

Note sur la désintégration du ^{51}Cr

Autor(en): **Ribordy, C. / Huber, O. / Siffert, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **39 (1966)**

Heft 3

PDF erstellt am: **14.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113684>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Note sur la désintégration du ^{51}Cr

par **C. Ribordy, O. Huber**

Institut de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse)

P. Siffert et L. Stab

Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg-Cronenbourg

(28 II 66)

Summary. The γ -spectrum following the decay of ^{51}Cr is investigated with a Germanium-Lithium drifted detector. Beside the well-known transition of 320 Kev, the weak 470 Kev [4] and 645 Kev [2] transitions did not appear. A maximum intensity ratio is given for them. The pile-up spectra of Germanium diodes and NaI(Tl) scintillation counters are compared.

1. Introduction

Différents auteurs [1-4]¹⁾ ont déjà étudié la désintégration du ^{51}Cr (27.8 d). Mais en ce qui concerne le niveau proposé à 645 Kev par OFER, les avis diffèrent :

<i>Auteur</i>	<i>Energie</i>	<i>Intensité</i> (par désintégration)
BISI [1]	624 Kev	$(2.6 \pm 0.3) 10^{-4}$
OFER [2]	645 Kev	5 10^{-6}
KERN [3]	624 Kev	$< 9 \quad 10^{-5}$
MÁTHÉ [4]	630 Kev	$(1 \pm 0.4) 10^{-5}$

Les détecteurs utilisés étaient dans tous les cas des scintillateurs au NaI (Tl). Dans le but d'éclaircir ce désaccord nous avons repris l'étude de ce problème à l'aide d'une diode ($n - i - p$) à base de Germanium compensé au Lithium, réalisée au Laboratoire de Chimie Nucléaire de Strasbourg [5]. Son aire utile était 1 cm^2 et son épaisseur 7 mm.

2. Transitions de 645 Kev [2] et de 470 Kev [4]

Une première mesure de 48 heures nous a fourni le spectre représenté par la figure 1. La raie de 320.0 Kev [3] possède une largeur à mi-hauteur de 6 Kev, ce qui nous donne une idée du pouvoir de résolution de ces dispositifs, même pour des durées d'enregistrement très longues. Nous discuterons de la transition de $(603 \pm 1) \text{ Kev}$ dans le paragraphe 3. La raie observée à 470 Kev par MÁTHÉ avec une intensité de $(3 \pm 2) 10^{-6} \text{ dés.}^{-1}$ n'a pas été reproduite. En dessinant une raie dont la hauteur égale 2 fois l'erreur statistique de comptage, nous pouvons fixer un rapport maximum d'intensité de $2,4 \cdot 10^{-6} \text{ dés.}^{-1}$ pour une telle raie.

¹⁾ Les chiffres entre crochets renvoient à la Bibliographie, page 266.

Après une mesure limitée à la région de 645 Kev (OFER) (Figure 2), nous n'avons pu détecter une telle raie à cet endroit. La bosse constatée à 638 Kev apparaît sous un rapport compatible avec celui trouvé par OFER: $(4,4 \pm 1,0) 10^{-6}$ dés. $^{-1}$.

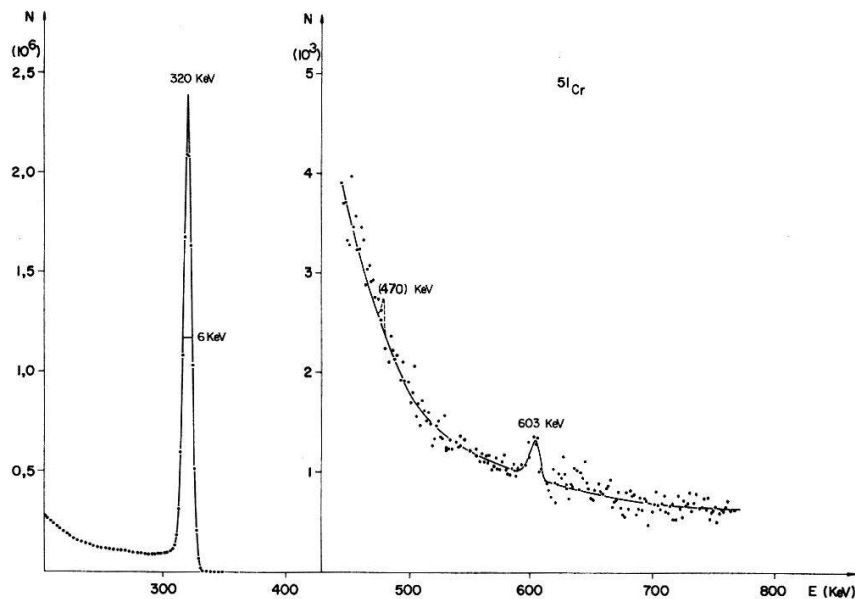


Figure 1

Elle ne peut tout de même pas être considérée comme raie pour les 2 raisons suivantes:

- 1° Son profil comparé à celui d'une vraie raie (603 Kev p. ex.) est trop large.
- 2° Une mesure [6] effectuée avec le spectromètre bêta à double focalisation de Fribourg (Suisse) a rabaisé son rapport maximum d'intensité à $(1,1 \pm 0,3) 10^{-6}$ dés. $^{-1}$.

