

# Spectroscopie $\gamma$ de l'Europium avec detecteurs à Germanium

*Gurvin BAZIN et Ermias TUJUBA*

12th October 2004

## Résumé

La désintégration de  ${}^{152}_{63}\text{Eu}$  conduit à l'observation de nombreuses émissions de photons *gamma*. On a obtenu le spectre en utilisant un simple dispositif d'acquisition constitué de deux détecteurs à Germanium et d'une carte Nucleus. Il est intéressant de pouvoir identifier les raies car deux voies de désintégration sont possibles. Nous avons cherché à faire la distinction entre ces deux voies. Deux méthodes de coïncidences sont exploitées pour s'affranchir de cette tâche. Le principe est le même dans les deux cas et l'acquisition se fait soit avec des modules NIM soit avec des modules CAMAC. On a établi les rapports d'embranchements pour les deux noyaux fils de  ${}^{152}_{63}\text{Eu}$ , en se basant sur une étude de l'efficacité des détecteurs.

## Abstract

The desintegration of the radioactive  ${}^{152}_{63}\text{Eu}$  nucleus results in the emission of *gammas*. We obtained the resulting spectrum using a simple experimental setup based on two Germanium detectors and a Nucleus PC card. It is interesting to be able to identify the peaks. Indeed there are two possible results of the desintegration of  ${}^{152}_{63}\text{Eu}$ . We tried to classify the peaks by two coincidence methods. These methods have the same principle but use two different acquisition modules, NIM and CAMAC. We give the branching ratios that we measured for the two nuclei based on our study on the efficiency of our detectors.

## 1 Introduction

Ce rapport résume le travail que l'on a effectué dans le cadre du stage de détection du DEA CPM. Il s'agissait dans un premier temps de maîtriser

l'utilisation des détecteurs à semiconducteur et la chaîne d'électronique, ainsi que les modules et outils informatiques permettant de faire l'acquisition des données. Dans un deuxième temps, nous avons employé diverses méthodes pour étudier les modes de désintégration de certains noyaux radioactifs. Le but final était de parvenir à identifier par des méthodes de coïncidences les raies de désexcitation de  ${}^{152}_{63}\text{Eu}$ .

### 1.1 Détecteurs à semiconduteurs

Une paire de détecteurs à Germanium a été employée pour la mesure de l'énergie des  $\gamma$  émanant de la désintégration des sources radioactives. A la base, ces détecteurs sont composés d'une jonction pn, que l'on met sous tension à l'aide des sources de haute tension en format NIM. La haute tension permet d'agrandir la zone de déplétion des jonctions, qui est la partie responsable de la création du courant au passage d'une particule ionisante. La valeur maximale de la haute tension appliquée est une propriété de chaque jonction. Dans notre cas les détecteurs devaient être alimentés par des tensions de 3500V et 4000V respectivement. Afin d'empêcher leur endommagement, la mise sous tension se fait par pas de 50V. La température de fonctionnement des détecteurs à Germanium est celui de l'azote liquide. On devait remplir régulièrement les deux réservoirs prévus à cet effet. Un remplissage complet permet une utilisation pendant 24h, au cours desquelles la température des jonctions reste constante. Dans le cas d'un épuisement des réserves d'azote liquide, comme par exemple au début de chaque semaine, il faut attendre la redescende de la température des jonctions, une durée d'environ 10h, ce qui empêche la prise de données.

## 1.2 Étalonnage du semiconducteur à Germanium

Avant de procéder à toute mesure, il était nécessaire d'étalonner nos détecteurs et notamment en présence du circuit de coïncidence. En effet, toute la chaîne électronique à travers laquelle le signal passe engendre une modification de ce signal. Il faut donc procéder à un étalonnage pour toute nouvelle configuration du circuit. Afin de faciliter ce travail, nous avons utilisé des sources connues telles que  $^{22}_{10}\text{Na}$ ,  $^{137}_{55}\text{Cs}$  ou encore  $^{207}_{83}\text{Bi}$ .

