



**HAL**  
open science

# Étude des états particule-trou dans les noyaux de la région du Ni avec le spectromètre $\nu$ -Ball

Damien Thisse

► **To cite this version:**

Damien Thisse. Étude des états particule-trou dans les noyaux de la région du Ni avec le spectromètre  $\nu$ -Ball. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP081 . tel-03474182

**HAL Id: tel-03474182**

**<https://theses.hal.science/tel-03474182v1>**

Submitted on 10 Dec 2021

**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.

Étude des états particule-trou  
dans les noyaux de la région du  
 $^{78}\text{Ni}$  avec le spectromètre  $\nu$ -Ball  
*Study of particle-hole states in nuclei in  
the neighbourhood of  $^{78}\text{Ni}$  with the  
 $\nu$ -Ball spectrometer*

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n° 576, Particules, hadrons, énergie et  
noyau : instrumentation, imagerie, cosmos et simulation  
(PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires  
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, IJCLab, 91405,  
Orsay, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Orsay,  
le 20 septembre 2021, par**

**Damien THISSE**

**Composition du jury:**

<b>Elias KHAN</b> Professeur, Université Paris-Saclay	Président
<b>Emmanuel CLÉMENT</b> Chargé de recherche (HDR), CNRS, GANIL, Caen	Rapporteur & Examineur
<b>Olivier STEZOWSKI</b> Directeur de recherche, CNRS, IP2I, Lyon	Rapporteur & Examineur
<b>Stéphane GRÉVY</b> Directeur de recherche, CNRS, CENBG, Bordeaux	Examineur
<b>Caterina MICHELAGNOLI</b> Chargée de recherche, Institut Laue Langevin, Grenoble	Examinatrice

**Direction de la thèse:**

<b>Matthieu LEBOIS</b> Maître de conférences, Université Paris-Saclay	Directeur de thèse
<b>Jonathan WILSON</b> Directeur de Recherche, CNRS, IJCLab, Orsay	Co-encadrant





---

# Remerciements

---

Cher lecteur, chère lectrice, cela fait très longtemps que je sais au fond de moi que je voulais obtenir ce diplôme de doctorat. Depuis le collège, j'ai toujours été attiré par les sciences, et mon chemin jusqu'ici s'est naturellement dessiné au fil des ans. Néanmoins, c'est un parcours qu'il est difficile d'emprunter seul, et c'est pourquoi je souhaite dédier ces quelques lignes aux personnes qui ont rendu ce voyage possible et mémorable.

Je tiens, dans un premier temps, à exprimer ma gratitude au président de mon jury, Elias Khan, à mes deux rapporteurs, Emmanuel Clément et Olivier Stezowski, et à mon examinateur Stéphane Grévy et mon examinatrice Caterina Michelagnoli. L'attention que vous avez portée à mes recherches, vos commentaires constructifs et vos questions m'ont permis de mieux mettre en valeur mon travail.

Ces trois années de thèse n'auraient sans doute pas été les mêmes sans Matthieu comme directeur. J'ai démarré mon travail avec toi durant mon M1 alors que le stage que tu proposais n'était qu'une solution de secours après mon refus au CERN. Qui aurait pu croire que trier des câbles à ALTO pendant plus d'un mois allait me convaincre de venir faire une thèse de physique nucléaire expérimentale ? Et pourtant nous voilà 5 ans après, moi docteur et toi habilité. Ton sens de l'humour, ton sérieux, et ton attention ont été un moteur pour moi ... ton côté geek aussi, je peux le dire ici ! Merci pour toutes les choses que tu m'as apprises, tant professionnellement qu'humainement (et culinairement).

Je remercie également Jon qui fut mon premier directeur de thèse, et qui s'est volontairement mis en retrait pour laisser la place à Matthieu de diriger mes recherches. Tu étais toujours disponible pour répondre à mes questions et tu as toujours fait des efforts pour mettre en avant mon travail. Je ne doute pas que nous aurons l'occasion de collaborer ensemble à l'avenir.

Je suis arrivé au sein du groupe NESTER à l'IPNO, et j'y suis resté jusqu'à leur fin. J'ai alors rejoint l'équipe FIIRST au sein du nouveau grand laboratoire : IJCLab. Je me suis toujours senti à l'aise dans ces couloirs au sein de cette équipe (trop peut-être ?). Un grand merci à David pour les discussions physiques très enrichissantes, à Carole pour

son soutien sans faille au cours des dernières années, et à toutes les autres personnes que j'ai côtoyé dans ces couloirs : Céline, Iolanda, Maher, Nicolas, Iulian, Faïrouz, Vladimir, Marlène, Didier, Yorick, Brigitte, Jean-Yves, François, et Clément.

J'ai une pensée particulière pour Julien, et tous les moments passés dans ton bureau, pour le café notamment, et même juste pour rien parfois. D'ici à ce que l'on puisse travailler ensemble, j'espère que mon côté chaotique neutre ne déteindra pas trop sur toi !

I would also have a word for Nikola, who started his post-doc a bit earlier than I started my PhD. It was a true pleasure to spend those nights at ALTO, trying to align targets on the beam line. I hope to see you soon, maybe in Serbia ?

Également, j'adresse quelques mots à la team doctorants/docteurs, qui ont ou qui vont soutenir leur travail de thèse. Le covid a eu un sale impact sur l'ambiance qui s'était construite au cours de ma première année de thèse, et j'espère que la nouvelle génération de thésard saura reconstruire cela. Merci à vous, Anne, Ren, Alessandro, Sarah, Lama, Wenling, Guillem, Louis, Rémy, Anahi et Yann.

Une pensée à Guillaume, qui a traversé l'aventure  $\nu$ -Ball avec moi. Et à cette tentative désespérée de m'apprendre l'allemand pendant les trois heures de trajets en voiture grâce à des chansons allemandes (*Nein!*). Enfin, courage aux nouveaux arrivants, Corentin (bonne chance avec  $\nu$ -Ball2!) et Massyl.

Je remercie bien sûr les équipes d'ALTO sans qui les expériences ne pourraient pas avoir lieu. Leur accueil chaleureux a toujours rendu agréable le fait de faire des manip dans cette installation. Enfin, j'adresse une pensée à tous ceux dont j'ai pu croiser le chemin durant ces cinq dernières années que j'ai passé pour mes stages à l'IPNO et ma thèse à IJCLab.

I am also really grateful to the  $\nu$ -Ball collaboration for making this project achievable

Sur un plan personnelle, je remercie chaleureusement mes parents, Marjorie et Christophe, pour le soutien qu'ils m'apportent depuis tant d'années. C'est grâce à vous que j'ai pu garder ma motivation. Votre présence le jour de ma soutenance m'a fait énormément de bien. J'aimerais un jour pouvoir vous rendre tout ce que vous m'avez apporté.

Évidemment, je tiens à remercier mon meilleur ami, Allan, qui a toujours été présent dans les moments importants, y compris le jour J, et pour sortir se changer les idées quand c'était nécessaire.

Un grand merci à Thibault (TNT) que j'ai rencontré au début de ma thèse, et qui est rapidement devenu un ami proche. Malgré les hauts et les bas tu as été un fort soutiens, surtout pendant les périodes de confinement. Et à tous les amis que j'ai rencontré grâce à toi, Nhu-Sao, Catherine, Joseph (ou plutôt Jox), David, Raphaël, Clarisse, Laurélie, et Antoine, merci.

J'ai également une pensée pour tous mes autres amis, de FAC (Corentin, Gabriel, Robin, ...) et d'avant (Thibaut, Julien, Alexis, Tanguy, ...).

Écrire ce manuscrit a probablement été une des choses les plus compliquées que j'ai eu à faire dans le cadre de mon travail. Il n'est pas parfait, il n'est pas le meilleur, mais c'est le mien, et c'est fier que je peux maintenant vous souhaiter une bonne lecture.

Damien



---

# Table des matières

---

<b>1</b>	<b>Introduction : contexte et motivations physiques</b>	<b>1</b>
1.1	Une description microscopique du noyau atomique . . . . .	2
1.1.1	États de particule individuelle et nombres magiques . . . . .	3
1.1.2	Construction d'une interaction nucléon-nucléon réaliste . . . . .	6
1.2	Évolution de la structure en couches loin de la stabilité . . . . .	9
1.2.1	Décomposition multipolaire du hamiltonien . . . . .	9
1.2.2	Le rôle du monopole dans l'évolution de la structure en couches loin de la stabilité . . . . .	10
1.2.3	Étude expérimentale de l'effet de couche à $N = 50$ dans la région du $^{78}\text{Ni}$ . . . . .	11
1.3	Intérêt de l'étude du noyau de $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Aspects expérimentaux</b>	<b>17</b>
2.1	Méthode de production des noyaux riches en neutrons . . . . .	18
2.1.1	La fission comme mécanisme de production . . . . .	18
2.1.2	Le système fissionnant : les cibles d'actinide . . . . .	19
2.1.3	Produire un faisceau de neutrons : la source LICORNE . . . . .	22
2.1.4	Produire un faisceau de $^7\text{Li}$ : le Tandem d'ALTO . . . . .	24
2.2	Observation des noyaux exotiques . . . . .	26
2.2.1	La spectroscopie $\gamma$ . . . . .	26
2.2.2	La détection des rayonnements $\gamma$ . . . . .	27
2.3	Le spectromètre $\nu$ -Ball . . . . .	30
2.3.1	Présentation des différents détecteurs utilisés . . . . .	31
2.3.2	Description détaillée de la géométrie du spectromètre $\nu$ -Ball . . . . .	33
2.3.3	Le système d'acquisition FASTER . . . . .	37
2.3.4	Performances du spectromètre $\nu$ -Ball . . . . .	39
2.4	La campagne expérimentale $\nu$ -Ball . . . . .	48
2.4.1	Objectifs expérimentaux . . . . .	48
2.4.2	Déroulement de la campagne . . . . .	48

<b>3</b>	<b>De l'expérience à l'analyse des données</b>	<b>51</b>
3.1	Traitement des données de l'expérience N-SI-109 . . . . .	52
3.1.1	Présentation des conditions expérimentales et de la gestion des données au cours de l'expérience . . . . .	52
3.1.2	Calibration en énergie . . . . .	55
3.1.3	Alignement en temps . . . . .	61
3.1.4	Reconstruction des évènements de fission . . . . .	66
3.2	Méthodes de reconstruction et d'analyse des coïncidences $\gamma$ . . . . .	74
3.2.1	Conversion des données vers le format GASPWare . . . . .	74
3.2.2	Création des matrices et des cubes : le programme GSORT . . . . .	75
3.2.3	Lecture des matrices et cubes avec le logiciel xtrackn . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Résultats et interprétation</b>	<b>79</b>
4.1	Observation générale des fragments de fission . . . . .	80
4.2	Structure des noyaux $N = 50$ dans la région du $^{78}\text{Ni}$ . . . . .	83
4.2.1	Étude du noyau de $^{84}\text{Se}$ . . . . .	84
4.2.2	Bilan des connaissances sur le noyau de $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	88
4.2.3	Construction du schéma de niveau du $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	91
4.3	Discussion des résultats sur le noyau de $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	98
4.3.1	États non observés : des systèmes fissionnants différents . . . . .	98
4.3.2	Conséquence de la nouvelle transition à 294,1 keV . . . . .	99
4.3.3	Discussion sur l'état à 2525,1 keV . . . . .	99
4.3.4	Discussion sur le nouvel état à 3947,9 keV . . . . .	100
4.4	Interprétation des résultats . . . . .	103
4.4.1	L'évolution de l'énergie des états de particule individuelle . . . . .	103
4.4.2	La brisure de symétrie de pseudo-spin . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>109</b>
*	<b>Annexes</b>	<b>113</b>
A	Règles de sélection et de transition . . . . .	114
A.1	Les règles de sélection des décroissances $\beta$ et $\beta$ -n . . . . .	114
A.2	Multipolarité des transitions électromagnétiques . . . . .	115
B	Détails sur la simulation de $\nu$ -Ball dans GEANT4 . . . . .	117
B.1	Choix de la liste de physique . . . . .	117
B.2	La définition de la géométrie . . . . .	118

B.3	Le générateur de particules primaires . . . . .	118
C	Code de conversion de FASTER vers ROOT . . . . .	119

<b>Bibliographie</b>		<b>121</b>
----------------------	--	------------





# 1

## Introduction : contexte et motivations physiques

### Table des matières

---

<b>1.1</b>	<b>Une description microscopique du noyau atomique . . . . .</b>	<b>2</b>
1.1.1	États de particule individuelle et nombres magiques . . . . .	3
1.1.2	Construction d'une interaction nucléon-nucléon réaliste . . . . .	6
<b>1.2</b>	<b>Évolution de la structure en couches loin de la stabilité . . . . .</b>	<b>9</b>
1.2.1	Décomposition multipolaire du hamiltonien . . . . .	9
1.2.2	Le rôle du monopole dans l'évolution de la structure en couches loin de la stabilité . . . . .	10
1.2.3	Étude expérimentale de l'effet de couche à $N = 50$ dans la région du $^{78}\text{Ni}$ . . . . .	11
<b>1.3</b>	<b>Intérêt de l'étude du noyau de <math>^{82}\text{Ge}</math> . . . . .</b>	<b>13</b>

---

La physique nucléaire est un domaine de recherche dédié à la compréhension de la structure et de la dynamique des noyaux, ainsi qu'à l'étude des réactions nucléaires. Les travaux présentés dans ce manuscrit s'intéressent à la description des propriétés des noyaux dits « exotiques », loin de la vallée de stabilité qui désigne la région où se trouvent les noyaux non radioactifs. Lorsque l'on s'éloigne de cette dernière, en allant vers les noyaux avec un fort excès de protons ou de neutrons, ou vers les noyaux super-lourds, des phénomènes d'ordre supérieur, jusque là négligeables, peuvent devenir dominants. La nécessité de prendre en compte ces termes d'ordre supérieur et leur évolution rend difficile la compréhension de la structure du noyau.

Les études expérimentales sont indispensables pour poser des contraintes sur les modèles permettant la description des noyaux. Ainsi, nous concentrerons notre attention sur les noyaux riches en neutrons de masse intermédiaire, et l'évolution de leur structure à mesure que l'on retire des protons au noyau. Nous justifierons dans la suite le choix de la fission nucléaire comme mécanisme de production pour ces noyaux difficilement accessibles, et le choix de la spectroscopie  $\gamma$  pour permettre l'observation de leur désexcitation.

Pour bien comprendre les enjeux physiques de l'étude de cette région, une description microscopique du noyau atomique sera proposée. Elle permettra notamment de faire apparaître la notion de « nombre magique », au sein d'un modèle en couches nucléaire analogue à celui permettant la description des électrons autour du noyau. Puis, nous présenterons les mécanismes à l'œuvre dans l'évolution de la structure en couches à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité où elle a été initialement établie. Enfin, nous mettrons l'accent sur le cas d'étude précis qui sera développé tout au long de cette thèse, à savoir, l'étude de la structure du noyau de  $^{82}\text{Ge}$ .

## 1.1 Une description microscopique du noyau atomique

Dans une démarche de description microscopique du système, le noyau atomique est un ensemble lié de deux types de nucléons : les protons<sup>1</sup> et les neutrons<sup>2</sup>. Les forces qui gouvernent la dynamique du noyau sont dominées par trois des grandes interactions universelles : l'interaction forte responsable de la liaison des nucléons, l'interaction faible qui régit la décroissance des noyaux, et l'interaction électromagnétique liée aux propriétés magnétiques des neutrons, et à la répulsion des protons. Compte-tenu des masses mises en jeu, la force de gravitation est totalement négligeable dans ce système en comparaison

---

1. Les protons seront représentés par la lettre  $\pi$  dans la suite

2. Les neutrons seront représentés par la lettre  $\nu$  dans la suite

des autres interactions.

L'hamiltonien de ce système à  $A$  nucléons peut s'écrire sous la forme :

$$\widehat{\mathcal{H}} = \left[ \sum_{i=1}^A -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j}^A \widehat{W}(i,j) + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k}^A \widehat{Z}(i,j,k) + \dots \right] \quad (1.1)$$

où le premier terme est le terme cinétique, et les termes suivants correspondent aux opérateurs d'interaction à 2, 3, ...  $N$  corps.

En s'inspirant de la théorie quantique des champs, il est en principe possible de trouver des formes réalistes pour les différents termes d'interactions. Mais la difficulté pour résoudre l'équation de Schrödinger avec ce hamiltonien vient du nombre de nucléons en jeu. En effet, avec des nombres de masse  $A$  compris entre 1 et environ 300, il est impossible de traiter individuellement toutes les interactions entre toutes les particules. Ce nombre de constituants est aussi trop faible pour permettre une résolution par des méthodes statistiques. Une des solutions est de traiter le problème en considérant un potentiel de champ moyen  $\widehat{V}(i)$  induit sur un nucléon par les  $A - 1$  autres. Cela revient à transformer un problème à  $A$  corps en  $A$  problèmes à 1 corps. Le hamiltonien prend alors la forme :

$$\widehat{\mathcal{H}} = \left[ \sum_{i=1}^A \left( \widehat{T}(i) + \widehat{V}(i) \right) \right] + \left[ \frac{1}{2} \sum_{i,j}^A \widehat{W}(i,j) + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k}^A \widehat{Z}(i,j,k) + \dots - \sum_{i=1}^A \widehat{V}(i) \right] \quad (1.2)$$

$$= \widehat{\mathcal{H}}^{(0)} + \widehat{\mathcal{H}}^{res} \quad (1.3)$$

où  $\widehat{\mathcal{H}}^{(0)} = \sum_{i=1}^A \widehat{h}(i)$  est le hamiltonien de particule individuelle qui contient le terme cinétique  $\widehat{T}(i)$ , et le potentiel à 1 corps  $\widehat{V}(i)$ , et  $\widehat{\mathcal{H}}^{res}$  représente l'interaction résiduelle. Il faut alors définir une forme pour le potentiel  $\widehat{V}(i)$  qui contient un maximum de propriétés physiques de l'interaction réelle. Dans la suite, nous verrons comment les observations expérimentales ont permis de contraindre le choix du potentiel à 1 corps grâce à l'apparition de propriétés typiques pour des nombres particuliers, dits « magiques », de constituants dans le noyau.

### 1.1.1 États de particule individuelle et nombres magiques

La notion de nombre magique est apparue en physique nucléaire dans les années 1930, après la découverte du neutron par J. Chadwick [1]. Le fait de classer les noyaux en terme de nombre de protons  $Z$  et nombre de neutrons  $N$  a permis d'observer des nombres particuliers de protons ou neutrons qui accordaient plus de stabilité au noyau par rapport à ses voisins. Les travaux de M. Goepfert Mayer, sur les abondances isotopiques des

éléments par exemple, ont permis d'identifier sept nombres particuliers : 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Les physiciens de l'époque ont supposé l'existence d'un modèle en couches nucléaire, analogue à celui des électrons pour les atomes. Dans un premier temps, les calculs théoriques utilisant comme potentiel de champ moyen un simple oscillateur harmonique ne permirent pas de reproduire tous les nombres de la série observée expérimentalement :

$$V(r) = -V_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] = -V_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2 \quad (1.4)$$

avec  $V_0$  la profondeur du puits de potentiel,  $R$  le rayon du noyau,  $\omega$  la pulsation de l'oscillateur harmonique, et  $M$  la masse du noyau. C'est l'ajout par M. Goeppert Mayer [2], et O. Haxel, J. Jensen, et E. Suess [3] d'un terme de couplage spin-orbite qui permet la reproduction par le modèle de tous les nombres magiques observés expérimentalement. De plus, pour prendre en compte la portée finie de l'interaction nucléaire, une barrière centrifuge vient compléter le potentiel :

$$\widehat{V}(i) = \frac{1}{2} m_i \omega^2 \widehat{r}_i^2 + C_{\ell s} (\widehat{\ell}_i \cdot \widehat{s}_i) + D_{\ell \ell} (\widehat{\ell}_i \cdot \widehat{\ell}_i) - V_0 \quad (1.5)$$

où  $m_i$  est la masse du nucléon,  $\omega$  est la pulsation de l'oscillateur harmonique,  $\widehat{r}_i$  est l'opérateur position du nucléon,  $\widehat{\ell}_i$  l'opérateur de moment angulaire, et  $\widehat{s}_i$  l'opérateur de spin.  $C_{\ell s} = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = m_i \omega^2$  est l'amplitude du couplage spin orbite et  $D_{\ell \ell}$  est l'amplitude de la barrière centrifuge. La solution de l'équation de Schrödinger utilisant ce potentiel est une série d'états, dits de particule individuelle<sup>3</sup>, sur lesquels viennent se placer les nucléons tout en respectant le principe d'exclusion de Pauli. Des regroupements de ces états sont appelés les « couches ». L'impact de chaque terme sur la solution est représenté sur la figure 1.1. Nous voyons que le terme de la barrière centrifuge permet de lever une première dégénérescence sur les moments angulaire  $\ell$  des états, et le terme de spin-orbite vient quant-à lui séparer les états de différents moments angulaires totaux  $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ .

D'un point de vue énergétique, l'énergie d'un état prend la forme :

$$\epsilon_{n\ell j} = \hbar \omega \left[ \left( 2n + \ell - \frac{1}{2} \right) - \kappa \langle \widehat{\ell} \cdot \widehat{s} \rangle - \kappa \mu \ell(\ell + 1) \right] - V_0 \quad (1.6)$$

où  $n$  est le nombre quantique principal, et  $\kappa$  et  $\mu$  sont deux paramètres ajustables. Les nombres magiques correspondent à des fermetures de couches pour lesquelles l'énergie nécessaire pour promouvoir un nucléon sur la couche suivante est relativement grande (de l'ordre de plusieurs MeV) comme on peut le voir sur la figure 1.1. La différence en énergie entre les différentes couches est communément appelée « gap ». Il est alors plus difficile

---

3. Dans la suite, on utilisera le terme « états s.p. » (simple particule)

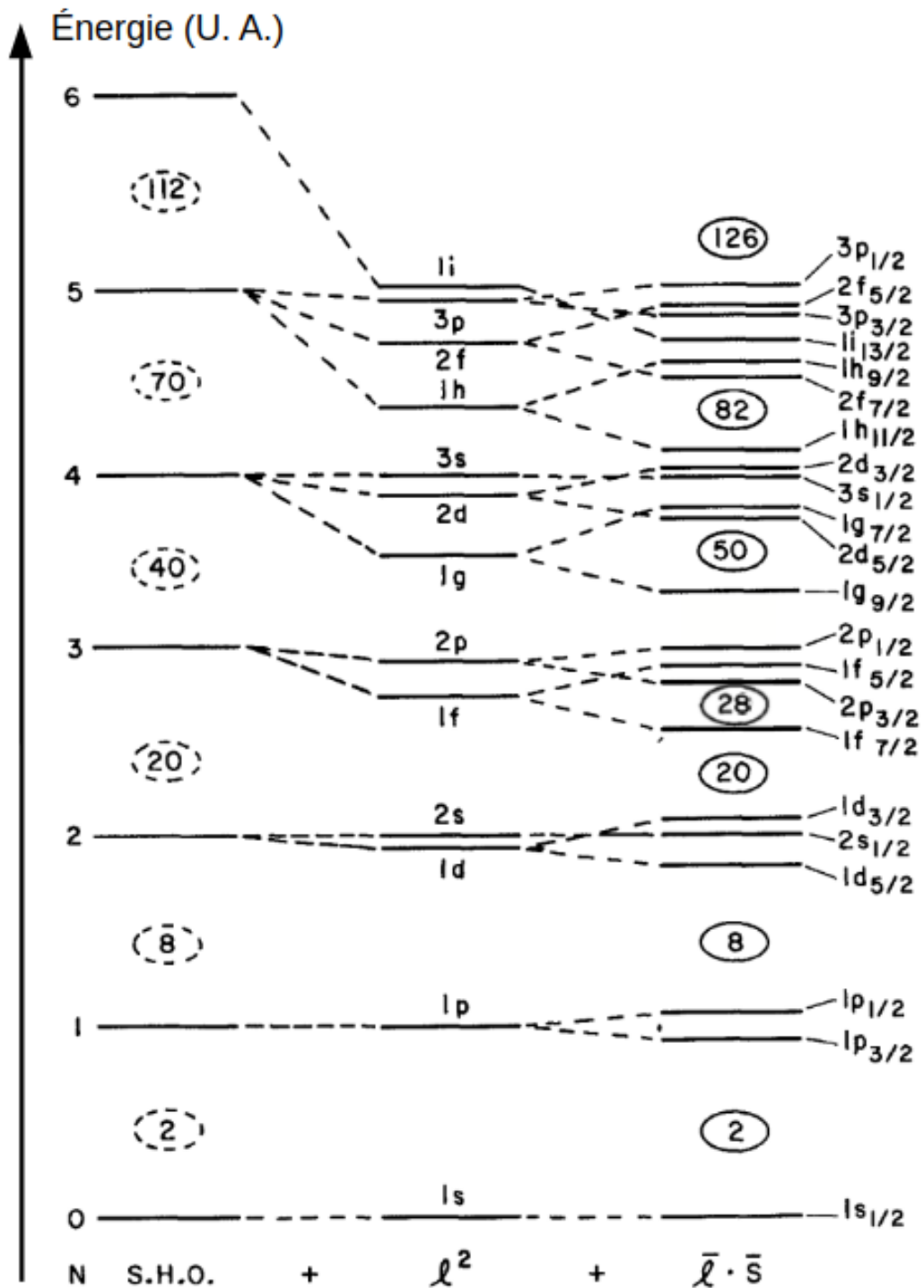


FIGURE 1.1 – Représentation des états de particule individuelle du modèle en couches. La dégénérescence levée par l'ajout de chaque terme du potentiel est représentée. S.H.O. représente les solutions de l'oscillateur harmonique,  $l^2$  l'ajout du terme centrifuge, et  $\bar{l} \cdot \bar{s}$  l'ajout du terme spin-orbite. Figure issue de [4].

d'exciter un noyau dit magique, ce qui explique sa plus grande stabilité par rapport à ses voisins non magiques. Les trois premiers nombres (2, 8 et 20) sont associés à l'oscillateur harmonique alors que les quatre autres (28, 50, 82 et 126) émergent grâce à l'ajout de l'interaction spin-orbite.

Cette magicité peut se manifester de plusieurs façons : pour les noyaux pairs-pairs – qui possèdent un nombre de protons et de neutrons pair – on peut observer une augmentation de l'énergie du premier état excité de spin-parité  $2^+$  en comparaison des noyaux pairs-pairs adjacents non magiques. Les énergies de séparation de un ou deux nucléons, accessibles expérimentalement en mesurant la masse des noyaux, sont également de bons indicateurs de la magicité d'un noyau.

Cependant, dans cette description, seule une partie de l'interaction à 1 corps a été utilisée. En effet, dans ce modèle, l'hamiltonien d'interaction résiduelle qui représente les ordres supérieurs d'interaction est traité de manière perturbative. Par conséquent, et pour aboutir au modèle en couches, il est nécessaire de prendre ses effets en considération. Toutefois, nous nous limiterons dans la suite aux interactions à 2 corps au maximum.

