



## Périodes des niveaux excités de $^{155}\text{Eu}$

M. Vergnes, J. Jastrzebski

### ► To cite this version:

M. Vergnes, J. Jastrzebski. Périodes des niveaux excités de  $^{155}\text{Eu}$ . Journal de Physique et le Radium, 1961, 22 (10), pp.669-671. <10.1051/jphysrad:019610022010066900>. <jpa-00236539>

**HAL Id: jpa-00236539**

**<https://hal.science/jpa-00236539v1>**

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.



HAL Authorization

PÉRIODES DES NIVEAUX EXCITÉS DE  $^{155}_{83}\text{Eu}$ 

par M. VERGNES et J. JASTRZEBSKI (\*)  
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire d'Orsay.

**Résumé.** — A l'aide d'un convertisseur temps-amplitude, nous avons mesuré la période du deuxième état excité (1,2 ns) de  $^{155}\text{Eu}$  obtenu par la désintégration  $\beta^-$  de  $^{155}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 21$  m) et déterminé une valeur limite (0,4 ns) pour le premier état excité. On compare les probabilités des transitions E1 mesurées avec les prévisions théoriques du modèle de Nilsson.

**Abstract.** — With a time-to-amplitude converter we measured the lifetime of the second excited state (1.2 ns) of  $^{155}\text{Eu}$  obtained by the  $\beta^-$  disintegration of  $^{155}\text{Sm}$ ; we obtained a limiting value (0.4 ns) for the first excited state. We compare the measured E1 transition probabilities with the theoretical predictions of the Nilsson model.

**Introduction.** — Le schéma de niveaux de  $^{155}_{83}\text{Eu}$ , reproduit figure 1a, est maintenant assez bien établi [1], [2] et l'on peut considérer comme connus les spins et parités des principaux niveaux excités. D'après la mesure de leurs coefficients de conversion [1], les photons de 105 et 141 keV sont de nature  $E_1$ , pratiquement sans mélange M2. Cette détermination est en accord avec la mesure de la corrélation angulaire de la cascade 105-141 keV [2]. Les nombres quantiques asymptotiques ( $N, n_z, \Lambda$ ) de Nilsson [3], pour les noyaux déformés, sont indiqués entre parenthèses sur la figure 1. Une analogie apparaît si l'on compare le schéma de  $^{155}_{83}\text{Eu}$  à celui de  $^{153}_{83}\text{Eu}$ , dont la figure 1b reproduit les principaux niveaux. Les niveaux à 105 et 246 keV de  $^{155}_{83}\text{Eu}$  correspondent aux niveaux à 97,5 et 103 keV de  $^{153}_{83}\text{Eu}$ .

Les périodes des niveaux excités de  $^{153}_{83}\text{Eu}$  ont déjà fait l'objet de plusieurs travaux (références dans [4]). Dans le cadre d'une étude générale des probabilités des transitions  $E_1$  dans la région des terres rares, nous avons entrepris de mesurer les périodes des niveaux excités de  $^{155}_{83}\text{Eu}$ .

**Préparation des sources :** Les sources de  $^{155}_{82}\text{Sm}$  (période 22 minutes) ont été obtenues en irradiant de l'oxyde de samarium naturel spectroscopiquement pur (Johnson-Matthey) à la pile EL3 de Saclay. Chaque source, composée de 5 mg de  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ , était irradiée une minute, à un flux d'environ  $4 \cdot 10^{12}$  n/cm<sup>2</sup>/s, grâce aux canaux pneumatiques de la pile.

**Appareillage utilisé.** — Étant donnée la courte période du  $^{155}_{82}\text{Sm}$ , la mesure des vies moyennes des niveaux excités ne pouvait pratiquement se faire qu'à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude. Nous avons construit dans notre labora-

toire [5] un convertisseur du type Green-Bell [6] : les photomultiplicateurs sont des 56 AVP dont

