevé, les très grands angles solides diminuent beaucoup les effets de corrélation angulaire, mais, comme le montre

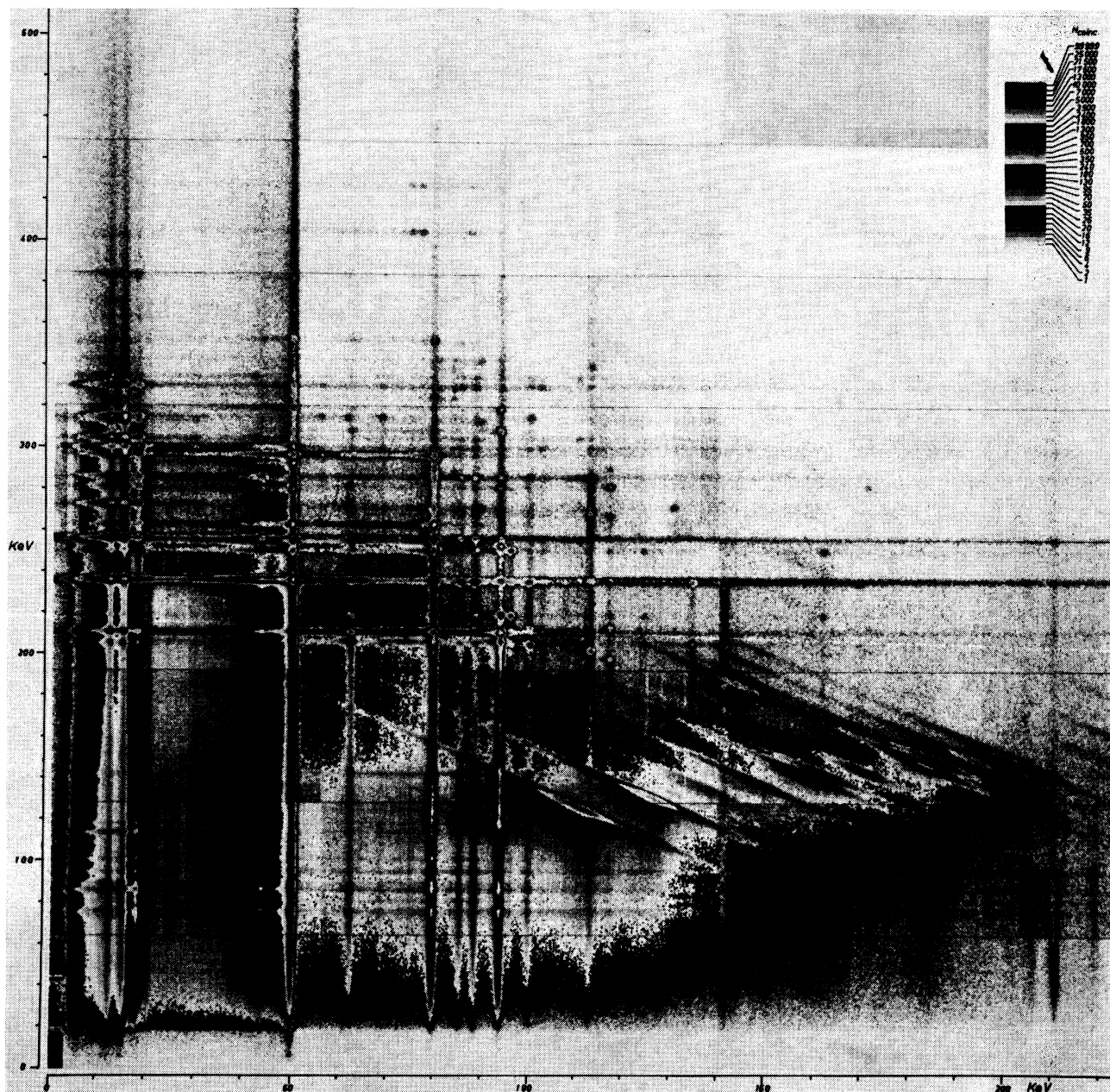


FIG. 1. — Représentation multidimensionnelle « Nucart » ($1\,024 \times 1\,024$ canaux) du spectre de coïncidences $\gamma * \gamma$ dans ^{223}Ra .

la figure 1, une partie du diagramme multidimensionnel est encombrée par les lignes diagonales résultant de la sommation de l'énergie par les deux détecteurs.

Le temps de coïncidences rapides a été choisi $2\tau = 80$ ns afin d'avoir sur la voie x une efficacité suffisante pour les rayonnements X_L qui sont les seuls témoins possibles des transitions de basse énergie et très converties.

Les codeurs d'amplitude x et y étaient reliés, par l'intermédiaire d'une interface parallèle-série, à l'ordinateur I. B. M. 360-50 Ariel de l'Institut de Physique Nucléaire, qui stockait et classait les événements codés en $2^{10} \times 2^{10}$ canaux. Des blocs mémoire stockaient également, à titre de contrôle, les informa-

tions sommées sur les axes x et y ainsi que la distribution des temps de coïncidence rapide, au moyen d'un convertisseur temps-amplitude.

La durée de l'accumulation a été de 11 jours, totalisant effectivement 3×10^7 événements. Les taux de comptage ont été en moyenne de 1 300 c/s sur la voie x, 1 900 c/s sur la voie y avec un taux de coïncidences de 38/s et un taux de coïncidences fortuites de 0,4/s.

Afin d'éviter un taux de dérivés radioactifs trop important, les sources de ^{227}Th pur ont été renouvelées 22 fois, ce qui limitait le taux moyen de dérivés à 1 %.

2. TRAITEMENT DES DONNÉES. — Les résultats, en dehors de leur impression numérique brute, ont d'abord été visualisés par le procédé « Nucart » [5]

(Fig. 1) où les hauteurs des points $N(x, y)$ sont matérialisées par une « teinte » obtenue par un microdessin plus ou moins dense dans chaque case (x, y)

$$(0,8 \times 0,8 \text{ mm}^2).$$

On dispose ainsi de 8 teintes répétées quatre fois et correspondant à 32 courbes de niveau dans le plan E_x, E_y . Nous avons adopté comme compromis un rapport 1,4 entre niveaux successifs. D'après cette carte, qui permet de situer les problèmes, ainsi que d'après la liste des problèmes suspectés à partir du schéma de niveaux, des courbes d'intensités sont données par un traceur Benson, avec un programme souple permettant, suivant les axes x ou y , d'effectuer des sommations sur plusieurs canaux qui englobent les énergies pour lesquelles on recherche les coïncidences.

3. ANALYSE QUANTITATIVE DES COINCIDENCES. — Les déterminations d'intensités ne sont pas toujours aisées à partir d'un spectre bidimensionnel de coïncidences. On peut prendre à titre d'exemple le cas fréquent d'une cascade triple, dont le terme intermédiaire peut être très converti et difficile à détecter.

On considère donc 4 niveaux numérotés de 1 à 4 par énergie décroissante. On note γ_{ij} et t_{ij} les intensités γ et de transition entre les niveaux i et j , et A_i le bilan total de désexcitation du niveau i ; enfin $E_x = E_1 - E_2$ et $E_y = E_3 - E_4$.

Le nombre de coïncidences observé par unité de temps entre γ_{12} et γ_{34} est alors :

$$N(E_x, E_y) = K \cdot \gamma_{12} \cdot \frac{t_{23}}{A_2} \cdot \frac{\gamma_{34}}{A_3} \cdot C_\theta(12, 34) \cdot G(E_x, E_y) \tag{1}$$

où

$$G(E_x, E_y) = \frac{\varepsilon_x(E_x) \cdot \varepsilon_y(E_y) \cdot T(E_x)}{R(E_x, E_y)}$$

contient tous les facteurs indépendants du schéma nucléaire :

— $\varepsilon_x, \varepsilon_y$: efficacités des diodes dans la géométrie utilisée.

— $T(E_x)$: correction tenant compte de la perte de coïncidences aux énergies inférieures à 100 keV ($T = 1$ pour $E_x > 100$ keV).

— $R(E_x, E_y)$: facteur tenant compte de la variation de la largeur des raies en fonction de l'énergie, car l'intensité se définit par intégration sur un nombre fixe de canaux dans le plan x, y ; ce facteur correspond donc au rapport empirique de la hauteur moyennée au volume compris sous le pic de coïncidences.

— Le coefficient C_θ concerne la corrélation angulaire : la géométrie et les supports de source ont été choisis pour que C_θ reste voisin de l'unité. Les intensités sont donc calculées en prenant en première

approximation $C_\theta = 1$, une correction pouvant être appliquée ultérieurement quand on dispose des données supplémentaires.

L'extraction des données du spectre multidimensionnel doit tenir compte de ce qu'un pic, dans le plan xy , peut résulter non seulement des coïncidences vraies (entre pics d'énergie totale), mais également de coïncidences fortuites ainsi que d'additions d'arêtes Compton.