### 1.1.2 Construction d'une interaction nucléon-nucléon réaliste

La forme la plus générale que l'on peut donner à ce potentiel d'interaction à deux corps est la suivante :

$$V(1, 2) = V(\vec{r}_1, \vec{p}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_2, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) \quad (1.7)$$

avec  $\vec{r}_i$  la position,  $\vec{p}_i$  l'impulsion,  $\vec{\sigma}_i$  le spin et  $\vec{\tau}_i$  l'isospin du nucléon  $i$ . Il doit cependant respecter plusieurs règles de symétrie pour être réaliste. Ces règles de symétries sont notamment héritées de la nature de l'interaction forte, qui joue un rôle majeur dans l'interaction nucléaire.

Ainsi, le potentiel d'interaction doit être hermitien, car il représente une grandeur physique. Il doit être invariant sous l'échange des coordonnées :

$$V(1, 2) = V(2, 1) \quad (1.8)$$

L'invariance Galiléenne et l'invariance par translation doivent être respectées. C'est-à-dire que la position et l'impulsion absolue de chaque particule ne doivent pas influencer le

potentiel, seule la différence relative importe :

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \quad (1.9)$$

$$\vec{p} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \quad (1.10)$$

$$V(1,2) = V(\vec{r}, \vec{p}, \vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) \quad (1.11)$$

Le potentiel doit rester inchangé par symétrie miroir dans l'espace ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ,  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ ) et par inversement du temps (opposition des moments cinétiques qui mène à  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ ,  $\vec{\sigma}_i \rightarrow -\vec{\sigma}_i$ )

$$V(\vec{r}, \vec{p}, \vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) = V(-\vec{r}, -\vec{p}, \vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) \quad (1.12)$$

$$V(\vec{r}, \vec{p}, \vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) = V(\vec{r}, -\vec{p}, -\vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, -\vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) \quad (1.13)$$

Enfin, le potentiel doit être invariant par rotation dans l'espace et dans l'espace des isospins.

Du fait de ces symétries, seuls des termes de la forme  $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ ,  $(\vec{r} \cdot \vec{\sigma}_1)(\vec{r} \cdot \vec{\sigma}_2)$ ,  $(\vec{p} \cdot \vec{\sigma}_1)(\vec{p} \cdot \vec{\sigma}_2)$ ,  $(\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_1)(\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_2) + (\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_1)$  et  $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$  peuvent être utilisés dans le potentiel. À partir de tous ces éléments, il est possible de construire une interaction permettant de reproduire au mieux la force s'exerçant entre deux nucléons au sein du noyau. De manière générale, cette interaction peut s'écrire comme une décomposition en termes scalaires, vectoriels et tensoriels :

$$V(1,2) = \sum_{k=0}^2 [S^{(k)} \cdot Q^{(k)}] \quad (1.14)$$

où  $S$  et  $Q$  sont des opérateurs tensoriels agissant respectivement dans l'espace des spins et l'espace physique, et  $k$  correspond au rang du tenseur [5]. Les termes pour  $k = 0$  comprennent notamment la force centrale,  $k = 1$ , l'interaction spin-orbite, et  $k = 2$  la force tenseur.

### a/ La force centrale

Il s'agit d'une interaction locale faisant intervenir des produits scalaires des variables  $\vec{\sigma}_i$  et  $\vec{\tau}_i$  avec des coefficients dépendants de la distance  $r$ , le tout respectant les règles de symétrie :

$$V_C(1,2) = V_0(r) + V_\sigma(r)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_\tau(r)\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (1.15)$$



Une autre forme courante de ce potentiel s'écrit à l'aide des opérateurs d'échange de position  $\widehat{P}^r$ , de spin  $\widehat{P}^\sigma$ , et d'isospin  $\widehat{P}^\tau$  définis comme :

$$\widehat{P}^\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \quad (1.16)$$

$$\widehat{P}^\tau = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (1.17)$$

$$\widehat{P}^r \widehat{P}^\sigma \widehat{P}^\tau = -1 \quad (1.18)$$

et l'équation 1.15 prend alors la forme :

$$V_C(1, 2) = V_W(r) + V_M(r)\widehat{P}^r + V_B(r)\widehat{P}^\sigma + V_H(r)\widehat{P}^r \widehat{P}^\sigma \quad (1.19)$$

avec  $V_W = V_0 - V_\sigma - V_\tau + V_{\sigma\tau}$ , la force de Wigner,

$V_M = -4V_{\sigma\tau}$ , la force de Majorana,

$V_B = 2V_\sigma - 2V_{\sigma\tau}$ , la force de Bartlett,

$V_H = -2V_\tau + 2V_{\sigma\tau}$ , la force de Heisenberg.

### b/ L'interaction spin-orbite à deux corps

Cette composante de l'interaction a un caractère non local. Elle prend habituellement la forme :

$$V_{LS}(1, 2) = V_{LS}(r)(\vec{L}_{1,2} \cdot \vec{S}_{1,2}) \quad (1.20)$$

avec  $\vec{L}_{1,2}$  le moment angulaire relatif entre les deux corps et  $\vec{S}_{1,2} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$  le spin du système à deux corps.

### c/ Le terme tensoriel

La force tenseur est la plus claire manifestation du fait que l'interaction nucléaire est portée par l'échange de mésons. Le potentiel à l'origine de la force tenseur prend la forme :

$$V_T(1, 2) = [3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - r^2 (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)] (v_{t_0} + v_{tt} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)) f(r) \quad (1.21)$$

avec  $v_{t_0}$  et  $v_{tt}$ , deux constantes pour les parties sans ou avec le couplage des isospins respectivement. Cette partie de l'interaction nous intéressera particulièrement pour l'étude des noyaux loin de la stabilité car sa composante monopolaire est souvent utilisée pour expliquer l'évolution de l'énergie des états s. p. sous l'effet du remplissage progressif d'autres états, comme cela a été mis en avant par les travaux de T. Otsuka dans les années 2000 [6].

## 1.2 Évolution de la structure en couches loin de la stabilité

Avec les améliorations technologiques de la fin du XX<sup>ème</sup> siècle, notamment dans le domaine des accélérateurs de particules, il a été possible de produire des noyaux de plus en plus exotiques. En parallèle, les progrès effectués dans le domaine de la détection des particules ont permis d'améliorer l'étude des observables liées à la structure de ces noyaux loin de la vallée de stabilité. Cela a permis d'établir que la structure en couches établie à partir des observations faites sur des noyaux proches de la vallée de stabilité évolue avec le rapport  $\frac{N}{Z}$ . En effet, loin de la vallée de stabilité, des effets jusqu'alors négligeables doivent être pris en considération. Les écarts entre les différentes couches du modèle sont amenés à changer, des gaps à se réduire, et de nouveaux à apparaître. Dans la suite, nous verrons une des méthodes souvent employée pour permettre l'étude de l'hamiltonien, puis nous mettrons l'accent sur le rôle particulier de l'interaction proton-neutron dans cette évolution.

### 1.2.1 Décomposition multipolaire du hamiltonien

Une méthode, introduite dans les années 60 par A. de-Shalit et I. Talmi [7] et étendue par la suite par J. Duflo et A. P. Zuker [8], souvent utilisée pour traiter l'interaction résiduelle, est la décomposition multipolaire de l'hamiltonien. Cela consiste à séparer l'hamiltonien en deux parties : un terme multipolaire  $\widehat{\mathcal{H}}^M$ , dont la forme est universelle quelque soit l'interaction, et responsable de la collectivité quadropolaire par exemple, et un terme monopolaire  $\widehat{\mathcal{H}}^m$ , lié aux propriétés de saturation du noyau :

$$\widehat{\mathcal{H}} = \widehat{\mathcal{H}}^m + \widehat{\mathcal{H}}^M \quad (1.22)$$

Le terme monopolaire rassemble la somme des énergies de particule individuelle ainsi que la partie monopolaire de l'interaction, alors que le terme multipolaire ne contient que la partie multipolaire de l'interaction :

$$\widehat{\mathcal{H}}^m = \sum_{j_\pi} \epsilon_{j_\pi} \widehat{n}_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \epsilon_{j_\nu} \widehat{n}_{j_\nu} + V_{\pi\pi}^m + V_{\nu\nu}^m + V_{\pi\nu}^m \quad (1.23)$$

$$\widehat{\mathcal{H}}^M = V_{\pi\pi}^M + V_{\nu\nu}^M + V_{\pi\nu}^M \quad (1.24)$$

avec  $\widehat{n}_{j_\nu/\pi}$  l'opérateur d'occupation de l'état  $j_\nu/\pi$ , et  $\epsilon_{j_\nu/\pi}$  l'énergie d'une particule dans l'état  $j_\nu/\pi$ . La notation «  $\pi\pi$  » représente l'interaction entre deux protons, «  $\nu\nu$  », entre deux neutrons, et «  $\pi\nu$  », entre un proton et un neutron.

À partir de cette forme, il est possible de traiter un certain nombre d'effets menant à l'évolution de la structure en couches loin de la stabilité. En effet, alors que l'effet de la partie multipolaire de l'interaction varie en fonction du moment angulaire des états, la partie monopolaire induit un décalage globale de tous les états [9]. Plus précisément, le terme monopolaire représente l'énergie moyenne apportée par l'ajout de deux nucléons en interaction, indépendamment de l'orientation de leur moment angulaire. C'est le rôle de cette partie monopolaire qui va nous intéresser dans la suite de cette étude pour expliquer l'évolution de l'énergie des états de particule individuelle lorsqu'on s'éloigne de la stabilité.

## 1.2.2 Le rôle du monopole dans l'évolution de la structure en couches loin de la stabilité

Parmi les termes monopolaires de l'interaction nucléon-nucléon, le principal responsable de l'évolution de la structure en couches loin de la stabilité est le terme d'interaction proton-neutron  $V_{\pi\nu}^m$ , sur lequel nous concentrerons notre attention.

On peut montrer que la partie monopolaire d'une interaction peut s'écrire sous la forme [10] :

$$\bar{E}_{\pi\nu}(j_\pi j_\nu) = \frac{\sum_J (2J+1) \langle j_\pi j_\nu | V_{\pi\nu}^m | j_\pi j_\nu \rangle_J}{\sum_J (2J+1)} \quad (1.25)$$

Par exemple, sous l'effet de cette interaction, les énergies des états s. p. neutrons vont évoluer linéairement avec l'occupation moyenne des états s. p. protons  $\langle \hat{n}_{j_\pi} \rangle$  :

$$\tilde{\epsilon}_{j_\nu} = \epsilon_{j_\nu} + \bar{E}_{\pi\nu}(j_\pi j_\nu) \langle \hat{n}_{j_\pi} \rangle \quad (1.26)$$

où  $\tilde{\epsilon}_{j_\nu}$  est appelé « énergie effective » de l'état de particule individuelle.

D'autre part, la différence en énergie entre deux états s. p.  $j_{\nu_1}$  et  $j_{\nu_2}$  prend alors la forme :

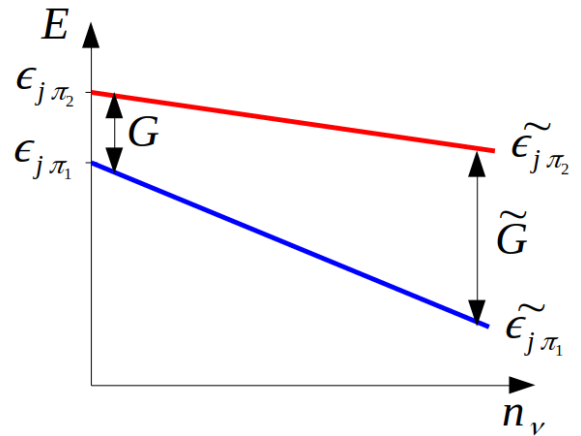
$$\tilde{\epsilon}_{\nu_2} - \tilde{\epsilon}_{\nu_1} = \epsilon_{\nu_2} - \epsilon_{\nu_1} + \langle \hat{n}_{j_\pi} \rangle (\bar{E}_{\pi\nu}(j_\pi j_{\nu_2}) - \bar{E}_{\pi\nu}(j_\pi j_{\nu_1})) \quad (1.27)$$

Cette différence d'énergie évolue linéairement avec le taux d'occupation et dépend de la différence entre les deux monopoles  $\bar{E}_{\pi\nu}(j_\pi j_{\nu_2}) - \bar{E}_{\pi\nu}(j_\pi j_{\nu_1})$ . La situation où les deux couplages sont différents est illustrée sur la figure 1.2. Elle représente l'évolution de l'énergie de deux états s. p. neutrons en fonction de l'occupation d'un état proton. Comme les monopoles sont différents, la pente de l'évolution de l'énergie l'est également, menant à une augmentation de la différence en énergie entre les deux états simple particule. On comprend alors que le remplissage progressif de l'état s. p. proton va mener à l'ouverture

ou à la fermeture progressive du gap, et potentiellement à l'apparition ou la disparition des nombres magiques définis à la stabilité.

Par ailleurs, la disparition locale des propriétés liées aux nombres magiques a été observée expérimentalement : par exemple pour le gap majeur lié au nombre  $N = 20$  dans la région des noyaux riches en neutrons, ou encore le gap  $N = 28$  qui s'affaiblit en approchant de  $Z = 16$  [11]. De même, pendant longtemps, la question de l'évolution des propriétés magiques de  $N = 50$  à l'approche du noyau de  ${}^{78}\text{Ni}$  s'est posée. Cette région a grandement été étudiée expérimentalement durant les dernières décennies comme nous allons le voir par la suite.

FIGURE 1.2 – Représentation schématique de l'évolution de l'énergie effective de deux états s. p. neutrons sous l'effet du remplissage d'un état proton. Si les monopoles sont différents, la différence en énergie  $\tilde{G}$  entre les deux états est amenée à évoluer.



### 1.2.3 Étude expérimentale de l'effet de couche à $N = 50$ dans la région du ${}^{78}\text{Ni}$

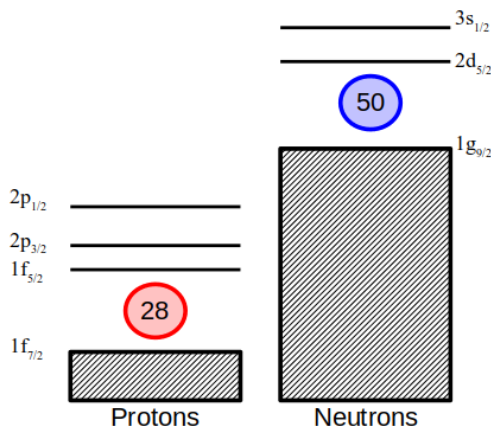


FIGURE 1.3 – Représentation schématique de l'espace de valence utilisé pour la description des noyaux dans la région du  ${}^{78}\text{Ni}$ . Bien que rempli, l'état s. p.  $\nu 1g_{9/2}$  est inclus dans l'espace de valence pour permettre les excitations particule-trou.

Comme cela est montré sur la figure 1.3, le nombre magique  $N = 50$  correspond au gap entre les états de particules individuelles  $\nu 1g_{9/2}$  et  $\nu 2d_{5/2}$ . Ce gap émerge naturellement dans le modèle en couches lorsque l'on y inclut l'interaction spin-orbite. Il en est de même pour le gap correspondant au nombre magique  $Z = 28$ , entre les couches  $\pi 1f_{7/2}$  et  $\pi 1f_{5/2}$ , rendant le noyau de  $^{78}\text{Ni}$  potentiellement doublement magique. La région autour de ce noyau a été intensivement étudiée durant les dernières décennies car le  $^{78}\text{Ni}$  était, il y a encore peu de temps, le dernier noyau de masse intermédiaire dont la nature doublement magique n'avait pas été expérimentalement démontrée. Au début des années 2000, des calculs utilisant des prédictions de masses provenant du modèle de matière nucléaire infinie [12] indiquaient une possible disparition des propriétés magiques des noyaux avec  $N = 50$  à l'approche du noyau de  $^{78}\text{Ni}$ .

Pour étudier ce dernier, nous allons nous intéresser à la configuration particule-trou  $(\nu 1g_{9/2})^{-1}(\nu 2d_{5/2})^1$  qui est à l'origine d'un multiplet d'états dont les spin-parités vont de  $2^+$  à  $7^+$ . Les configurations protons produisent, quant à elles, majoritairement des états de faible moment angulaire. Ainsi, on peut s'attendre à ce que l'évolution de l'énergie de certains états dominés par les excitations du cœur neutron (ceux de spin maximum) puisse, dans le cadre du modèle en couches, être reliée à l'évolution de la taille du gap.

Ainsi, il est possible d'étudier indirectement l'évolution de la taille du gap lié à  $N = 50$  à l'aide de la spectroscopie  $\gamma$ , en mesurant les énergies des états YRAST<sup>4</sup> de moyen et haut spin. Plusieurs expériences utilisant cette méthode se sont déroulées au cours des années 2000 :

- Les mesures des états excités dans les noyaux de  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{85}\text{Br}$ , et  $^{84}\text{Se}$ , peuplés par réactions profondément inélastiques, par Zhang et ses collaborateurs en 2004 [11].
- La mesure des états de moyen spin dans le noyau de  $^{84}\text{Se}$ , peuplés par fusion-fission, par A. Prévost et ses collaborateurs en 2004 [13].
- La mesure des états de moyen spin dans le noyau de  $^{82}\text{Ge}$ , peuplés par fission spontanée du  $^{248}\text{Cm}$ , par T. Rzaca-Urban et ses collaborateurs en 2007 [14].

Ces mesures ont permis de montrer la réduction de la taille du gap jusqu'à  $Z = 32$ , à mesure que l'on retire des protons au noyau. L'évolution de l'énergie des états  $5^+$ ,  $6^+$ , et  $7^+$ , interprétés comme des états de la configuration  $(\nu 1g_{9/2})^{-1}(\nu 2d_{5/2})^1$ , est représentée sur la figure 1.4 respectivement par les cercles verts, les carrés bleus et les diamants violets. Elle montre une décroissance continue jusqu'au noyau de  $^{82}\text{Ge}$ .

---

4. État de plus basse énergie pour un moment angulaire  $J$  donné.

En 2008, Hakala et ses collaborateurs ont effectué une mesure des masses atomiques d'isotopes riches en neutrons de Zn, Ga, Ge, As, et Se à l'aide du spectromètre de masse JYFLTRAP de IGISOL à l'Université de Jyväskylä [15]. Le calcul des énergies de séparation de deux neutrons  $S_{2n}$  permet de déduire une mesure  $\Delta_n$  du gap neutron :

$$\Delta_n = S_{2n}(Z, N + 2) - S_{2n}(Z, N) \quad (1.28)$$

Cette mesure a révélé que la taille du gap diminue avec  $Z$  jusqu'au noyau de  $^{82}\text{Ge}$  ( $\Delta_n = 3,14$  MeV), puis ré-augmente légèrement pour le noyau de  $^{80}\text{Zn}$  ( $\Delta_n = 3,44$  MeV). La courbe représentative de cette évolution est montrée en tirets verts sur la figure 1.4. Par extrapolation, le gap doit persister jusqu'au noyau de  $^{78}\text{Ni}$ , avec une valeur de l'ordre de 4 MeV.

Par la suite, la spectroscopie des états YRAST obtenue dans le noyau de  $^{81}\text{Ga}$  par E. Sahin en 2012 [16], puis plus récemment par J. Dudouet en 2019 [17] a permis de confirmer l'allure du gap déduite des mesures de masse.

Enfin, une campagne expérimentale, nommée Seastar [18], ayant eu lieu à RIKEN au Japon en 2017, a finalement tranché la question de la magie du  $^{78}\text{Ni}$  [19]. En effet, le couplage du dispositif expérimental MINOS (MagIc Numbers Off Stability) avec le spectromètre  $\gamma$  DALI2 (Detector Array fo Low Intensity radiation 2) a permis la spectroscopie de nombreux noyaux riches en neutrons provenant de l'installation RIBF (Radioactive Isotope Beam Factory). Le noyau de  $^{78}\text{Ni}$  a été produit en retirant un proton au noyau de  $^{79}\text{Cu}$  (réaction  $^{79}\text{Cu}(p, 2p)^{78}\text{Ni}$ ), et la spectroscopie  $\gamma$  de ce noyau a permis d'observer une transition à 2,6 MeV, interprétée comme la décroissance du premier état excité  $2^+$ . Dans la lignée des autres isotopes dans la région, la systématique des énergies des états  $2^+$ , représentée par la ligne noire sur la figure 1.4 révèle une augmentation brusque lorsque le nombre de protons 28 est atteint, ce qui est une des signatures de la magie.

### 1.3 Intérêt de l'étude du noyau de $^{82}\text{Ge}$

Bien que les récents résultats expérimentaux semblent indiquer le caractère doublement magique du  $^{78}\text{Ni}$ , la tendance de l'évolution du gap lié au nombre magique  $N = 50$  reste toujours sujet à questionnement. Pourquoi l'énergie du gap diminue-t-elle jusqu'au noyau de  $^{82}\text{Ge}$  puis réaugmente ? Est-ce que les dérivés monopolaires peuvent expliquer toutes les observations expérimentales ? Les systématiques présentées sur la figure 1.4 révèlent que pour les isotones pairs-pairs plus légers que le  $^{82}\text{Ge}$ , les états de spin supérieur à 4 ne

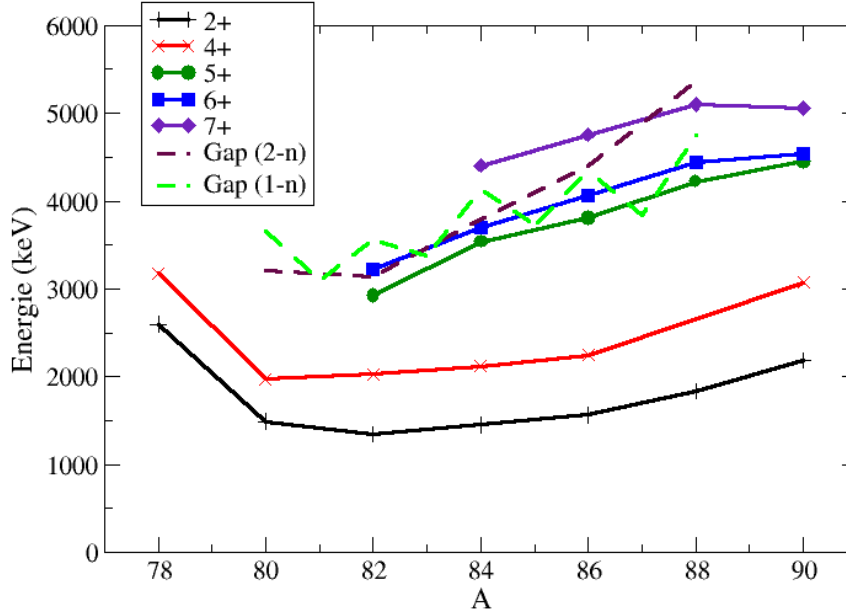


FIGURE 1.4 – Les courbes en trait plein représentent l'évolution de l'énergie des états de différents spin-parités pour les isotones pairs-pairs à  $N = 50$ . Pour les états  $2^+$  et  $4^+$ , il s'agit des états YRAST. Pour les états  $5^+$ ,  $6^+$ , et  $7^+$ , il s'agit de ceux supposés provenir de la configuration particule-trou neutron. Les courbes en tirets représentent l'évolution de l'énergie de la taille du gap  $N = 50$  calculée à partir de l'énergie de séparation de 1 et 2 neutrons.

sont pas connus, et l'attribution des spin-parités des états  $5^+$  et  $6^+$  pour le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  n'est pas prouvée.

Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de poursuivre les études de spectroscopie des états YRAST de moyens et haut spins pour les noyaux les plus exotiques, le long de  $N = 50$ . L'objectif principal est de continuer la systématique des états  $7^+$  jusqu'au noyau de  $^{82}\text{Ge}$ , car dans la région du  $^{78}\text{Ni}$ , ils peuvent être considérés comme des états émergeant uniquement de la configuration de brisure du cœur neutron.

Un spectromètre  $\gamma$  hybride appelé  $\nu$ -Ball a été construit à l'installation ALTO de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO, qui fait aujourd'hui parti du Laboratoire de Physique des deux infinis Irène Joliot-Curie<sup>5</sup>), dans le but de réaliser la spectroscopie de

5. IJCLab

réactions induites par des neutrons rapides. Notre expérience s'est inscrite dans le cadre de cette campagne expérimentale qui s'est déroulée à Orsay entre 2017 et 2018.

Dans le chapitre 2, nous présenterons les méthodes expérimentales mises en place pour permettre le peuplement d'états excités de noyaux riches en neutrons en utilisant le mécanisme de fission, et l'observation de leur décroissance par spectroscopie  $\gamma$  à l'aide du spectromètre  $\nu$ -Ball. Les caractéristiques techniques de ce dernier seront également données. Ensuite, dans le chapitre 3, les procédures de traitement des données permettant de reconstruire et sélectionner les événements de fission et de mesurer les corrélations entre les  $\gamma$  seront détaillées. Cela permettra de construire les schémas de niveaux des noyaux alimentés par la fission. Enfin, les résultats de cette étude pour les noyaux dans la région du  $^{78}\text{Ni}$  seront présentés dans le chapitre 4. Une interprétation de ces derniers dans le cadre du modèle en couches sera donnée pour tenter d'expliquer les évolutions observées loin de la stabilité.





# 2

## Aspects expérimentaux

### Table des matières

---

<b>2.1</b>	<b>Méthode de production des noyaux riches en neutrons . . . . .</b>	<b>18</b>
2.1.1	La fission comme mécanisme de production . . . . .	18
2.1.2	Le système fissionnant : les cibles d'actinide . . . . .	19
2.1.3	Produire un faisceau de neutrons : la source LICORNE . . . . .	22
2.1.4	Produire un faisceau de ${}^7\text{Li}$ : le Tandem d'ALTO . . . . .	24
<b>2.2</b>	<b>Observation des noyaux exotiques . . . . .</b>	<b>26</b>
2.2.1	La spectroscopie $\gamma$ . . . . .	26
2.2.2	La détection des rayonnements $\gamma$ . . . . .	27
<b>2.3</b>	<b>Le spectromètre <math>\nu</math>-Ball . . . . .</b>	<b>30</b>
2.3.1	Présentation des différents détecteurs utilisés . . . . .	31
2.3.2	Description détaillée de la géométrie du spectromètre $\nu$ -Ball . . . . .	33
2.3.3	Le système d'acquisition FASTER . . . . .	37
2.3.4	Performances du spectromètre $\nu$ -Ball . . . . .	39
<b>2.4</b>	<b>La campagne expérimentale <math>\nu</math>-Ball . . . . .</b>	<b>48</b>
2.4.1	Objectifs expérimentaux . . . . .	48
2.4.2	Déroulement de la campagne . . . . .	48

---

Le projet  $\nu$ -Ball a trouvé son origine dans la volonté de réaliser la spectroscopie  $\gamma$  de réactions induites par des neutrons rapides auprès de l'installation ALTO à Orsay. La campagne expérimentale avait de nombreux objectifs scientifiques, principalement dans le cadre de l'étude de la structure nucléaire des noyaux riches en neutrons, ou encore pour l'étude du mécanisme de fission (recherche d'isomères de fission, calcul des taux de production, ...). Pour pouvoir repousser les limites d'observation jusqu'alors atteintes, il était nécessaire que l'outil présente une excellente résolution en énergie et en temps, et une haute efficacité de détection.

Dans une première section, nous discuterons les principes et méthodes expérimentales permettant la production de noyaux riches en neutrons. Dans une seconde section, les techniques de spectroscopie  $\gamma$  utilisées pour observer les noyaux produits seront détaillées. Puis, dans une troisième section, les caractéristiques techniques du spectromètre  $\nu$ -Ball seront présentées en détail. Enfin, un aperçu du déroulement de la campagne expérimentale sera donné.