## 2 Circuits de coïncidence

### 2.1 Modules NIM

Nous avons tout d'abord tenté de mettre en évidence les coïncidences résultant de la désintégration de l'Europium via une série d'expériences sur modules NIM. Il s'agit d'une technique de coïncidences dite "lente". En effet, le but est de sélectionner une raie du spectre de l'Europium et de rechercher les raies qui sont émises dans un certain laps de temps que nous fixerons par la suite. Cette technique est assez contraignante car elle impose une sélection manuelle de chaque raie que nous désirons étudier.

Le circuit permettant de réaliser notre expérience est décrit figure 1. Quelques éléments méritent de retenir notre attention:

- les TSCA qui nous permettent de sélectionner une gamme d'amplitude (réglage du minimum et du maximum) et envoient un signal logique si l'entrée est comprise dans la gamme sélectionnée. Le premier TSCA (branché derrière le premier détecteur) nous permet de sélectionner précisément une raie dans le spectre étudié. Le deuxième (branché derrière le deuxième détecteur) est ouvert complètement afin de ne rien perdre du spectre.
- le stretch nous sert à sélectionner une raie dans le spectre, il prend en entrée à la fois le signal logique provenant du TSCA et le signal en énergie provenant de l'ampli. Ainsi, lorsqu'une porte arrive, le stretch laisse passer le signal qui est envoyé à la carte nucleus. De cette manière, nous observons sur le spectre la raie que nous sommes en train

de sélectionner. Une fois le pic sélectionné, le stretch, placé en aval du deuxième détecteur et relié à la carte nucleus, va aussi nous servir à localiser en énergie les raies qui entrent en coïncidence.

- le tiroir à coïncidence prend en entrée les portes logiques qui arrivent des TSCA et le signal du stretch. Le resolving time nous permet de sélectionner une durée maximum durant laquelle deux portes qui arrivent sont comptées comme coïncidentes. Le tiroir renvoie alors une porte logique.

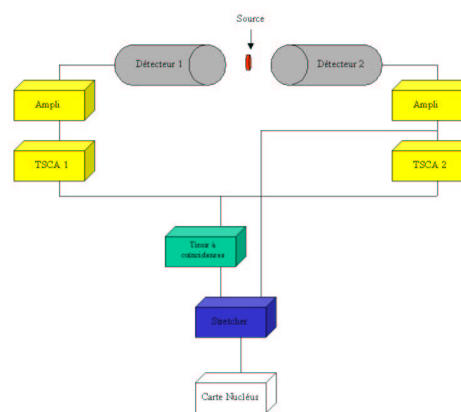


Figure 1: Dispositif expérimental de la méthode de coïncidences lentes

### 2.2 Coïncidences fortuites

Parmi toutes les coïncidences enregistrées, certaines sont fortuites. En effet, il arrive que deux photons arrivent simultanément dans les détecteurs par le simple fait du hasard. Ces fausses coïncidences entrent dans nos comptages, il est donc intéressant de pouvoir évaluer leur nombre. Nous pouvons estimer le nombre de ces événements en décalant le delay sur un des deux TSCA. De cette façon, nous mettons en coïncidence deux événements indépendants et nous avons ainsi accès au nombre de coïncidences fortuites qui peuvent venir s'introduire dans nos mesures. Dans notre cas, nous estimons le nombre de coïncidences fortuites à une toute les quatre minutes.

## 2.3 Mesure de coïncidences avec la raie 511keV de Sodium

Afin de parfaire les réglages de notre dispositif expérimental, nous avons décidé d'utiliser une source de  $^{22}_{10}\text{Na}$ . En effet, celle-ci est une source  $\beta^+$  qui émet donc des positons. Ces positons rencontrent a fortiori beaucoup d'électrons sur leur trajectoire. Ils ont donc une grande probabilité de former un couple positronium qui va ensuite s'annihiler en émettant deux photons à 511 keV (masse de l'électron au repos) de même sens et de directions opposées. Ces photons sont idéaux car ils entrent dans les deux détecteurs simultanément et permettent donc un réglage fin.

