



Recherche de la radioactivité β double de ^{116}Cd

Jean-François Detoef, Raymond Moch

► **To cite this version:**

Jean-François Detoef, Raymond Moch. Recherche de la radioactivité β double de ^{116}Cd . J. Phys. Radium, 1955, 16 (12), pp.897-901. <10.1051/jphysrad:019550016012089700>. <jpa-00235292>

HAL Id: jpa-00235292

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00235292>

Submitted on 1 Jan 1955

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

RECHERCHE DE LA RADIOACTIVITÉ β DOUBLE DE ^{116}Cd

Par JEAN-FRANÇOIS DETŒUF et RAYMOND MOCH,
Laboratoire de Physique atomique et moléculaire, Collège de France.

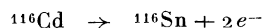
Sommaire. — Des mesures ont été faites pour tenter de mettre en évidence une éventuelle radioactivité β double de ^{116}Cd conforme au schéma de Furry. La méthode utilisée, qui était celle des coïncidences entre compteurs à scintillations placés de part et d'autre de la source, permettait la mesure de l'énergie de chacune des particules émises.

On a trouvé pour la vie moyenne une limite inférieure égale à $0,6 \cdot 10^{17}$ ans qui ne confirme ni n'infirmes l'hypothèse d'un phénomène sans émission de neutrino. La comparaison avec les autres résultats connus montre que le problème demeure à peu près entier et que de nouvelles expériences sont souhaitables.

Le cadmium 116 est, avec ^{150}Nd , ^{48}Ca , ^{96}Zr et ^{82}Se , l'un des cinq noyaux pour lesquels l'énergie disponible dans une transition β double [1], [2] est la plus grande [3], [4]. En comparant les valeurs des masses obtenues par spectrométrie et celles déduites des formules semi-empiriques [5], on peut évaluer la différence de masse nucléaire

$$E_0 = ^{116}\text{Cd} - ^{116}\text{Sn} = 3,79 \pm 0,37 \text{ MeV.}$$

Le but de notre étude expérimentale a été de mettre en évidence une radioactivité β double du cadmium 116 présentant les caractères de la théorie de Furry [6], c'est-à-dire un processus sans émission de neutrino, du type



dans lequel la somme E_c des énergies cinétiques des électrons émis serait constante et égale à 2,77 MeV.

1. Dispositif expérimental. — La source à étudier est placée entre deux compteurs à scintillations C_1 et C_2 . On enregistre simultanément les

amplitudes des impulsions produites en coïncidence dans les deux compteurs. Si ces impulsions sont dues aux deux électrons provenant d'une désintégration β double suivant le schéma de Furry, la somme E des énergies correspondantes doit être égale à l'énergie cinétique E_c disponible dans la transition. On peut tracer le spectre de la somme E pour le corps que l'on étudie et pour un corps stable de référence. La radioactivité β double doit se traduire par une augmentation pour le premier corps du nombre de coups au voisinage de $E = E_c$.

Les compteurs C_1 et C_2 , constitués chacun par un photomultiplicateur EMI 6260 et un scintillateur plastique, sont protégés du rayonnement environnant par un château de plomb et par un rideau de compteurs de Geiger montés en anticoincidence avec C_1 et C_2 .

Les photomultiplicateurs ont une cathode de 4 cm de diamètre. Essayés avec un cristal d'iodure de sodium pour les rayons γ d'annihilation (0,51 MeV) d'une source de ^{22}Na , les deux photomultiplicateurs ont donné une raie définie par une largeur à mi-hauteur de 12 pour 100.

Les scintillateurs utilisés sont des plastiques du C. E. A. (solution de tétraphénylbutadiène dans le métacrylate), recouverts sur leur face antérieure d'une feuille d'aluminium de 0,02 mm d'épaisseur. Leur diamètre est de 40 mm et leur épaisseur (18 mm) a été choisie en tenant compte du fait qu'on trouve dans le spectre du bruit de fond un pic dont l'abscisse varie en fonction de l'épaisseur des scintillateurs, et qu'il y a intérêt à rencontrer nettement en dehors de l'intervalle d'énergie intéressant (il apparaît aux environs de 5,5 MeV sur la figure 4); ce pic est dû à des rayons cosmiques de grande énergie qui traversent les compteurs au voisinage du minimum d'ionisation, et y abandonnent une quantité d'énergie sensiblement constante et proportionnelle à l'épaisseur.