## 2.1 Méthode de production des noyaux riches en neutrons

Plusieurs mécanismes de réaction peuvent être utilisés pour permettre la production de noyaux exotiques, dépendant de la région de la carte des noyaux que l'on cherche à atteindre. Par exemple, les réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons sont adéquates lorsque l'on dispose d'un faisceau ou d'une cible isotopiquement proche du noyau que l'on cherche à produire. Ou encore, la fusion-évaporation permet de créer des noyaux lourds à partir de deux noyaux plus légers. Ces deux processus sont en général utilisés lorsque l'on souhaite cibler une région précise de noyaux à produire, mais l'évaporation des neutrons est importante ce qui complique la production des noyaux les plus riches en neutrons.

La fission, quant-à-elle, permet de produire une grande variété de noyaux, principalement dans la région des noyaux riches en neutrons. Dans ce cas, les taux de production des différents isotopes varient selon le système fissionnant et le type de fission.

### 2.1.1 La fission comme mécanisme de production

La fission est un mécanisme nucléaire pouvant être décrit comme la scission d'un noyau de masse élevée (généralement  $A > 200$ ) en plusieurs fragments de masses plus faibles.

Elle produit généralement deux fragments, et pour la majorité des actinides, elle est asymétrique. On parle alors d'un fragment « lourd » et d'un fragment « léger ». La fission tend à devenir symétrique lorsque l'énergie d'excitation du système est plus élevée, ou que la masse de l'actinide fissionnant est très grande ( $A > 250$ ).

La base de données de l'Agence Japonaise pour l'Énergie Atomique (JAEA) a été utilisée pour évaluer les taux de production des noyaux dans les différents mécanismes de fission à partir de modèles [20]. Ils sont basés sur les données ENDF/B-VI et mis en cohérence avec les données JENDL/FDP-2011. Pour les noyaux non inclus dans ENDF/B-VI, les valeurs sont extrapolées par les différents modèles.

Une grande énergie, de l'ordre de 200 MeV, est libérée par la fission et principalement distribuée entre les deux fragments en tant qu'énergie cinétique (environ 170 MeV). Une partie est immédiatement émise sous forme de neutrons (environ 6 MeV) et de rayonnements  $\gamma$  (environ 7 MeV) issus de la désexcitation des fragments produits. Le reste de l'énergie est produit par les décroissances  $\beta$  successives des fragments de fission.

Par ailleurs, on constate empiriquement que le rapport  $N/Z$  est plutôt conservé entre le système fissionnant et les fragments produits, notamment pour celui de masse légère. De plus, l'évaporation des neutrons peut être limitée en induisant la fission proche du seuil de réaction. La fission est donc un mécanisme pratique pour la production de noyaux riches en neutrons.

Dans la suite, nous justifierons le choix des systèmes fissionnants utilisés pour la campagne expérimentale  $\nu$ -Ball pour la production de noyaux riches en neutrons.

### 2.1.2 Le système fissionnant : les cibles d'actinide

Le choix des systèmes fissionnants utilisés lors de la campagne a été motivé par la volonté de produire des noyaux plus exotiques que ce qui avait été fait auparavant. Le graphique de gauche de la figure 2.1 compare les systèmes fissionnants utilisés par de précédentes campagnes expérimentales à ceux envisagés pour la campagne  $\nu$ -Ball. Le diagramme représente le rapport  $N/Z$  moyen des fragments de fission sur l'axe des ordonnées et le nombre moyen de neutrons évaporés sur l'axe des abscisses. On peut voir que la fission induite par neutrons rapides de l' $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$  possède un rapport  $N/Z$  moyen des fragments de fission plus favorable (autour de 1,57), et un nombre moyen de neutrons évaporés plus faible (entre 2 et 3) que les autres mécanismes de réaction utilisés par les autres campagnes expérimentales.

Ainsi, le service cibles de l'installation ALTO a conçu deux cibles d'actinide : une en uranium appauvri, composé à 99,79% de  $^{238}\text{U}$  et l'autre faite de thorium naturel  $^{nat}\text{Th}$ , contenant notamment du  $^{232}\text{Th}$ . Ces deux actinides sont dits « fertiles », c'est-à-dire que pour induire la fission, la cible doit être bombardée de neutrons d'énergie suffisante : 1,0 MeV pour l' $^{238}\text{U}$  et 1,1 MeV pour le  $^{232}\text{Th}$  [21].

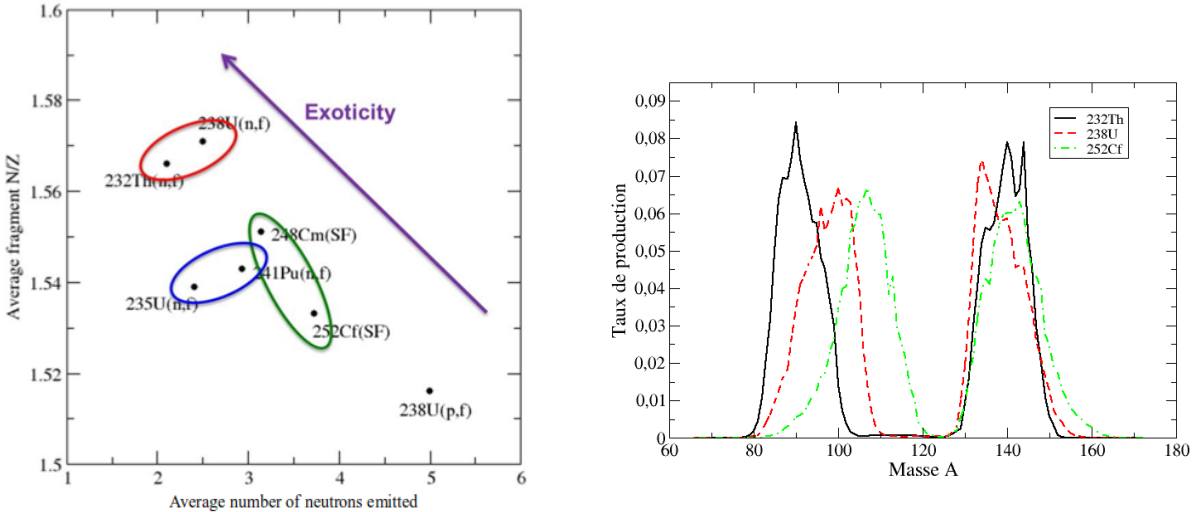


FIGURE 2.1 – À gauche : Diagramme représentant le nombre moyen de neutrons émis sur l'axe des abscisses et le rapport  $N/Z$  moyen des fragments sur l'axe des ordonnées pour différents mécanismes de fission. L'anneau vert correspond aux campagnes GAMMASPHERE [22] et EUROBALL [23], l'anneau en bleu aux campagnes EXILL [24] et FIPPS [25], et l'anneau en rouge à la campagne  $\nu$ -Ball. À droite : Comparaison des taux de production tirés de [20] pour la fission induite de l' $^{238}\text{U}$ , du  $^{232}\text{Th}$ , extrapolée pour une énergie des neutrons de 500 keV et de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Le graphique de droite de la figure 2.1 présente le taux de production par la fission en fonction de la masse  $A$ . Les taux de production par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  sont présentés à titre de comparaison, car ce mécanisme a été utilisé pour la mise en service du spectromètre  $\nu$ -Ball. On constate que la fission du  $^{232}\text{Th}$  induite par des neutrons de 500 keV<sup>1</sup> permet d'obtenir des taux de fission de 2 à 5 fois supérieurs à ceux de l' $^{238}\text{U}$  pour les noyaux de masse comprise entre 80 et 90. Les taux de production dans cette région de masse par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  sont faibles (de l'ordre de  $10^{-4}$ ). Si

1. Il s'agit d'une extrapolation du modèle à cette énergie proposée dans la base de données JAEA. Il n'est pas possible expérimentalement d'induire la fission avec des neutrons de 500 keV pour ces actinides dont le seuil est à 1 MeV.

l'on se fie à ces valeurs, les deux systèmes fissionnants utilisés pour  $\nu$ -Ball devraient nous permettre d'avoir accès à des fragments de fission plus exotiques que ceux observés lors des campagnes précédentes. Plus de détails sur la géométrie des cibles vont maintenant être donnés.

### La cible de $^{238}\text{U}$

La première est une cible cylindrique de rayon 3,1 cm et de longueur 8 cm (voir figure 2.2, à droite). Elle contient 5 disques d'environ 1 mm d'épaisseur, uniformément espacés, en uranium appauvri. La masse totale de matière est de 81 g et la densité effective (si le volume était homogène) est de 1,342 g/cm<sup>3</sup>.

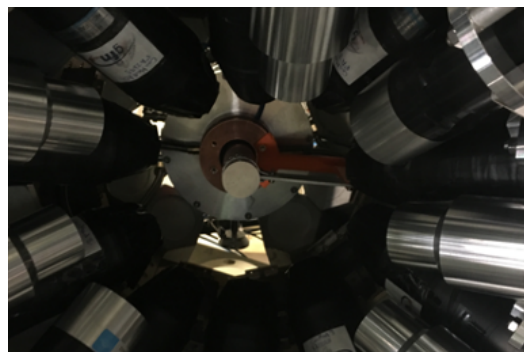


FIGURE 2.2 – À gauche : Photographie de la cible de  $^{nat}\text{Th}$  qui a été utilisée lors de la campagne  $\nu$ -Ball. Elle est accolée à l'extrémité de la source de neutrons LICORNE. À droite : Photographie de la cible d' $^{238}\text{U}$  placée au centre du spectromètre  $\nu$ -Ball.

### La cible de $^{nat}\text{Th}$

La seconde est une cible tronconique. La partie conique fait 5,5 cm de long avec un petit rayon de 2,5 cm et un grand rayon de 5,5 cm, son angle d'ouverture est de 15,3°. Une partie cylindrique de 2,5 cm de long et 5,5 cm de rayon la complète, pour une longueur totale de 8 cm (voir figure 2.2, à gauche). Huit disques de thorium naturel (c'est-à-dire, de  $^{232}\text{Th}$  accompagné de tous les noyaux membres de la famille radioactive qui se sont accumulés au fil des ans) de 1 mm d'épaisseur, uniformément espacés, sont disposés à l'intérieur de la cible, pour une masse totale de 129,7 g. La densité effective de matière est de 0,984 g/cm<sup>3</sup>. Cette cible, de par l'accumulation de tous les isotopes de la famille radioactive, présente une forte activité, évaluée à 5,2 MBq.

Pour les deux cibles, la capsule contenant l'actinide est en aluminium.

### 2.1.3 Produire un faisceau de neutrons : la source LICORNE

Depuis juin 2013, une source de neutrons nommée LICORNE (Lithium Inverse Cinématique Orsay NEutron source) est opérationnelle auprès de l'installation ALTO d'IJCLab [26]. Elle est présentée sur la photographie de la figure 2.3. Le mécanisme de réaction au cœur du fonctionnement de LICORNE est la réaction de transfert en cinématique inverse  $p(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}$ . La cinématique de la réaction conduit à un faisceau conique de neutrons dont l'axe est naturellement confondu avec l'axe du faisceau de lithium incident et dont l'ouverture dépend de l'énergie du faisceau de  $^7\text{Li}$  incident.



FIGURE 2.3 – Photographie de la source de neutrons LICORNE placée à l'extrémité de la ligne de faisceau.

Le graphique de droite de la figure 2.4 présente les courbes cinématiques calculées des énergies des neutrons produits par la réaction en fonction de l'angle par rapport à l'axe du faisceau et pour plusieurs énergies de ce dernier. On peut voir que l'ouverture du cône de neutrons croît avec l'énergie du faisceau, atteignant par exemple  $15^\circ$  pour une énergie du faisceau incident de 14 MeV. Par ailleurs, cette figure montre également qu'à un angle donné, et une énergie de faisceau incident donnée, il n'existe que deux solutions cinématiques, ce qui permet d'obtenir des neutrons quasi-mono-énergétiques.

La distribution dans l'axe du faisceau, à  $0^\circ$ , a été mesurée expérimentalement par la méthode du temps de vol. La distribution des temps de vol sur 300 cm pour des neutrons produits pour différentes énergies du faisceau de  $^7\text{Li}$  est présentée sur le graphique de gauche de la figure 2.4. Dans la limite non relativiste, l'énergie des neutrons vaut alors  $E_n[\text{MeV}] = \frac{1}{2}m_n c^2 \left(\frac{d}{t_{\text{vol}}} \times \frac{1}{c}\right)^2 = \frac{46978.27}{t_{\text{vol}}^2}$ . Pour la plus basse énergie du faisceau (13,5 MeV), la distribution des neutrons présente une bosse centrée sur 180 ns (1,45 MeV) et de largeur environ 30 ns (0,45 MeV). A plus haute énergie, la distribution laisse apparaître les deux contributions : un pic dit « principal » à des temps de vol d'environ 120 ns (3,2 MeV),

et un pic secondaire, dit « satellite », à des temps de vol d'environ 270 ns (0,65 MeV). Enfin, avec une énergie de faisceau de 17 MeV, la distribution des neutrons se complexifie et de nouvelles structures apparaissent car le premier état excité du  ${}^7\text{Be}$  à 429,1 keV devient accessible dans la réaction. Deux nouvelles solutions cinématiques apparaissent alors, correspondant à celle de l'énergie du faisceau moins l'énergie du premier état excité du  ${}^7\text{Be}$ .

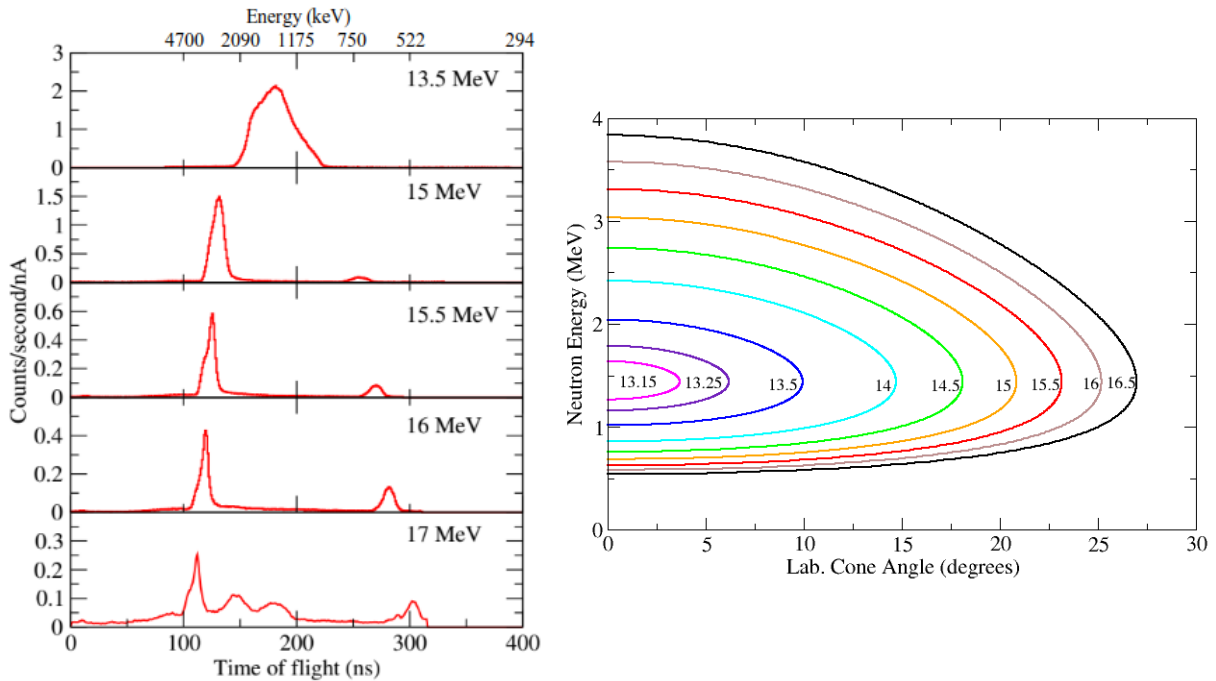


FIGURE 2.4 – À gauche : Mesure expérimentale de la distribution des temps de vol des neutrons émis par la source LICORNE pour cinq énergies du faisceau incident. Le temps de vol  $t_{vol}$  est mesuré entre la source et un scintillateur organique liquide situé à  $d = 300(1)\text{cm}$ . À droite : Graphique représentant les courbes cinématiques calculées pour la réaction  $p({}^7\text{Li}, n){}^7\text{Be}$  dans la source LICORNE. L'axe des abscisses représente l'angle par rapport à l'axe faisceau dans le référentiel du laboratoire, l'axe des ordonnées l'énergie des neutrons, et chaque courbe correspond à une énergie en MeV du faisceau de  ${}^7\text{Li}$  incident.

En pratique, le faisceau de  ${}^7\text{Li}$  est envoyé dans une cellule contenant du dihydrogène sous forme gazeux à une pression contrôlée (de l'ordre de 1,5 atm). Un flux continu de  $\text{H}_2$  (30 mL/s) est envoyé dans la cellule pour stabiliser la pression tout en conservant la pureté du gaz. La cellule est séparée du vide de la ligne de faisceau par une fine feuille en tantale de  $2\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Ce matériau a été choisi car son nombre de protons  $Z$  est suffisamment



élevé pour éviter les réactions de fusion-évaporation avec le faisceau de lithium. De plus, le tantale a la résistance mécanique nécessaire pour supporter la différence de pression.

L'avantage de la source LICORNE est double. D'une part, les flux de neutrons atteints peuvent être 30 fois supérieurs à ceux de sources isotropes, avec près de  $10^7$  n/sr/s. D'autre part, les détecteurs  $\gamma$  peuvent être approchés au plus près de la cible où la réaction est induite par les neutrons sans risquer de les endommager avec le faisceau provenant directement de la source. Cela a ouvert la porte à l'étude par spectroscopie  $\gamma$  des réactions induites par neutrons rapides à Orsay. Il est important de préciser que des réactions secondaires peuvent avoir lieu au sein de la chambre LICORNE. En effet, la diffusion inélastique ( $p, p'$ ) du lithium sur la cible de dihydrogène et l'excitation Coulombienne du lithium par le plomb au fond de la chambre sont à l'origine de l'émission d'un rayonnement  $\gamma$  de 477,6 keV, correspondant au premier état excité du  ${}^7\text{Li}$ . Ce rayonnement est émis par le faisceau lui-même, et peut être observé à différentes énergies dans les détecteurs en fonction de leur angle avec l'axe du faisceau à cause du phénomène de déplacement Doppler. Pour finir, nous allons nous intéresser à l'accélérateur permettant la production du faisceau de lithium nécessaire au fonctionnement de LICORNE.

#### 2.1.4 Produire un faisceau de ${}^7\text{Li}$ : le Tandem d'ALTO

La plateforme expérimentale ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay) [27] possède deux accélérateurs : un accélérateur linéaire d'électrons (50 MeV,  $10\mu\text{Ae}$ ) utilisé pour produire des faisceaux radioactifs par photofission dans une cible de carbure d'uranium ( $\text{UC}_X$ ), et un accélérateur électrostatique Van de Graaf (Tandem) de 15 MV pour l'accélération de faisceaux dits « stables » (des protons jusqu'à l'iode), de faisceau radioactif comme le  ${}^{14}\text{C}$ , et de faisceaux moléculaires. Le Tandem a été utilisé pour produire des faisceaux de carbone, d'oxygène et de lithium pour les diverses expériences de la campagne  $\nu$ -Ball.

Les ions à accélérer sont créés au niveau de l'injecteur par une des deux sources existantes (IONEX ou duoplasmatron). Ils sont produits avec une charge négative (excès d'électrons) et accélérés dans la première moitié du Tandem par la forte différence de potentiel générée par le système à transport de charges appelé « laddertron ». Dans la seconde moitié du Tandem, le champ électrique s'inverse. Les ions négatifs passent par un système de « stripper » (éplucheur en français), qui va leur retirer des électrons pour les transformer en ions chargés positivement. Ils sont donc de nouveau accélérés dans la seconde moitié du Tandem par le même champ électrique. La haute tension est produite

par dépôt de charges sur une courroie isolante à l'extrémité du tube accélérateur. Cette courroie est entraînée par un moteur, et les charges sont récupérées à l'autre extrémité de l'accélérateur. Ensuite, elles reviennent (sous forme de courant) vers la source à travers un pont de résistances, ce qui produit la tension. Le faisceau accéléré passe ensuite dans un aimant d'analyse à 90° pour obtenir un faisceau mono-énergétique, puis dans un aiguilleur où il est distribué sur la ligne expérimentale désirée.

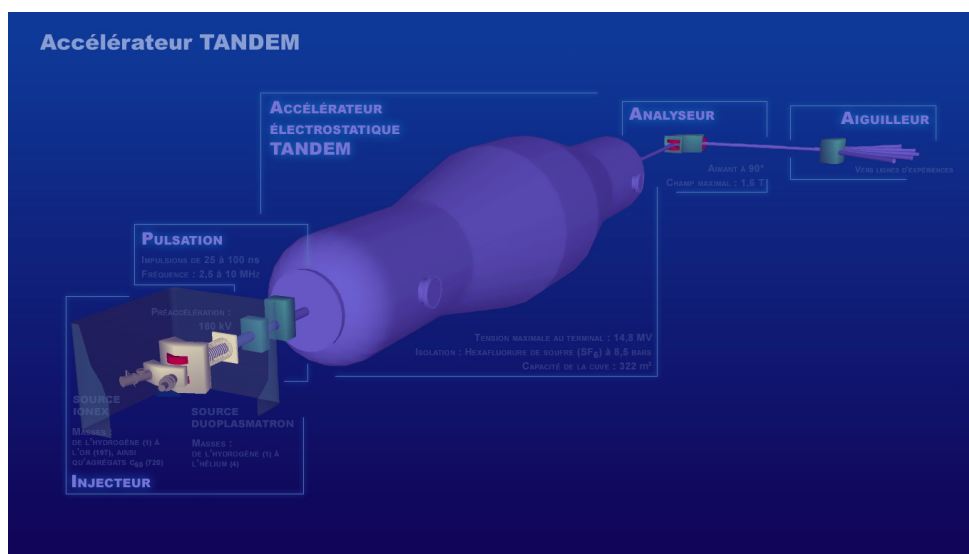


FIGURE 2.5 – Représentation schématique des éléments permettant la production et la distribution d'un faisceau avec le Tandem d'Orsay.

La figure 2.5 représente une vue schématique de l'ensemble des éléments permettant la production du faisceau, depuis l'injecteur jusqu'à l'aiguilleur. Il est également possible d'obtenir un faisceau pulsé à l'aide d'un système « buncher/chopper » placé sur la ligne du faisceau avant le Tandem.

Ainsi, tous les éléments sont en place pour permettre la production des noyaux exotiques par la fission. Un faisceau pulsé de  ${}^7\text{Li}$  est produit par le Tandem puis envoyé jusque sur la ligne expérimentale où les neutrons sont produits au sein de la chambre LICORNE. Le faisceau pulsé de neutrons résultant, est envoyé dans la cible d'actinide accolée à la source pour y induire la fission. Les fragments de fission sont produits au sein de la cible et s'y désexcitent avant de se désintégrer par décroissance  $\beta$ . Dans la section suivante, les méthodes utilisées pour permettre l'observation des noyaux produits seront développées.

## 2.2 Observation des noyaux exotiques

L'émission  $\gamma$  est caractéristique de la désexcitation des fragments de fission. De plus, c'est une des sondes permettant d'avoir accès à la structure des états excités. Dans le cas de  $\nu$ -Ball, l'utilisation de cibles épaisses implique que seuls les  $\gamma$  et les neutrons s'en échappent et sont susceptibles d'être détectés. Aussi, la spectroscopie  $\gamma$  est la technique naturelle pour étudier la structure des noyaux produits par la fission.

### 2.2.1 La spectroscopie $\gamma$

En physique nucléaire, la spectroscopie  $\gamma$  est un outil permettant l'étude des noyaux par la détection des rayonnements  $\gamma$  émis lors de leur désexcitation. Un noyau produit dans un état excité va retourner à son état fondamental en émettant une cascade de photons, allant d'état en état en respectant des règles de transitions. La séquence des énergies de ces transitions est unique au noyau qui les émet. La mesure des énergies et des coïncidences entre les  $\gamma$  permet ainsi l'identification de l'isotope, ainsi que la reconstruction de son schéma de niveau. Une étude temporelle de ces émissions  $\gamma$  permet également la mesure de temps de vie pour des états isomériques, porteur d'informations essentielles concernant la structure.

La spectroscopie  $\gamma$  se base sur les mécanismes d'interaction entre la lumière et la matière. Les trois interactions principales dans la gamme d'énergie des  $\gamma$  émis par la désexcitation des fragments de fission sont :

- L'effet photo-électrique, dominant à basse énergie ( $< 500$  keV), pour lequel le photon transmet toute son énergie à un électron du cortège électronique d'un atome.
- L'effet Compton, dominant entre 500 keV et 5 MeV, est un transfert partiel de l'énergie du photon à l'électron. Un photon secondaire possédant l'énergie restante est alors émis.
- La création de paires, dominant à haute énergie ( $> 5$  MeV) est la production d'une paire électron/positron à partir du photon initial. Ce phénomène ne peut exister que pour un photon d'énergie supérieure à deux fois la masse de l'électron (1,022 MeV).

La zone de prédominance de chacun de ces effets en fonction de l'énergie du  $\gamma$  et du numéro atomique de l'élément interagissant est résumé dans la figure 2.6. De plus, le libre parcours moyen d'un  $\gamma$  dans la matière diminue lorsque le numéro atomique du milieu actif augmente : une détection efficace requiert donc un  $Z$  élevé. La discussion sur le choix des types de détecteurs sera faite dans la sous-section suivante.

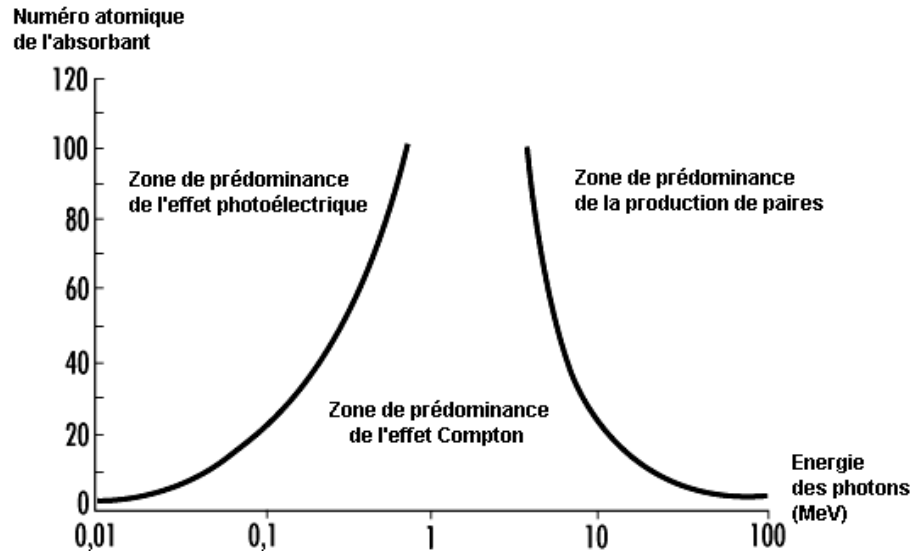


FIGURE 2.6 – Diagramme représentant les zones de prédominances des interactions entre la lumière et la matière en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique de l'absorbant. L'effet photoélectrique, que l'on cherche à favoriser, est dominant à basse énergie et  $Z$  élevé.