La figure 2a montre l'aspect schématique d'un pic et la figure 2b les carrés de 3×3 canaux dont les

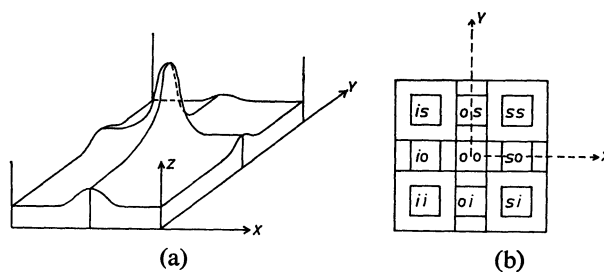


FIG. 2a et b. — Aspect schématique d'un pic de coïncidences et notations utilisées dans les calculs d'intensité.

contenus sommés servent à calculer la hauteur vraie du pic de coïncidences. Le détail du calcul est donné dans la référence [3]. On trouve :

$$K_1 N(E_x, E_y) = N_{00} - \frac{1}{2}(N_{os} + N_{oi} + N_{so} + N_{io}) + \frac{1}{4}(N_{is} + N_{ss} + N_{si} + N_{ii}) \tag{2}$$

où

$$N_{ab} = n_{ab} - K_2 I_x(a) I_y(b)$$

avec :

n_{ab} : somme du contenu des 9 canaux du spectre multidimensionnel formant le carré d'indices ab .

$I_x(a)$ et $I_y(b)$: sommes des 3 canaux correspondants des spectres directs des voies x et y .

K_1 : constante expérimentale raccordant les équations (1) et (2).

K_2 : constante empirique, proportionnelle au temps de coïncidence 2τ .

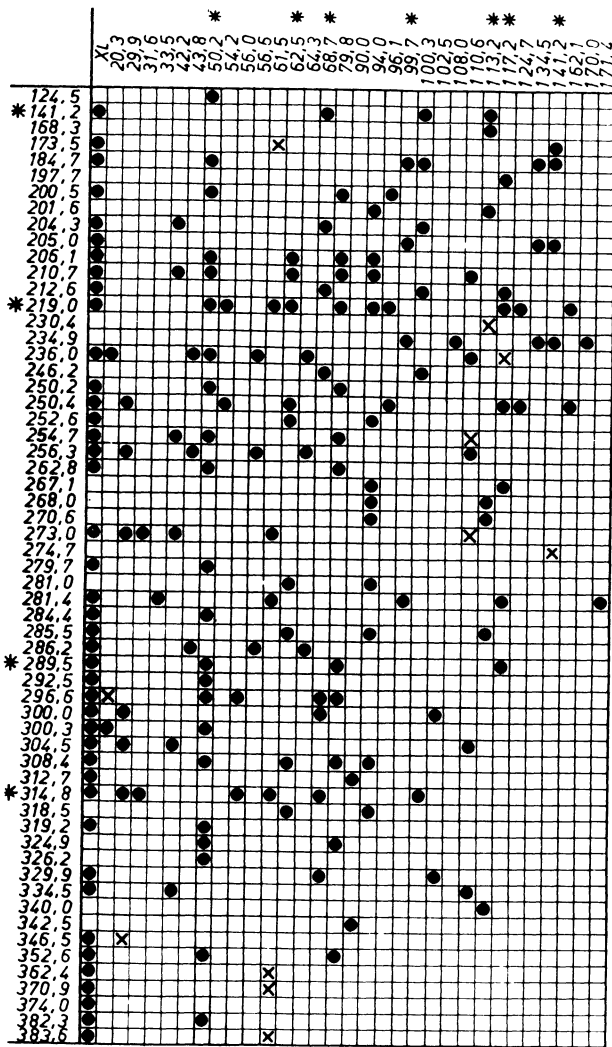
Ces constantes sont déterminées, d'une part à partir d'une coïncidence connue avec précision et d'autre part au moyen d'un pic, intense dans le spectre multidimensionnel, mais fortuit avec certitude.

Il faut remarquer que les calculs d'intensité à partir des coïncidences observées ne peuvent se faire sans la connaissance des bilans d'intensités A_i des niveaux, et ceci suppose déjà connue une partie du schéma. En fait, la construction doit se faire pas à pas en utilisant toutes les données disponibles. Afin de pouvoir présenter d'une façon synthétique les résultats, nous donnons, figure 3, le schéma de niveaux tel qu'il sera

justifié par la suite ainsi que dans une partie ultérieure traitant des coïncidences $\alpha * \gamma$, mais en indiquant seu-

lement les parités relatives qui découlent des multipolarités car certains choix de spin ne pourront être opérés qu'à l'aide des corrélations angulaires.

TABLEAU I



Résultats. — Le tableau I résume les coïncidences vraies observées. Les commentaires qui suivent ci-dessous ne donnent que les résultats quantitatifs concernant les cas qui n'avaient pu être résolus par les spectrométries directes (emplacement dans le schéma, intensité γ , précisions sur les intensités d'électrons de conversion déduites). Les problèmes sont cités par énergies décroissantes car, généralement, la solution des questions concernant les énergies élevées est plus simple et doit précéder l'examen des transitions des niveaux de basse énergie qui exigent, au préalable, la connaissance des alimentations venant des niveaux supérieurs.

Afin d'alléger la description des résultats, les conventions suivantes sont utilisées :

L'unité d'énergie est le keV, cette unité n'est pas indiquée explicitement.

n : niveau.

t : transition.

γ : rayonnement γ , intensité γ .

I : intensité d'une coïncidence.

e^- : électron de conversion, intensité des électrons de conversion.

E_γ : énergie d'un rayonnement γ .

E_n : énergie d'un niveau.

($\dots \rightarrow \dots$) : indique les niveaux de départ et d'arrivée d'une transition.

$\dots * \dots$: indique une coïncidence entre 2 rayonnements γ .

$\dots * [\dots *] \dots$: entre crochets se trouve le terme intermédiaire, et non observé, d'une cascade triple.

(I) Article (I) concernant le spectre γ direct [2].

(II) Article (II) concernant le spectre des électrons de conversion.

Analyse des résultats.

n 342,5 }
n 342,9 } Les énergies de ce niveau double sont déterminées par :

$$\left. \begin{matrix} 292,2 \pm 0,1 * 50,2 \\ 262,8 \pm 0,1 * 79,8 \end{matrix} \right\} \bar{E} = 342,5 \text{ pour l'une}$$

et :

$$\left. \begin{matrix} 281,4(e^-) + 61,5(e^-) = 342,9 \\ 212,6(e^-) + 100,3(e^-) + 29,9(e^-) = 342,8 \end{matrix} \right\} \bar{E} = 342,9 \text{ pour l'autre .}$$

340 Observé : 339,8 * 113,2, γ 340 \sim 1,4(- 5) avec attribution (n 514,6 \rightarrow n 174,7 -) basée sur le spectre direct où γ 340 < 4(- 5) : le choix n 174,7 + aurait conduit à 7(- 5).

325 } Difficile à déterminer dans le spectre direct. On observe $I(\sim 325,5 * 79,8)/I(\sim 325,5 * 50,2) = 1,1$.

326 } Notant qu'un rayonnement aboutissant sur n 79,8 donne pour ce rapport 0,5, on conclut :

$$\gamma 324,9 (n 404,9 \rightarrow n 79,8) : \gamma = 6(- 5) \pm 20 \% (e_K^- \text{ très faible})$$

$$\gamma 326,2 (n 376,4 \rightarrow n 50,2) : \gamma = 5(- 5) \pm 35 \% (e_K^- \text{ non observé})$$

319,2 }
318,5 }

non départagés dans le spectre direct. Ici :

$$\begin{aligned} \gamma 319,2 &= 2,8(-4) & (n 369,4 \rightarrow n 50,2) \\ \gamma 318,5 &\simeq 6(-5) & (n 442,4 \rightarrow n 123,9) . \end{aligned}$$

314,9

Ce rayonnement est double. Les bilans d'intensité et les rapports de coïncidences (voir aussi t 68,7) montrent qu'il existe les cascades suivantes :

$$\begin{aligned} 314,7 * 68,8 & \quad (n 445,1 \rightarrow n 130,3 \rightarrow n 61,5) \\ 314,7 * 100,3 & \quad (n 445,1 \rightarrow n 130,3 \rightarrow n 29,9) \end{aligned}$$

avec :

$$\gamma 314,7 \simeq 3,5(-4), \quad e_K^- 314,7 \simeq 1,9(-4) : M 1 + E 2 (< 20 \%)$$

et

$$68,7 * 314,9 \quad (n 445,1 \rightarrow n 376,4 \rightarrow n 61,5)$$

avec :

$$\gamma 314,9 \simeq 4,4(-3), \quad e_K^- 314,9 \simeq 1,1(-4) : E 1 .$$

300,3

Masqué dans le spectre direct. Ici :

$$300,3 * 50,2 \quad (n 350,5 \rightarrow n 50,2 \rightarrow n 0)$$

avec :

$$\gamma 300,3 = 1,1(-3), \quad e_K^- 300,3 = 4(-4) : M 1 + E 2 (< 30 \%) .$$

292,2

E_γ plus précise que par spectre direct (292,5) (voir n 342,5).