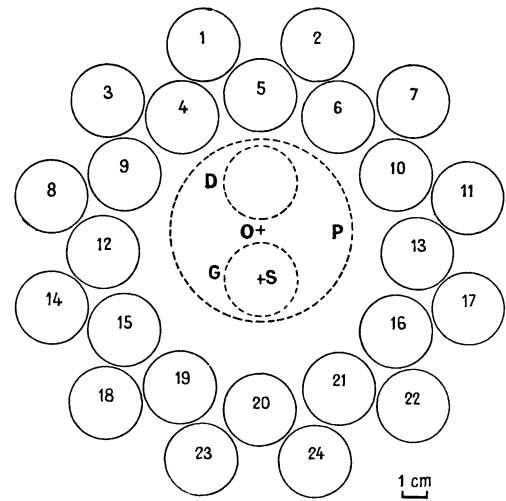
La source et l'élément de référence que nous avons utilisés sont deux isotopes du cadmium, obtenus par séparation magnétique à l'Atomic Energy Research Establishment de Harwell. Pour réduire les erreurs découlant d'une contamination possible pendant la séparation, nous avons eu recours à deux échantillons séparés dans une même opération. Les échantillons contenaient l'un 80 mg de ^{116}Cd , présumé radioactif β double, l'autre 80 mg de ^{114}Cd , considéré comme stable, les abondances isotopiques étant respectivement de 81 pour 100 pour l'échantillon de ^{116}Cd et de 95,3 pour 100 pour l'échantillon de ^{114}Cd . Nous en avons fait deux sources de sulfure de cadmium, déposées par gravitation, à partir d'une suspension dans l'acétone, sur une feuille d'aluminium de 0,01 mm d'épaisseur et de 35 mm de diamètre. L'épaisseur des sources obtenues est d'environ 12 mg/cm². Les sources sont montées symétriquement sur un disque d'aluminium de 8 cm de diamètre, placé entre les deux compteurs C_1 et C_2 , et qu'un dispositif mécanique permet de faire pivoter de l'extérieur du château de plomb afin d'amener l'une ou l'autre source entre les deux compteurs. La distance de la source à la face d'entrée de chacun des deux compteurs est de 0,3 cm.

Les électrons provenant de la source ont, avant de pénétrer dans les scintillateurs, à traverser une épaisseur de matière qui est au maximum de 17 mg/cm², ce qui pour des électrons d'énergie supérieure à 200 keV représente une perte maximum d'énergie de 35 keV.

La protection est assurée par un château de plomb de 10 cm d'épaisseur dont les dimensions intérieures sont les suivantes : longueur, 75 cm; hauteur, 25 cm; largeur, 25 cm. A l'intérieur de ce château, se trouve une couronne de compteurs de Geiger (20th Century, type G 60) de 3,6 cm de diamètre (longueur de la cathode : 67 cm) disposée comme l'indique la figure 1.

2. Principe de l'enregistrement. — A une coïncidence provoquée dans les compteurs C_1 et C_2 par deux électrons d'énergie E_1 et E_2 , correspond dans chaque canal une impulsion qui est transformée électroniquement en signal triangulaire d'ampli-

tude x_0 ou y_0 ayant un temps de montée relativement rapide (0,3 μs) et un temps de descente compris entre 10 et 500 μs suivant l'amplitude; la pente est de 0,3 V/ μs . Ces signaux sont appliqués aux



1 à 24 - Compteurs de Geiger - P - Porte sources - O+ - Axe de rotation du porte-sources - D et G - Source et échantillon de référence - S - Axe des compteurs à scintillations

Fig. 1.

plaques d'un tube cathodique (plaques X pour le signal de C_1 , plaques Y pour le signal de C_2).