## 2.2.2 La détection des rayonnements $\gamma$

Nous nous intéresserons ici à deux grandes familles de détecteurs  $\gamma$  : les scintillateurs et les semi-conducteurs [28, 29]. Les deux ont des principes de fonctionnement et des applications différentes qui vont être détaillés dans les paragraphes suivants.

### a/ Les scintillateurs

Un détecteur à scintillation est le couplage entre un matériau scintillant et un photomultiplicateur. Pour la détection des rayonnements  $\gamma$ , le matériau scintillant est souvent un cristal inorganique, à la différence de la détection des neutrons pour lesquels on utilisera plutôt un scintillateur liquide organique. Néanmoins le principe reste le même et le schéma du principe de fonctionnement du scintillant est présenté sur la figure 2.7. Quand un  $\gamma$  incident interagit dans le milieu, il ionise un électron du cortège électronique d'un atome. Ce dernier, en se déplaçant au sein du milieu va provoquer le passage de nombreux autres électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. En effet, l'énergie nécessaire pour permettre l'ionisation d'un atome du milieu est faible (de l'ordre de quelques eV) par rapport à l'énergie des rayonnements  $\gamma$  (de l'ordre du MeV). Le retour des électrons

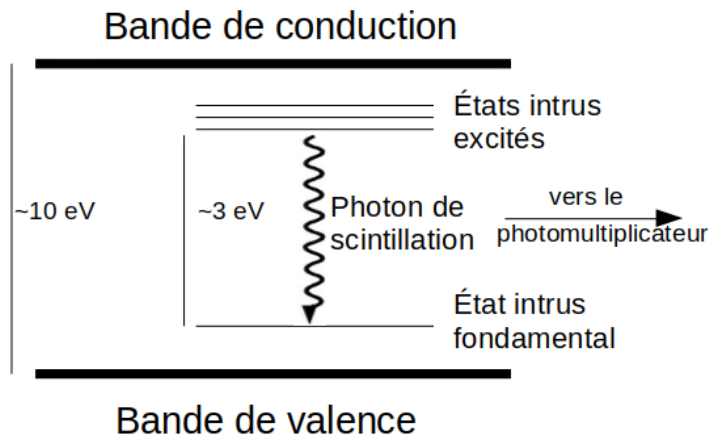


FIGURE 2.7 – Schéma représentant le principe de fonctionnement d'un milieu scintillant. Les photons de scintillations sont produits par des transitions entre des états intrus entre les bandes de conduction et de valence, empêchant leur réabsorption par le milieu. Après émission, les photons de scintillations sont guidés vers le photomultiplicateur.

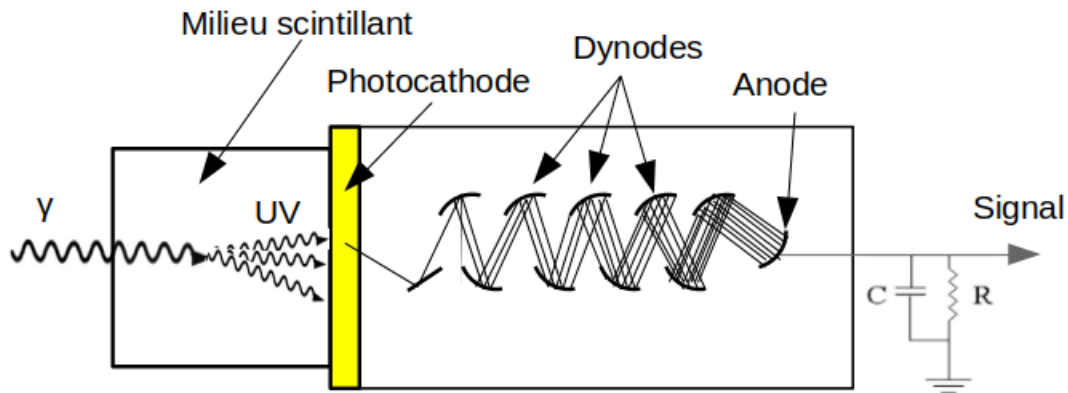


FIGURE 2.8 – Schéma représentant le principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur. Les photons de scintillations sont convertis en électrons au niveau de la photocathodes. Le flux est accéléré et amplifié par une série de dynodes, jusqu'à former un signal mesurable après passage dans un circuit RC.

vers la bande de valence se fait par l'émission d'un photon. Cependant, comme l'énergie de ce photon correspond exactement à l'énergie nécessaire pour exciter un électron vers la bande de conduction, il pourra être facilement réabsorbé par le milieu. Pour éviter cela, le cristal est dopé en impuretés de sorte à créer des niveaux intrus (pièges) entre la bande de valence et la bande de conduction. Les électrons qui passent par ces états intrus lors de leur retour vers la bande de valence émettent des photons dits « de scintillations », de plus basse énergie et pour lesquels le milieu est transparent. L'énergie de ces photons dépend du matériau et de l'élément dopant. Plus elle est faible, plus le nombre produit est grand, et plus le détecteur aura une bonne résolution en énergie (on parle du rendement de scintillation du détecteur). La lumière est ensuite guidée jusqu'à un photomultiplicateur où le flux lumineux est converti en électrons par effet photo-électrique sur la photocathode de ce dernier. Puis, le nombre d'électrons est amplifié par une série de dynodes aux bornes desquelles est appliquée une haute tension pour obtenir en sortie un signal d'amplitude mesurable aux bornes d'un circuit RC (voir figure 2.8).

Il existe de nombreux milieux scintillants utilisés pour la détection des rayonnements  $\gamma$ . Les paramètres principaux qui varient de l'un à l'autre sont la résolution en énergie (liée au rendement de scintillation), la résolution en temps (liée aux constantes de décroissance du milieu scintillant), et l'efficacité de détection (liée à la densité). Ainsi, il est important de bien choisir le détecteur en fonction de l'application que l'on veut en faire. Cette remarque trouvera son importance pour justifier le choix des scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  et BGO sur le spectromètre  $\nu$ -Ball dans la section suivante.

### **b/ Les semi-conducteurs**

Les détecteurs semi-conducteurs se basent sur la création et la collection de paires électron-trou dans un cristal. L'interaction d'un rayonnement  $\gamma$  dans la partie active du détecteur permet la promotion d'un électron vers la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence.

Pour favoriser la création de ces paires, il est nécessaire de maximiser la taille de cette partie active. Pour ce faire, une faible quantité d'impuretés est implantée à l'intérieur. Ces dernières induisent un excès d'électrons (type N) ou de trous (type P) dans le milieu. Ce phénomène est appelé « dopage ». En mettant en contact un matériau dopé N et un matériau dopé P, on obtient une jonction PN. À proximité de la jonction, les électrons de conduction excédentaires côté N diffusent côté P pour se recombiner avec les trous. Ainsi, une charge d'espace statique négative se crée côté P, une charge d'espace statique positive se crée côté N, et un gradient de champ électrique se développe au travers de la jon-

tion. À l'équilibre thermodynamique, le champ électrique compense pour le phénomène de diffusion, et une région de charge d'espace se crée, dépourvue de tout porteur de charge libre. Le lieu où réside cette charge d'espace est appelé zone de déplétion. L'épaisseur de cette zone est donnée par :  $d = \sqrt{\frac{2eV}{eN}}$ , où  $V$  est la différence de potentielle appliquée,  $N$  est la concentration en impureté (atomes par  $\text{cm}^3$  dans le cristal),  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique, et  $e$  la charge électrique élémentaire. Avec la pureté qu'il est possible d'atteindre de nos jours pour les cristaux semi-conducteurs, des zones de déplétion de quelques centimètres sont accessibles avec des tensions de l'ordre de 3 kV.

La zone de déplétion est en équilibre fragile. Ce dernier peut être facilement brisé lorsqu'une particule la traverse. Les électrons et les trous alors créés sont rapidement transportés par le champ électrique. Le déplacement de ces charges au sein du matériau permet la création de nombreuses autres paires. En effet, l'énergie nécessaire pour créer une paire est très faible (de l'ordre de 1 eV), ce qui conduit à une résolution en énergie bien meilleure que pour les scintillants. Leur déplacement dans le milieu produit un courant mesurable sur des électrodes situées aux extrémités de la jonction. Ce signal mesuré dans un circuit externe contient les informations permettant de remonter à l'énergie déposée par le rayonnement incident.

Aujourd'hui les détecteurs semi-conducteurs les plus utilisés pour la spectroscopie  $\gamma$  sont les détecteurs germanium de haute pureté (HPGe). Ces derniers offrent les meilleures résolutions en énergie, de l'ordre de 2 keV pour un rayonnement de 1,33 MeV. Ils constituent l'essentiel des détecteurs utilisés pour la construction du spectromètre  $\nu$ -Ball.

## 2.3 Le spectromètre $\nu$ -Ball

La conception du spectromètre  $\nu$ -Ball [30] a été pensée pour pouvoir répondre à un maximum d'enjeux scientifiques et techniques de la campagne expérimentale. Concrètement, cela implique l'optimisation des résolutions en temps et en énergie, du rapport pic sur total (P/T), et de l'efficacité photo-pic de détection. Pour le premier point, le couplage de détecteurs HPGe à des scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  permet de réaliser une spectroscopie  $\gamma$  de haute précision, à la fois en temps et en énergie. Le couplage des semi-conducteurs HPGe avec des enceintes anti-Compton BGO permet l'application d'algorithmes de réjection Compton ayant pour but d'augmenter le rapport P/T, de même que l'utilisation de HPGe de type clovers permet l'application d'algorithmes d'add-back. Une description détaillée des détecteurs composant  $\nu$ -Ball est présentée dans la sous-section 2.3.1.

De plus, les noyaux issus de la fission sont étudiés directement sur leur lieu de production (dans la cible), à la différence des techniques « en vol » et ISOL. Ainsi, la maximisation de l'efficacité de détection passe par le fait de rapprocher au plus près les détecteurs de la cible où la fission est induite. La conception de la géométrie permettant d'obtenir la meilleure efficacité tout en préservant les détecteurs du flux direct des neutrons issus de LICORNE est présentée dans la sous-section 2.3.2.

Pour analyser l'ensemble des signaux de tous les détecteurs, et gérer les forts taux de comptage, le système d'acquisition numérique FASTER a été utilisé, et sera présenté dans la sous-section 2.3.3.

Enfin, les performances obtenues pour l'ensemble du dispositif expérimental seront données dans la sous-section 2.3.4.

### 2.3.1 Présentation des différents détecteurs utilisés

#### a/ Les scintillateurs $\text{LaBr}_3$

Les scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  sont utilisés pour leur excellente propriété temporelle. En effet, ces détecteurs peuvent atteindre des résolutions en temps inférieures à 200 ps. Ils sont donc utilisés pour mesurer des temps de vie très courts, jusqu'à quelques dizaines de picosecondes avec des méthodes d'analyse comme la « centroid shift method » [31]. Deux types de  $\text{LaBr}_3$  ont été utilisés sur  $\nu$ -Ball : des cristaux cylindriques de 1,5" x 2", pouvant atteindre des résolutions en énergie (FWHM) inférieures à 3 % à 662 keV, prêtés pour la durée de la campagne expérimentale par la collaboration UKNDN [32]. Des cristaux coniques de 1" x 1,5" x 2", avec une meilleure résolution, pouvant atteindre des résolutions en énergie de 2,7 % à 662 keV, et prêtés par la collaboration FATIMA [33]. Les scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  sont alimentés en haute tension (environ 1800 V) par un châssis YSEG.

#### b/ Les détecteurs semi-conducteurs HPGe

La zone active du détecteur est un cristal de germanium semi-conducteur de très grande pureté, dopé N. Il est nécessaire que le cristal de germanium soit refroidi à très basse température pour réduire drastiquement le bruit causé par les excitations thermiques des électrons amenés par le dopage. En effet, à température ambiante et à cause de la très faible taille du gap entre la bande de conduction et de valence (0,66 eV), tous les électrons amenés par le dopage N se retrouveraient dans la bande de conduction, induisant un courant trop fort pouvant endommager le transistor à effet de champ du détecteur. Ainsi,



chaque détecteur est équipé d'un réservoir d'azote liquide (à 77 K), pouvant lui donner une autonomie de fonctionnement à température cryogénique d'environ 8 heures. Des cycles de remplissage automatique toutes les 6 heures ont été mis en place pour assurer que les réservoirs ne soient jamais vides. La température au sein du cryostat est mesurée à l'aide d'une résistance variable PT100 dont la valeur était suivie minute par minute, et contrôlée régulièrement.

Deux géométries de détecteurs HPGe ont été utilisées pour  $\nu$ -Ball. Les premiers sont des détecteurs coaxiaux possédant un cristal de Germanium cylindrique de rayon environ 3 cm et de longueur environ 7 cm. Ces derniers proviennent de la collaboration EUROGRAM, et ont été empruntés au « loan pool » [34] franco-britannique pour toute la durée de la campagne expérimentale. Les seconds sont des détecteurs dits clover, possédant quatre cristaux de 2 cm de rayon pour 7 cm de long, disposés en forme de trèfle. Ils ont été empruntés au GAMMAPOOL [35] pour la durée de la campagne expérimentale. Quatre de ces détecteurs sont visibles sur la figure 2.9.

Ils présentent plusieurs avantages par rapport aux HPGe coaxiaux. D'une part, du fait que chaque cristal est plus petit, la perte de charge est réduite et donc la résolution en énergie est meilleure. Les meilleurs clovers présentent des largeurs à mi-hauteur en dessous de 2 keV à 1,33 MeV alors que les détecteurs coaxiaux ont plutôt des résolutions de 2,5 keV à cette énergie. D'autre part, la perte d'efficacité est compensée par la présence des quatre cristaux qui permettent l'application d'algorithmes de reconstruction (add-back) pour corriger l'effet des diffusions Compton. La contrepartie est qu'un seul détecteur HPGe clover utilise quatre voies sur le système d'acquisition. D'un point de vue temporel, les résolutions en temps accessibles avec l'une ou l'autre géométrie sont de l'ordre de 10 ns.

### c/ Les enceintes anti-Compton BGO

Lorsqu'un rayon  $\gamma$  interagit par effet Compton au sein d'un détecteur, l'énergie déposée n'est pas totale, et le  $\gamma$  secondaire peut s'échapper du volume de détection conduisant à une perte d'information sur l'énergie du  $\gamma$  incident. Le signal résultant sera à terme considéré comme du bruit de fond. Il est possible de supprimer en partie le fond Compton des spectres en utilisant des enceintes anti-Compton. Il s'agit de scintillateurs très efficaces, disposés de sorte à entourer latéralement le cristal de germanium d'un détecteur HPGe. Si deux coups sont mesurés simultanément dans le HPGe et son enceinte, alors on suppose qu'il s'agit d'un  $\gamma$  ayant effectué un effet Compton et on rejette cette mesure. Ces enceintes sont composées d'un ensemble de 10 scintillateurs de germanate de bismuth (BGO,  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) pour les détecteurs coaxiaux et 16 pour les détecteurs de type clover.



FIGURE 2.9 – Quatre HPGe clovers sur le banc de test. Ils sont reconnaissables à la forme carrée de leur capot en aluminium.

Ces deux géométries sont présentées sur les photos de la figure 2.10. Les photomultiplicateurs des différents cristaux de l'enceinte sont chaînés entre eux par des câbles LEMO de 0,5 ns (voir photographie de gauche de la figure 2.10) pour n'avoir qu'une seule sortie pour les BGO des détecteurs coaxiaux et deux pour ceux des clovers. Pour cela, il a également fallu déterminer les hautes tensions à appliquer à chaque scintillateur pour que le gain soit le même pour tous les scintillateurs d'une même enceinte. Ces hautes tensions de l'ordre de 1 kV sont fournies par des châssis CAEN. De plus, usuellement, les BGO sont protégés de la mesure directe d'un  $\gamma$  provenant directement de la source par une pièce de tungstène placée sur le nez du détecteur. Dans le cadre de notre expérience, comme le spectromètre devait être utilisé comme un calorimètre, ces pièces ont été retirées.

### 2.3.2 Description détaillée de la géométrie du spectromètre $\nu$ -Ball

Dans sa géométrie de référence, le spectromètre  $\nu$ -Ball est composé des détecteurs suivants (les rayons correspondent à la position nez du détecteur) :

- Un anneau de 10 HPGe coaxiaux placés à un angle de  $133,5^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau, à un rayon de 18,5 cm et pointant vers le centre de la sphère. Ils sont chacun insérés à l'intérieur d'une enceinte BGO dont le nez est placé à un rayon de

16,1 cm du centre de la sphère.

- Deux anneaux de 12 HPGe clovers, chacun placés à des angles de  $104,5^\circ$  et  $75,5^\circ$ , à un rayon de 20,8 cm et pointant vers le centre de la sphère. Ils sont chacun insérés à l'intérieur d'une enceinte BGO dont le nez est placé à un rayon de 17,3 cm.
- Un anneau de 10 scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  cylindriques placés à un angle de  $23,5^\circ$ , à un rayon de 16,8 cm et pointant vers le centre de la sphère
- Un anneau de 10 scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  coniques placés à un angle de  $46,0^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau, à un rayon de 11,0 cm et parallèles à ceux de l'autre anneau de  $\text{LaBr}_3$ .

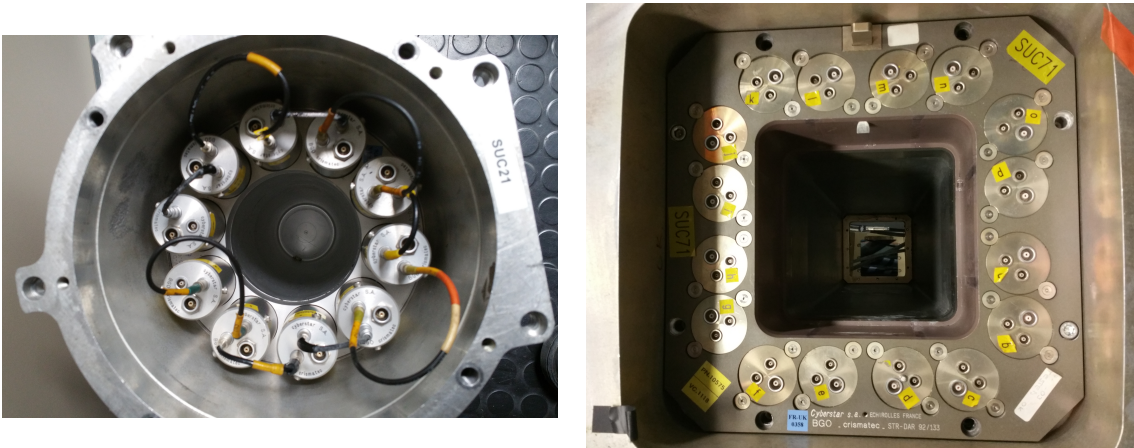


FIGURE 2.10 – Photographies des deux types d'enceintes anti-Compton utilisées sur  $\nu$ -Ball. Celle de gauche est utilisée pour les HPGe coaxiaux et celle de droite pour les HPGe clover.

Un dessin technique du spectromètre, représentant cette géométrie de référence est présenté sur la figure 2.12, et une photographie du spectromètre sur le lieu d'expérience est visible sur la figure 2.11. Sur cette dernière, on peut voir en plus les tuyaux servant au remplissage en azote liquide des HPGe, dans leur enveloppe isolante noire, et reliés à deux ensembles d'électrovannes, à gauche et à droite de la photo, pour permettre l'automatisation des séquences de remplissage en azote liquide.

Chaque détecteur est associé à un numéro servant à l'identifier dans les données. Dans la suite, on appellera cet entier le « label ». Les HPGe coaxiaux et leur BGO portent les labels inférieurs à 20 : un nombre impair correspond au BGO et le nombre pair suivant correspond au HPGe. De 23 à 166, se trouvent les 144 labels utilisés pour les clovers et leur BGO. Six labels sont nécessaires pour chaque couple : les deux premiers pour le BGO,

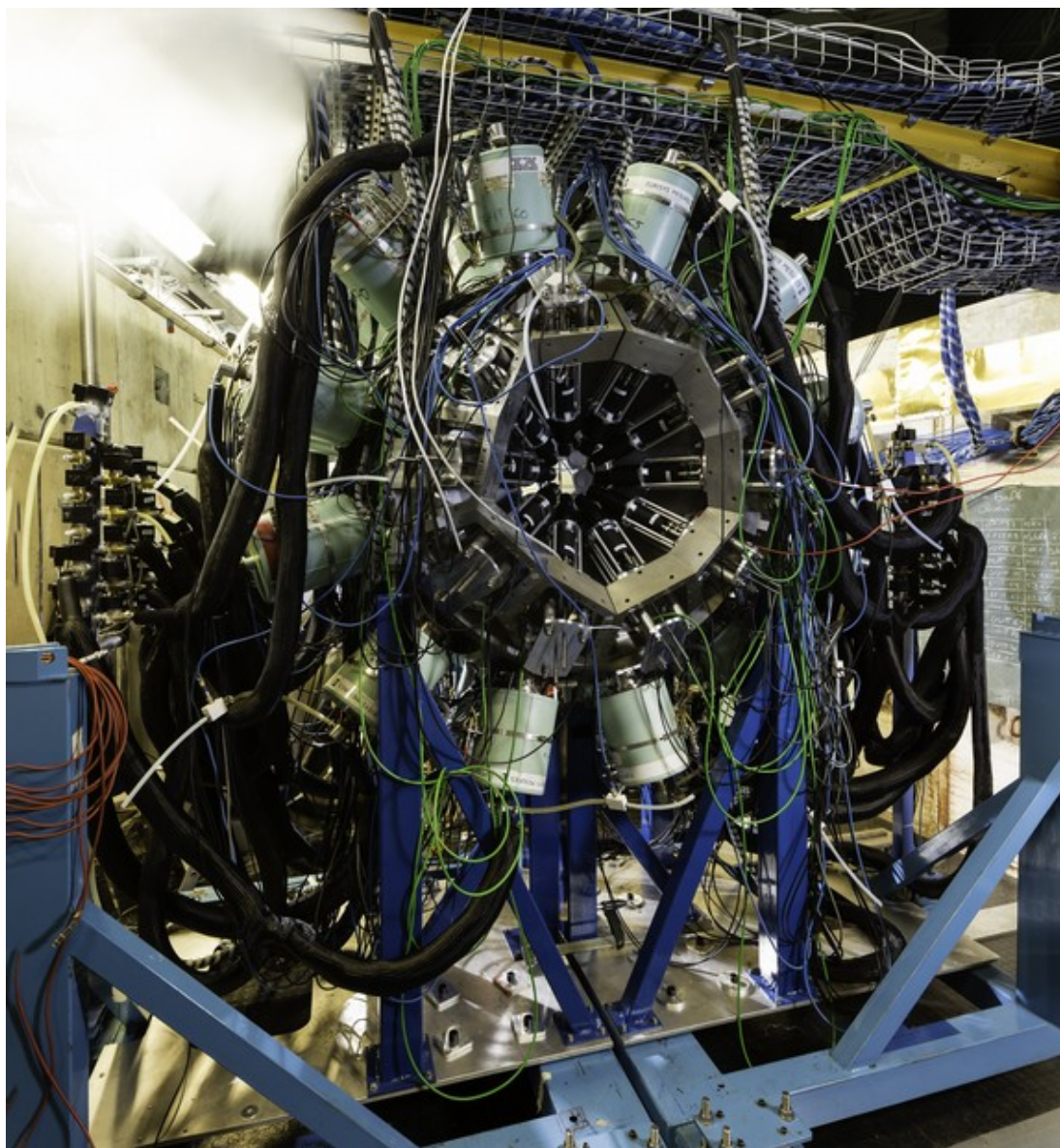


FIGURE 2.11 – Photographie du spectromètre  $\nu$ -Ball. Les détecteurs au premier plan sont les  $\text{LaBr}_3$ , et les cylindres verts sont les réservoirs d'azote liquide des HPGe clovers. La fumée blanche en haut à gauche vient du remplissage d'un des détecteurs.



et les quatre suivants pour les quatre cristaux des clovers (par exemple, 23 et 24 pour un BGO, puis 25, 26, 27 et 28 pour le clover). Enfin, de 200 à 219, nous avons les 20 labels utilisés pour les  $\text{LaBr}_3$ . Les  $\text{LaBr}_3$  cylindriques portent les labels de 200 à 209, et les coniques de 210 à 219.

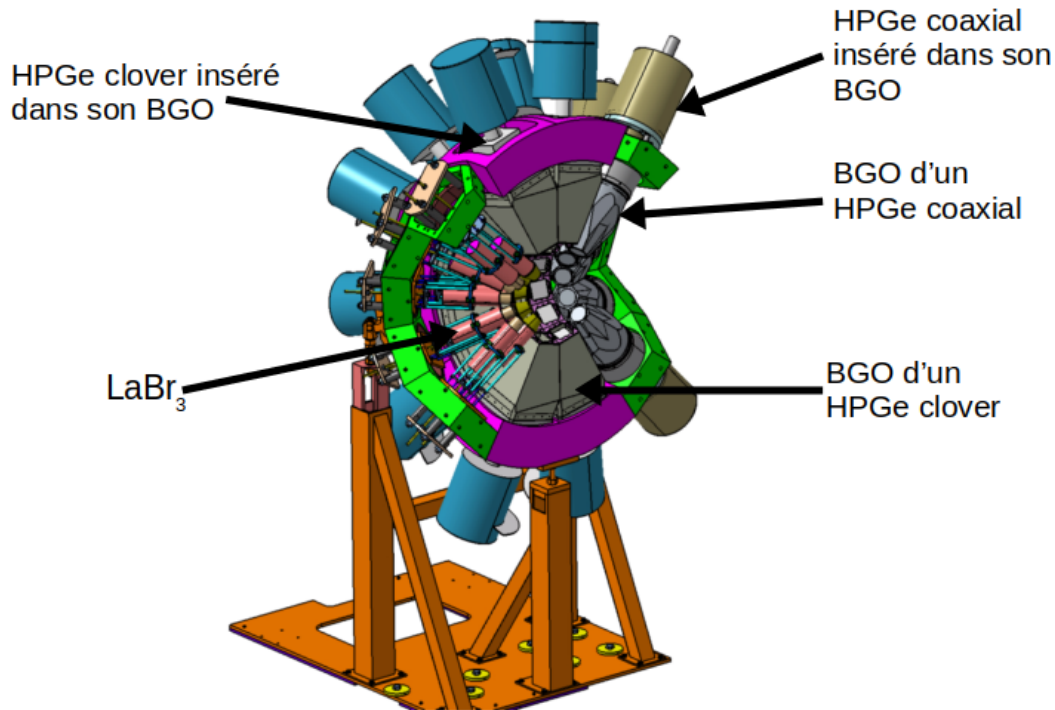


FIGURE 2.12 – Dessin technique d'un hémisphère du spectromètre  $\nu$ -Ball fourni par le pôle ingénierie d'IJCLab.