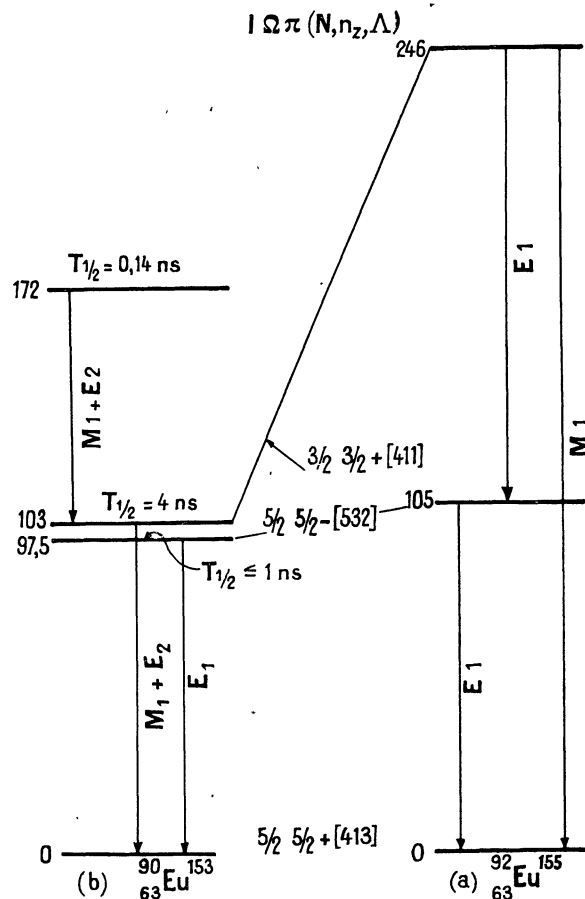


FIG. 1.

les impulsions — standardisées à 1,4 volt par des pentodes écrêteuses D3A ( $I \sim 23$  mA) et formées — sont envoyées, à l'aide de lignes à retard appro-

(\*) De l'Institut de Recherches Nucléaires, Varsovie.

priées, sur les deux grilles d'une 6BN6. L'amplitude de l'impulsion recueillie sur la plaque est proportionnelle au décalage en temps des deux impulsions arrivant sur les grilles.

Avec des cristaux INa (Tl) et une haute tension de 2 300 volts sur les photomultiplicateurs, la courbe de coïncidence « prompte » des  $\gamma$  d'annihilation du  $^{22}\text{Na}$  présente une largeur à mi-hauteur :  $2\tau \sim 2,3 \cdot 10^{-9}$  s, et, sur les pentes, le taux de comptage est divisé par deux en  $3 \cdot 10^{-10}$  s.

Le convertisseur a été étalonné en faisant varier la longueur des lignes à retard et en observant le déplacement de la courbe « prompte » (fig. 2).

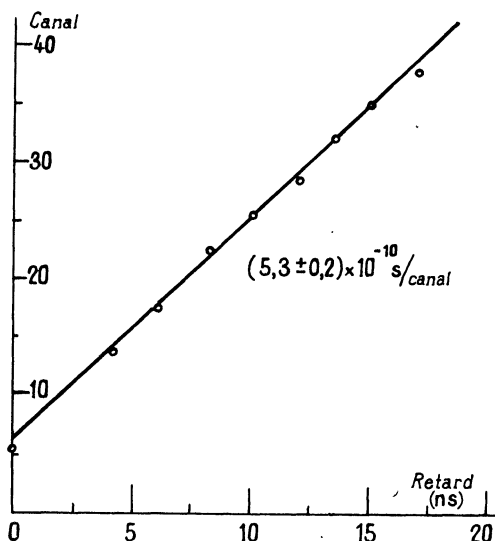


FIG. 2.

L'étalonnage a été vérifié en mesurant des périodes connues de  $^{153}\text{Eu}$  ( $T_{1/2}$  (103) =  $4,3 \pm 0,5$  ns) et du  $^{131}\text{Cs}$  ( $T_{1/2}$  (122) =  $4,1 \pm 0,3$  ns).

**Coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ .** — L'irradiation produit, en même temps que du  $^{155}\text{Sm}$ , une quantité relativement importante de  $^{153}\text{Sm}$  (période 47 h). Ce dernier radioélément risquant de perturber nos mesures, nous avons joué sur la différence des énergies maxima des spectres  $\beta$  des deux isotopes ( $E_{\max}$  (153)  $\sim$  700 keV,  $E_{\max}$  (155)  $\sim$  1 500 keV) pour éliminer son influence.

Les  $\beta$  étaient détectés par un cristal de stilbène de 5 mm d'épaisseur. Le seuil du discriminateur de la voie  $\beta$  étant réglé à 700 keV, le taux de comptage  $\beta$  décroissait avec la période du  $^{155}\text{Sm}$ , et ceci pendant plus de 10 périodes.