Nous avons tout d'abord étalonné le dispositif expérimental en présence de toute la chaîne électronique, puis nous avons sélectionné la raie à 511keV du  $^{22}_{10}\text{Na}$ . Le but était ensuite de régler le resolving time du tiroir à coïncidences. Nous procédons par dichotomie: Après avoir fixé la valeur d'un delay sur un TSCA et le resolving time au maximum, nous faisons varier le delay du deuxième TSCA à droite et à gauche jusqu'à ne plus compter de coïncidences (sauf les fortuites). Cela nous donne une plage de temps dont nous prenons la valeur médiane. Le delay du deuxième TSCA est ensuite placé sur cette valeur. Puis, nous abaïssons le resolving time et nous recommençons le processus jusqu'à obtenir une valeur satisfaisante pour notre resolving time. Finalement, nous avons obtenu un resolving time optimal de 80 ns.

### 2.3.1 Distributions de coïncidences en écart temporelle

Une fois le resolving time réglé, il est possible de tracer ce que l'on appelle un plateau de coïncidences. En faisant varier le delay d'un des TSCA, nous faisons varier le décalage temporelle entre les signaux des deux détecteurs, ainsi si le  $\Delta T$  ce trouve dans la tolérance imposée par le resolving time, les coïncidences sont comptées; dans le cas contraire, elles ne le sont pas. Le plateau a donc une largeur de deux fois le resolving time.

### 2.3.2 Évolution avec la résolution temporelle

Nous avons tracé le plateau de coïncidences pour deux resolving time différents: 30ns et 80ns. Voir

figure 2. Les résultats obtenus ne sont pas exactement des plateaux et nous pouvons attribuer ce phénomène à la précision temporelle du matériel utilisé. La résolution temporelle n'est pas très bonne.

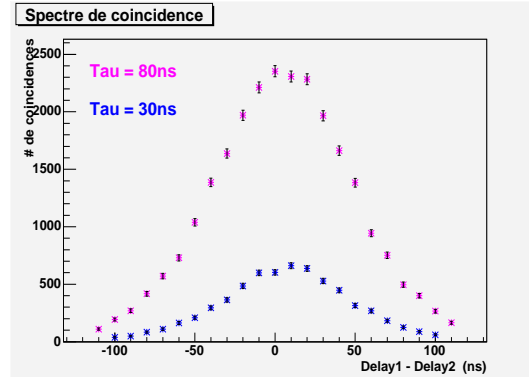
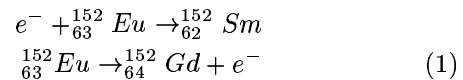


Figure 2: Plateau de coïncidence

## 3 Étude du spectre de $^{152}_{63}\text{Eu}$

Le noyau de l'Europium se désintègre par la capture électronique en un état excité d'un noyau de Samarium ( $^{152}_{62}\text{Sm}$ ) avec un rapport d'embranchement de 72.08%. La désintégration par émission  $\beta$  en un état excité d'un noyau de Gadolinium ( $^{152}_{64}\text{Gd}$ ) occupe les 27.92% restants (cf. équation 1).



Les noyaux fils de ces désintégrations se désexcitent à leur tour pour donner lieu aux photons caractéristiques du spectre de  $^{152}_{63}\text{Eu}$ . Dans un premier temps, on a essayé de reproduire ce spectre en s'appuyant sur une simple chaîne d'acquisition constituée d'un amplificateur et d'une carte Nucleus. Le signal qui sort des préamplificateurs des détecteurs à Germanium passe d'abord dans l'amplificateur pour une mise en forme. La sortie de l'amplificateur est alors un signal Gaussien dont la hauteur dépend linéairement de l'énergie de la particule détectée.