L'ensemble des composants de  $\nu$ -Ball est fixé sur une structure métallique en acier, montée sur rails, et pouvant être séparée en deux hémisphères de part et d'autre de l'axe du faisceau. Les alvéoles dans lesquelles sont insérés les clovers proviennent du GAM-MAPOOL, tandis que celles des détecteurs coaxiaux et des  $\text{LaBr}_3$  étaient celles utilisées par le spectromètre ORGAM. Une mécanique spécifique a été utilisée pour pouvoir fixer deux  $\text{LaBr}_3$  dans chaque alvéole. Dans la suite, on dira que chaque alvéole contient un « module » de détection.

Pour permettre le couplage avec la source LICORNE, de légers changements doivent être effectués. D'une part, un des HPGe coaxial doit être retiré à cause de contraintes mécaniques liées à la source. En effet, le mécanisme permettant d'insérer un quartz percé dans la chambre LICORNE pour permettre l'alignement du faisceau chevauche la position

de ce détecteur. D'autre part, en fonction de l'énergie des neutrons produits, et donc de l'ouverture du cône du faisceau, les  $\text{LaBr}_3$  doivent être reculés de quelques centimètres pour éviter toutes irradiations directes par le faisceau provenant de LICORNE. Dans la sous-section suivante, nous allons présenter le système d'acquisition numérique FASTER auquel tous les signaux issus des différents détecteurs sont directement envoyés.

### 2.3.3 Le système d'acquisition FASTER

FASTER (Fast Acquisition SysTem for nuclEar Research) est un système d'acquisition numérique développé par le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen [36]. Le grand avantage de FASTER est sa versatilité. Ainsi, il permet de mélanger tout type de détecteurs au sein de la même acquisition dans un système « tout-intégré » (il suffit en principe d'un châssis FASTER et d'un ordinateur d'acquisition pour réaliser une expérience). Il se présente comme un ensemble de cartes mères possédant des puces programmables de type FPGA (Field-Programmable Gate Array) communiquant au travers d'un boîtier  $\mu$ TCA (micro Telecommunications Computing Architecture). Chaque carte mère porte deux cartes filles qui peuvent être de deux types :

- CARAS : elles comportent un numériseur 12 bits à 500 Mégaéchantillons par seconde (Msp/s) pour discrétiser le signal arrivant du préamplificateur. La gamme du numériseur est de 2,4V et le réglage de l'offset, pour adapter la gamme d'entrée, est laissé libre à l'utilisateur. Il se règle entre -2,4 et 0 V, rendant possible la mesure de signaux d'amplitude comprise en -2,4 et 2,4 V. Le signal est analysé par un algorithme reproduisant les opérations de traitement analogique d'un signal comme l'amplification ou encore la discrimination à fraction constante (CFD). Pour la mesure, des algorithmes reproduisant les opérations d'un ADC (Analog-to-Digital Converter) ou d'un QDC (Charge-to-Digital Converter) sont disponibles. L'association de la haute fréquence d'échantillonnage, permettant de numériser le plus fidèlement le signal, et du CFD de l'algorithme QDC permet d'obtenir les meilleures résolutions en temps. C'est ce couplage qui a été utilisé pour traiter les signaux des scintillateurs  $\text{LaBr}_3$ , bien qu'il ne permette pas de tirer le meilleur des  $\text{LaBr}_3$  coniques dont le temps de montée du signal est d'environ 2 ns, équivalent à la durée entre deux points de l'échantillonnage. Pour les BGO, un algorithme ADC nommé CR-RC4 a permis d'obtenir les meilleurs résultats pour la réjection Compton.
- MOSAHR : elles comportent un numériseur 14 bits à 125 Msp/s, permettant d'atteindre de meilleure précision en énergie. La gamme du numériseur peut-être définie

par l'utilisateur sur  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 5$  ou  $\pm 10$  V. Les détecteurs HPGe ont été connectés à ce type de carte et les signaux ont été analysés par un algorithme ADC utilisant un filtre trapézoïdal, permettant d'obtenir les meilleures résolutions en énergie.

Toutes les cartes sont synchronisées entre elles grâce à une horloge commune, permettant un tri des entrées en temps. Les temps des mesures sont relatifs à cette horloge. Ils sont codés en nanosecondes sur 49 bits non signés, permettant d'atteindre une valeur maximale de  $2^{49} \times 10^{-9}$  s, soit 562949 secondes environ. Une fois cette valeur atteinte (après environ 6 jours et demi), elle doit être remise à zéro.

FASTER permet à l'utilisateur de définir une condition de déclenchement (« trigger ») de type booléen (la voie N a mesuré un signal), de type multiplicité (N voies ont détecté un signal) ou les deux. Cependant, une caractéristique importante de ce système d'acquisition est la possibilité d'effectuer des mesures sans trigger. Ainsi, chaque voie possède sa propre condition, définie par un CFD, ou un seuil, pour permettre l'écriture des données sur disque. L'avantage principal est de pouvoir ajuster les conditions de sélection hors-ligne en fonction du phénomène physique que l'on souhaite observer. La contrepartie est que la quantité de données enregistrées sur disque est grande (près de 120 To pour la durée de la campagne  $\nu$ -Ball). Enfin, FASTER peut supporter des taux de comptage élevés, de l'ordre de  $10^5$  coups par seconde par voie, sans temps mort (hormis celui nécessaire au traitement du signal par le module).

Les signaux des 184 préamplificateurs sont envoyés directement dans les 34 cartes mères de l'acquisition FASTER, réparties dans 4 boîtiers  $\mu$ TCA. Les observables telles que l'énergie ou le temps sont calculées à partir des traces. Chaque carte envoie ensuite ses données à travers le réseau local (max. 110 Mo/s) jusqu'à un serveur de stockage de grande capacité (98 To) où elles sont écrites (un fichier par carte par 30 secondes). Des programmes, fournis avec le système d'acquisition, permettent de fusionner les fichiers provenant des différentes cartes en triant les entrées en temps, pour n'avoir au final qu'un seul fichier pour tous les détecteurs, et par 30 secondes.

La chaîne d'acquisition est ainsi complète. Les  $\gamma$  émis par les noyaux produits sont détectés dans les différents détecteurs composant  $\nu$ -Ball. Les signaux sont directement envoyés au système d'acquisition FASTER chargé de déterminer le temps de détection, le label du détecteur et l'amplitude ou la charge du signal, liées à l'énergie. Ces informations peuvent alors être écrites et analysées par l'utilisateur. Les caractéristiques du spectromètre couplé à l'acquisition FASTER vont être détaillées ci-dessous.

### 2.3.4 Performances du spectromètre $\nu$ -Ball

Les résolutions en temps et en énergie, l'efficacité de détection, l'efficacité des algorithmes d'add-back et de réjection Compton, ou encore l'impact de la présence de la cible massive sont autant de caractéristiques qu'il est important de prendre en compte pour prédire la sensibilité de  $\nu$ -Ball. Un certain nombre d'entre-elles peuvent être évaluées à partir de simulations Monte-Carlo. Ainsi, j'ai réalisé, à l'aide de la boîte à outils GEANT4, une simulation complète du spectromètre. Le principe de fonctionnement de GEANT4 et les simulations réalisables sont présentés dans un premier temps. Puis, un ensemble de caractéristiques de  $\nu$ -Ball, mesurées expérimentalement, ou évaluées grâce à la simulation, ou les deux, sont détaillées.

#### a/ Simulations Monte-Carlo à l'aide de GEANT4

La boîte à outils GEANT4 [37–39] est un ensemble de classes et de méthodes, codées en C++, permettant la simulation de l'interaction de particules dans la matière. Ses applications vont de la physique des particules à haute énergie jusqu'à des applications médicales, en passant par la physique nucléaire ou encore la physique des accélérateurs. Elle est basée sur l'utilisation des méthodes de Monte-Carlo, qui simulent ici des phénomènes physiques en utilisant un échantillonnage statistique avec des tirages de nombres aléatoires.

Trois briques élémentaires sont indispensables pour construire une simulation GEANT4 :

- La géométrie de l'expérience, comprenant la génération des volumes physiques, leur placement, et la définition des matériaux les composants.
- La génération des particules, qu'il s'agisse de particules « élémentaires » (protons, neutrons, électrons...), ou de particules composées comme des ions. Les caractéristiques qui leur sont attribuées dépendent de l'élément généré ; énergie et impulsion pour une simple particule ; moment angulaire et énergie d'excitation pour un ion, par exemple.
- La physique des interactions, qui lie les deux aspects précédents. L'utilisateur est libre de définir les processus physiques par lesquels les particules peuvent interagir dans la matière. Des listes de processus physiques prédéfinies sont disponibles, pour reproduire les processus hadroniques, électromagnétiques, ou encore optiques, à toutes les énergies.

Le déroulé d'une simulation peut être suivi à plusieurs échelles de précision. La plus petite unité de simulation est représentée par la classe G4Step. Il s'agit d'un point initial,



d'un point final, et des informations sur les variations de l'état de la particule (énergie perdue, temps de trajet, processus d'interaction s'il y en a un, ...) ayant lieu entre ces points. Les points (`G4StepPoint`) contiennent également des informations sur le volume dans lequel se trouve la particule. C'est au début d'une `G4Step` qu'est tiré aléatoirement quel processus d'interaction a lieu. S'il n'y a pas d'interaction, la particule effectue un simple déplacement.

Toutes ces `G4Steps` sont regroupées au sein d'un événement (`G4Event`). C'est au début du `G4Event` que les particules sont générées, elles sont ensuite traquées jusqu'à leur disparition. Si un processus d'interaction génère de nouvelles particules, elles sont ajoutées à la liste et seront générées et traquées à leur tour. L'évènement prend fin quand toutes les particules de la liste ont été traitées. La classe `G4Event` contient également les informations d'intérêt qui ont eu lieu au cours de l'évènement comme par exemple la liste des particules générées, ou encore la liste des interactions ayant eu lieu. Enfin, l'ensemble des évènements est regroupé dans la plus grande unité de simulation qui est le run (`G4Run`). Il se charge de gérer la géométrie et les processus physiques et de transmettre ces informations aux évènements. C'est enfin lui qui se charge de sauvegarder et d'écrire sur disque les fichiers en sortie.

Pour ce qui est de la sortie, elle peut prendre plusieurs formes. L'environnement GEANT4 propose une interface graphique utilisateur (Qt) permettant la visualisation et le contrôle de la simulation. Ainsi, les volumes physiques, les trajectoires des particules, ou encore les points d'interactions peuvent être visualisés en temps réel au cours de la simulation. D'autre part, GEANT4 permet également de stocker un certain nombre d'informations et de les écrire dans des fichiers en sortie. Ces informations peuvent être définies à chaque échelle de simulation (énergie déposée au cours du run, ou au cours d'un évènement en particulier, par exemple). Il est également possible de conditionner cette information, par exemple pour n'avoir les contributions que d'un certain type de particules. Enfin, de nombreuses méthodes provenant de l'environnement ROOT sont également intégrées, permettant de générer des fichiers de sortie dans ce format. Ainsi, le résultat d'une simulation peut prendre la forme d'un arbre ROOT où sont stockées toutes les informations que l'on souhaite conserver, permettant leur analyse par des méthodes propre à ce logiciel.

La géométrie de tous les détecteurs utilisés a été implémentée dans GEANT4. La figure 2.13 montre une représentation du spectromètre, tel qu'il est défini dans la simulation, à l'aide des outils de visualisation de GEANT4. La position et la rotation de chacun d'eux ont été définies à partir de la CAO de la géométrie de référence présentée sur la figure

2.12. Plus de détails sur ces simulations sont donnés en annexe B.

Dans le cadre de  $\nu$ -Ball ces simulations ont surtout permis d'évaluer l'efficacité de détection du spectromètre dans les différentes configurations possibles. Elles ont également permis de concevoir et de tester les algorithmes d'add-back et de réjection Compton dans des cas optimaux (source ponctuelle mono-énergétique), et dans des cas réalistes (avec des vraies sources d'émission  $\gamma$  comme le  $^{152}\text{Eu}$ ). Enfin, mais *a posteriori*, il a été possible de créer une source simulant de manière réaliste le processus de fission du  $^{232}\text{Th}$ , et de l'intégrer à la simulation pour comparer les observables simulées (énergie totale par évènement, multiplicité  $\gamma$  mesurée ...) à celles de l'expérience.

### b/ Mesure des résolutions en énergie et en temps

La résolution en énergie est mesurée séparément pour les HPGe et les LaBr<sub>3</sub> (on ne s'intéressera pas à évaluer celle des BGO). Elle est déterminée en mesurant la largeur à mi-hauteur des pics photoélectriques sur le spectre somme de tous les détecteurs. En pratique, quand cela est possible, les pics photoélectriques sont ajustés à l'aide d'une courbe gaussienne plus un polynôme permettant de reproduire le fond sous le pic. La largeur à mi-hauteur vaut alors  $2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ , avec  $\sigma$  l'écart-type de la gaussienne. Pour les détecteurs HPGe, dont la résolution en énergie est le principal intérêt, on constate, sur la figure 2.14 que la résolution se dégrade lorsqu'ils sont soumis à un fort taux de comptage, supérieur à 10 kHz (courbe rouge).

Une explication possible de cet effet est que la fréquence des évènements devient trop grande par rapport à la constante de mise en forme du signal lors de son analyse, causant des chevauchements entre signaux qui induisent cette dégradation de la résolution.

Par ailleurs, il a été observé que la résolution des détecteurs s'est globalement altérée au cours du temps. La raison peut venir des dégâts causés aux détecteurs par les neutrons. En effet, ces derniers vont dégrader la structure cristalline du matériau en y interagissant par collision. Ces défauts vont alors créer des pièges où les électrons se retrouvent bloqués. Plus la structure est abîmée, plus le nombre d'électrons piégés et ne contribuant donc pas au signal est grand. En conséquence, l'énergie mesurée aura tendance à être plus faible, produisant une queue à basse énergie sur les pics gaussiens et les rendant asymétriques, comme on peut le voir sur la courbe noire de la figure 2.15. Il est possible de poser un diagnostic sur les dégâts dus aux neutrons en quantifiant l'écart de la largeur à un dixième de hauteur (FWTM : « Full Width at Tenth of the Maximum ») par rapport à celui attendu pour un pic gaussien.

Nous avons mesuré un élargissement des pics photoélectriques d'environ 5 % pour

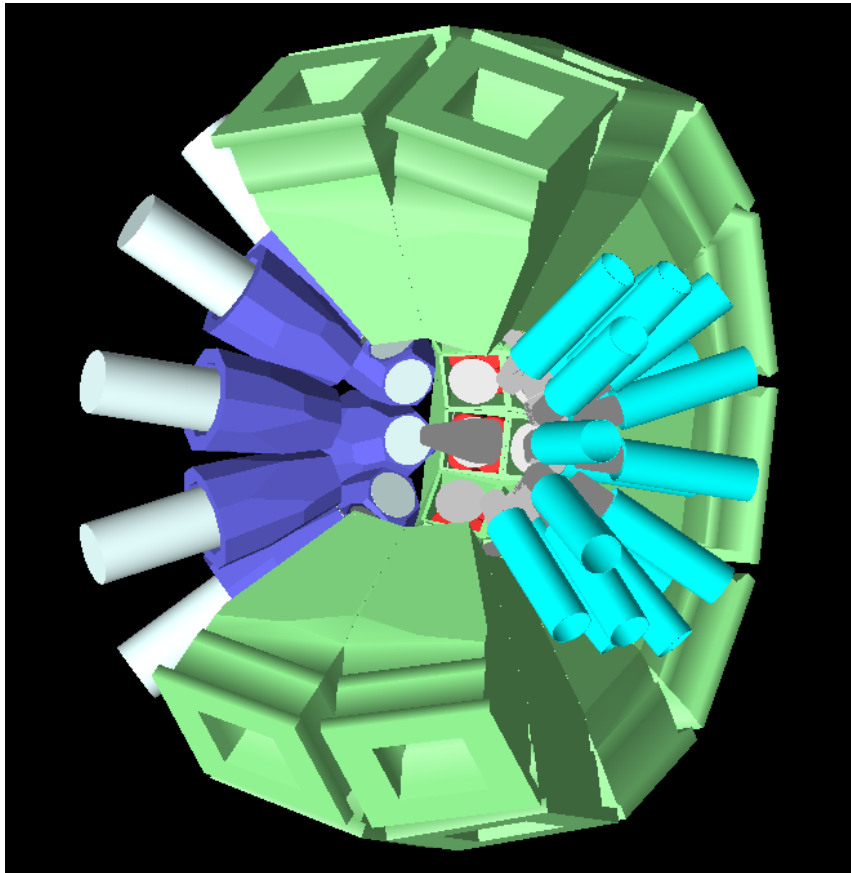


FIGURE 2.13 – Représentation du spectromètre  $\nu$ -Ball avec les outils de visualisation de GEANT4. Les HPGe coaxiaux et leur BGO sont visibles à gauche. Au centre se trouvent les BGO des clovers. Ces derniers ne sont pas visibles car ils sont placés à l'intérieur des BGO. Enfin, à droite, en gris et cyan se trouvent les scintillateurs  $\text{LaBr}_3$ . Certains détecteurs ont été retirés de la simulation pour permettre une meilleure visualisation de la géométrie.

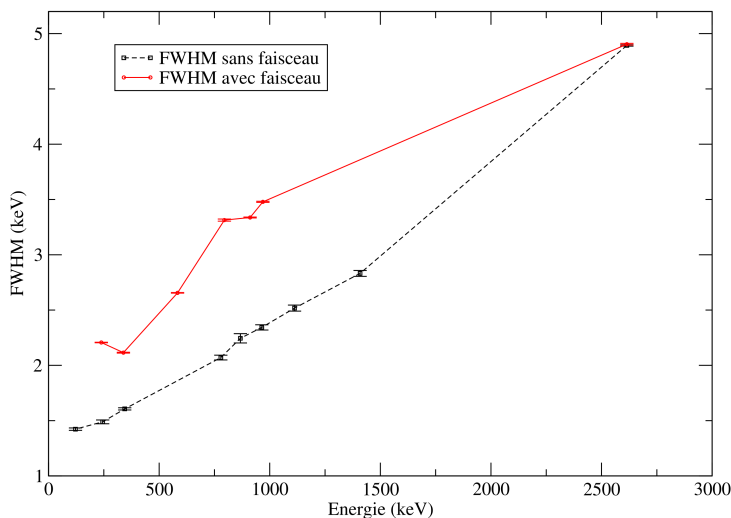


FIGURE 2.14 – Résolution des détecteurs HPGe de  $\nu$ -Ball. La largeur à mi-hauteur est donnée sur l’axe des ordonnées et l’énergie correspondante est donnée sur l’axe des abscisses. Les valeurs mesurées sans faisceau ont été obtenues à l’aide d’une source de  $^{152}\text{Eu}$  et du  $\gamma$  de 2,6 MeV de l’activité intrinsèque de la source (taux de comptage de l’ordre de 1 kHz). Les points mesurés avec faisceau viennent exclusivement de l’activité intrinsèque de la cible (taux de comptage de l’ordre de 10 kHz).

les HPGe coaxiaux, et environ 15 % pour les clovers à 1,4 MeV après trois semaines d’irradiation par des neutrons issus de la fission. Les valeurs finales de largeur à mi-hauteur étaient d’environ 3,4 keV à 1,4 MeV. Ces dommages sont heureusement réversibles grâce à des méthodes de recuit du cristal. Ainsi, nos collègues de l’Université de Jyväskylä nous ont annoncé des largeurs à mi-hauteur de 2,57 keV à 1332 keV après recuit pour ces mêmes détecteurs après qu’ils leur aient été restitués.

Pour effectuer la mesure de la résolution en temps, nous utilisons une source de  $^{60}\text{Co}$ , émettant deux  $\gamma$  simultanément (aux échelles de temps qui nous sont accessibles). En effet, les états excités du  $^{60}\text{Ni}$  émettant les deux  $\gamma$  de 1173,2 et 1332,5 keV ont des temps de vie respectifs de 3,3 ps et 0,9 ps, bien inférieurs aux résolutions attendues pour nos détecteurs. Nous avons ainsi mesuré des largeurs à mi-hauteur des pics de coïncidence de l’ordre de 8 ns pour les HPGe clovers, 13 ns pour les HPGe coaxiaux, 9 ns pour les BGO, et 1,2 ns pour les  $\text{LaBr}_3$  (voir figure 2.16). Ces valeurs ont ensuite pu être ajoutées dans GEANT4

pour rendre la simulation plus réaliste.

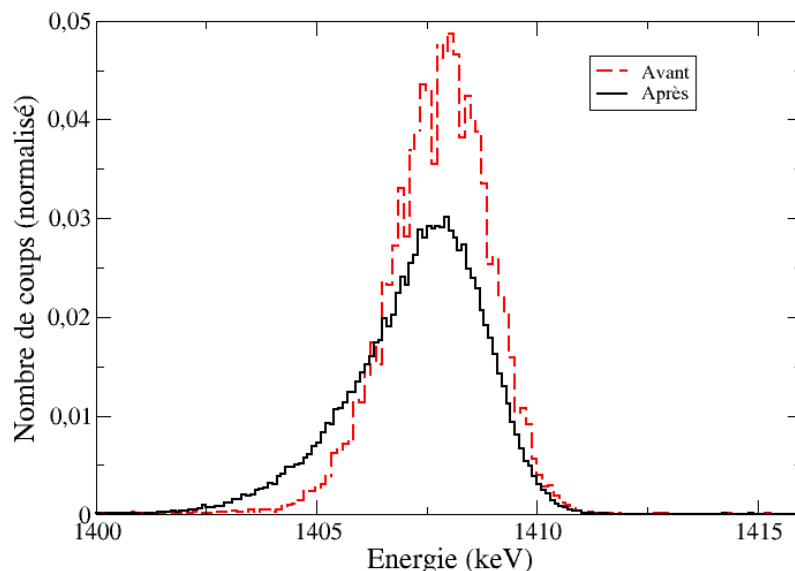


FIGURE 2.15 – Histogramme représentant l’énergie mesurée dans un détecteur HPGe clover avant et après une exposition de trois semaines à des neutrons issus de la fission. Les données ont été normalisées aux nombres d’entrées dans la fenêtre [1400, 1416] keV. Le pic provient du  $\gamma$  à 1408 keV émis par une source de  $^{152}\text{Eu}$ . On voit l’apparition d’une asymétrie à basse énergie sur la gaussienne après l’exposition aux neutrons.

### c/ Mesure de l’efficacité

L’efficacité de détection correspond au rapport entre le nombre de particules détectées et la quantité qui a été émise. On s’intéresse aux événements où les  $\gamma$  ont déposé toute leur énergie dans le milieu. Cela inclut principalement les interactions par effet photoélectrique, mais également les multidiffusions Compton qui conduisent à un dépôt total de l’énergie. On définit l’efficacité de dépôt total d’énergie (ou efficacité « photo-peak »  $\epsilon_{\text{photo-peak}}$ ) comme le rapport entre le nombre de  $\gamma$  détectés qui ont déposé toute leur énergie et le nombre de  $\gamma$  qui ont été émis par la source. Lorsqu’elle est mesurée à partir d’une source ponctuelle, elle peut être décomposée en deux termes : l’efficacité géométrique et l’efficacité

intrinsèque du détecteur.

$$\epsilon_{\text{photo-peak}}(E_\gamma) = \epsilon_{\text{géométrique}} \times \epsilon_{\text{intrinsèque}}(E_\gamma) \quad (2.1)$$

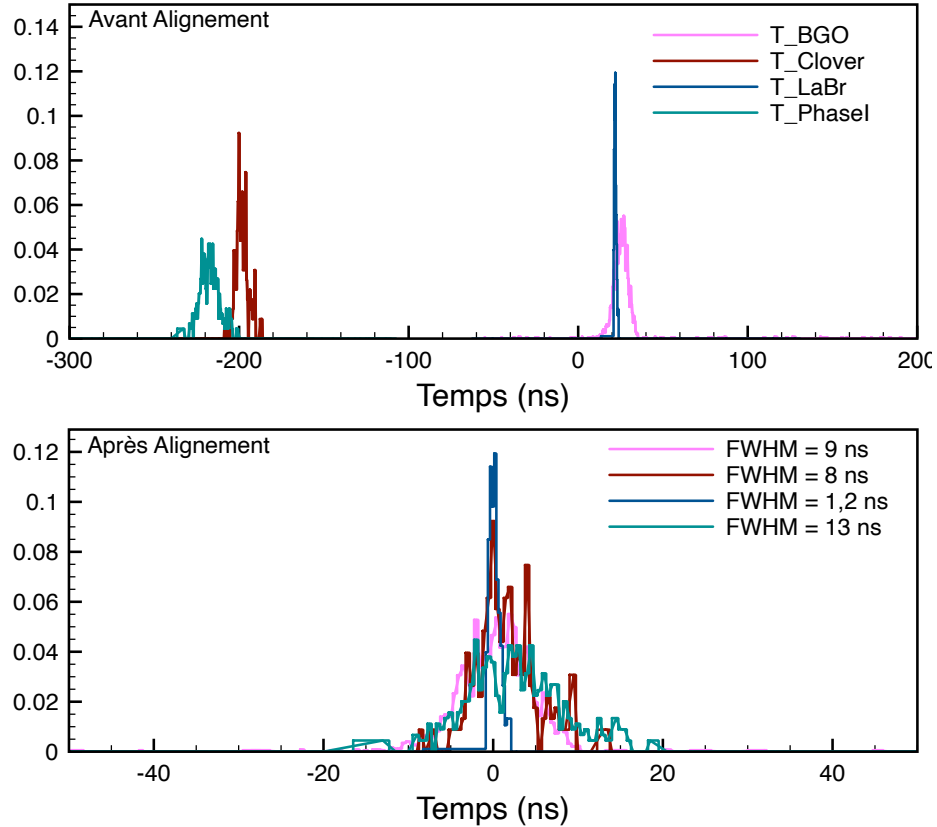


FIGURE 2.16 – Le graphique du haut présente les distributions des différences en temps entre un détecteur et le  $\text{LaBr}_3$  de référence pour tous les types de détecteurs, avant que la procédure d’alignement ne soit appliquée. En bas, il s’agit des mêmes distributions après que l’alignement soit fait. On constate alors qu’elles sont toutes centrées sur 0.

Le premier représente la probabilité qu’un  $\gamma$  émis par la source atteigne le volume actif du détecteur. Plus l’angle solide couvert par le détecteur  $\Omega_{\text{det}}$  est grand, plus l’efficacité géométrique est grande.

$$\epsilon_{\text{géométrique}} = \frac{\Omega_{\text{det}}}{4\pi} \quad (2.2)$$

Le second terme représente la probabilité qu’un  $\gamma$  dans le détecteur y interagisse en déposant toute son énergie. Elle dépend de la taille du volume sensible du détecteur (plus ce dernier est grand, plus la probabilité d’avoir une interaction est grande) et du type de matériau (voir figure 2.6).