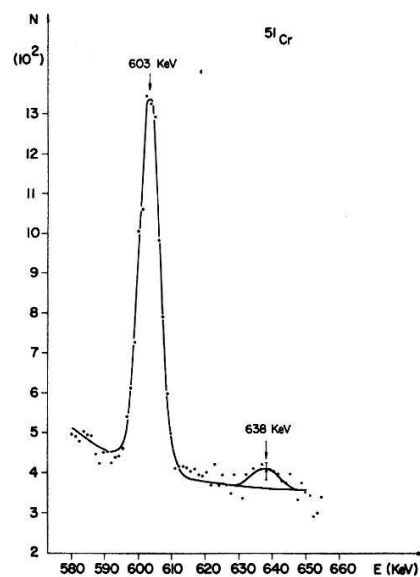


Figure 2

Il s'agit certainement d'un empilement par coïncidence fortuite de 2 impulsions engendrées par des quanta de 320 Kev. Nous traiterons ce sujet dans le paragraphe 4.

3. Raie de 603 Kev

En mesurant la décroissance en fonction du temps de l'intensité de cette raie, nous avons trouvé une période de (50 ± 9) jours, ce qui révèle la présence d'une impureté de ^{124}Sb dans la proportion initiale de 0,1 ppm. Une analyse totale du spectre nous a en outre indiqué une contamination de ^{65}Zn .

4. Influence du taux de comptage élevé sur l'empilement des impulsions

Les mécanismes régissant la transformation en signal électrique de l'énergie dissipée dans la diode au Germanium ou dans le scintillateur au NaI(Tl) n'étant pas les mêmes, les temps de montée du signal et, par conséquent, les temps de résolution τ des 2 détecteurs seront différents. Ainsi la probabilité d'empilement de 2 impulsions par coïncidence fortuite sera différente dans les 2 cas.

En effet, admettons comme loi de formation du spectre d'empilement $S(E)$ l'expression suivante:

$$S(E) = \tau \int_0^{E_{max}} N(\varepsilon) N(E - \varepsilon) d\varepsilon \quad (1)$$

où: $N(\varepsilon)$ = Spectre vrai

E_{max} = Energie maximale du spectre vrai

τ = Temps de résolution du système (détecteur + électronique).

La forme du spectre $S(E)$ dépend de celle de $N(\varepsilon)$. Mais l'on peut admettre raisonnablement que, pour 2 détecteurs, les spectres d'empilement $S(E)$ intégrés seront dans le même rapport que leurs temps de résolution. Avec des taux de comptage (24 000 coups/min) et des calibrations d'énergie identiques, nous avons enregistré le même

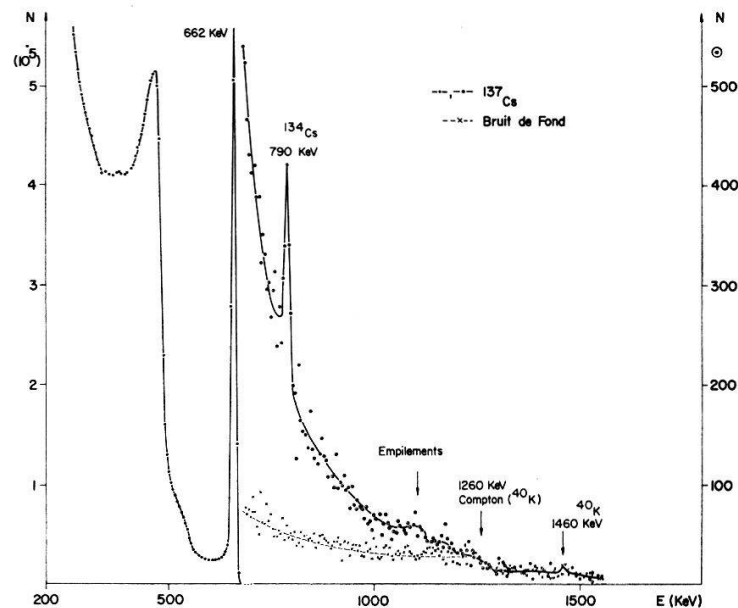


Figure 3

Empilements dans une diode au Germanium d'épaisseur 7 mm
Taux de comptage: 400 coups/sec.

nombre global de coups dans les 2 détecteurs. Les figures 3 et 4 montrent les spectres de ^{137}Cs détectés dans les conditions ci-dessus par une diode au Germanium d'épaisseur 7 mm et par un scintillateur au NaI (Tl) de $3'' \times 3''$.