289,5 \pm 0,3

Dédoublé en 2 rayonnements d'énergies sensiblement égales :

$$\begin{aligned} 289,6 * 79,8 & \quad (n 369,4 \rightarrow n 79,8 \rightarrow n 0), & \quad \gamma 289,6 \sim 7(-5) \\ 289,6 * 117,2 & \quad (n 538 \rightarrow n 247,5 \rightarrow n 130,3), & \quad \gamma 289,6 \sim 1,6(-5) \end{aligned}$$

285,5

(voir notes k et s de l'article I). Ici on observe :

$$285,5 * 113,2 \quad (n 460,2 \rightarrow n 174,7 \quad (+ \text{ ou } -) \rightarrow n 61,5)$$

et

$$285,5 * 94,0 \quad (n 460,2 \rightarrow n 174,7 (-) \rightarrow n 123,9 \rightarrow n 29,9) .$$

Le rapport $\gamma 113,2/\gamma 94,0$ des γ coïncidant avec 285,5 est caractéristique des rayonnements aboutissant au niveau 174,7 de parité négative. Donc $\gamma 285,5$ est en majorité (ou entièrement)

$$285,5 \quad (n 460,2 \rightarrow n 174,7 -); \quad \text{multipolarité : } M 1 + E 2 .$$

284,4

Masqué dans le spectre direct. On observe ici :

$$284,4 * 50,2 \quad (n 334,5 \rightarrow n 50,2 \rightarrow n 0), \quad \gamma 284,4 = 5(-4) (E 1) .$$

Groupe 281

Raie complexe dans le spectre direct et qui se décompose en :

$$\begin{aligned} 279,7 * 50,2 & \quad (n 329,9 \rightarrow n 50,2 \rightarrow n 0), & \quad \gamma 279,7 = 5(-4) \\ 281,0 * 94,0 & \quad (n 404,9 \rightarrow n 123,9 \rightarrow n 29,9), & \quad \gamma 281,0 = 7(-5) \\ 281,4 * 117,2 & \quad (n 460,2 \rightarrow n 342,9 \rightarrow n 61,5), & \quad \gamma 281,4 = 1,6(-3) \end{aligned}$$

(cette attribution sera confirmée par coïncidences $\alpha * \gamma$).

275

Coïncidence faible 275 * 141. Voir $\gamma 141$ pour l'attribution.

270,6

Masqué dans le spectre direct par les dérivés radioactifs.

$$270,6 * (113,2 \quad \text{et} \quad 94,0) \quad (n 445,1 \rightarrow n 174,7 \begin{cases} \rightarrow n 61,5 \\ \rightarrow n 123,9 \rightarrow n 29,9 \end{cases})$$

$$\gamma 270,6 \sim 8(-5), \quad e_K^- \text{ invisible : } E 1 .$$

268,0

L'attribution donnée en (I) est infirmée. On observe : 268 * (113,2 et 94,0) avec un rapport $\gamma 113,2/\gamma 94,0 \geq 10$. Ceci indique un partage vers n 174,7 (-) et n 174,7 (+), et un niveau d'origine

n 442,5 déjà introduit par Davidson et Connor [6] pour expliquer des transitions infirmées depuis (t 442,5 et t 112,6) ou placées ailleurs (t 108,0). On trouve :

$$\left. \begin{array}{l} (n 442,5 \rightarrow 174,7 -) : \gamma 268 \sim 5(-5) \pm 40 \% \\ (n 442,5 \rightarrow 174,7 +) : \gamma 268 \sim 5(-5) \mp 40 \% \end{array} \right\} e_{\bar{K}}^- \sim 5(-5) \pm 30 \%$$

compatibles avec respectivement les multipolarités E 1 et M 1.

267,3 $267,3 * 117,2$ (n 514,6 \rightarrow n 247,5 \rightarrow n 130,3)
 $\gamma 267,3 = 2,5(-5)$, $e_{\bar{K}}^-$ non observé.

262,8 Noté 263,0 en (I). E_{γ} mieux précisée par :

$$262,8 * 79,8 \quad (n 342,5 \rightarrow n 79,8).$$

254,7 Sur le spectre direct, la décomposition est peu précise. Par $254,7 * 79,8$ on trouve la valeur corrigée $\gamma 254,7 = 7,2(-3)$.

250,2 et 250,4 } Le partage des intensités doit se traiter en même temps que celui des $\gamma 218,8$ et $219,0$. En effet, 219,0 et 218,8 } les t 218,8 et 250,4 dérivent du même niveau n 280,3 dont le bilan d'intensité A intervient dans l'équation qui détermine les inconnues $\gamma 218,8$ et $\gamma 250,4$. Comme $\gamma 296,6$ et $\gamma 210,7$ sont connus par spectrométrie directe, on forme un système d'équations se basant sur :

$$\begin{array}{l} 96,0 * 250,4 \quad (n 376,4 \rightarrow n 280,3 \rightarrow n 29,9) \\ 96,0 * 218,8 \quad (n 376,4 \rightarrow n 280,3 \rightarrow n 61,5) \\ 250,2 * 79,8 \quad (n 329,9 \rightarrow n 79,8 \rightarrow n 0) \\ 219,0 * 94,0 \quad (n 342,9 \rightarrow n 123,9 \rightarrow n 29,9) \\ 296,6 * 79,8 \quad (n 376,4 \rightarrow n 79,8 \rightarrow n 0) \\ 210,7 * 94,0 \quad (n 334,5 \rightarrow n 123,9 \rightarrow n 29,9) \end{array}$$

Joint aux données du spectre direct et du spectre de conversion, ce système fournit :

$$\begin{array}{l} \gamma 250,2 = 3,7(-3) \quad t 250,2 = 5,5(-3) : M 1 + E 2 (70 \%) \\ \gamma 250,4 = 1,3(-3) \quad t 250,4 = 2,8(-3) : M 1 \sim 100 \% \\ \gamma 218,8 = 7,5(-4) \quad t 218,8 = 1,7(-3) : M 1 \\ \gamma 219,0 = t 219,0 = 3,2(-4) : E 1 \end{array}$$

230,4 Masqué dans le spectre direct.

$$230 * 113,2 \quad (\text{probablement } n 404,9 \rightarrow n 174,7 - \rightarrow n 61,5) \quad \gamma (230,4 \pm 0,5) \sim 7(-6).$$

206,4 Dans le groupe 204,3 – 205,0 – 206,1, on observe :

$$206 * (94,0 \text{ et } 79,8) \text{ avec } \gamma 94,0/\gamma 79,8 = 4,3 \pm 0,6.$$

Cependant $\gamma 210,7$ qui alimente uniquement n 123,9 donne le rapport :

$$210,7 * (94,0 \text{ et } 79,8) \text{ avec } \gamma 94,0/\gamma 79,8 = 5,7 \pm 0,5.$$

Il peut donc y avoir une fraction des coïncidences due à :

$$206 * 79,8 \quad (n 286,2 \rightarrow n 79,8) \quad \gamma 206,4 < (8 \pm 5) (-5)$$

ce qui rend probable une différence de spin 1, sans exclure complètement une différence 2 (rayonnement M 2) par suite de la vie moyenne élevée de n 286,2 : $T_{1/2}(206,4) \geq 1,5 \mu\text{s}$.

200,5 } Noté 201,0 dans le spectre direct. On observe par coïncidences : 201,6 }

$$\left. \begin{array}{l} 200,5 * (79,8 \text{ et } 50,2) \\ 96,0 * 200,5 \end{array} \right\} \gamma 200,5 \quad (n 280,3 \rightarrow n 79,8) = 2(-4)$$

$$201,6 * (113,2 \text{ et } 94,0) \quad \gamma 201,6 \quad (n 376,4 \rightarrow n 174,7 -) = 1,8(-4).$$

184,7 Apparaît en coïncidences par $184,7 * 50,2$ (n 234,9 \rightarrow n 50,2) et est à ce titre E 1 de façon certaine. La raie de conversion $e_{\bar{K}}^-$ est cependant trop intense et correspond à $E_{\gamma} = 184,4$. Une telle transition (probablement M 1 + E 2), n'a pu être placée dans le schéma. Une faible coïncidence $185 * \sim 100$ est attribuée à n 334,5 \rightarrow n 234,9 \rightarrow n 50,2.

171,4 }
170,0 }

Dans le spectre direct, ces rayonnements sont noyés dans la queue de la raie γ 173,5 et dans le fond Compton. On observe :

$$281,4 * 171,4 \text{ (n 460,2 } \rightarrow \text{ n 342,9 } \rightarrow \text{ n 61,5) } \quad \gamma 171,4 \sim 1(-5)$$

$$170 * 234,9 \text{ (n 404,9 } \rightarrow \text{ n 234,9) } \quad \gamma 170,0 \sim 2(-5).$$

L'absence de e_K^- est, dans les deux cas, en faveur de E 1.

168,3
164,9
141

La comparaison γ 168,3 et I (168,3 * 113,2) indique que le niveau d'arrivée est 174,7 +.

L'emplacement indiqué en (I) est infirmé : ni e^- , ni $\gamma * \gamma$ observés. Pas d'attribution claire.