La détermination de l'efficacité photo-peak s'avère plus complexe lorsque la source n'est pas ponctuelle mais volumique et massive. D'une part, l'efficacité géométrique devient la moyenne de l'efficacité de tous les points composant le volume de la source (dans le cas où la source est homogène) :

$$\epsilon_{\text{géométrique}}^V = \frac{1}{V} \iiint_V \epsilon_{\text{géométrique}}(x, y, z) d^3V \quad (2.3)$$

Si la répartition des noyaux émetteurs n'est pas homogène dans le volume de la source, il faut alors ajouter un terme  $f_{\text{densité}}(x, y, z)$  qui prend en compte la densité de noyaux émetteurs en fonction de la position.

$$\epsilon_{\text{géométrique}}^V = \frac{1}{V} \iiint_V \epsilon_{\text{géométrique}}(x, y, z) \times f_{\text{densité}}(x, y, z) d^3V \quad (2.4)$$

D'autre part, les  $\gamma$  émis depuis le volume de la source peuvent y interagir avant d'en sortir. On dit alors qu'ils sont auto-absorbés par la source. Ce phénomène est principalement observé à basse énergie et est dépendant de la structure de la source massive (géométrie, composition, densité, ...). Un paramètre d'atténuation  $f_{\text{auto-absorption}}(E_\gamma)$  doit alors être ajouté à la formule de calcul de l'efficacité :

$$\epsilon_{\text{photo-peak}}^V(E_\gamma) = \epsilon_{\text{géométrique}}^V \times f_{\text{auto-absorption}}(E_\gamma) \times \epsilon_{\text{intrinsèque}}(E_\gamma) \quad (2.5)$$

Le graphique du haut de la figure 2.17 présente les valeurs d'efficacité photo-peak simulées grâce à GEANT4 pour la configuration de référence de  $\nu$ -Ball, avec une source ponctuelle, pour les HPGe (sans et avec l'add-back des clovers, dont l'algorithme sera présenté en détail dans la section 3.1.4.b) et pour les LaBr<sub>3</sub>.

Le graphique du bas, quant-à-lui, présente les efficacités HPGe avec add-back mesurées expérimentalement dans la configuration utilisant LICORNE avec une source ponctuelle d'<sup>152</sup>Eu, et la cible massive de <sup>nat</sup>Th.

Dans ce dernier cas, on constate que l'auto-absorption par la cible devient dominante pour des  $\gamma$  d'énergie inférieure à 700 keV. De plus, l'efficacité est diminuée à cause du détecteur qui doit être retiré, ainsi que par le collimateur en métal qui protège la chambre de gaz de LICORNE, mais éclipe légèrement les HPGe coaxiaux. En plus de cela, au cours de l'expérience où ont été obtenues ces données, 7 voies de clovers sur 96 ne fonctionnaient pas, réduisant également l'efficacité.

Dans la dernière section de ce chapitre, nous allons discuter plus en détails des objectifs scientifiques généraux de la campagne et présenter brièvement les premiers résultats obtenus.

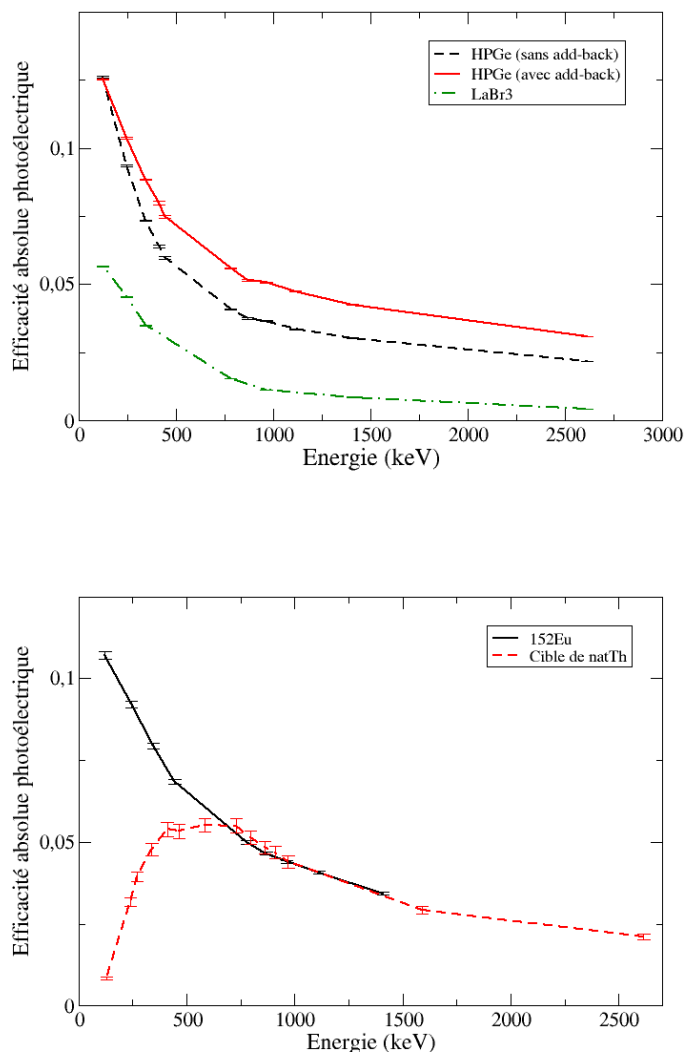


FIGURE 2.17 – En haut : efficacités simulées à partir de la simulation GEANT4 pour les HPGe avec et sans l’utilisation de l’algorithme d’add-back et pour les LaBr<sub>3</sub>. On remarque que l’algorithme d’add-back a un effet plus grand au dessus de 500 keV, là où l’effet Compton commence à être dominant. En bas : efficacités de détection photo-peak mesurées expérimentalement pour les détecteurs HPGe avec l’utilisation de l’algorithme d’add-back. La courbe continue noire a été obtenue à partir d’une source ponctuelle d’<sup>152</sup>Eu et la courbe rouge en tirets à partir de la cible de <sup>nat</sup>Th. On remarque qu’en dessous de 700 keV l’efficacité chute dans le cas de la cible de <sup>nat</sup>Th à cause du phénomène d’auto-absorption des  $\gamma$  par la cible.



## 2.4 La campagne expérimentale $\nu$ -Ball

Avant le démarrage de la campagne expérimentale, j'ai pu procéder aux tests préliminaires d'un certain nombre de détecteurs utilisés sur  $\nu$ -Ball. J'ai également pu aider lors du montage de la structure métallique du spectromètre. Ensuite, au cours de la campagne expérimentale, j'ai été un des responsables en charge du spectromètre pendant la période correspondant à mon stage de Master 2. J'ai ainsi participé activement à l'intégralité des expériences qui se sont déroulées à partir de mars 2018, jusqu'à la fin de la campagne en juin 2018. Les objectifs expérimentaux de la campagne  $\nu$ -Ball vont être brièvement présentés dans la sous-section suivante.

### 2.4.1 Objectifs expérimentaux

La campagne expérimentale s'est tenue à Orsay de novembre 2017 à juin 2018 [40]. Trois grands axes scientifiques étaient au cœur du projet :

- L'étude de la structure des noyaux riches en neutrons, loin de la stabilité.
- La compréhension du mécanisme de fission, et plus particulièrement le partage de l'énergie entre les fragments, et l'origine du moment angulaire.
- La mesure des moments magnétiques nucléaires à partir des temps de vie d'états isomériques, permise par l'aspect hybride du spectromètre.

Des expériences ont été focalisées sur d'autres sujets comme l'étude de l'interaction faible, ou encore l'étude des résonances dipolaires géantes. Des détails plus précis sur le déroulement de la campagne et les expériences vont être donnés dans les paragraphes qui suivent.

### 2.4.2 Déroulement de la campagne

Après la fin de sa construction, la mise en service de  $\nu$ -Ball s'est faite à l'aide d'une mesure utilisant une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$  de 3 kBq enfermée dans une chambre à ionisation à grille de Frisch. La chambre était placée au centre du spectromètre, et le système d'acquisition déclenché par le signal de la cathode. La fonction de réponse du spectromètre a pu être déterminée pour valider le cahier des charges du spectromètre.

Pour la suite, pas moins de huit expériences ont eu lieu au cours des huit mois de campagne, durant lesquels plus de 3200 heures de faisceau ont été distribuées. De nombreuses expériences visaient à mesurer des temps de demi-vie très courts en exploitant l'aspect hybride de  $\nu$ -Ball. Dans une première phase, les expériences ont utilisé  $\nu$ -Ball dans sa

géométrie de référence, et avaient pour objectif la spectroscopie des réactions induites par des ions lourds.

M. Rudigier, R. L. Canavan, et leurs collaborateurs ont produit les noyaux de  $^{164}\text{Dy}$  et  $^{166}\text{Dy}$  par réaction de transfert et mesuré le temps de demi-vie de leur premier état excité  $2^+$  (respectivement 2,35(6) et 2,3(2) ns) pour déterminer leur déformation quadrupolaire pour la première fois [41]. Les réactions de fusion-évaporation ont également permis le peuplement d'états excités du  $^{178}\text{W}$ . Ainsi, les temps de demi-vie des états  $11^-$  (247(44) ps) et  $12^+$  (275(65) ps) de ce noyau ont été mesurés pour la première fois [42]. Cette expérience a également démontré la capacité de  $\nu$ -Ball à permettre des mesures de « fast-timing ».

K. Gladnishki et ses collaborateurs ont produit le  $^{136}\text{Ce}$  dans le but de mesurer le temps de vie de l'état YRAST  $6^+$  car l'évolution des B(E2,  $6^+ \rightarrow 4^+$ ), dont la valeur est liée au temps de demi-vie, présente une anomalie pour le  $^{138}\text{Ce}$  et n'a pas de valeur connue pour le  $^{136}\text{Ce}$ .

G. Rainovski et ses collaborateurs ont effectué la mesure du temps de vie de l'état  $4^+$  dans le noyau de  $^{206}\text{Po}$  dans le but d'étudier la transition entre un régime de séniorité non collectif vers un régime collectif.

Enfin, S. Leoni et ses collaborateurs ont fait l'étude de la coexistence de formes pour des noyaux de la chaîne isotopique du nickel. La réaction de transfert  $^{60}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{62}\text{Ni}$  a permis la production du noyau de  $^{62}\text{Ni}$  pour étudier la population des différents états  $0^+$  correspondant à différentes formes du noyau. Ces résultats pourraient permettre, pour la première fois, de confirmer le lien entre la déformation apparaissant à hauts spins et l'apparition de coexistences de formes à spin 0 [43].

Une des expériences réalisées au cours de la campagne a nécessité un important changement de la géométrie du spectromètre. En effet, M. Kmiecik et ses collaborateurs ont cherché à mesurer des résonances dipolaires géantes dans le noyau de  $^{188}\text{Pt}$  produit par fusion-évaporation. Ces transitions très énergétiques (de l'ordre de la dizaine de MeV) ont nécessité de remplacer les vingt scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  par un ensemble de phoswitches PARIS. L'étude de cette décroissance permettrait de déterminer le lien entre la déformation du noyau chaud et les différentes déformations possibles dans le résidu final.

Enfin, sept semaines ont été consacrées à la spectroscopie des réactions induite par neutrons rapides. Le mécanisme de réaction principal était la fission. Ces expériences ont utilisé  $\nu$ -Ball dans sa configuration de couplage à la source de neutrons LICORNE.

Deux semaines furent utilisées par S. Oberstedt et ses collaborateurs pour la recherche d'un isomère de fission dans  $^{238}\text{U}$ . L'analyse, toujours en cours, est présentée dans la référence [44]. Les cinq semaines restantes furent dédiées à l'expérience nommée N-SI-109

qui visait à faire l'étude des fragments produits par la fission de l' $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$ . Il s'agit de l'expérience ayant fournis les résultats présentés dans cette thèse. Elle sera ainsi discutée en détail dans le chapitre suivant.

# 3

## De l'expérience à l'analyse des données

### Table des matières

---

<b>3.1</b>	<b>Traitement des données de l'expérience N-SI-109 . . . . .</b>	<b>52</b>
3.1.1	Présentation des conditions expérimentales et de la gestion des données au cours de l'expérience . . . . .	52
3.1.2	Calibration en énergie . . . . .	55
3.1.3	Alignement en temps . . . . .	61
3.1.4	Reconstruction des évènements de fission . . . . .	66
<b>3.2</b>	<b>Méthodes de reconstruction et d'analyse des coïncidences <math>\gamma</math> .</b>	<b>74</b>
3.2.1	Conversion des données vers le format GASPWare . . . . .	74
3.2.2	Création des matrices et des cubes : le programme GSORT . . .	75
3.2.3	Lecture des matrices et cubes avec le logiciel xtrackn . . . . .	77

---

Dans ce chapitre, nous allons aborder toutes les étapes qui ont permis de passer des données brutes, acquises au cours de l'expérience, à des données où les  $\gamma$  ont été regroupés en événements et sur lesquels des conditions ont été appliquées pour sélectionner la fission. Ensuite, les méthodes propres à l'analyse des données de spectroscopie  $\gamma$ , comme la création de matrices  $\gamma$ - $\gamma$ , seront détaillées.

## 3.1 Traitement des données de l'expérience N-SI-109

L'expérience N-SI-109 s'est déroulée pendant cinq semaines, durant lesquelles plus de 800 heures de temps de faisceau ont été dédiées à l'étude de la fission et à la spectroscopie des fragments produits. Deux semaines en février 2018 furent dédiées à la fission de  $^{238}\text{U}$  et trois semaines en avril 2018 pour la fission du  $^{232}\text{Th}$ . Seize sujets de recherche ont été proposés pour cette expérience. Certains portent sur le mécanisme de réaction en lui même et visent à étudier les taux de production des différents isotopes par la fission, ou encore, à étudier le mécanisme de génération du moment angulaire lors du processus de fission. Les nombreux autres sujets concernent l'évolution de la structure dans différentes régions de la carte des noyaux. On peut citer par exemple l'étude de la coexistence de formes autour de  $N = 60$  (4 propositions). Des études exploitent notamment l'aspect hybride du spectromètre pour les mesures de temps de vie, par exemple dans la région de masse lourde, autour du noyau doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$ . Enfin, la partie qui nous intéresse principalement dans cette thèse concerne la région autour du noyau doublement magique  $^{78}\text{Ni}$ . C'est une région riche en terme de physique, qui a intéressé de nombreuses équipes au sein de la collaboration. Plusieurs articles portant sur la spectroscopie  $\gamma$  de noyaux dans cette région, et dont les données proviennent de cette expérience, ont d'ores et déjà été publiés [45–47]. L'état de l'art de la connaissance sur l'évolution du gap associé au nombre magique  $N = 50$  dans la région a été détaillé dans le chapitre d'introduction.

Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux données provenant de la fission du  $^{232}\text{Th}$ . L'acquisition et la gestion des données pendant les trois semaines d'expérience vont maintenant être exposées.

### 3.1.1 Présentation des conditions expérimentales et de la gestion des données au cours de l'expérience

L'expérience visant à étudier les fragments issus de la fission du  $^{232}\text{Th}$  a démarré le 6 avril 2018, pour une durée de trois semaines. Le spectromètre  $\nu$ -Ball était dans la

configuration utilisant LICORNE. Pour rappel, dans cette configuration, un détecteur HPGe coaxial est retiré et les détecteurs LaBr<sub>3</sub> sont reculés d'une dizaine de centimètres. Par ailleurs, 7 voies de clover sur 96 ne fonctionnaient pas au début de l'expérience. Des problèmes techniques, notamment liés au système de remplissage automatique des réservoirs d'azote liquide des HPGe ont porté ce nombre à 13 en fin d'expérience.

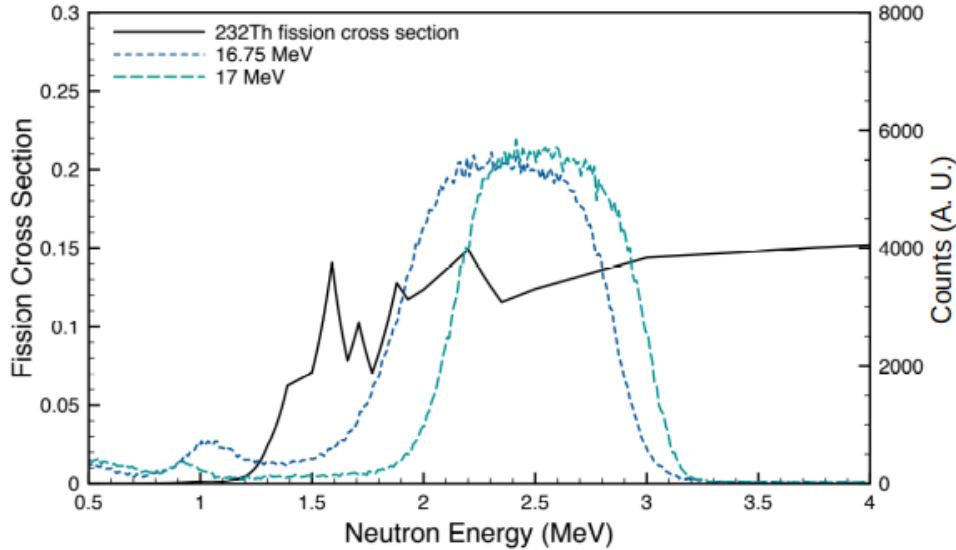


FIGURE 3.1 – La section efficace de fission du <sup>232</sup>Th sur l'axe des ordonnées de gauche en fonction de l'énergie des neutrons sur l'axe des abscisses est représenté par la ligne continue [48]. Les distributions en énergie des neutrons mesurées au début de l'expérience pour deux énergies du faisceau de <sup>7</sup>Li sont montrées par les lignes en tirets.

L'énergie du faisceau de <sup>7</sup>Li provenant du TANDEM est fixée à 16,75 MeV. On estime les pertes d'énergie du faisceau avant la réaction (dans la feuille de tantale, et dans le gaz) à environ 2 MeV. Le lithium interagit alors avec l'hydrogène avec une énergie d'environ 14,75 MeV et les neutrons produits ont une distribution en énergie centrée sur 2,4 MeV, et de largeur environ 0,8 MeV (voir figure 3.1). Cette énergie a été choisie comme un compromis entre maximiser la section efficace tout en restant proche du seuil de la réaction pour limiter l'évaporation des neutrons, et limiter l'ouverture du cône du faisceau de neutrons pour ne pas irradier directement les détecteurs.

Le taux de fission  $T_f$  en Hz peut se calculer à partir de la formule suivante :

$$T_f = \Phi \times d_{Th} \times \sigma \quad (3.1)$$

où  $\Phi$  est le nombre de neutrons entrant dans la cible par seconde,  $d_{Th}$  est la densité surfacique d'atomes de <sup>232</sup>Th dans la cible en cm<sup>-2</sup>, et  $\sigma$  la section efficace de fission

en  $\text{cm}^2$ . L'intensité du faisceau est de l'ordre de 100 nAe, ce qui correspond à un flux de neutrons de  $10^7 \text{ n.s}^{-1}$  dans la cible [26]. La densité surfacique de noyaux de  $^{232}\text{Th}$  est de  $2,043 \times 10^{22} \text{ atomes.cm}^{-2}$ . La section efficace de réaction est quant-à-elle de  $(0,125 \pm 0,025) \times 10^{-24} \text{ cm}^2$  sur la gamme en énergie des neutrons produits. On peut alors estimer un taux de fission  $T_f$  de  $(25 \pm 5) \text{ kHz}$ . Nous rappelons que l'activité intrinsèque de la cible de  $^{nat}\text{Th}$  est de 5.2 MBq, soit environ 200 fois supérieure au taux de fission. Il sera donc nécessaire d'apporter un soin particulier à la sélection de la fission pour supprimer un maximum de contaminations provenant des décroissances dans la cible.

Pendant les trois semaines d'expérience, le système d'acquisition fonctionnait en mode « triggerless ». Les taux de comptage moyens des détecteurs étaient de 10 kHz pour les HPGe, 15 kHz pour les LaBr<sub>3</sub> et 40 kHz pour les BGO. Ainsi, près de 80 To de données ont été stockés dans le format binaire de FASTER. Le code permettant de rassembler en un seul fichier les données écrites par chaque carte mère était utilisé en parallèle du déroulement de l'expérience. Les fichiers de chaque carte étaient tout de suite supprimés pour faire de la place aux données en cours d'acquisition sur le serveur de stockage.

Également en parallèle du déroulement de l'expérience, les données FASTER ont été converties au format ROOT. L'intérêt était double : d'une part, utiliser un format plus facile pour une analyse rapide des données (dite « near-line ») et d'autre part, bénéficier d'un facteur 3 de compression, inhérent au format, permettant un stockage sur le plus long terme. La capacité de pouvoir retracer rapidement les spectres en énergie et en temps permettait un diagnostic presque en direct du bon déroulement de l'expérience. J'ai optimisé le code permettant la conversion en y incluant des méthodes basées sur la parallélisation (« multi-threading » en anglais), qui permettent au code de tourner sur plusieurs cœurs simultanément. De plus, ce code peut désormais être utilisé pour n'importe quelle expérience employant FASTER sans avoir à le modifier : tous les paramètres peuvent être donnés à partir de fichiers externes. Plus de détails sont donnés dans l'annexe C. Après la conversion, les données prennent la forme d'un arbre ROOT contenant quatre branches : le label du détecteur touché, codé dans un entier non signé sur 8 bits, l'amplitude du signal pour un ADC, ou la charge pour un QDC, codé dans un entier non signé sur 32 bits, le temps auquel a été détecté le signal, codé dans un entier non signé sur 64 bits, et enfin, une information codée dans un booléen alertant de la possibilité d'un pile-up de deux signaux. La mesure du temps est relative au démarrage de l'horloge commune à tous les détecteurs et il était nécessaire de la redémarrer tous les 6 jours et demi. Si plusieurs portes d'intégration du signal sont utilisées pour les QDC, le code créé automatiquement des branches d'énergies supplémentaires dans l'arbre ROOT. Une fois la conversion terminée, les don-

nées brutes au format FASTER sont envoyées au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon pour stockage sur bande magnétique et supprimées de la machine locale pour faire de la place pour les acquisitions en cours.

Une fois les données générées au format ROOT, un traitement préliminaire est nécessaire. Il faut tout d'abord calibrer en énergie chacune des voies, puis, procéder à un alignement en temps par rapport à un détecteur de référence. Enfin, des techniques pour la reconstruction des événements, l'application des algorithmes d'add-back et de réjection Compton, et la sélection de la fission doivent être développées.

### 3.1.2 Calibration en énergie

La calibration en énergie consiste à associer une énergie à l'amplitude du signal codée par ADC ou à la charge d'un signal mesurée par QDC. Elle est cruciale pour les détecteurs HPGe dont le principal intérêt est leur précision de mesure de l'énergie ; importante pour les LaBr<sub>3</sub>, pour lesquelles des conditions en énergie seront appliquées ; et secondaire pour les BGO, qui servent principalement à la réjection Compton. Néanmoins, comme  $\nu$ -Ball peut fonctionner comme un calorimètre, la calibration en énergie doit être effectuée consciencieusement même pour ces derniers.

Pour les BGO, une calibration linéaire réalisée en utilisant les rayonnements  $\gamma$  des sources de <sup>137</sup>Cs, <sup>241</sup>Am, <sup>133</sup>Ba et <sup>60</sup>Co a été suffisante pour toute la durée de l'expérience. Les méthodes utilisées pour la calibration des HPGe et LaBr<sub>3</sub> vont être décrites plus en détails dans les paragraphes suivants. Dans un premier temps, la calibration automatique de tous les détecteurs à l'aide d'une source de <sup>152</sup>Eu et de l'activité intrinsèque de la cible de thorium sera détaillée. Dans un second temps, les méthodes pour le suivi des variations de gains de la chaîne de détection heure par heure seront présentées. Enfin, la correction des non-linéarités observées dans certains détecteurs sera évoquée.

#### a/ Calibration initiale des HPGe et LaBr<sub>3</sub>

La calibration initiale nécessitait de déterminer les paramètres de calibration pour chacune des 106 voies germanium et 20 voies LaBr<sub>3</sub>. Elle a été effectuée à partir des énergies des rayonnements  $\gamma$  issus d'une source ponctuelle d'<sup>152</sup>Eu ainsi que de l'activité intrinsèque de la cible de <sup>nat</sup>Th. Les énergies et les intensités des principales transitions sont résumées dans le tableau 3.1. Compte-tenu de la quantité de spectres à analyser, nous avons développé un algorithme pour effectuer la recherche automatique des pics au sein d'un spectre  $\gamma$ , l'attribution des énergies des transitions, et finalement le calcul des



paramètres de calibration à partir d'un ajustement de courbe (linéaire pour les HPGe et cubique pour les LaBr<sub>3</sub>).

Pour la recherche des pics, la méthode se base sur l'utilisation des dérivées première et seconde du spectre. La dérivée au bin  $i$  d'un histogramme définie comme étant :

$$y'_i = \frac{(y_{i+1} - y_{i-1})}{2\Delta_i}, \text{ avec } \Delta_i \text{ la largeur d'un bin.} \quad (3.2)$$

Le maximum d'un pic sur le spectre initial correspond à un passage à 0 de la dérivée première ( $y'_i \times y'_{i+1} < 0$ ) et une dérivée seconde négative et d'amplitude suffisamment grande ( $y''_i < t$  ou  $y''_{i+1} < t$ ) avec  $t$  un seuil prédéfini. Chaque fois que ces deux conditions sont vérifiées, le canal correspondant est stocké dans un tableau.

Le seuil  $t$  est réglé de sorte que le pic de plus haute énergie trouvé sur le spectre soit celui à 1408 keV dans la cas de l'<sup>152</sup>Eu, ou celui à 2614,5 keV pour le <sup>nat</sup>Th. Ce pic devient alors la référence pour l'identification de tous les autres. En effet, il est possible d'attribuer leur énergie aux pics correspondant effectivement à des transitions issues de la source utilisée par identification entre le rapport du canal du pic de référence et le canal du pic à identifier  $\frac{C_i}{C_{ref}}$  et le rapport des énergies théoriques des pics  $\frac{E_i}{E_{ref}}$  :

$$\frac{E_i}{E_{ref}} \equiv \frac{C_i}{C_{ref}} \pm \epsilon \quad (3.3)$$

La marge d'erreur  $\epsilon$  est incluse pour prendre en compte des effets non linéaires de la calibration.

Enfin, une fois qu'une énergie est attribuée à tous les pics identifiés dans l'étape 1, la courbe de calibration est calculée par ajustement. Nous avons choisi d'utiliser un polynôme d'ordre 1 pour les HPGe, et un polynôme d'ordre 3 pour les LaBr<sub>3</sub>.

Cette calibration est la base sur laquelle vont s'ajouter les paramètres qui suivent l'évolution du gain au cours du temps que nous allons voir ensuite.

Cependant, il est important de préciser que l'automatisation complète de la calibration présente quelques défauts. Notamment, il peut arriver que la position trouvée par l'algorithme soit légèrement différente de la vraie position du maximum du pic. Selon le « binning » de l'histogramme utilisé pour représenter l'amplitude ou la charge du signal, une erreur de quelques bins peut représenter une énergie de plusieurs dixièmes de keV. Ainsi, la calibration se fait sur des points légèrement erronés, pouvant induire une non linéarité dans la calibration sur laquelle nous reviendrons dans la suite.

Isotope	Énergie (keV)	Intensité absolue	
$^{137}\text{Cs}$	661,66	0,8510	
$^{133}\text{Ba}$	81	0,329	
	302,9	0,1834	
	356	0,6205	
$^{241}\text{Am}$	59,54	0,359	
$^{60}\text{Co}$	1173,24	0,9997	
	1332,50	0,9998	
$^{152}\text{Eu}$	121,78	0,2858	
	244,70	0,0758	
	344,28	0,2650	
	411,12	0,0223	
	443,96	0,0281	
	778,90	0,1242	
	867,38	0,0424	
	964,08	0,1460	
	1112,1	0,136	
1408,01	0,2100		
$^{nat}\text{Th}$	$^{228}\text{Ac}$	338,32	0,1127
		463,00	0,0440
		794,95	0,0425
		911,20	0,258
		968,97	0,158
		$^{212}\text{Bi}$	727,33
$^{212}\text{Pb}$	238,63	0,4330	
$^{212}\text{Po}/^{208}\text{Tl}$	510,77	0,08122	
	583,19	0,317	
	2614,51	0,3725	

TABLEAU 3.1 – Énergie et intensité des principaux rayonnements  $\gamma$  utilisés pour la calibration des détecteurs.