Considérons la trajectoire du spot sur l'écran (fig. 2). Nous supposons, pour fixer les idées, y_0 supérieur à x_0 . Le spot monte rapidement au point M de coordonnées x_0 et y_0 , puis x et y décroissent linéai-

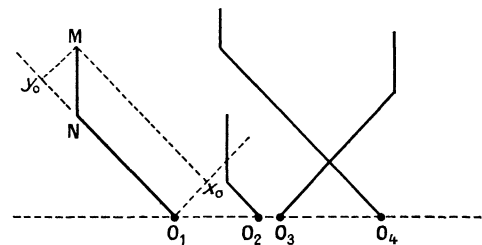


Fig. 2.

rement en fonction du temps à la même vitesse. Le spot décrit le segment MN parallèle à la première bissectrice; y_0 étant plus grand que x_0 , x s'annule avant y et reste nul. A partir de ce moment, le spot décrit le segment NO_1 de l'axe Ox . En agissant sur la grille de commande du tube cathodique, on s'arrange pour que le spot ne soit lumineux que pendant une durée de 500 μs après chaque coïncidence.

Si l'on photographie l'écran sur un film se déroulant de façon continue à une vitesse lente, la direction de déroulement étant parallèle à la deuxième bissectrice, on aura une série de traces correspondant aux coïncidences successives (fig. 2), et sur chaque

trace on peut mesurer x_0 et y_0 , d'où l'on peut déduire les énergies E_1 et E_2 des particules en coïncidence.

3. Schéma général de l'électronique (fig. 3).

— Sur chaque canal l'impulsion, prise sur la dernière dynode du photomultiplicateur, attaque un préamplificateur voisin de celui-ci. L'impulsion est alors envoyée d'une part sur un sélecteur de coïncidences relativement rapide (temps de résolution : $1,5 \cdot 10^{-7}$ s), d'autre part sur un amplificateur (Mesco AL 01) dont la réponse est linéaire pour des impulsions atteignant à la sortie 150 V. Ce sont ces impulsions qui, mises sous forme triangulaire, sont appliquées directement aux plaques du tube cathodique.

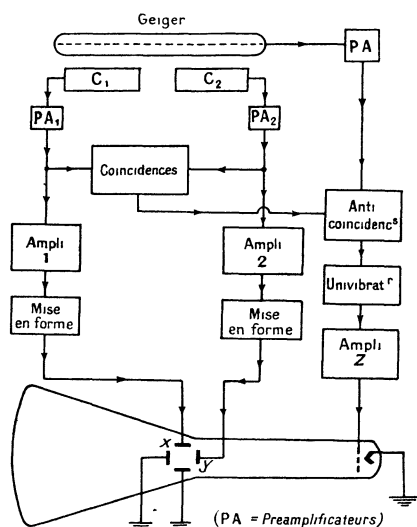


Fig. 3.

Les impulsions des compteurs de Geiger, montés en parallèle, sont envoyées par l'intermédiaire d'un préamplificateur sur la voie de blocage d'un sélecteur d'anticoïncidences (C. E. A. type A 422), dont la voie d'entrée est attaquée par les impulsions du sélecteur de coïncidences. Les impulsions de sortie du sélecteur d'anticoïncidences sont mises sous forme d'un signal rectangulaire de $500 \mu\text{s}$ qui attaque la grille de commande du tube cathodique par l'intermédiaire de l'amplificateur Z incorporé à l'oscilloscope (Dumont 248 A). La polarisation est telle qu'en l'absence d'impulsion l'écran ne soit pas illuminé.

4. Enregistrement photographique. — L'enregistrement se fait à l'aide d'un appareil Foca $f = 3,5$ cm, muni d'une bonnette de deux dioptries; il a été modifié de façon à pouvoir entraîner le film de manière continue et peut fonctionner pendant 12 h sans être rechargé. Toutes les heures, un signal repère est enregistré sur la pellicule. Pour le dépouillement, le film développé est projeté à

l'aide d'un agrandisseur (grandissement 10) sur une feuille de papier millimétré dont les axes correspondent aux directions Ox et Oy de l'oscilloscope. La précision de la lecture est de $\pm 0,5$ mm, c'est-à-dire ± 40 keV sur chaque coordonnée.

5. Étalonnage. — L'étalonnage de chacun des compteurs a été fait à l'aide des rayons γ du sodium 22 (1,28 MeV) et du thorium C'' (2,62 MeV).