Le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec ces  $\beta$  sélectionnés — détectés par un cristal INa (Tl) de  $1,5 \times 1,5$  inch — décroissait lui aussi avec la période du  $^{155}\text{Sm}$ .

**Période du niveau à 246 keV.** — La figure 3 représente la courbe de coïncidence des  $\beta$  sélectionnés du  $^{155}\text{Sm}$  avec les  $\gamma$  de 246 keV. Les  $\gamma$  de faibles énergies étaient filtrés par 12 mm de cuivre, et la bande du sélecteur placée sur le pic correspondant au photon de 246 keV. La courbe

« prompte » a été obtenue avec les mêmes réglages et une source de  $^{198}\text{Au}$ . La différence est suffisamment nette pour que la mesure de la pente fournisse directement la période : Plusieurs mesures ont été faites, donnant une valeur moyenne :

$$T_{1/2}(246) = 1,2 \pm 0,15 \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

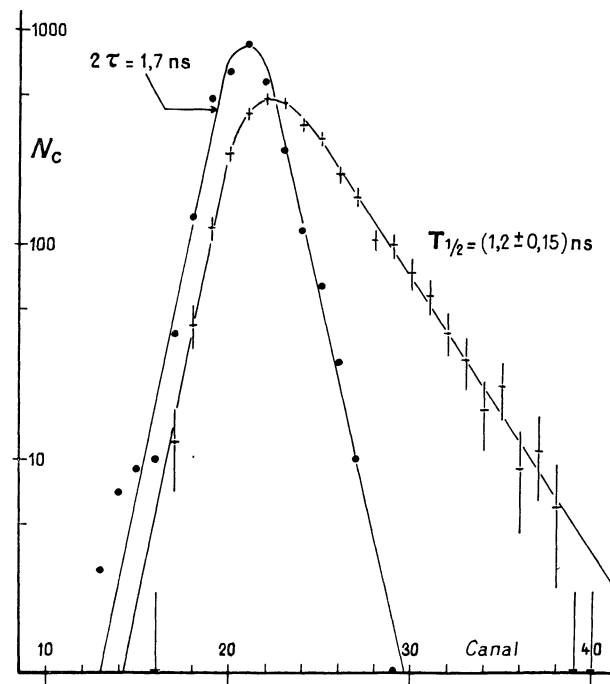


FIG. 3.

« prompte » a été obtenue avec les mêmes réglages et une source de  $^{198}\text{Au}$ . La différence est suffisamment nette pour que la mesure de la pente fournisse directement la période : Plusieurs mesures ont été faites, donnant une valeur moyenne :

**Période du niveau à 105 keV.** — La courbe de coïncidence obtenue en centrant la bande du sélecteur  $\gamma$  sur le pic correspondant au photon de 100 keV n'est pas différente de la courbe obtenue avec la source d' $^{198}\text{Au}$  et les mêmes réglages. La mesure de la pente fournit une limite supérieure de  $10^{-9}$  s pour la période.

Une mesure en coïncidence a été effectuée entre les  $\beta$  sélectionnés du  $^{155}\text{Sm}$  et les électrons de conversion  $K$  du photon de 105 keV détectés par un cristal de stilbène de 2 mm d'épaisseur, contre lequel était placée directement la source, constituée de poudre de  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  maintenue entre deux feuilles de LC 600. Le cristal avait été étalonné en observant l'énergie maximum du spectre  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  et la bande du sélecteur avait été placée sur la raie de conversion  $K$  du photon de 105 keV. La courbe de coïncidence ainsi obtenue permet seulement de donner une limite supérieure pour la période :

$$T_{1/2}(105) < 4 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Après quelques heures, le  $^{155}\text{Sm}$  ayant pratiquement disparu, nous avons baissé le seuil du discriminateur de la voie  $\beta$ , de façon à accepter les  $\beta$  du  $^{153}\text{Sm}$ . La courbe de coïncidence obtenue est caractéristique du niveau à 103 keV de  $^{155}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 3,8 \cdot 10^{-9}$  s). Nous avons ainsi vérifié que la bande du sélecteur se trouvait bien placée sur la raie de conversion  $K$  du photon de 105 keV.

**Discussion.** — En utilisant les fonctions d'onde du modèle de Nilsson (\*\*) [3] il est possible de calculer des valeurs théoriques pour les probabilités des transitions  $\gamma$  dans les noyaux déformés [4].