**b/ Suivi au cours du temps des paramètres de calibration**

Pour effectuer le suivi de la calibration au cours du temps, nous avons de nouveau utilisé l'activité intrinsèque de la cible, dominante même lorsque le faisceau était envoyé sur la cible. Pour chaque détecteur, un spectre, choisi temporellement au plus proche d'un run avec la source d'euporium, est utilisé comme référence. Les positions des pics les plus intenses (voir tableau 3.1) sont mesurées et stockées dans un fichier. Ensuite, un logiciel, nommé SOCO2, a pour objectif de calculer les paramètres pour aligner les pics d'un spectre quelconque avec les pics du spectre de référence. L'ordre du polynôme qui fait cet alignement peut être choisi par l'utilisateur, mais les tests ont convergé vers l'utilisation d'un polynôme de degré 1 pour tous les détecteurs. Ainsi, l'application de ces paramètres permet de corriger numériquement les variations de gain du détecteur de sorte que la calibration initiale précédemment mesurée lui soit applicable.

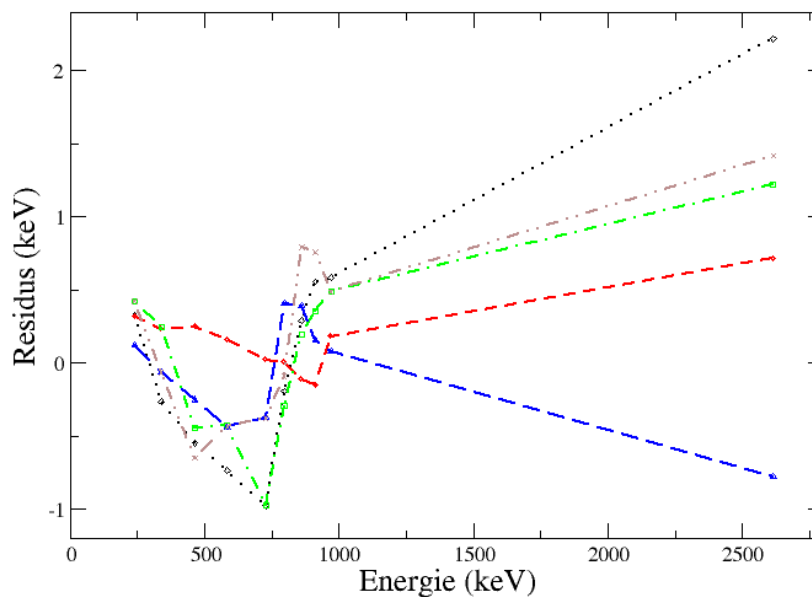


FIGURE 3.2 – Résidus après calibration pour cinq détecteurs HPGe au cours d'un run avec faisceau sur cible. On constate que les comportements varient fortement d'un détecteur à l'autre, notamment à haute énergie pour le point à 2,6 MeV.

Pour vérifier que la propagation de la calibration de run en run s'effectue correctement,

on peut tracer, pour chaque détecteur, la courbe représentant la différence entre l'énergie théorique et l'énergie obtenue après calibration. Quelques exemples sont présentés sur la figure 3.2. D'après sa documentation, le système d'acquisition FASTER peut induire des résidus de l'ordre de 0,4 keV pour des énergies de l'ordre du MeV. Nous constatons que les erreurs sur la calibration ne sont pas négligeables après cette étape, parfois de l'ordre de 1 keV. De plus, la figure 3.2 nous montre que la forme de la courbe représentative des résidus est amenée à varier grandement d'un détecteur à l'autre, rendant la définition d'une fonction globale pour permettre la correction compliquée. Dans l'optique de pouvoir additionner ensemble les histogrammes de tous les détecteurs, il était nécessaire de corriger au maximum cette dispersion.

### **c/ Origine et correction de la non linéarité**

La première fois que la non linéarité a été observée, nous n'avions pas d'explication quant-à son origine. Nous avons tout d'abord mis en cause le système d'acquisition et son traitement totalement numérique des signaux. Néanmoins, comme mentionné précédemment, les valeurs des résidus annoncées par les développeurs de FASTER sont plus faibles que ce que nous avons mesuré. Finalement, la meilleure explication est la mauvaise détermination de la position des pics par l'algorithme de recherche automatique. Les écarts de quelques dixièmes de keV ajoutés à la non-linéarité intrinsèque de FASTER peuvent expliquer les résidus mesurés précédemment.

Cependant, comme nous l'avons vu sur la figure 3.2, il ne semble pas possible de définir une fonction analytique simple permettant de reproduire l'allure des courbes des résidus. Ainsi, dans le but d'effectuer la correction, le choix s'est finalement porté sur l'utilisation d'une fonction spline.

Pour rappel, si l'on considère une série de données composée d'un nombre  $N$  de points de coordonnées  $(X_i, Y_i)$ , on appelle spline d'interpolation de degré  $n$  la fonction définie par morceaux dont les intervalles sont définis entre les points, et les fonctions sont des polynômes de degré  $n$  au maximum. Pour assurer la continuité de la spline, il faut que les trois conditions suivantes soit vérifiées :

- La continuité entre les intervalles, en s'assurant que les polynômes passent bien par les mêmes points.
- La continuité des dérivées, en s'assurant que les dérivées premières à gauche et à droite sont égales en chaque point joignant deux intervalles.
- La continuité de la courbure, en s'assurant que les dérivées secondes à gauche et à

droite sont égales en chaque point joignant deux intervalles.

La vérification de ces trois conditions mène aux splines cubiques (de degré 3) qui sont celles qui ont été utilisées pour reproduire les résidus des détecteurs.

Au sein de la librairie ROOT, il existe une classe représentant cette fonction mathématique (TSpline3). La spline cubique peut alors directement être ajustée en fournissant à la classe un tableau contenant les points  $(X_i, Y_i)$ . La classe TSpline3 contient une fonction `Double_t Eval(Double_t x)` qui renvoie directement la valeur interpolée entre les points sous la forme d'un `double`.

Ainsi, une spline cubique a été ajustée pour chaque détecteur et pour chaque run à partir de la mesure des résidus. La calibration des détecteurs peut ainsi être appliquée une dernière fois en ajoutant cette dernière correction, et prend la forme :

$$E = (f_{\text{calibration}} \circ f_{\text{alignement}})(C) + f_{\text{résidus}} \quad (3.4)$$

où  $f_{\text{calibration}}$  représente la calibration initiale, dépendant du détecteur,  $f_{\text{alignement}}$  représente la correction de l'évolution du gain, dépendant du détecteur et du run, et  $f_{\text{résidus}}$  représente la correction de la non-linéarité, dépendant également du détecteur et du run.

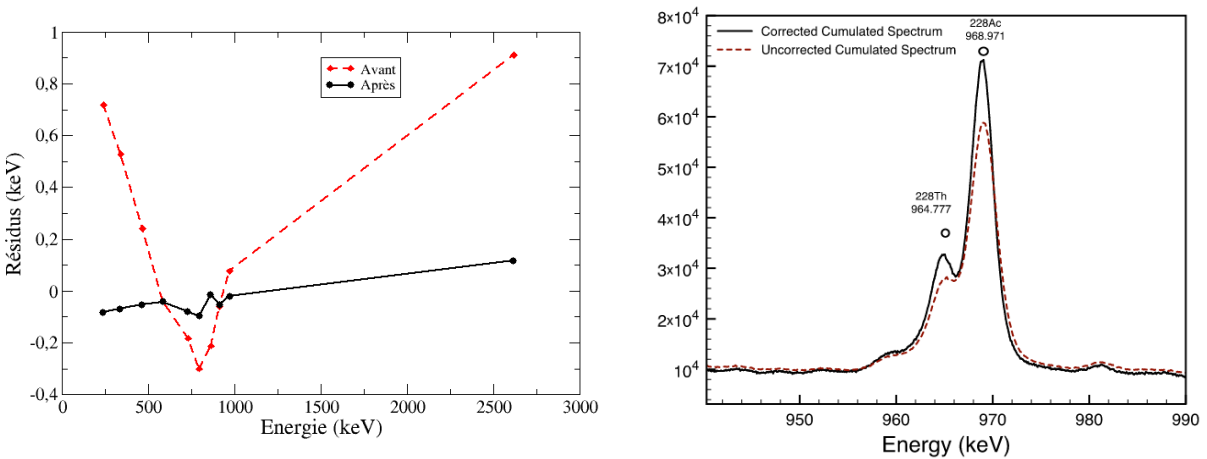


FIGURE 3.3 – À gauche : Comparaison des résidus pour le spectre somme de tous les HPGe avant et après correction de la non linéarité. Après correction, les résidus sont contenus dans une gamme d'énergie comprise entre -0,1 et 0,1 keV. À droite : Spectre en énergie de la somme de tous les détecteurs HPGe acquis avec la cible de  $^{nat}\text{Th}$ . La courbe en tirets rouges représente le doublet 964,8/969,0 keV avant la correction de la non linéarité, et la courbe en trait plein représente le même doublet après la correction.

Le graphique à gauche de la figure 3.3 présente l'évolution des résidus en fonction de l'énergie pour le spectre somme de tous les détecteurs HPGe avant et après la correction de la non linéarité. On peut voir que la gamme d'énergie sur laquelle s'étendent les résidus diminue de près d'un facteur 5 après la correction.

La différence induite cette correction pour la somme de tous les détecteurs HPGe est montrée sur le spectre à droite de la figure 3.3. La courbe en tirets rouges représente le doublet 964,7/968,9 keV pour la somme de tous les HPGe avant la correction de la non-linéarité et celle continue noire représente le même doublet après la correction. Nous constatons que les deux pics sont mieux résolus après la correction, démontrant l'effet bénéfique de cette correction. La largeur à mi-hauteur à 1 MeV pour le spectre somme passe d'environ 3,5 keV avant la correction à environ 3,0 keV après la correction.

En parallèle de la calibration en énergie, les paramètres d'alignement temporel sont calculés et appliqués comme présenté ci-dessous.

### 3.1.3 Alignement en temps

L'alignement en temps consiste à appliquer des décalages en temps sur les entrées de chaque détecteur pour les aligner sur une même référence commune. En effet, à cause de différences dans la longueur des câbles, ou encore à cause de différences dans la vitesse de génération du signal et de son traitement, deux rayonnements entrant simultanément dans deux détecteurs ne seront pas forcément inscrits dans les données avec le même horodatage. Le réalignement temporel est donc une étape indispensable pour permettre la reconstruction des coïncidences entre les différents détecteurs. Il se fait en trois étapes : l'alignement par rapport à un détecteur de référence, l'alignement par rapport à la pulsation du faisceau, et la correction du time-walk.

#### a/ Alignement par rapport au détecteur de référence

Le détecteur de référence a été choisi comme étant le  $\text{LaBr}_3$  avec la meilleure résolution en temps. Dans l'hypothèse où les  $\text{LaBr}_3$  coniques ont normalement une meilleure résolution en temps, nous avons tracé le spectre de coïncidence de toutes les paires de  $\text{LaBr}_3$  coniques à partir d'une acquisition avec une source de  $^{60}\text{Co}$  émettant simultanément deux  $\gamma$  à 1176 et 1332 keV. La mesure de la résolution en temps a alors permis de déterminer que le meilleur  $\text{LaBr}_3$  (FWHM = 250 ps au début de la campagne) est celui portant le label 210. L'alignement en temps est également effectué à partir des acquisitions avec une source de  $^{60}\text{Co}$  car comme l'énergie des deux transitions est proches, les effets

liés à l'imprécision de la mesure en temps en fonction de l'amplitude du signal sont négligeables. Nous reviendrons en détails sur ce phénomène lorsque l'on abordera la correction du « time-walk ».

Ainsi, on impose, en appliquant un paramètre d'alignement  $\Delta t_{ref}$  à chaque détecteur, que la détection des deux rayonnements issus d'une décroissance d'une source de  $^{60}\text{Co}$  soit simultanée ( $\Delta t = 0$ ). Avec une activité d'environ 40 kBq, deux décroissances successives de deux noyaux de  $^{60}\text{Co}$  sont en moyenne espacées de plusieurs dizaines de microsecondes, limitant fortement les empilements. Pour calculer le paramètre de décalage à appliquer à chaque détecteur, on commence par tracer la différence en temps entre la détection de l'un des deux  $\gamma$  dans un détecteur et de l'autre  $\gamma$  dans le détecteur de référence. La courbe résultante est de forme gaussienne dont la position du maximum est le paramètre d'alignement à appliquer, et dont la largeur à mi-hauteur permet de remonter à la résolution en temps du détecteur (voir figure 2.16). Cette correction est différente pour tous les détecteurs, mais n'évolue pas au cours du temps. La seule exception vient de la nécessité de redémarrer le système d'acquisition, ce qui est arrivé à 3 reprises au cours de l'expérience. La synchronisation entre les cartes et l'horloge commune est alors remise à zéro, ce qui fait varier les écarts en temps entre les voies et implique de devoir remesurer les paramètres d'alignement.

### **b/ Alignement par rapport à la pulsation du faisceau**

Dans l'optique d'identifier les événements de fission, et sachant que cette dernière est corrélée à la pulsation du faisceau de neutrons, dont le signal est enregistré dans les données, il est nécessaire d'aligner temporellement les détecteurs avec le moment où les  $\gamma$  sont émis par la source. En effet, pour les mêmes raisons qu'avec les détecteurs, le signal de la pulsation du faisceau peut être initialement désynchronisé de la référence. Le principe est le même que pour l'alignement des détecteurs avec la référence, sauf que cette fois, il est nécessaire de ne calculer qu'un seul paramètre (celui pour aligner la référence avec le faisceau), car tous les détecteurs sont déjà alignés avec la référence.

De plus, il est préférable de ne pas aligner directement tous les détecteurs sur la pulsation du faisceau. En effet, ce dernier ayant une largeur temporelle de 2 ns, cela limite la précision à cette valeur, alors que l'alignement avec la source de cobalt est plus précis car les deux  $\gamma$  peuvent être considérés comme émis simultanément. Le fait d'appliquer la même translation à tous les détecteurs ne fait pas perdre la précision de l'alignement avec la source de cobalt.

Le paramètre à appliquer  $\Delta t_{pulse}$  est donc le même pour tous les détecteurs, mais il

doit être recalculé pour chaque run, car il est très dépendant des réglages de la ligne de faisceau, qui sont ajustés régulièrement. En effet, comme le signal qui est enregistré dans les données est celui envoyé au « buncher », le fait d'ajuster les réglages de l'accélérateur fait varier le temps de vol des ions entre le buncher et la source LICORNE, modifiant alors le paramètre d'alignement  $\Delta t_{pulse}$ .

### c/ Correction du time-walk

Le dernier paramètre à appliquer concerne seulement certains détecteurs (principalement les enceintes BGO et quelques HPGe). Il s'agit de la correction du time-walk, qui est un phénomène où la précision de la mesure du temps d'un signal est dépendante de son amplitude (et donc par extension de l'énergie mesurée) [28, 29].

Dans nos données, nous pouvons visualiser cet effet sur un histogramme à deux dimensions représentant la différence en temps entre un coup dans le détecteur et la pulsation du faisceau sur l'axe des abscisses, et l'énergie déposée dans le détecteur sur l'axe des ordonnées. Un exemple est présenté sur la figure 3.4 pour le cas particulier d'un BGO. En échantillonnant la position du centroïde de la distribution en temps pour différentes énergies, on obtient une courbe de l'erreur induite par le time-walk en fonction de l'énergie déposée (voir figure 3.4).

On peut alors l'utiliser pour corriger l'effet pour tous les détecteurs en ajustant une courbe sur les points mesurés à l'aide de la formule :

$$\Delta t_{TW} = \frac{A}{\sqrt{E}} + B \quad (3.5)$$

Cette correction est différente pour tous les détecteurs, mais n'évolue *a priori* pas au cours du temps.

La correction finale prend donc la forme :

$$\Delta t(det, run, E) = \Delta t_{ref}(det) + \Delta t_{pulse}(run) + \Delta t_{TW}(det, E) \quad (3.6)$$

où  $\Delta t_{ref}$  représente le paramètre d'alignement avec le LaBr<sub>3</sub> de référence,  $\Delta t_{pulse}$  représente le paramètre d'alignement de la référence avec la pulsation du faisceau, et  $\Delta t_{TW}$  représente la correction du time-walk. L'effet de l'application de la procédure d'alignement pour l'ensemble des détecteurs est montré sur la figure 3.5. Les deux graphiques représentent la différence en temps entre un coup dans un détecteur, et le détecteur de référence, pour l'ensemble des détecteurs de  $\nu$ -Ball. Avant l'alignement (panneau du haut), on remarque deux tendances pour le centroïde des distributions en temps : une pour les



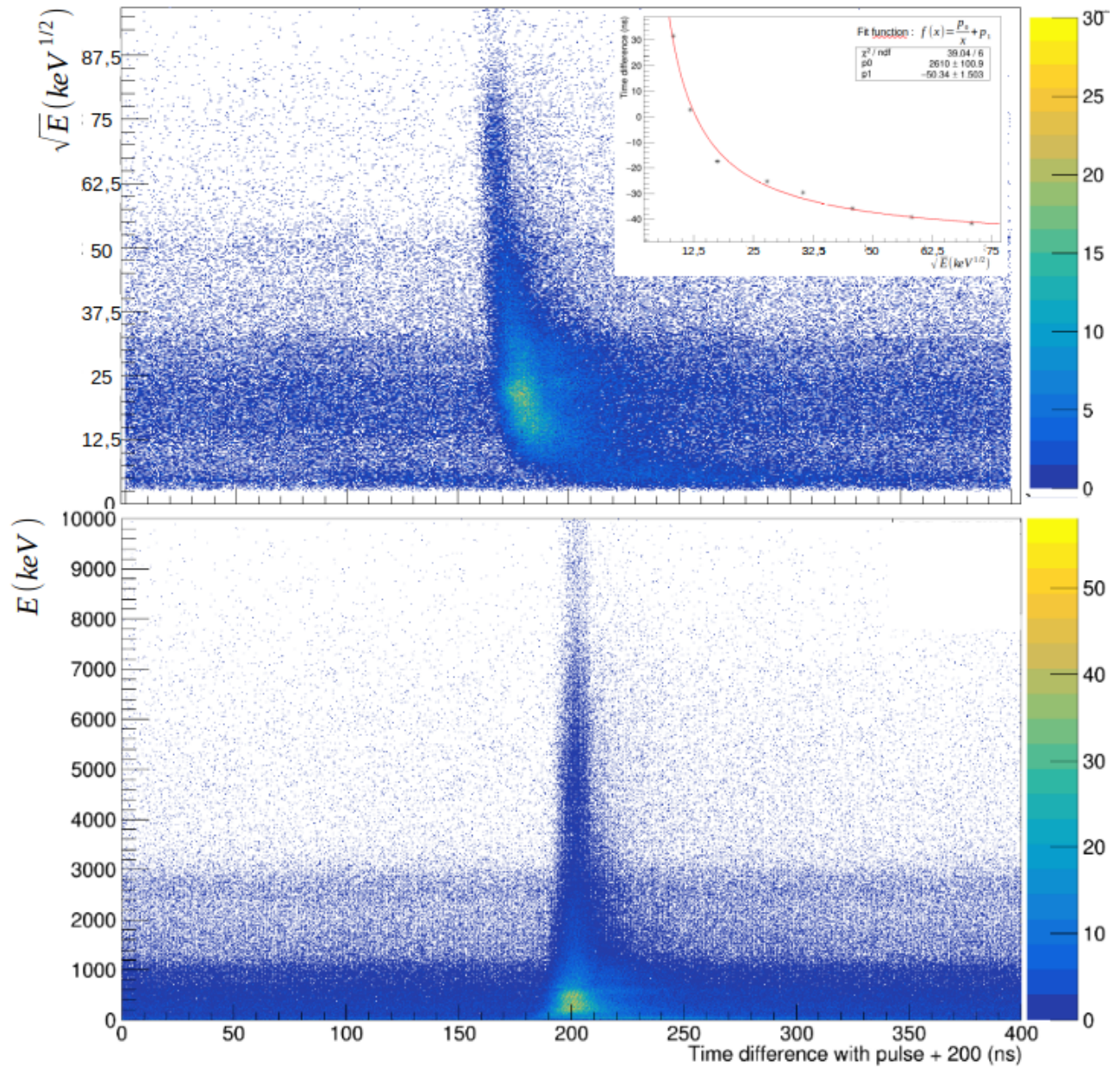


FIGURE 3.4 – En haut : représentation de la différence en temps entre un coup mesuré dans un BGO et la pulsation du faisceau correspondante sur l'axe des abscisses et la racine carrée de l'énergie déposée sur l'axe des ordonnées. Le passage à la racine de l'énergie permet d'accentuer les effets à basse énergie où le time-walk est dominant. L'encart représente les points échantillonnés sur la courbe racine de l'énergie *versus* la différence en temps. Ces points peuvent être ajustés grâce à une fonction de la forme  $\Delta t_{TW} = \frac{A}{\sqrt{E}} + B$ . En bas : pour le même BGO, représentation des mêmes valeurs, sans le passage à la racine de l'énergie, après la correction du time-walk.

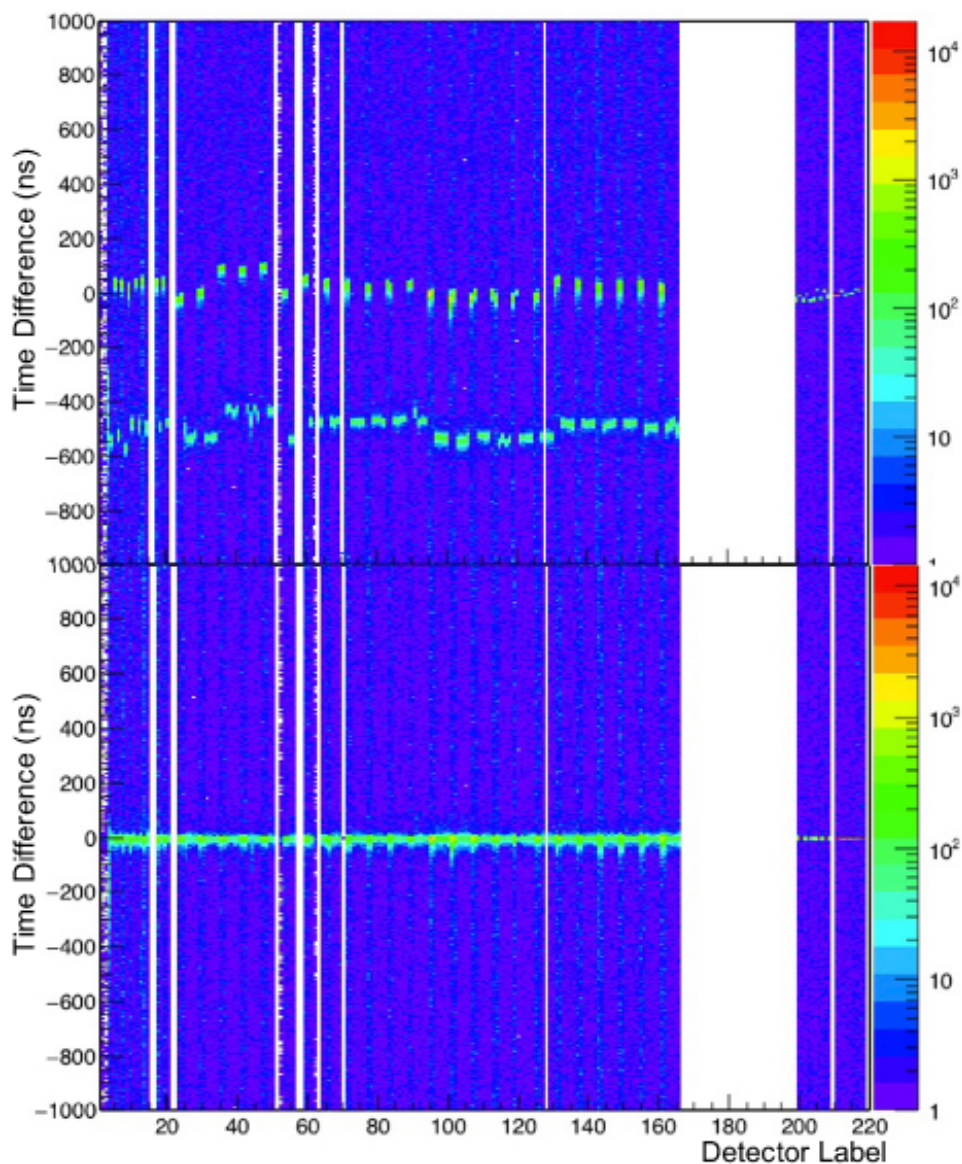


FIGURE 3.5 – Les deux graphiques représentent la différence en temps entre un coup mesuré dans un détecteur et un coup mesuré dans le LaBr<sub>3</sub> de référence en fonction du label du détecteur. Le panneau du haut correspond aux données avant la procédure d'alignement en temps, et le panneau du bas après la procédure.

BGO et les  $\text{LaBr}_3$ , autour de 0 ns et une pour les HPGe autour de -500 ns. Après l'application des paramètres, tous les détecteurs sont bien alignés à 0 ns.

Pour finir, comme les temps sont modifiés, il est possible que les entrées ne soient plus rangées par ordre chronologique dans les fichiers. J'ai donc écrit un algorithme de tri adapté à la structure de nos données de sorte à pouvoir les réordonner le plus rapidement possible. Le désordre est en effet très faible et les entrées ne doivent en principe être déplacées que de quelques cases dans le tableau pour retrouver leur position correcte. L'algorithme, basé sur le tri par insertion, fonctionne de la manière suivante : un nouvel arbre ROOT au même format est créé et la première entrée de l'arbre initial est insérée dans le nouveau. Ensuite, pour chaque entrée, l'algorithme cherche la position correcte dans le nouvel arbre en partant de la fin de ce dernier et en remontant vers le début. La plupart du temps, seule une ou deux itérations sont nécessaires pour placer l'entrée au bon endroit, c'est pourquoi partir de la fin accélère grandement la vitesse du tri. Une fois toutes les entrées insérées dans le nouvel arbre, ce dernier est sauvegardé. Comme l'arbre initial est presque déjà trié, on peut considérer en bonne approximation que la complexité de cet algorithme de tri est linéaire, alors qu'elle serait quadratique dans le cas le moins favorable.

A partir de ces nouvelles données, calibrées en énergie, et alignés en temps, nous avons pu commencer à reconstruire les événements physiques qui ont été détectés et trouver des critères pour sélectionner la fission parmi ces derniers.

### 3.1.4 Reconstruction des événements de fission

Une fois les données calibrées et alignées en temps, elles prennent la forme d'une longue liste d'entrées sans structure de groupe. Ainsi, il est nécessaire dans un premier temps de regrouper les entrées en événements puis de définir un jeu de paramètres permettant de séparer la fission des processus contaminants. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître le plus précisément possible les caractéristiques de notre mécanisme de fission, mais également celles des processus dits « parasites », tels que l'activité intrinsèque de la cible, la décroissance  $\beta$  de produits issus de la fission, ou encore les réactions  $(n, n')$  sur la structure ou dans les détecteurs de  $\nu$ -Ball.