La sortie de l'amplificateur est ensuite branchée sur la carte Nucleus, qui fait l'interface avec un

micro-ordinateur. Cette carte accepte des signaux gaussiens d'une amplitude allant jusqu'à 8V. Elle échantillonne la fenêtre de 8V en un nombre de bins donné par l'utilisateur (à choisir parmi 1024, 2048 et 4096). Le logiciel associé en fait un histogramme qui peut être interprété comme le spectre de la source qui est en train d'être analysée, à une correction d'étalonnage près.

En s'appuyant sur l'étalonnage décrit dans la section 1.2, on a réussi à identifier un bon nombre de pics dans le spectre de  $^{152}_{63}Eu$ . Il nous reste cependant à identifier les pics venant d'une désexcitation d'un noyau de  $^{152}_{62}Sm$  ou d'un noyau de  $^{152}_{64}Gd$ , si l'on veut reproduire les rapports d'embranchements des deux voies de désexcitation du noyau d' $^{152}_{63}Eu$ . Pour ce faire on a exploité le fait que les désexcitations en cascade donnent lieu à des photons presque coïncidents (à la ns près) à l'échelle des désintégrations (qui se produisent eux à une fréquence bien plus basse).

### 3.1 Méthode de coïncidences lentes

Le principe de cette méthode est basé sur la possibilité d'utiliser un module électronique (Tiroir à coïncidences) capable de générer un signal en sortie, chaque fois que les deux signaux que l'on lui donne en entrée sont d'un écart temporel moins important qu'une certaine durée prédéfinie.

En utilisant le circuit de coïncidence décrit plus haut (cf § 2), on a tenté de mettre en évidence les cascades de désexcitations des deux noyaux fils de  $^{152}_{63}Eu$ . Le TSCA du premier détecteur a été réglé de manière à sélectionner la raie de  $^{152}_{63}Eu$  à 121.8keV. L'autre TSCA, en aval du deuxième détecteur a été laissé ouvert afin de comptabiliser toutes les coïncidences sur le spectre Nucleus.

Un des désavantages de cette méthode est qu'elle introduit un temps mort. Avec cette méthode on a réussi à identifier quatre désexcitations qui correspondent bien aux énergies des photons les plus probables dans le spectre de  $^{152}_{62}Sm$ , (121.8keV, 244.7keV, 867.4keV et 1112.1keV). Ce résultat est encourageant car la désintégration du noyau d' $^{152}_{63}Eu$  en un noyau de  $^{152}_{62}Sm$  est bien plus probable que celle en un noyau de  $^{152}_{64}Gd$ .

### 3.2 Méthode de coïncidences rapides

La méthode des coïncidences sur modules NIM est une méthode lente car elle permet la sélection d'une seule raie à la fois. L'utilisation des modules CAMAC permet à remédier à ce problème car il nous permet de faire une conversion analogique → numérique sur plusieurs voies, et par la même occasion d'utiliser une porte unique pour les deux voies. Cette fonctionnalité additionnelle nous donne la possibilité de mettre en coïncidence les spectres entiers venant de chaque détecteur et d'éliminer le temps mort, d'où le nom de la méthode. Le schéma de ce dispositif est donné dans la figure 3.

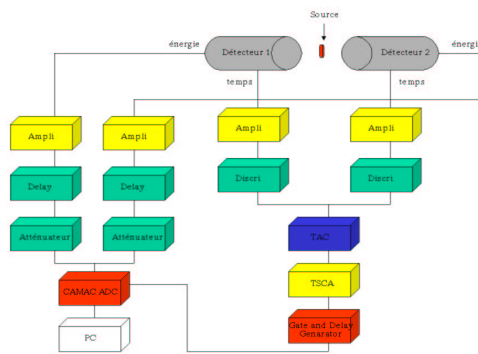


Figure 3: Dispositif expérimental de la méthode de coïncidences rapides

La porte d'acquisition a été construite avec les signaux des voies temps des préamplificateurs, en les faisant passer par un TAC, et la sortie du TAC par un générateur de porte. Les délais dans les voies énergies permettent de synchroniser l'arrivée de la porte avec l'arrivée des signaux. A la fin de la mise en place de ce dispositif, un réétalonnage a été fait avec des sources de  $^{22}_{10}Na$ ,  $^{137}_{55}Cs$  et  $^{207}_{83}Bi$ . Le spectre bi-dimensionnel donné dans la figure 4 provient des coïncidences enregistrées entre les deux voies en énergies des deux détecteurs avec une source d'Europium placé au milieu.