Mottelson et Nilsson [7] admettent que le niveau à 97,5 keV de  $^{155}\text{Eu}$  (niveau 5/2 (532)) correspond à une déformation nettement plus faible ( $\delta \sim 0,16$ ) que le niveau fondamental et les autres niveaux excités ( $\delta \sim 0,3$ ).

En admettant un comportement analogue du niveau à 105 keV dans le noyau  $^{155}\text{Eu}$ , nous avons calculé les probabilités de transition pour plusieurs valeurs de la déformation du niveau 5/2—

(532), en prenant  $\delta \sim 0,3$  pour le niveau fondamental et le niveau à 246 keV.

Expérimentalement on a, en utilisant un coefficient :  $\alpha_k = 0,27$  [1] pour la transition de 105 keV :

$$\tau_\gamma(105) < 8 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

L'importance relative de la transition de 141 keV dans la désexcitation du niveau à 246 keV est assez mal connue :  $I_{141}/I_{\text{totale}} = 0,176$  [1] ou 0,286 [2].

En utilisant la valeur  $\alpha_k = 0,16$  [1] on a :

$$\tau_\gamma(141) = 1 \pm 0,35 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$$

Les facteurs d'interdiction  $F_w = \frac{\tau_\gamma \text{ exp}}{\tau_\gamma \text{ weiskopf}}$  de ces deux transitions par rapport à la théorie de Weisskopf — qui ne tient pas compte de la déformation — sont respectivement :  $F_w(105) \leq 9 \cdot 10^5$  et  $F_w(141) = 8 \cdot 10^5$ .

Les facteurs d'interdiction  $F_n = \frac{\tau_\gamma \text{ exp}}{\tau_\gamma \text{ Nilsson}}$  sont donnés ci-dessous, en fonction de la déformation du niveau 5/2— (532).

$\delta_{5/2}$ —	0,20	0,22	0,24	0,26	0,28	0,30
$F_N(141)$	$125 \pm 35$	$80 \pm 23$	$45 \pm 13$	$15 \pm 4,5$	$5 \pm 1,5$	$1,8 \pm 0,5$
$F_N(105)$	$< 1,9$	$< 1,36$	$< 1,0$	$< 0,64$	$< 0,32$	$< 0,115$

Si, contrairement à l'hypothèse de Mottelson et Nilsson, nous admettons que les trois niveaux 5/2 + (413), 5/2— (532), 3/2 + (411) ont une même déformation, nous obtenons :

$\delta$	0,24	0,26	0,28	0,30
$F_N(141)$	$2,6 \pm 0,75$	$2,3 \pm 0,65$	$2 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,5$
$F_N(105)$	$< 0,5$	$< 0,4$	$< 0,2$	$< 0,115$

(\*\*) Nous avons utilisé, pour la couche  $N = 4$ , les fonctions d'onde correspondant à  $\mu = 0,55$  qui, d'après Mottelson et Nilsson [3], [7], donnent de meilleurs résultats pour les noyaux de  $Z$  impair. On a pris :  $\chi = 0,0613$ .

En prenant une déformation  $\delta \sim 0,26 - 0,28$  pour les 3 niveaux, nous obtenons un accord très satisfaisant entre les résultats expérimentaux et les calculs basés sur le modèle de Nilsson.

Nous tenons à remercier ici MM. Charbonnel et Marguerite pour les facilités d'irradiation qu'ils nous ont très aimablement accordées et qui ont rendu possible ce travail.

L'un de nous (J. J.) remercie M<sup>me</sup> Marty et M. le Professeur Teillac pour les facilités de travail qui lui ont été données dans le groupe de spectroscopie nucléaire d'Orsay, ainsi que les autorités françaises pour une bourse Louis de Broglie qui lui a été accordée pendant son séjour en France.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] SCHMID (L. C.) et BURSON (S. B.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 447.
- [2] SUND (R. E.), ARNS (R. G.) et WIEDENBECK (M. L.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 776.
- [3] NILSSON (S. G.), *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 16.
- [4] VERGNES (M.), *Ann. Physique*, 1960, **11**, 6.
- [5] CORBE (G.) et JASTRZEBSKI (J.), *Annuaire du Laboratoire de Physique Nucléaire*, 1960.
- [6] GREEN (R. E.) et BELL (R. E.), *Nuclear Inst.*, 1958, **3**, 127.
- [7] MOTTELSON (B. R.) et NILSSON (S. G.), *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Skr.*, 1959, **1**, n° 8.