6. Expériences. — Dans la bande d'énergie intéressante (2,0 à 3,5 MeV), le nombre de coïncidences dues au bruit de fond est de l'ordre de 1 coup/h. Pour avoir une statistique convenable, la mesure doit donc durer quelques centaines d'heures. Les deux échantillons ont été étudiés alternativement pendant des intervalles de 5 à 10 h. Le rythme prévu était le suivant :

Nuit	Jour.		Nuit	Jour.		Nuit.
D	G.	D.	G	D	G	D
10 h	5 h	5 h	10 h	5 h	5 h	10 h

Ce rythme répartit les risques de variations diurnes. Nous avons désigné ci-dessus les échantillons par G et D (gauche et droite). En effet, afin de diminuer l'influence du coefficient personnel dans le dépouillement, nous avons ignoré jusqu'à la fin des expériences quel était l'échantillon de ^{116}Cd et quel était celui de ^{114}Cd .

Chaque jour ont été effectués des contrôles systématiques qui consistaient : 1° à vérifier la stabilité des amplificateurs en photographiant les impulsions triangulaires produites en envoyant à l'entrée de chaque amplificateur un signal d'amplitude donnée; des variations supérieures à 3 pour 100 (1 mm à l'agrandisseur) ont entraîné l'annulation des mesures faites depuis le précédent contrôle et la vérification de l'électronique; 2° à vérifier la stabilité des compteurs à scintillations en photographiant sur chaque canal le spectre de ^{22}Na et celui du thorium. Des variations supérieures à 10 pour 100 ont entraîné l'annulation des mesures faites depuis la vérification antérieure; 3° à contrôler que le taux de comptage des compteurs de Geiger reste au voisinage de 1 350 coups/mn.

7. Résultats. — Nous avons retenu au total 400 h d'enregistrement, soit 200 h pour chacun des échantillons. Le nombre total des traces enregistrées a été de 6 986. Cependant, nous n'avons mesuré que celles correspondant à une somme des énergies supérieure à 1,5 MeV. Le nombre des traces mesurées est alors de 1 467. Pour chacun des deux échantillons, nous avons cherché le spectre de la somme des énergies, c'est-à-dire le nombre $D(E)$ ou $G(E)$ de traces correspondant à une énergie comprise dans

la bande $\left(E - \frac{\Delta E}{2}, E + \frac{\Delta E}{2}\right)$, en admettant que ces traces sont dues à des électrons. La largeur ΔE des bandes a été prise égale à 0,5 MeV. Les résultats sont consignés dans la figure 4.

Nous avons appelé, sur la figure 4, *grandes impulsions* celles qui saturent l'un ou l'autre des deux amplificateurs, c'est-à-dire qui correspondent à des particules ayant abandonné dans un des compteurs une énergie supérieure à 4,5 MeV. La présence de

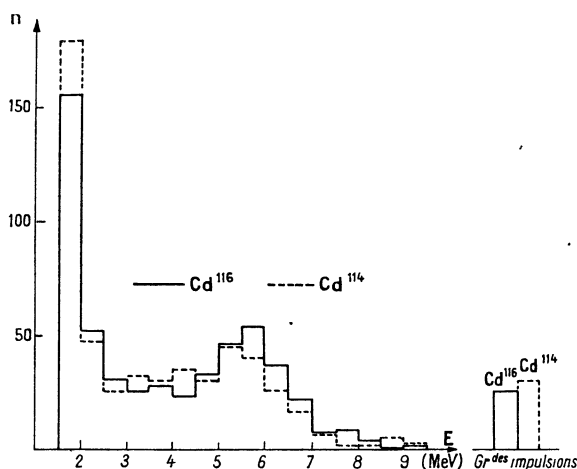


Fig. 4.

ces impulsions risque de modifier légèrement le spectre au-delà de 4,5 MeV, mais cette région n'est pas celle qui nous intéresse du point de vue de la radioactivité β double.

8. Interprétation. — Si l'on calcule dans chaque bande l'écart réduit

$$\xi = \frac{D - N}{\sqrt{2N}} \quad \left(\text{avec } N = \frac{D + G}{2}\right),$$

on vérifie que ses valeurs ne sont pas supérieures à celles que l'on aurait obtenues si les deux échantillons avaient été identiques.