En dehors de l'intense γ 141,4 (n 376,4 \rightarrow n 234,9) on observe 141 * (275 et 113,2) interprété comme :

$$n 590 \rightarrow n 315,8 \rightarrow n 174,7 + \rightarrow n 61,5.$$

Le bilan alimentation/désexcitation de n 315,8 étant mal connu, on ne peut obtenir que des ordres de grandeur :

$$\gamma 141 \approx 5(-5), \quad \gamma 275 \approx 1,5(-5).$$

124 }
125 }

Une composante (n 174,7 \rightarrow n 50,2) est précisée : γ 124,5 \sim 4(-5); en outre : \sim 125 * \sim 250 et \sim 125 * 219 s'interprètent comme γ 124,6 (n 404,9 \rightarrow n 280,3) \simeq 3(-5).

117,2

Deux raies sont superposées dans le spectre direct :

$$117,2 * (281,4 - 219,0 \text{ et } 212,6), \quad \gamma 117,2 \text{ (n 460,2 } \rightarrow \text{ n 342,9) } = 1(-4) : E 1$$

$$117,2 * (197,7 - 267,3), \quad \gamma 117,2 \text{ (n 247,5 } \rightarrow \text{ n 130,3) } = 1,7(-3) : E 1.$$

La première de ces transitions a une énergie plus élevée ($\Delta E_\gamma \sim 0,05$), sa multipolarité, déduite du schéma, est confirmée par le caractère E 1 normal des raies de conversion de l'ensemble.

108,0

Mieux isolée en $\gamma * \gamma$, l'énergie est plus précise qu'en (I) et l'attribution devient : (n 342,9 \rightarrow n 234,9), $\gamma \sim 6(-5)$.

105

105 * 113,2 très faible, probablement : γ 105 (n 280,3 \rightarrow n 174,7 +) \sim 1 à 2(-4). Cette transition limite la différence des spins de n 280,3 et n 174,7 + et il serait important de la confirmer.

102,5

102,5 * (300,0 et 329,9) γ 102,5 (n 432,4 \rightarrow n 329,9) \sim 1,2(-5).

99,7

On observe : \sim 99,7 * (184,7 - 234,9 - 281,4). Une explication unique n'est pas possible. On conclut à :

$$\gamma 99,6 \text{ (n 334,5 } \rightarrow \text{ n 234,9) } \sim 1,3(-4)$$

$$\gamma 99,6 \text{ (n 442,5 } \rightarrow \text{ n 342,9) } \sim 2(-5).$$

90,0

On observe : 90 * (342,5 et 312,7) :

$$\gamma 90,0 \text{ (n 432,4 } \rightarrow \text{ n 342,5) } \sim 4(-5) \text{ (E 1 déduit de l'absence de } e^-).$$

77,4 }
75,1 }

Ces transitions ne sont pas placées comme indiquées en (I). En particulier, t 75,1, visible en γ et par e^- , n'est pas en coïncidence avec 329,9 et 300,0. Question non résolue.

73,7

Les rayonnements issus des niveaux 123,9 - 79,8 - 61,5 - 50,2 et 29,9 doivent être analysés simultanément par suite de la complexité des bilans et de la faiblesse des rayonnements γ , beaucoup de transitions étant très converties. En utilisant I_γ , I_* , I_{e^-} et les bilans, le meilleur compromis donne :

$$\gamma 73,7 \text{ (n 123,9 } \rightarrow \text{ n 50,2) } = 1(-4) : M 1 + E 2 (\geq 80 \%).$$

72,9

γ 72,9 et e^- 72,9 sont imprécis, un mélange de (n 247,5 \rightarrow n 174,7 +) et (n 247,5 \rightarrow n 174,7 -) est possible mais la transition E 1 est prédominante (\rightarrow n 174,7 +).

68,8 }
68,7 }
64,3

Voir γ 314,9.

On observe 64,3 * (286,2 - 256,3 et 236,0) :

$$\gamma 64,3 \text{ (n 350,5 } \rightarrow \text{ n 286,2) } = 1,5(-4) : E 1.$$

Groupe :

61,5
62,0
62,5
62,7

L'analyse de ce groupe est difficile : t 61,5 et t 62,7 sont identifiées par e^- ; par γ direct on observe γ 61,5 + γ 62,5 (E 1 par absence de e^-). Par coïncidences, γ 62,5 et γ 62,7 se distinguent par : (206,1 - 210,7 - 252,6 - 308,4 et 318,5) * 62,5 et 62,7 * 250,4 ainsi que 117,2 * [t 62,7 *] 250,4. Pour établir le schéma général, il est important de savoir s'il existe : γ 62,0 (n 404,9 \rightarrow n 342,9) : E 1.

Par coïncidences, un tel γ est toujours mélangé aux γ d'énergies très voisines :

$$\left\{ \begin{array}{l} 62,0 * 219,0 * 62,5 \text{ (n 404,9} \rightarrow \text{n 342,9} \rightarrow \text{n 123,9} \rightarrow \text{n 61,5)} \\ 62,7 * 218,8 * 61,5 \text{ (n 342,9} \rightarrow \text{n 280,3} \rightarrow \text{n 61,5} \rightarrow \text{n 0)} \\ 62,0 * 281,4 * 61,5 \text{ (n 404,9} \rightarrow \text{n 342,9} \rightarrow \text{n 61,5} \rightarrow \text{n 0)} \\ 281,0 * 62,5 \text{ (n 404,9} \rightarrow \text{n 123,9} \rightarrow \text{n 61,5)}. \end{array} \right.$$

Les bilans de ces deux groupes de coïncidences montrent que :

$$\gamma_{62,0} \leq 2(-5).$$

56,6 Cette transition donne lieu à des difficultés d'interprétation sérieuses : observée par

$$56,6 * (286,2 - 256,3 \text{ et } 236,0),$$

il est normal de l'attribuer à (n 342,9 \rightarrow n 286,2). Les faits sont cependant :

— γ direct : $\gamma_{56,6} \simeq 10(-5)$ (Voir erreur dans (I)).

— $\gamma * \gamma$: $\gamma_{56,6} \simeq 7(-5)$.

— e^- : On observe $L_1, L_2, L_3, M_1, M_2, M_3$, avec mesure absolue des intensités qui donne :

$$\gamma_{56,6} = 7(-5), \quad t = 3,5(-3) : M1 + 15 \% E2.$$

— Par triple cascade :

$$117,2 * [t_{56,6}] 236,0 \text{ (n 460,2} \rightarrow \text{n 342,9} \rightarrow \text{n 286,2} \rightarrow \text{n 50,2)} \quad t_{56,6} \leq 4(-4).$$

— En énergie, en utilisant uniquement les lignes de conversion : $E_{\gamma}(56,6) + E_{\gamma}(286,2) \rightarrow 342,7$, ce qui est en dehors des barres d'erreur des niveaux 342,9 et 342,5. Enfin, en anticipant sur la partie qui traitera des corrélations angulaires, il faut noter que la différence de spin entre les niveaux 342,9 et 286,2 n'admet pas de rayonnement M1. Ces faits suggèrent un niveau intermédiaire entre n 342,9 et n 342,5, mais les preuves sont encore insuffisantes.

56,0 L'attribution (n 342,5 \rightarrow n 286,2) en (I) est incorrecte. On observe $56,0 * (314,9 \text{ et } 296,6)$. En accord avec $e_{L_1}^-$ et $e_{M_1}^-$: $\gamma_{56,0}$ (n 432,4 \rightarrow n 376,4) $\simeq 5(-5) : M1$.

50,9 Invisible en γ direct et $\gamma * \gamma$. En accord avec les lignes de conversion :

$$285,5 * [t_{50,9}] 94,0 \text{ (n 460,2} \rightarrow \text{n 174,7} \rightarrow \text{n 123,9} \rightarrow \text{n 29,9)} : \\ t_{50,9} \sim 2(-3) : M1 + E2 (< 10 \%).$$

49,9 Voir t 29,6.

46,5 Emplacement déduit de :

$$68,7 * [t_{46,5}] 329,9 \text{ (n 445,1} \rightarrow \text{n 376,4} \rightarrow \text{n 329,9} \rightarrow \text{n 0)} \\ t_{46,5} = 7(-3) (\sim E2).$$

42,2 $42,2 * (334,5 \text{ et } 254,7) : \gamma_{42,2}$ (n 376,4 \rightarrow n 334,5) = 4(-4) : E1.

33,5 $33,5 * 281,4 : \gamma_{33,5}$ (n 376,4 \rightarrow n 342,9) = 1,4(-4) : E1.

29,6 }
49,9 }

Par conversion, t 49,9 est bien déterminée et permet de calculer $\gamma_{49,9}$ qui est E1 normal, comme $\gamma_{50,2}$. Mais t 29,6 est très imprécise à cause du voisinage de t 29,9 très intense et de la superposition, dans le spectre de conversion, de nombreuses raies Auger LXY. Les coïncidences donnent accès à t 29,6 si on utilise les coïncidences avec le groupe $\gamma_{49,9} + \gamma_{50,2}$ d'un rayonnement alimentant n 79,8 tel $\gamma_{296,6}$. Dans ce cas, $\gamma_{49,9}$ provient de $296,6 * 49,9$ et $\gamma_{50,2}$ de $296,6 * [t_{29,6}] 50,2$. En appliquant l'équation (1), on a :

$$I = \text{Cte} \times \gamma_{296,6} \frac{\gamma_{49,9} + \gamma_{50,2} \frac{t_{29,6}}{t_{50,2} + t_{20,3}}}{t_{79,8} + t_{49,9} + t_{29,6}}$$

où tout est connu sauf t 29,6. On trouve $t_{29,6} \sim 3(-2)$, la principale incertitude provenant de t 20,3 (E1) qui est située dans une région d'énergie difficile à bien étalonner en γ et en e^- .