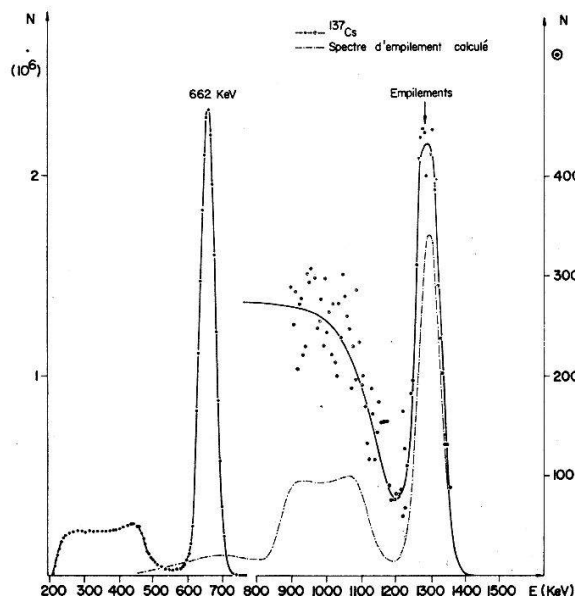


Figure 4

Empilements dans un scintillateur au NaI(Tl) $3'' \times 3''$
Taux de comptage: 400 coups/sec.

Dans le cas du semiconducteur (Figure 3) l'empilement est quasi-nul. Nous constatons 2 légères élévations du spectre aux environs de 1,1 Mev, ce qui correspondrait à l'empilement d'un événement photoélectrique et d'un autre provenant de l'arête finale du spectre Compton (470 KeV), les 2 phénomènes étant également probables. L'empilement de 2 coups photoélectriques est masqué par la présence d'une légère trace de ^{40}K dans le bruit de fond. Le rapport du spectre d'empilement et du spectre vrai possède une limite maximale de $10^{-3} \%$. Nous notons à cette occasion la présence d'une raie à 790 KeV révélant une trace de $0,6\%_{00}$ de ^{134}Cs , contamination toujours présente.

La bosse constatée à 638 KeV lors de la mesure du ^{51}Cr (Figure 2) est dans un rapport de $0,5 \cdot 10^{-3} \%$ avec le spectre vrai de 320 KeV; respectant donc la limite indiquée ci-dessus, elle procède donc bien d'un phénomène d'empilement.

Par contre le spectre d'empilement du scintillateur est nettement visible dans la figure 4. Comme il est superposé au spectre de bremsstrahlung externe excité par les électrons β^- de 1,17 Mev, nous l'avons calculé d'après (1) après avoir estimé, à l'aide d'un oscillogramme, le temps de résolution à 800 ns. Rapportée au spectre vrai, son intensité est de $3 \cdot 10^{-2} \%$.

Si nous assimilons le temps de résolution du détecteur au Germanium au temps de collection de charge (20 ns), le rapport des temps de résolution des 2 détecteurs est 40 alors que les spectres d'empilement sont dans un rapport de 30. Dans les limites de l'erreur commise dans l'estimation des temps de résolution et dans la mesure des spectres d'empilement, nous justifions ainsi l'hypothèse (1).

Cette dernière expérience nous permet enfin de comparer la répartition des effets Compton et photoélectrique des 2 détecteurs pour la transition de 662 Kev dans le ^{137}Ba . Le scintillateur épais favorise l'effet photoélectrique :

$$\frac{A_{\text{photo}}}{A_{\text{Compton}}} (\text{NaI}) = 2,0 ,$$

Par contre les techniques de réalisation des diodes au Germanium n'ont pas encore permis une grande efficacité photoélectrique :

$$\frac{A_{\text{photo}}}{A_{\text{Compton}}} (\text{Ge}) = 0,042 .$$

On essaye d'améliorer ce rapport en construisant des diodes de plus en plus épaisses.

5. Conclusion

Nous pouvons dire que les raies de 470 Kev et de 645 Kev n'ont pas été observées dans notre étude du ^{51}Cr . Si ces 2 transitions existent, leur intensité est plus faible que $2,4 \cdot 10^{-6}$ dés. $^{-1}$ respectivement $1,1 \cdot 10^{-6}$ dés. $^{-1}$. Il s'avère en tout cas difficile de les mesurer, car les intensités prévues pour ces raies sont comparables à celles produites par des effets parasites tels qu'empilements ou isotopes provenant des impuretés contenues par la source.

Nous remercions M. le Professeur A. COCHE du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg pour l'appui qu'il nous témoigna en permettant la collaboration de nos deux Instituts. Notre reconnaissance va également au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour l'appui matériel nécessaire à la réalisation de ce travail.

Bibliographie

- [1] A. BISI, E. GERMAGNOLI et L. ZAPPA, Nuov. Cim. 2, 1052 (1955).
- [2] S. OFER et R. WIENER, Phys. Rev. 107, 1639 (1957).
- [3] J. KERN, CL. RIBORDY et O. HUBER, Helv. phys. Acta 36, 820 (1963).
- [4] GY. MÁTHÉ, Nucl. Phys. 46, 236 (1963).
- [5] L. STAB, R. HENCK, P. SIFFERT et A. COCHE, Nucl. Instr. Meth. 35, 113 (1965).
- [6] CL. RIBORDY, Communication privée.