Si nous admettons pour l'ensemble de notre appareil un pouvoir de résolution (largeur à mi-hauteur) de 0,5 MeV, 98 pour 100 des coups doivent tomber dans trois bandes consécutives de 0,5 MeV de large. Comme l'énergie dans le cas de ^{116}Cd est comprise entre 2,5 et 3 MeV, il nous suffira d'étudier les trois bandes comprises entre 2 et 3,5 MeV.

Dans l'ensemble de ces trois bandes, l'échantillon de ^{116}Cd a donné 109 coups en 200 h, l'échantillon de ^{114}Cd 106 coups. L'écart entre les deux, $\varepsilon = 3$, est très nettement inférieur à l'écart statistique.

On peut prendre pour limite supérieure du nombre moyen de coups supplémentaires dus à l'activité du

cadmium 116 une valeur $c < \frac{37}{200}$ coups/h. Pour cette valeur $\frac{37}{200}$, en effet, la probabilité d'avoir l'écart $\varepsilon = 3$ est dix fois plus faible que si les deux échantillons étaient identiques.

L'angle solide moyen sous lequel l'un des compteurs est vu de la source est de l'ordre de $0,4 \times 4\pi$. Tenant compte d'un facteur de corrélation angulaire en $(1 + \cos \theta)$, proposé par Primakoff [7], qui diminuerait de 25 pour 100 la probabilité d'émission des deux électrons de part et d'autre de la source, on déduit une limite inférieure pour la vie moyenne τ de ^{116}Cd , soit

$$\tau > 0,6 \cdot 10^{17} \text{ ans.}$$

Une erreur, d'ailleurs improbable, dans l'évaluation de l'énergie disponible, modifierait peu ce résultat. Pour $E_0 = 2,0$ MeV, on aurait

$$\tau > 0,3 \cdot 10^{17} \text{ ans.}$$

9. Discussion. — Ce résultat ne permet pas d'exclure la possibilité d'une radioactivité β double sans émission de neutrino, conforme au schéma de Furry. Le calcul de Primakoff [7], avec les hypothèses suivantes :

— transition sans changement de spin ni de parité du noyau ($\Delta J = 0$ non);

— interaction tensorielle;

$$- |M'|^2 = \left| \int \psi_f^* \left[\sum_{jY} \tau_j^+ \tau_k^+ (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{\sigma}_k) \right] \psi_i \right|^2 = 0,01$$

(par analogie avec les éléments de matrice de la radioactivité β ordinaire);

— $G = 4 \cdot 10^{-12}$;

— $Z = 48$,

prévoit pour l'énergie $E_0 = 3,79$ MeV une valeur de τ égale à $2,1 \cdot 10^{16}$ ans, qui est donc un peu inférieure à notre limite. Mais la valeur choisie pour $|M'|^2$ est assez arbitraire, et il n'est pas exclu qu'elle soit trop forte. L'étude théorique et expérimentale [8], [9] des spins et des parités des premiers états des noyaux de type pair-pair montre par ailleurs qu'il est improbable d'observer des transitions autres que ($\Delta J = 0$, non). L'interaction scalaire conduirait pour les transitions ($\Delta J = 0$, non) à des vies moyennes plus longues que l'interaction tensorielle. On peut admettre enfin que, comme dans la théorie de la radioactivité β , les autres types d'interaction interviennent peu.

L'ensemble des résultats intéressants actuellement disponibles au sujet de la radioactivité β double est résumé sur la figure 5, dont les abscisses représentent

l'énergie cinétique disponible E_c en unités mc^2 (évaluée pour les corps considérés par l'un d'entre nous [4], [5]) et les ordonnées le logarithme de la vie moyenne.

La courbe en trait plein représente la valeur de la vie moyenne résultant du calcul effectué par Primakoff avec les hypothèses indiquées plus haut. La courbe en pointillé est valable dans les mêmes conditions pour $Z = 90$. La courbe en trait interrompu représente les valeurs résultant de la théorie de M. Göppert-Mayer [10] pour $Z = 48$.