B. Vies moyennes. — Pour un grand nombre de niveaux, la mesure des vies moyennes ne peut s'effectuer par les méthodes électroniques classiques. En effet, la grande complexité du spectre γ rend illusoire l'utilisation d'un détecteur INa(Tl) sur la voie γ , sauf pour deux rayonnements très prédominants en intensité, ceux de 236,0 et 50,2 keV. Dans tous les autres cas, la « fenêtrage d'énergie » accepterait des groupes complexes de rayonnements qu'il est impossible de décomposer une fois obtenue la courbe des coïncidences retardées.

Du point de vue de l'interprétation, il est important de connaître les probabilités de transition absolues $B(\lambda)$, même si la précision n'est pas élevée. Il est peu probable en effet que la théorie soit à même de rendre compte de façon précise de $B(\lambda)$ dans une région de transition, mais la connaissance des valeurs approximatives est indispensable pour classer les différents types de transitions.

Nous avons mis en œuvre deux méthodes qui se complètent : l'une est basée sur la modification de l'épaule Doppler d'une raie d'électrons de conversion émis par des atomes en vol après le recul α , et soumis à un gradient de champ électrique. L'autre, nouvelle pour des émetteurs α , consiste à étudier l'émission γ des atomes de recul en vol, avec mesure de la distance parcourue entre la source et le point d'émission du photon.

Il convient de signaler que, depuis l'achèvement de ce travail, une méthode est apparue qui a adapté aux émetteurs α le principe du déplacement Doppler mesuré en fonction de la pression d'un gaz ralentisseur [7]. Cette méthode paraît prometteuse, car elle est d'application d'autant meilleure que l'énergie des rayonnements est élevée, ce qui est le contraire de la méthode que nous exposons ci-dessous.

1. VIES MOYENNES PAR SPECTROMÉTRIE γ . — Le principe de la mesure est indiqué sur la figure 4. La source est plane et parallèle à la fente d'un canaliseur en cupro-tungstène de 6 cm d'épaisseur (section droite de la fente : $0,3 \times 20 \text{ mm}^2$). Une vis micrométrique, avec

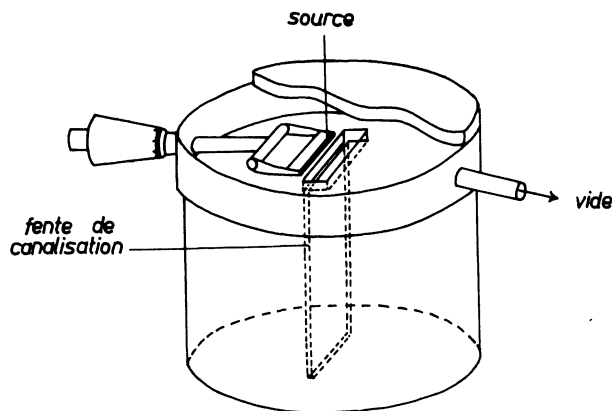


FIG. 4. — Schéma de principe de la méthode de mesure de vies moyennes utilisant le recul α . Le dispositif est placé au-dessus d'une diode Ge-Li.

passage Wilson, permet de déplacer la source perpendiculairement à la fente, l'ensemble du dispositif étant sous vide et placé devant une diode Ge-Li de haute résolution. La loi d'émission des photons par les atomes en vol, en fonction de la distance de la source à la fente, dépendant de la période du niveau concerné, l'analyse des spectres γ , observés à travers la fente, pour différentes distances de la source au canaliseur permet donc d'atteindre cette période. Comme dans tous les problèmes où interviennent des reculs (dont le parcours moyen est de l'ordre de 10 à 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ en substance amorphe), le spectre des vitesses de recul au sortir de la source influence de façon essentielle les résultats des mesures. Deux cas seuls peuvent mener à une analyse suffisamment simple :

— La source est infiniment mince, le spectre de vitesses est donc unitaire et l'intensité est proportionnelle à $\sin \theta d\theta$ dans l'angle solide défini par $d\theta$, où θ est pris par rapport à une direction perpendiculaire à la surface de la source. Dans le cas de sources très intenses nécessaires ici ($\sim 20 \text{ mCi}/\text{cm}^2$), une épaisseur infiniment mince n'est pas une solution réalisable.

— La source est assez épaisse ($\geq 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour pouvoir être traitée comme infiniment épaisse avec répartition uniforme de l'activité dans le volume de la source. L'intensité est alors proportionnelle à $\cos \theta \sin \theta d\theta$ et le spectre de vitesses est, en première approximation, indépendant de l'angle d'émission de par la prépondérance, dans le cas présent, de la diffusion coulombienne dans le ralentissement (Z élevé, v faible).

Nous avons choisi cette deuxième méthode après avoir vérifié la validité de la distribution angulaire de l'intensité ((3), p. 52). Pour garder quelque souplesse, l'expression adoptée pour le spectre de vitesses contient un paramètre ajustable :

$$j(v) = \frac{1 + kv/V}{1 + k}$$

où V est la vitesse de recul maximum.

L'intensité du rayonnement γ détecté à travers la fente est alors donnée par (Voir Fig. 5 pour les symboles, λ étant la constante radioactive du niveau concerné.) :

$$I_\gamma(l, \lambda, V) = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{v=0}^V \sin \theta \cos \theta \left[\exp\left(-\frac{l\lambda}{v \cos \theta}\right) - \exp\left(-\frac{(l+L)\lambda}{v \cos \theta}\right) \right] \left(\frac{1 + kv/V}{1 + k} \right) d\theta dv = (3)$$

$$= G \frac{(l\lambda)}{V} - G \left(\frac{(l+L)\lambda}{V} \right) \quad (4)$$

où

$$G(x) = \frac{1}{1+k} \left(F_1(x) + \frac{k}{2} F_2(x) \right)$$

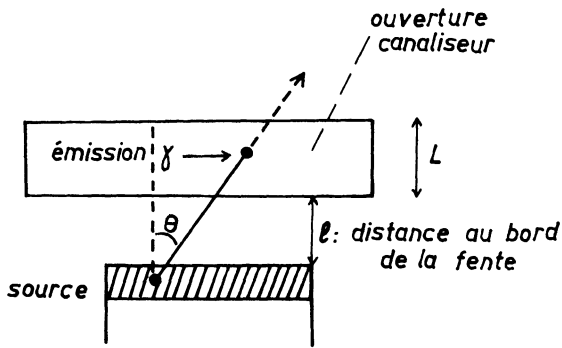


FIG. 5. — Symboles utilisés dans les calculs d'identification des vies moyennes.

avec :

$$F_1(x) = \frac{1}{2}(1+x)e^{-x} + x\left(1 + \frac{x}{2}\right)E_1(-x)$$

$$F_2(x) = \frac{1}{2}(1-3x)e^{-x} + \frac{3}{2}x^2E_1(-x) + x^2E_2(-x)$$

où on définit :

$$E_n(x) = \int_x^\infty E_{n-1}(-t) \frac{dt}{t}$$

avec

$$E_1(-x) = -E_i(-x), \quad E_0(-x) = e^{-x}.$$

Pour pouvoir identifier les courbes expérimentales avec celles calculées, I_γ a été tracée pour différents

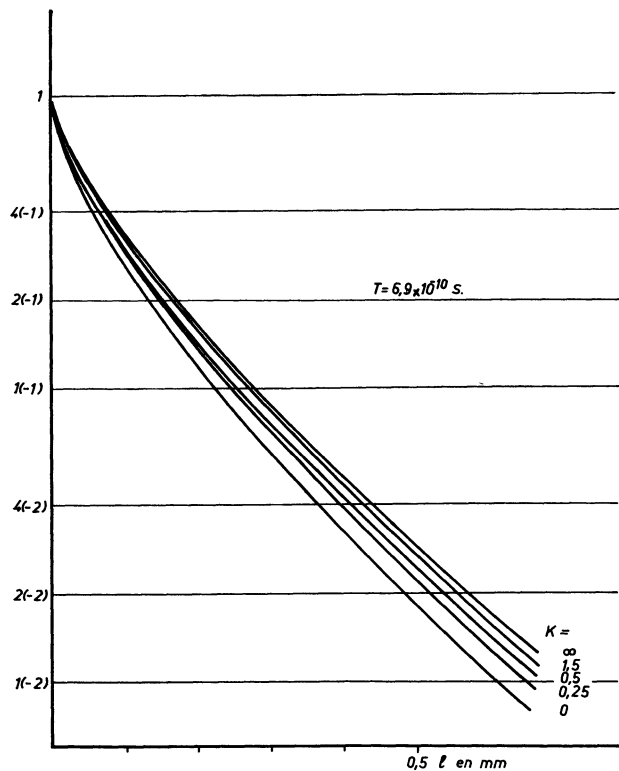


FIG. 6. — Famille des courbes calculées de $I_\gamma(1, k)$ pour λ donné.

choix des paramètres, mais avec $L = 0,3$ mm. La figure 6 montre une famille de courbes $I_\gamma(l, k, \lambda$ donné) et la figure 7 : $I(l, \lambda, k$ donné). Il est clair que certains couples de valeurs (k, λ) fournissent des courbes trop voisines pour qu'une comparaison avec la forme expérimentale permette de déterminer le paramètre k . Si au contraire, on dispose d'une vie moyenne connue, cette détermination est possible. Nous avons donc pris comme étalon de temps la vie moyenne du niveau de 286,2 keV, connue par ailleurs [8] : 0,8 ns, ce qui a donné l'identification $k = 1,5$ utilisée sur la figure 7.