Malgré ces avantages, cette méthode nous a posé de multiples problèmes, et il n'y a pas suffisamment de corrélations dans le spectre bidimensionnel pour établir les coïncidences. On se contente de citer ci-dessous les problèmes qui nous ont paru les plus

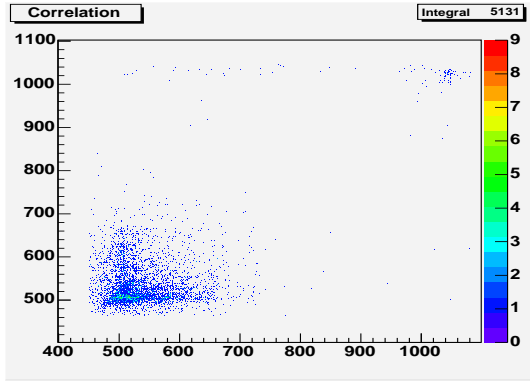


Figure 4: Spectre bi-dimensionnel des coïncidences d'une source d' $^{152}_{63}\text{Eu}$

importants.

- Les modules CAMAC ont un interface à 24bits très susceptible aux faux contacts. De plus, un tel scénario peut se produire à plusieurs niveaux, ce qui fait que la localisation du problème nécessite beaucoup de temps. Un faux contact dans la câble liant le contrôleur CAMAC au micro-ordinateur nous a interrompu pendant plusieurs jours, nous faisant perdre un temps d'acquisition précieux.
- Le module ADC (Analog digital converter) que l'on a utilisé est un intégrateur. C'est l'intégrale du signal gaussien durant le temps où la porte logique est ouverte qui est convertie en numérique. Ceci n'est pas la valeur proportionnelle à l'énergie de la particule, mais plutôt la hauteur du signal. On peut s'affranchir du problème en utilisant des portes logiques d'une durée réduite par rapport à la largeur typique des signaux, et en les faisant coïncider avec pic de du signal. On n'a pas pu appliquer cette méthode pour deux raisons. Dans un premier temps, le générateur de porte logique dont on disposait pouvait générer des portes d'une largeur minimum de l'ordre de la largeur typique des signaux. Dans un deuxième temps, la sortie des préamplificateurs que l'on utilise pour mesurer l'énergie est très instable temporellement, ce qui fait que l'on n'a pas réussi à faire coïncider la porte avec les signaux à un niveau satisfaisant. La conséquence sur les

spectres est que la résolution n'est pas aussi bonne que celle que l'on attend d'un détecteur à semiconducteur.

- Comme décrit plus haut, le module ADC intègre le signal sur une porte dont la largeur ne pouvait pas être réduite autant que nécessaire. Le contrôleur CAMAC ne prenant pas des signaux d'intensité plus importante que 1V, on devait atténuer les signaux. L'utilisation des atténuateurs en série était nécessaire car on ne disposait que d'atténuateurs de 20db. Les atténuateurs utilisés en cascade introduisent une instabilité aux signaux qui s'ajoute à l'instabilité décrite ci-dessus.
- L'étalonnage du circuit de coïncidence a été effectuée grâce aux sources de  $^{22}_{10}\text{Na}$  et de  $^{207}_{83}\text{Bi}$ . On a du se fier aux étalonnages des modules CAMAC sans le circuit de coïncidence pour estimer la pente de la courbe. De plus un décalage du spectre entier a été observé dans une des voies (gauche) lors de l'ajout du circuit de coïncidence. On n'a pas réussi à expliquer ce décalage. De ce fait, l'interprétation des spectres a été rendue encore plus difficile.