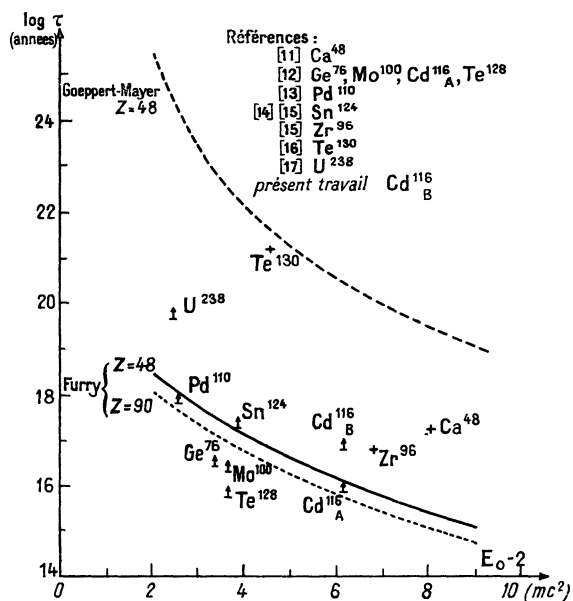


Fig. 5.

Dans trois cas (représentés sur la figure 5 par des croix), la vie moyenne semble avoir été effectivement mesurée. Dans les autres cas, représentés par des flèches, seule une limite inférieure a été indiquée pour la vie moyenne.

Trois résultats seulement sont significatifs, mais se trouvent en contradiction entre eux. Les longues vies moyennes observées pour ^{238}U [17] et ^{130}Te [16] semblent indiquer qu'il n'y a pas de radioactivité β double suivant le schéma de Furry. Mais le résultat de Mc Carthy sur ^{48}Ca [11] repose le problème de l'existence d'une radioactivité β double sans émission de neutrino car, quoique la vie moyenne soit plus longue que la valeur prévue par le calcul de Primakoff, l'expérience indiquerait la constance de la somme des énergies. Les résultats antérieurs de Fulbright et Mc Carthy sur ^{96}Zr [15] sont, selon nous à considérer avec une certaine prudence.

Il apparaît nécessaire actuellement, d'une part de confirmer le résultat de Mc Carthy, d'autre part de reprendre les expériences sur un élément comme ^{150}Nd pour lequel l'énergie disponible E_0 doit être voisine de 10 mc^2 .

Pour une discussion plus complète de ces résultats, on se reportera à [2] et [4].

Note ajoutée à la correction des épreuves. — Utilisant une chambre de Wilson, R. G. Winter (*Phys. Rev.*, 1955, **99**, 88) a trouvé pour ^{116}Cd

$$\tau \geq 10^{17} \text{ ans,}$$

ce qui corrobore notre résultat, et pour ^{100}Mo

$$\tau \geq 3 \cdot 10^{17} \text{ ans.}$$

M. Awschalom (*Phys. Rev.*, à paraître) a obtenu pour ^{96}Zr

$$\tau \geq 0,36 \cdot 10^{18} \text{ ans}$$

et pour ^{48}Ca

$$\tau \geq 1,1 \cdot 10^{18} \text{ ans}$$

se trouvant ainsi, dans le cas de ^{48}Ca , en désaccord formel avec Mc Carthy.

Manuscrit reçu le 8 juillet 1955.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] DETEUF, MOCH et SALMON. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 618.
- [2] ZELDOVITCH, LUKYANOV et SMORODINSKY. — Progrès des Sciences Physiques U. R. S. S., 1954, **54**, n° 3.
- [3] MC CARTHY. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 447.
- [4] DETEUF. — *Thèse Sciences Physiques*, Paris, 1955.
- [5] DETEUF. — *J. Physique Rad.*, à paraître.
- [6] FURRY. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1185.
- [7] PRIMAKOFF. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 888.
- [8] SCHARFF-GOLDHABER. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 587.
- [9] GLAUBMAN. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 1000.
- [10] GÖPERT-MAYER. — *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 512.
- [11] MC CARTHY. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1234.
- [12] FREMLIN et WALTERS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65**, 911.
- [13] WINTER. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1070.
- [14] KALKSTEIN et LIBBY. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 368.
- [15] FULBRIGHT. — *Physica*, 1952, **18**, 1026.
- [16] INGRAM et REYNOLDS. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 822.
- [17] LEVINE, GHIORSO et SEABORG. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 296.