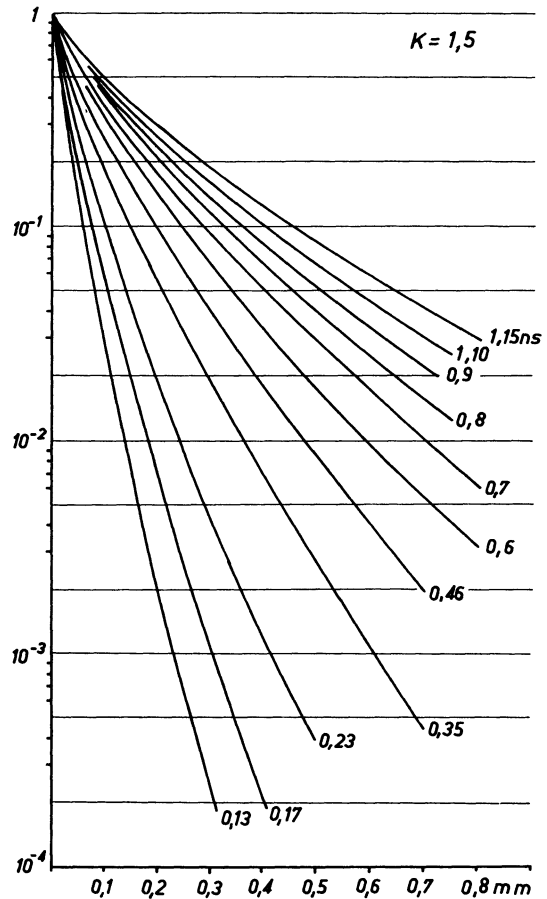


FIG. 7. — Famille des courbes calculées de $I_\gamma(1, \lambda)$ pour k donné.

Afin de pouvoir soustraire le fond qui devient important au-delà de 200 keV, l'expérience est répétée avec la même source couverte par un dépôt d'aluminium qui arrête les atomes de recul. En première approximation les spectres ainsi obtenus servent de spectre de soustraction.

Il faut cependant se rendre compte de la qualité de cette approximation : elle revient à admettre que le fond parasite, dû au rayonnement qui ne traverse pas librement la fente, a son entière origine dans la source. En fait, pour une source nue, une partie du rayonnement parasite provient seulement de la source qui contient la proportion $1 - \rho$ de l'activité, le reste provenant de la fraction ρ du rayonnement émis en vol. Au niveau du détecteur, le rapport des contribu-

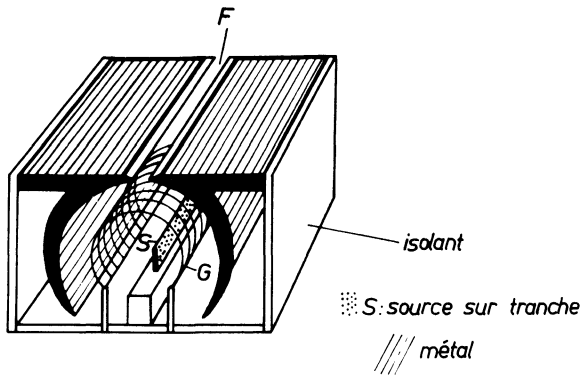


FIG. 8. — Schéma du dispositif de mesure des vies moyennes par déformation de l'épaule Doppler des raies d'électrons de conversion.

tions n'est plus $(1 - \rho)/f(\rho)$, mais une quantité plus élevée, car le rayonnement émis plus près de la fente parvient plus facilement au détecteur. Les corrections qu'il faudrait apporter s'avèrent très malaisées à

évaluer, étant donné que l'accumulation des dérivés radioactifs force à des expériences assez rapides, et que chaque source possède ses caractéristiques propres. En se basant sur des rayonnements de période connue, soit très grande (niveau de 286,2 keV), soit négligeable (niveau de 376,4 keV), l'approximation utilisée revient à ajouter aux erreurs statistiques une erreur systématique de 10 %.

La figure 9 montre un exemple de 2 spectres γ observés à 2 distances différentes.

2. VIES MOYENNES PAR ÉTUDE DE L'EFFET DOPPLER SUR LES LIGNES DE CONVERSION. — Cette méthode fait aussi appel aux sources très minces : les atomes qui reculent dans le vide, émettent alors des électrons de conversion en vol : ces électrons ont donc une énergie augmentée et il y a apparition d'une épaule Doppler.

Si un gradient de champ électrique existe à l'endroit de la source, les électrons émis en vol subissent une variation d'énergie proportionnelle au chemin parcouru par l'atome en vol : l'épaule Doppler se déforme

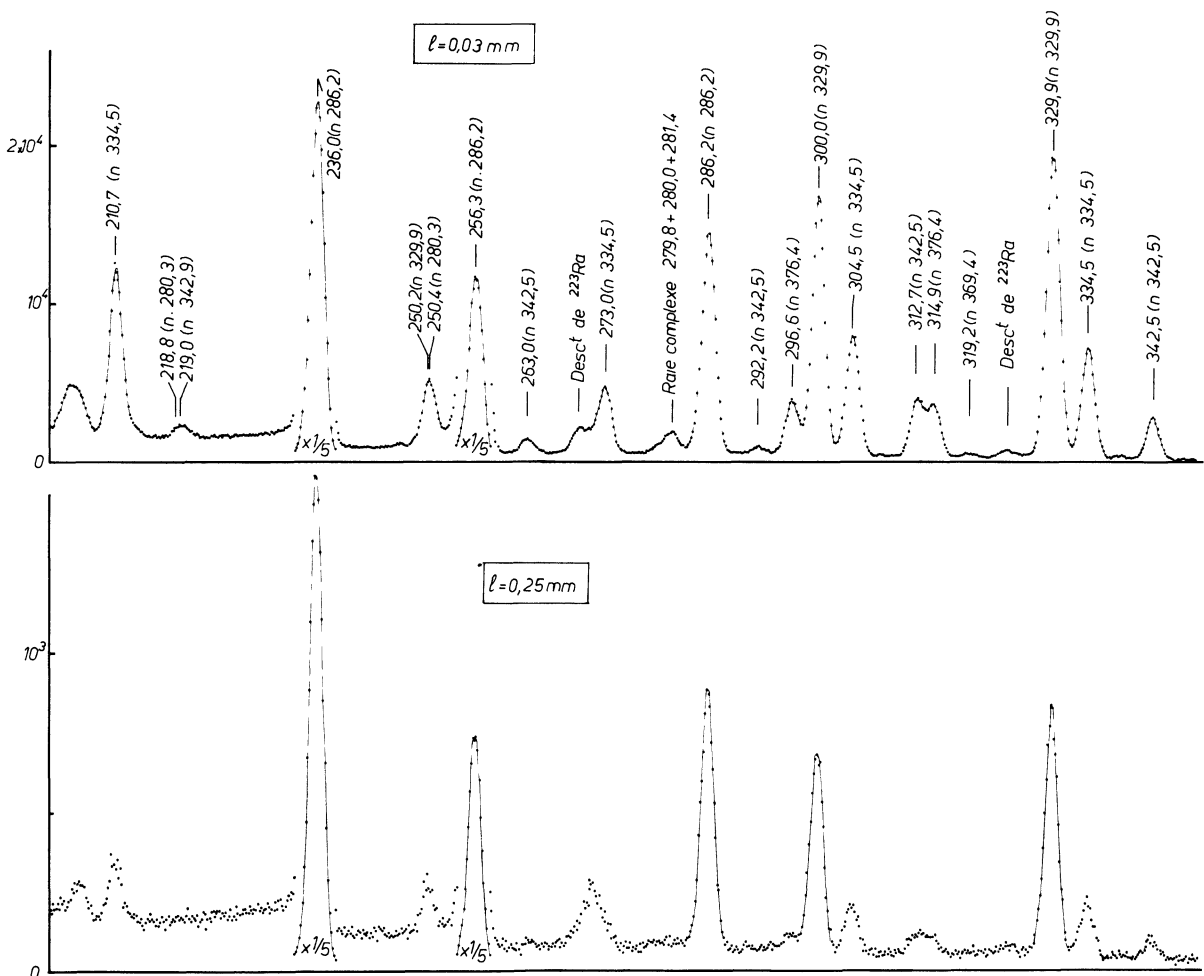


FIG. 9. — La courbe supérieure correspond à une distance source-fente canaliseur très faible : 0,03 mm, la courbe inférieure à 0,25 mm. On voit que les transitions du niveau 286,2 keV (c'est-à-dire 286,2-236,0-256,3 keV) diminuent moins que celles du niveau 329,9 keV (329,9-300,0 keV) qui sont moins affectées que celles du niveau 334,5 keV (210,7-273,0-304,5-334,5 keV). Mais, apparemment, la transition de 210,7 keV, par exemple, a diminué plus rapidement que celle de 334,5 keV. Ceci est dû à la transparence du canaliseur qui augmente rapidement avec l'énergie et rend nécessaire la soustraction des spectres qui constituent le fond (source sans recul).

en fonction de la tension appliquée et de la vie moyenne du niveau émetteur.