### 3.3 Résultats et discussions

On a finalement pas réussi à exploiter les spectres de coïncidences rapides pour les raisons énumérés plus haut. Les sections suivants résument ce que l'on a réussi à tirer à partir des mesures de spectres avec des modules NIM et la méthode de coïncidences lentes.

#### Efficacités

Afin de compléter la caractérisation de nos détecteurs, nous avons calculé l'efficacite du détecteur droit. Nous l'avons calculé à partir du spectre obtenu avec la source de  $^{207}_{83}\text{Bi}$ . Nous avons considéré les pics photoélectriques uniquement. L'intégrale sous chaque pic a été calculée et nous avons donc été amené à tenir compte des rapports d'embranchement relatifs à chaque pic dans nos calculs. Nous avons également tenu compte de l'angle solide dans lequel s'inscrivait notre détecteur par rapport à la source, de l'activité de la source et du temps d'acquisition.

Au terme de nos calculs, nous avons tracé l'efficacité en fonction de l'énergie afin de vérifier qu'il n'existe pas dépendance de l'efficacité en énergie. Nous avons obtenu le résultat illustré par la figure 5.

Ainsi, nous observons une efficacité constante par rapport à l'énergie. L'efficacité de notre détecteur est d'environ  $5\% \pm 10$  points.

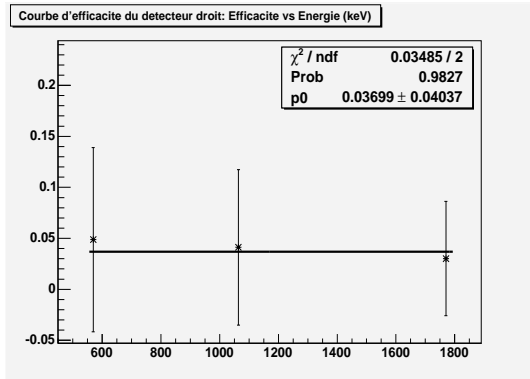


Figure 5: Evolution de l'efficacité totale avec l'énergie.

### Rapports d'embranchements

Après avoir vérifié que l'efficacité de nos détecteurs ne dépend pas de l'énergie, il ne nous reste qu'à extraire les rapports d'embranchements pour les deux voies données par l'équation 1. On a d'abord identifié les pics venant de chaque noyaux fils dans le spectre. On a ensuite sommé les intégrales sous les pics et retranché le bruit de fond pour chaque noyau fils afin de calculer le rapport d'embranchement. Il nous reste cependant quelques pics que l'on n'a pas réussi à identifier en tant que venant de  $^{152}_{62}Sm$  ou de  $^{152}_{64}Gd$ . On a donc introduit une erreur systematique relative associée donnée par la somme des intégrales sous ces pics divisée par la somme totale des intégrales sous tous les pics. Le résultats déduits de ce calcul sont représentés par l'équation 2.

$$\begin{aligned}
 RB(^{152}_{62}Sm) &= 68.63\% \pm 2.40\%(sys) \pm 0.073(stat)\% \\
 RB(^{152}_{64}Gd) &= 31.37\% \pm 1.10\%(sys) \pm 0.034(stat)\% \quad (2)
 \end{aligned}$$

## 4 Conclusion

Les résultats majeurs obtenus des expériences utilisant des modules NIM sont l'efficacité totale de nos détecteurs et le rapport d'embranchement pour les deux modes de désintégration du noyau de  $^{152}_{63}Eu$ . On a reproduit, dans la limite statistique et technique des données dont on dispose, la valeur théorique de ces rapports d'embranchement.

Par contre la statistique faible des données acquis avec des modules CAMAC nous empêche d'en tirer des conclusion.

## References

- [1] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, (Springer-Verlag, 1994).
- [2] E. Browne, J.M. Dairiki, R.E. Doebler, *Table of Isotops*, (Wiley-Interscience, New York, 1978).