La méthode fut inaugurée par Novakov, Hollander et Graham [9] avec un spectrographe $\pi\sqrt{2}$. Nous l'avons adaptée au spectrographe à focalisation semi-circulaire ce qui présente l'avantage d'obtenir des renseignements sur un grand nombre de raies de conversion simultanément et avec la même source. Mais les modifications nécessitées pour cette adaptation sont importantes de par les dimensions faibles de la source ($0,15 \times 10 \text{ mm}^2$) qui doivent assurer la résolution élevée indispensable.

La figure 8 montre le dispositif : le champ électrique est produit entre la source semi-cylindrique et un grillage par application à ce dernier d'une tension réglable de 0,5 à 15 kV, le faisceau étant délimité par la fente F équipotentielle avec la source : ceci ramène les électrons émis par la source à leur énergie initiale, ce qui facilite la comparaison entre elles des déformations dues à l'application de différentes tensions.

S'il est facile de formuler mathématiquement la déformation de l'épaule Doppler, il est difficile de résoudre numériquement les équations qui dépendent étroitement de la distribution des vitesses de recul, distribution qui est spécifique à chaque source. Mais tant que le parcours moyen est petit vis-à-vis du rayon de courbure de la source, la déformation de l'épaule Doppler est pratiquement fonction du produit de la vie moyenne par le champ électrique, pour une énergie d'électrons donnée.

Le traitement des courbes a été effectué par une méthode voisine de celle de Novakov et al. : après soustraction des fonds, l'intensité des épaules Doppler en fonction de l'énergie a été portée en coordonnées logarithmiques, ceci pour différentes valeurs de la tension appliquée (0,5-1-2-5 kV), mais avec la même source.

La cohérence des résultats numériques des deux méthodes a été testée au moyen des rayonnements issus de certains niveaux tels celui de 334,5 keV qui fournissent à la fois des rayonnements γ et des raies d'électrons intenses.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les figures 10 et 11 montrent deux exemples de détermination de vies moyennes d'après la méthode du rayonnement γ émis en vol : pour le rayonnement de 113 keV où le fond est négligeable et pour le rayonnement de 330 keV pour lequel le fond est important vis-à-vis de l'effet. La figure 12 donne un exemple de déformation d'épaule Doppler d'une ligne de conversion.

Dans l'analyse des résultats, il faut tenir compte de l'alimentation du niveau émetteur. Le cas commode est celui où l'alimentation est α pure ou prédominante, ou encore celui où l'alimentation partielle γ a une vie moyenne négligeable. Lorsque ceci n'est pas réalisé, il faut, au moyen du schéma, estimer les contributions des niveaux supérieurs. Chacune de ces contributions

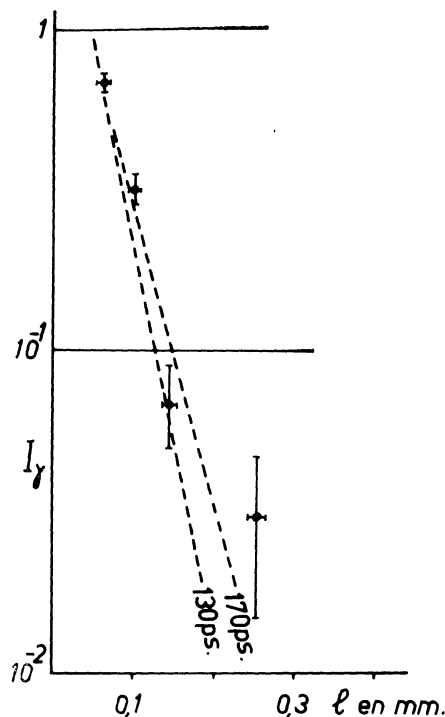


FIG. 10. — Exemple d'identification de la période d'un niveau par la méthode des rayonnements γ émis en vol ($E_\gamma = 113,2 \text{ keV}$).

113 keV, $T_{1/2} = 150 \pm 30 \text{ ps}$.
 + points expérimentaux.
 - - - - courbes calculées.

est calculée en appliquant les formules classiques des corps en filiation puisque, pour chaque intervalle de vitesse, la distance parcourue se ramène à un temps de parcours donné. S'il y a plusieurs alimentations γ en plus de l'alimentation α et si on désigne par λ la constante inconnue et par λ_i les constantes connues des alimentations du niveau concerné, l'intensité en fonction du temps est donnée, en prenant l'origine du temps à la désintégration α , par :

$$I = e^{-\lambda t} \sum A_i \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda} - \sum A_i \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda} e^{-\lambda_i t}$$

$$(\sum A_i = 1). \quad (5)$$

En posant $t = l/v \cos \theta$, cette expression est introduite dans l'équation (3) et, par interpolation graphique, on évalue les contributions dues aux termes en λ_i , avec 3 ou 4 valeurs d'essai de λ . Comme L et V sont connus, on écrit : $I_\gamma = I_\gamma(l, \lambda)$ ce qui donne ici :

$$I_\gamma = A_i \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda} I_\gamma(l, \lambda) - \sum A_i \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda} I_\gamma(l, \lambda_i).$$

Pour chaque valeur d'essai λ , on normalise à $I_\gamma = 1$ pour $l = 0$ pour pouvoir utiliser les courbes calculées. En pratique, les courbes de la figure 7 sont tracées en coordonnées logarithmiques pour que l'identification de forme puisse se faire sans normalisation des courbes expérimentales.

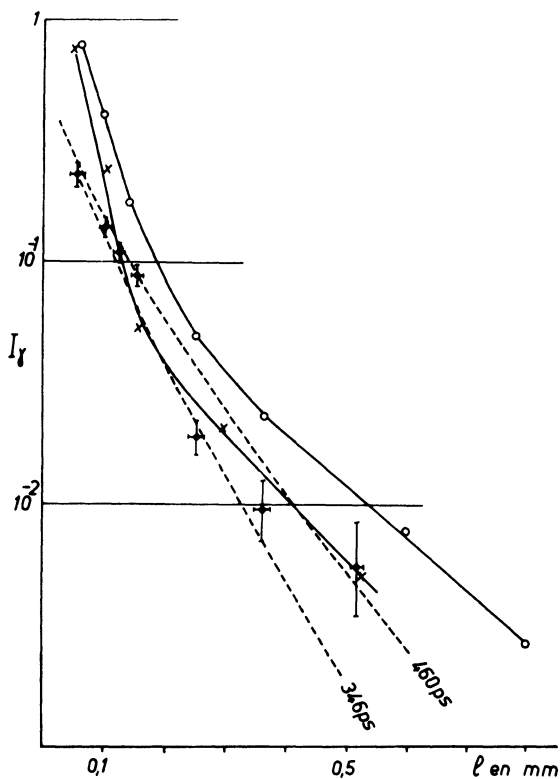


FIG. 11. — Id. figure 10, pour un rayonnement d'énergie plus élevée, où le fond devient non négligeable.

- 330 keV, $T_{1/2} = 400 \pm 40$ ps.
- source nue.
- ×—×— source couverte Al.
- différence avec erreurs estimées.
- courbes calculées.

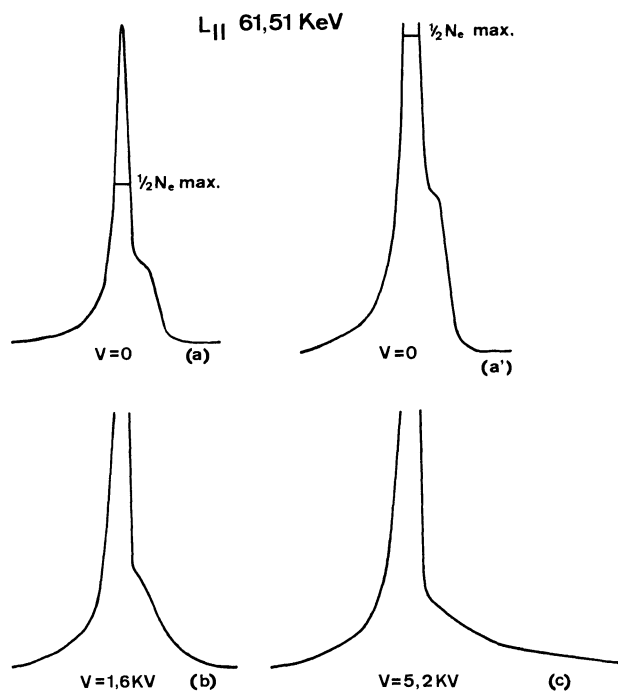


FIG. 12. — Exemple de déformation de la bande Doppler d'une raie d'électrons de conversion en fonction de la tension.

Il est évident qu'une alimentation complexe diminue la précision de la détermination de la vie moyenne par suite des manipulations que l'on fait subir aux résultats expérimentaux, les corrections faisant intervenir la connaissance du schéma (vies moyennes et embranchements) avec ses erreurs cumulatives. C'est ainsi que pour les niveaux de basse énergie les erreurs vont en croissant, et que pour un niveau tel celui de 29,9 keV, principalement alimenté par les niveaux supérieurs, l'indétermination devient totale.

Ci-dessous se trouvent résumées les informations obtenues par les deux méthodes, les transitions étant groupées par niveau de départ :

Niveau de 376,4 keV. — Les lignes de conversion de la transition de 296,6 ne montrent pas de déformation jusqu'à la tension maximum appliquée de 5 kV (ce qui correspond à des gradients allant jusqu'à 100 kV/cm à la surface de la source) d'où une période $T < 30$ ps. On vérifie par γ qu'il en est de même pour la transition de 314,9 keV (E 1, conversion très faible). Ces deux transitions, ainsi que celle de 141,4 keV issue du même niveau, ont servi ensuite à l'ajustage des distances des expériences avec source nue et couverte : le micromètre de réglage de la source était fidèle à 5 μ près, cependant que les intensités γ étaient sensibles à 1 μ de déplacement. Ces trois raies γ ont donc permis d'apporter des corrections aux distances relevées de façon à ce qu'elles soient toutes placées sur une courbe continue.

Niveau de 369,4 keV. — La seule transition intense (319,2 keV) donne : $T(369,4) = 200 \pm 50$ ps.

Niveau de 342,9 keV. — Les données sont très imprécises : le rayonnement de 281,4 keV se trouve dans la queue du rayonnement très intense de 286,2 keV et se sépare mal du rayonnement de 279,7 keV, tous les deux de période plus longue. Celui de 219,0 keV est mélangé à celui, plus intense de 218,8 keV, enfin celui de 212,6 se détache mal de celui de 210,7, intense et de période longue. De façon peu précise on a :

$$T(342,9) < 100 \text{ ps} .$$

Niveau de 342,5 keV. — Ce niveau a une période relativement courte :

- 342,5 : $T < 50$ ps
- 292,2 : $T < 50$ ps
- 312,7 : $T < 30$ ps .

Niveau de 334,5 keV.

- 334,5 keV : $T = 270 \pm 50$ ps
- 304,5 keV : $T = 300 \pm 50$ ps
- 273,0 keV : $T = 260 \pm 70$ ps
- 210,7 keV : $T = 300 \pm 80$ ps
- 204,3 keV : $T \sim 300$ ps .

(Décomposition malaisée avec 205,0 et 206,2 keV.)

$$\text{Moyenne : } T(334,5) = 280 \pm 40 \text{ ps} .$$

Niveau de 329,9 keV. — Les raies γ les mieux séparées donnent :

$$\begin{aligned} 329,9 \text{ keV} : T &= 400 \pm 40 \text{ ps} \\ 300,0 \text{ keV} : T &= 450 \pm 50 \text{ ps} \\ 43,8 \text{ keV} : T &= 420 \pm 60 \text{ ps} . \end{aligned}$$

$$\text{Moyenne : } T(329,9) = 420 \pm 40 \text{ ps} .$$

Niveau de 286,2 keV. — Le rayonnement de 236,0 keV a été pris comme standard : 800 ps. Les autres rayonnements sont intenses et les erreurs statistiques sont faibles. Ceci donne donc une idée des erreurs systématiques de la méthode :

$$\begin{aligned} 286,2 : T &= 870 \pm 30 \text{ ps} \\ 256,3 : T &= 770 \pm 30 \text{ ps} \end{aligned}$$

ce dernier cas a été corrigé de son mélange avec 254,7 keV (10 % ; 280 ps). Ces résultats nous ont amenés à mettre partout une erreur globale minimum de 10 %.

Niveau de 280,3 keV. — Le rayonnement le plus intense est un mélange : 250,4 keV (23 %) + 250,2 keV (77 % ; 420 ps). Après soustraction de cette dernière composante, il reste $T \approx 100$ ps. Mais le mélange 218,8 (70 %) + 219,0 (30 %, niveau 342,9) indique $T \sim 70$ ps après soustraction de la composante de 30 % supposée à vie brève. Avec réserve on adopte :

$$T(280,3) = 50 \text{ à } 100 \text{ ps} .$$

Niveau de 247,5 keV. — Les erreurs statistiques sont très grandes ici : $T = 150 \pm 50$ ps ($\gamma = 117,2$ keV).

Niveaux de 174,7 – et 174,7 + keV. — La méthode de l'épaule Doppler n'observe que la transition de 113,2 keV (E 2) dont la conversion est largement prépondérante et donne :

$$T(174,7 +) = 200 \pm 60 \text{ ps} .$$

Le rayonnement γ se compose de

$$113,2 \text{ E 1 (80 \%)} + 113,2 \text{ E 2 (20 \%)}$$

et donne une période apparente de 150 ± 40 ps dont on tire

$$T(174,7 -) = 140 \pm 50 \text{ ps} .$$

Niveau de 130,3 keV. — Les rayonnements sont très convertis et donnent, par la méthode de l'épaule Doppler devant les raies de conversion de la transition de 100,3 keV, une période apparente de 300 ± 60 ps. Mais l'alimentation du niveau est très complexe.

En intensités absolues, on a les contributions suivantes :

$$\begin{aligned} 0,31 \% (280 \text{ ps}) + 0,23 \% (150 \text{ ps}) + \\ + 0,7 \% (140 \text{ ps}) + 0,45 \% (\alpha + \text{cascades } \gamma \text{ de vie brève}). \end{aligned}$$

On peut seulement conclure que $T(130,3)$ doit être un peu supérieur à 300 ps.

Niveau de 123,9 keV. — Le rayonnement de 94,0 keV est intense et permet d'obtenir une bonne statistique. Le niveau est alimenté par :

$$\begin{aligned} 1 \% (\alpha + \gamma \text{ rapides}) + 1,2 \% (280 \text{ ps}) + \\ + 0,32 \% (420 \text{ ps}) + 0,1 \% (140 \text{ ps}) . \end{aligned}$$

En tenant compte des erreurs que comportent ces données, on obtient :

$$T(123,9) = 450 \begin{matrix} + 100 \\ - 60 \end{matrix} \text{ ps} .$$

Niveau de 79,8 keV. — Les alimentations sont ici :

$$\begin{aligned} 4 \% (\alpha + \gamma \text{ rapides}) + 0,85 \% (450 \text{ ps}) + \\ + 0,16 \% (140 \text{ ps}) + 0,6 \% (420 \text{ ps}) + 0,75 \% (280 \text{ ps}) . \end{aligned}$$

L'identification de la courbe expérimentale avec une courbe calculée donne :

$$T(79,8) = 240 \pm 80 \text{ ps} .$$

Niveau de 61,5 keV. — Le rayonnement X_K du canaliseur rend cette région d'énergie inutilisable. Une expérience avec canaliseur en plomb montre que dans le groupe 61,5 + 62,5 keV, le premier survit plus longtemps, l'ordre de grandeur obtenu étant :

$$T(61,5) \sim 600 \text{ ps} .$$

Les vies moyennes et les intensités relatives des rayonnements désexcitant les niveaux, ainsi que les multipolarités obtenues par la spectrométrie de conversion, donnent accès à un assez grand nombre de probabilités de transition : entre 20 et 30 pour chacun des groupes $B(E 1)$, $B(M 1)$ et $B(E 2)$, à quoi on peut joindre une trentaine de valeurs définies par une limite supérieure ou inférieure. La discussion de ces systématiques n'est cependant fructueuse qu'une fois en possession des jeux de spins possibles, nous la reportons donc, dans cette série d'articles, à la suite de l'étude des corrélations angulaires.

Nous remercions très vivement M. C. F. Leang pour son aide amicale au cours de l'expérience multidimensionnelle, ainsi que toute l'équipe de L'I. B. M. 360-50 « Ariel » de l'Institut de Physique Nucléaire.

Bibliographie

- [1] BASTIN (G.), LEANG (C. F.) et WALLEN (R. J.), *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 1964, **258**, 6397.
- [2] BRIANÇON (Ch.), WALLEN (R. J.), *J. Physique*, 1969, **30**, 753.
- [3] BRIANÇON (Ch.), Thèse Doctorat, 1970.
- [4] BRIANÇON (Ch.), VIEU (Ch.) (Article II à paraître au *Journal de Physique*).
- [5] JEZEQUEL (R.), SELLEM (R.), *Publ., Int., IPN 70-24*, Orsay.
- [6] DAVIDSON (W. F.) et CONNOR (R. D.), *Nuclear Physics*, 1968, **A 116**, 342.
- [7] BOWMAN (J.) (communication privée).
- [8] VARTAPETIAN (H.), Thèse, Paris, 1957.
- [9] NOVAKOV (T.), HOLLANDER (J. M.), GRAHAM (R. L.), *Nucl. Instr. and Meth.*, 1964, **26**, 189.