Il est alors possible de définir un jeu de paramètres basé sur l'énergie, la multiplicité, et les temps, permettant de suffisamment discriminer les catégories d'événements. Néanmoins, il est évident qu'à de nombreuses reprises, la fission se retrouve mélangée à d'autres processus physiques. Ainsi, à partir d'une loi de Poisson, et connaissant l'activité intrin-

sèque de la cible (5,2 MBq), on peut montrer qu'il y a 86 % de chance qu'une fenêtre de 400 ns, correspondant à la période de pulsation du faisceau, contienne la décroissance d'un des isotopes de la chaîne du  $^{232}\text{Th}$ . Cette probabilité descend à 22 % dans une fenêtre de 50 ns, proche de la taille de la région dite « prompte » des HPGe (voir figure 3.6). D'autre part, la probabilité qu'une pulsation du faisceau induise une fission dans la cible a été évaluée à 1 %, ce qui en fait un évènement rare par rapport à tous les autres. En plus de cela, les  $\gamma$  provenant de certains processus sont également corrélés à la pulsation du faisceau (réactions  $(p, p')$  dans la source LICORNE, réactions  $(n, n')$ ) et se mélangeront donc systématiquement avec les  $\gamma$  de la fission.

Ainsi, isoler un évènement « pur » de fission se révèle être une tâche très complexe. Pour conserver le maximum de statistique de la fission, nous avons convergé sur l'idée que le but du trigger de fission n'est pas de sélectionner uniquement la fission, mais de repérer et retirer un maximum des évènements qui n'en contiennent pas. Les algorithmes et les conditions mis en place pour permettre le nettoyage des données vont être présentés dans la sous-section suivante.

### a/ Fonctionnement de l'algorithme de reconstruction

Le cœur du fonctionnement de l'algorithme de reconstruction que j'ai développé se base sur le signal de la pulsation du faisceau. La figure 3.7 présente un schéma simplifié de fonctionnement de l'algorithme. Dans la suite, on appellera « fenêtre » un intervalle en temps de 400 ns démarrant 60 ns avant le signal de la pulsation du faisceau. Ce décalage de 60 ns a été choisi pour faciliter l'application des algorithmes d'add-back et de réjection Compton, de sorte à pouvoir s'affranchir des corrélations entre deux fenêtres successives.

Nous définissons une structure `Hit` chargée de contenir les informations d'un  $\gamma$  détecté : label du détecteur, temps de la détection, énergie déposée, et appartenance à la région prompte. Deux tableaux sont également générés : l'un contient tous les `Hit` au sein d'une fenêtre, l'autre correspond à un « évènement » et contient une série de fenêtres successives, dont la première a été identifiée comme contenant une fission. Le but de ce tableau « évènement » est d'avoir une partie retardée suffisamment longue par rapport au moment de la fission (environ  $1 \mu\text{s}$ ) pour permettre l'étude des  $\gamma$  retardés.

Au cours de la boucle sur toutes les données, pour chaque entrée, on vérifie que le `Hit` appartient bien à la fenêtre en cours. Si oui, on ajoute ce `Hit` dans le tableau. Si non, on clôt le tableau et on l'envoie vers une fonction de décision. Celle-ci est chargée de calculer les paramètres servant à la sélection de la fission, d'effectuer la réjection Compton et l'add-back et finalement de déterminer si la fenêtre est susceptible de contenir une fission (selon



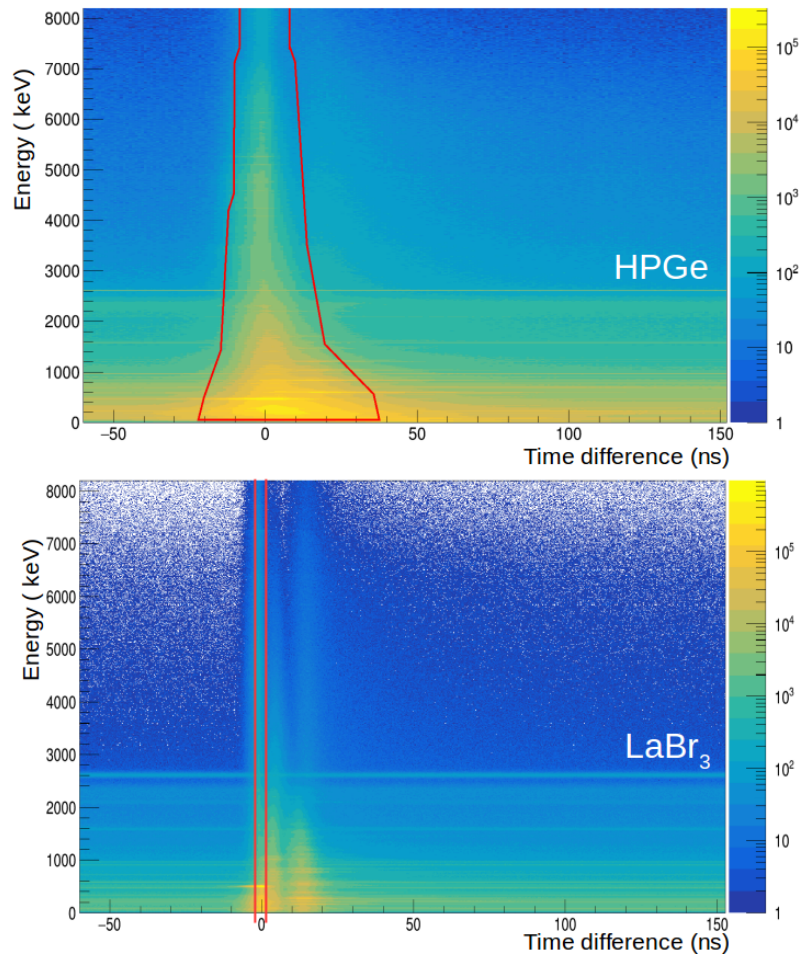


FIGURE 3.6 – Diagramme représentant la différence en temps entre un coup détecté dans un détecteur et la pulsation du faisceau de la fenêtre correspondante, pour la somme de tous les HPGe en haut, et de tous les LaBr<sub>3</sub> en bas. La région dite « prompte » est délimitée par la ligne rouge. Grâce à leur bonne résolution en temps, les LaBr<sub>3</sub> permettent de distinguer les  $\gamma$  prompts des neutrons émis par la fission, visible sur le graphique du bas à environ 12 ns.

les critères définis par l'utilisateur).

Si la fenêtre remplit la condition de sélection, on clôt l'évènement en cours (s'il y en a un) et on l'écrit dans le fichier de sortie puis on démarre un nouvel évènement avec cette fenêtre. Sinon, si un évènement est déjà ouvert et que la fenêtre actuelle suit directement celle déjà dans l'évènement, on l'ajoute comme partie retardée de la fission. Jusqu'à trois fenêtres peuvent être ajoutées ainsi dans un évènement pour une durée maximale de 1,2  $\mu$ s.

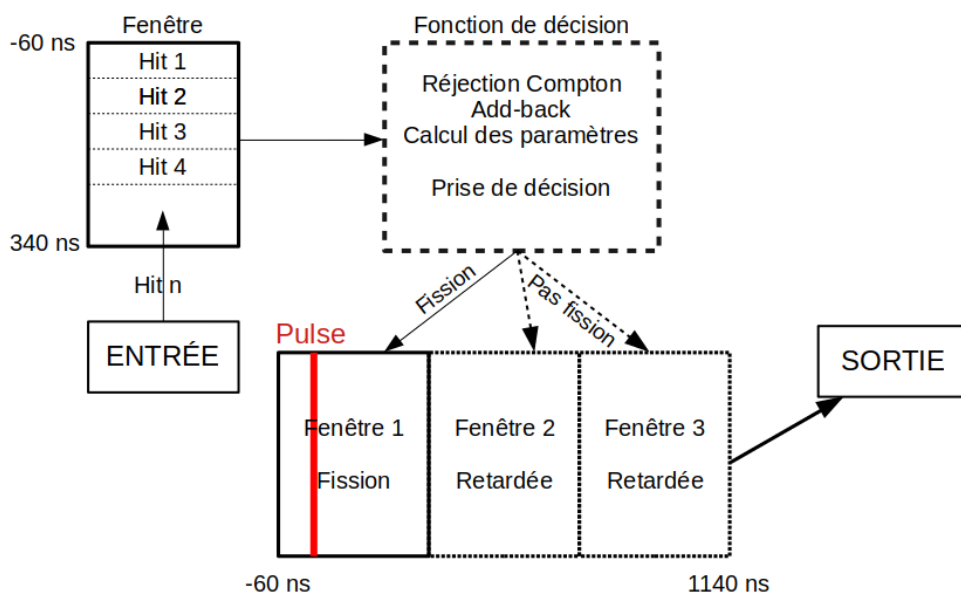


FIGURE 3.7 – Schéma simplifié du fonctionnement de l'algorithme de reconstruction des événements de fission.

Ainsi, dans le fichier en sortie, les `Hit` sont groupés en événements qui démarrent 60 ns avant une pulsation qui a été reconnue comme induisant une fission dans la cible. Dans une dernière étape, qui sera présentée dans la section suivante, les coïncidences entre les  $\gamma$  seront reconstruites à partir de ces fichiers. Pour l'heure, nous allons détailler dans les sous-sections suivantes les différentes tâches de la fonction de décision chargée d'appliquer les algorithmes de réjection Compton et d'add-back, et de déterminer la présence de fissions dans les différentes fenêtres.

### b/ Algorithmes de réjection Compton et d'add-back

Lorsqu'une fenêtre est envoyée à la fonction de décision, en parallèle de la mesure des paramètres de sélection de la fission, les algorithmes de réjection Compton et d'add-back sont appliqués. Ces deux algorithmes ne concernent que les détecteurs HPGe et leur BGO.

L'add-back est un algorithme de sommation qui s'applique lorsque deux cristaux d'un même clover sont touchés dans une fenêtre en temps  $T_{add-back}$  fixée en moyenne à 50 ns. On considère alors qu'il s'agit d'un  $\gamma$  ayant effectué une diffusion Compton dans un des quatre cristaux, et dont le  $\gamma$  secondaire émis a interagi dans un autre cristal. On peut alors reconstruire l'énergie du  $\gamma$  incident en sommant les énergies déposées dans les cristaux du clover au cours de ce laps de temps. L'horodatage de l'évènement est le temps de première

interaction.

En se basant sur l'attribution des labels pour les détecteurs, présentée dans la sous-section 2.3.2<sup>1</sup>, soit  $i$  et  $j$  les labels des deux détecteurs touchés, on effectue l'add-back si et seulement si :

$$\begin{aligned} i &\in [23, 166] \text{ et } j \in [23, 166] \\ (i - 23) \bmod 6 &> 1 \text{ et } (j - 23) \bmod 6 > 1 \\ (i - 23)/6 &= (j - 23)/6 \text{ (division entière)} \\ t_j - t_i &< T_{add-back} \end{aligned}$$

Ainsi, si deux `Hit` vérifient ces conditions, l'énergie du `Hit` le plus récent est ajoutée à l'énergie du plus ancien, et le plus récent est supprimé de la fenêtre.

En ce qui concerne la réjection Compton, il s'agit d'un algorithme qui supprime une entrée d'un HPGe si elle est en coïncidence avec un coup dans le BGO qui lui est associé dans une fenêtre en temps  $T_{Compton}$  de 40 ns. En effet, on considère alors qu'un  $\gamma$  a effectué un effet Compton dans l'un des deux détecteurs, et le  $\gamma$  secondaire a été détecté dans l'autre.

De nouveau, si  $i$  et  $j$  sont les labels des deux détecteurs touchés, les conditions d'application de l'algorithme de réjection Compton pour les HPGe coaxiaux sont :

$$\begin{aligned} i &\in [1, 20] \text{ et } j \in [1, 20] \\ i \bmod 2 &= 0 \text{ et } i - j = 1 \\ t_j - t_i &< T_{Compton} \end{aligned}$$

et pour les clovers :

$$\begin{aligned} i &\in [23, 166] \text{ et } j \in [23, 166] \\ i \bmod 6 &< 2 \text{ et } j \bmod 6 > 1 \\ (i - 23)/6 &= (j - 23)/6 \text{ (division entière)} \\ t_j - t_i &< T_{Compton} \end{aligned}$$

En pratique, les `Hit` ne sont pas directement supprimés de la fenêtre, mais un booléen, interne à la structure, change de valeur pour indiquer que le coup ne doit pas être retenu dans les données finales. En effet, bien qu'il s'agisse d'une information erronée du point

---

1. HPGe coaxiaux et leurs BGO : de 1 à 20; HPGe clovers et leurs BGO : de 23 à 166

de vue de la spectroscopie  $\gamma$ , ce n'est pas le cas dans l'optique d'identifier la fission. En effet, des paramètres comme l'énergie totale déposée dans un intervalle donné, ou encore la multiplicité  $\gamma$  mesurée, seraient erronés si on supprimait directement les `Hit` issus d'un effet Compton.

Les grandeurs mesurées et utilisées pour la sélection de la fission ainsi que leur lien avec les caractéristiques des différents processus physiques vont maintenant être présentées.

### c/ Définition de la condition de sélection de la fission

Afin de définir les grandeurs les plus adéquates pour permettre la sélection de la fission, il est nécessaire de connaître les caractéristiques de tous les processus physiques impliqués. À l'origine, le spectromètre  $\nu$ -Ball avait pour objectif de pouvoir discriminer les différents processus physiques à l'aide de la calorimétrie (c'est-à-dire l'énergie totale mesurée au cours d'un évènement corrélée au nombre de  $\gamma$  détectés). L'ajout de la pulsation du faisceau qui induit la fission était un plus pour améliorer la discrimination.

Les processus dominants à prendre en compte sont la fission, les réactions  $(n, n')$ , les réactions  $(p, p')$  et les décroissances  $\beta$  issues de l'activité naturelle de la cible et de l'accumulation des produits de fission.

Processus	Énergie totale	Multiplicité $\gamma$	Corrélation faisceau
Fission	$\sim 8$ MeV	$\sim 8^*$	Prompt
$(n, n')$	$< 2$ MeV	$\sim 2$	Prompt**
$(p, p')$	[450, 510] keV	1	Prompt
Décroissance $\beta$	Indéfinie	$\sim 3$	Aléatoire
Activité cible	$< 3$ MeV	$\sim 3$	Aléatoire

TABLEAU 3.2 – Propriétés des différents processus présents au cours de l'expérience.

\*Multiplicité évaluée sur la base de celle moyenne pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

\*\*Les neutrons sont en réalité un peu retardés par rapport aux  $\gamma$  prompts à cause du temps de vol, mais la précision en temps des HPGe ne permet pas de nettement séparer les deux contributions par temps de vol.

Les caractéristiques de ces processus physiques, liées au trois critères évoqués précédemment sont rassemblées dans le tableau 3.2. On constate que la fission se démarque assez nettement des réactions  $(n, n')$  et  $(p, p')$  en terme d'énergie totale libérée (un facteur 4 environ) et de multiplicité  $\gamma$  émise (un facteur 4 environ). Cependant, ces trois



phénomènes sont corrélés avec la pulsation du faisceau. Ainsi, même si une fenêtre est identifiée comme de la fission, elle risque fortement d'être contaminée par l'une ou l'autre de ces réactions. D'autre part, la source principale de décroissances radioactives est la cible de  $^{nat}\text{Th}$  elle-même (5.2 MBq). Comme mentionné dans la sous-section 3.1.4, les chances d'avoir au moins une décroissance d'un isotope de la chaîne du  $^{232}\text{Th}$  aléatoirement au sein d'une fenêtre est de 86 %, et de 22 % dans la fenêtre prompte. Ainsi, presque chaque fenêtre sera contaminée par au moins un des processus parasites, rendant la sélection de la fission sur la base uniquement des énergies et des multiplicités très complexe.

Comme la fission est un évènement rare et souvent mélangé à d'autres réactions, le but de la sélection est plutôt de retirer les évènements qui ne contiennent pas de fission, quitte à garder des évènements contaminés. Dans cette optique, une condition uniquement basée sur la multiplicité  $\gamma$  émise, associée à sa distribution temporelle dans la fenêtre, s'est révélée suffisante pour éliminer une grande partie des contaminants tout en conservant un maximum de fission.

La condition qui a été imposée est d'avoir au moins 3 HPGe dans l'intervalle  $[-60, 340]$  ns autour de la pulsation faisceau après que l'add-back et la réjection Compton aient été effectués. C'est la condition minimale nécessaire pour pouvoir construire un cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  (trigger C3, pour 3 HPGe « Clean »). De plus, trois variables globales ont été créées et stockées en plus des données pour permettre d'affiner la condition de sélection *a posteriori*. Il s'agit de la multiplicité modulaire (le nombre de modules<sup>2</sup> touchés avant réjection Compton et add-back) dans trois fenêtres en temps de tailles différentes :  $[-60, 340]$  ns autour de la pulsation,  $[-20, 60]$  ns autour de la pulsation, et la fenêtre prompte à 2 dimensions précédemment définie.

Le graphique 3.8 présente la projection du cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  pour différentes conditions imposées sur la multiplicité modulaire prompte. On observe que plus on fixe cette condition à une valeur élevée, plus le fond dans le spectre diminue, mais le nombre de coups dans les pics également. Pour quantifier la qualité de la condition de sélection, on peut se baser sur l'évolution du rapport pic-sur-fond d'un pic connu de la fission. Par exemple, nous pouvons choisir la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du fragment de fission le plus produit, à savoir le  $^{140}\text{Xe}$ . Cette transition se situe à une énergie de 376,7 keV.

Nous avons choisi de définir le rapport pic-sur-fond comme le rapport entre le nombre de coups dans le pic et le nombre de coup dans une fenêtre de  $4\sigma$  autour du pic. Si nous demandons une multiplicité modulaire prompte (MP) d'au moins 3 (trigger C3MP3), le rapport pic-sur-fond du pic du  $^{140}\text{Xe}$  vaut 3,76 %. Si on augmente cette condition à au

---

2. On rappelle qu'un module est un LaBr<sub>3</sub>, ou un couple HPGe/BGO.

moins 4 (trigger C3MP4), le rapport pic-sur-fond passe à 5,19 %, sa valeur monte à 6,37 % pour le trigger C3MP5. En ce qui concerne l'intégrale mesurée à l'intérieur du pic, elle passe de  $3,94 \times 10^6$  pour le trigger C3MP3 à  $2,66 \times 10^6$  pour le trigger C3MP4 et  $1,21 \times 10^6$  pour le trigger C3MP5. Il est alors évident que plus cette condition sera fixée à une valeur élevée, plus le fond dans les spectres  $\gamma$  sera faible, mais la statistique de la fission le sera également, faisant disparaître les pics dont l'intensité est faible.

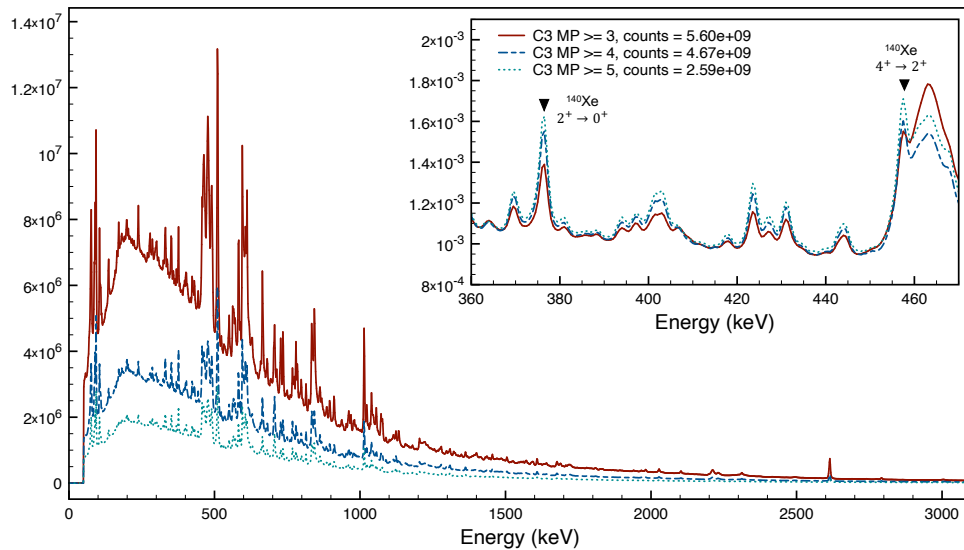


FIGURE 3.8 – Comparaison des projections des cubes  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  pour différents triggers de fission. La courbe rouge en trait plein correspond au trigger C3MP3 (pour 3 HPGe « Clean » et multiplicité modulaire supérieure ou égale à 3), la courbe en tirets bleus correspond au trigger C3MP4, et la courbe en pointillés turquoise correspond au trigger C3MP5. L'encart présente un zoom sur la région des transitions  $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{140}\text{Xe}$  qui sert de référence pour la mesure du rapport pic-sur-fond.

Ainsi, tous les triggers présentés ont pu être utilisés, dépendant de la région (et donc du taux de production) des noyaux étudiés. Au terme de toute cette phase de traitement, nous aboutissons à des données calibrées, alignées en temps, groupées en événements dont ceux ne contenant pas de fission ont majoritairement été rejetés. Nous disposons également de paramètres sur lesquels jouer pour affiner encore plus la sélection de la fission et du noyau recherché.

À partir de ces données, nous pouvons maintenant commencer le travail de spectrométrie  $\gamma$ , dont les principales méthodes d'analyse seront présentées en détails dans la section suivante.

## 3.2 Méthodes de reconstruction et d'analyse des coïncidences $\gamma$

Lorsqu'un noyau dans un état excité retourne vers son état fondamental, en passant ou non par une série d'états intermédiaires, il émet principalement des  $\gamma$  dont les énergies correspondent à la différence d'énergie entre l'état initial et l'état final. A partir de mesures en coïncidences, il est possible de reconstruire la cascade de  $\gamma$  que le noyau a émis et donc de retrouver les énergies de ses états excités. Sous certaines conditions, avec une analyse temporelle de ces coïncidences, nous pouvons en principe déterminer les temps de demi-vie de ces états.

Ainsi, en appliquant une ou plusieurs conditions en énergie, il est possible de sélectionner un noyau en particulier et de reconstruire son schéma de niveau. La contrepartie est qu'il est nécessaire de connaître l'énergie d'au moins une transition appartenant au noyau pour pouvoir l'isoler.

La méthode commune pour reconstruire les coïncidences  $\gamma$  est de créer des n-uplets à partir des  $\gamma$  détectés au sein d'un même évènement, et de remplir un objet à N dimensions où chaque axe représente l'énergie d'un  $\gamma$ . Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes limité à des objets de dimensions 2 (matrices) et 3 (cubes). Pour la construction et l'analyse des ces matrices  $\gamma$ - $\gamma$  et cubes  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$ , nous avons décidé d'utiliser le logiciel GASPWare.

### 3.2.1 Conversion des données vers le format GASPWare

Pour être utilisable avec le logiciel GASPWare, les données doivent être convertie dans un format adapté. Toutes les grandeurs doivent être codées sur des entiers non signés sur 16 bits, permettant d'atteindre la valeur maximale de 65535. L'ensemble est ensuite écrit dans des fichiers dans un format binaire. De plus, GASPWare laisse à l'utilisateur la liberté de définir des groupes de détecteurs pour faciliter l'application de conditions dans la suite. Il est alors nécessaire de fournir pour chaque évènement le nombre de détecteurs touchés pour chaque groupe. Nous avons défini 3 groupes : les HPGe, les LaBr<sub>3</sub>, et un groupe factice chargé de contenir la valeur de la multiplicité modulaire prompte.

Les premières informations à fournir pour chaque évènement GASPWare constituent le « header ». Ce dernier commence par la longueur de l'évènement (le nombre de valeurs

qui le composent) définie comme :

$$\text{gaspEvLen} = \text{GeMult}*4 + \text{LaBrMult}*4 + \text{FakeMult}*2 + 4 \quad (3.7)$$

Chaque coup dans un HPGe ou un LaBr<sub>3</sub> compte pour 4 valeurs : l'énergie du  $\gamma$ , son temps d'interaction par rapport à la pulsation du faisceau, le label du détecteur, et l'appartenance ou non à la région prompte. Le détecteur factice a toujours une multiplicité de 1 et compte pour 2 valeurs (un label factice et la multiplicité modulaire prompte de l'évènement). Enfin, les quatre informations à la fin sont le numéro du run et les multiplicités de chaque groupe de détecteurs.

Ensuite on ajoute les informations de tous les détecteurs HPGe selon l'ordre suivant : label, énergie (en keV), temps (en ns), prompt (1 pour oui, 10 pour non). On fait ensuite de même pour les LaBr<sub>3</sub>. Enfin, on ajoute un 0 pour le label du détecteur factice puis la multiplicité modulaire de l'évènement. On peut alors lire l'évènement suivant et répéter le processus.

Une fois que toutes les entrées ont été traitées, les données sont écrites dans un fichier au format binaire. Il pourra alors être interprété par un programme nommé « GSORT » qui est chargé de créer les différentes matrices selon les conditions que lui impose l'utilisateur.

### 3.2.2 Création des matrices et des cubes : le programme GSORT

Le programme GSORT a été développé dans le cadre de l'analyse des données de GASP/EUROBALL à Legnaro. Il peut, en principe, effectuer la calibration des données brutes, appliquer des algorithmes d'add-back, ou encore traiter des données de détecteurs segmentés. Pour notre étude, nous allons simplement l'utiliser pour sa capacité à trier de manière efficace les données dans des objets conditionnés à N dimensions ( $N \leq 4$ ).

Le programme est structuré en trois parties. Tout d'abord, il y a la déclaration du format, pour indiquer au code la structure des données telle qu'elle a été définie dans la sous-section précédente. Puis vient la déclaration des conditions, où l'utilisateur impose les conditions de sélection des évènements qu'il souhaite conserver dans les matrices. Il est possible de mettre des conditions sur les nombres de détecteurs de chaque groupe et/ou sur les valeurs de chaque paramètres qui leur sont liés. Enfin, il reste la partie analyse où le programme relit les données et inscrit dans les objets finaux les évènements qui respectent les conditions définies.

Il est possible de créer une grande variété d'autres matrices ou cubes. Par exemple, si l'on veut étudier la partie retardée de l'évènement, pour rechercher un état isomérique par

exemple, on impose la condition qu'un  $\gamma$  soit prompt et que les autres soient compris dans un certain intervalle en temps. Les axes des matrices peuvent également représenter des quantités autres que l'énergie, comme dans le cas des matrices énergie-temps. Enfin, il est bien sûr possible de mélanger les données provenant de différents groupes de détecteurs, comme dans le cadre des mesures de fast-timing qui utilisent des cubes HPGe-LaBr<sub>3</sub>-LaBr<sub>3</sub>.

Dans le cadre de notre analyse, nous avons principalement imposé deux conditions : les  $N$   $\gamma$  doivent provenir des HPGe, et ils doivent être prompts. De plus, nous avons ajouté une condition sur la multiplicité modulaire prompt pour pouvoir affiner la sélection *a posteriori*. Si  $N=2$ , on obtient les matrices  $\gamma$ - $\gamma$  prompts, et si  $N=3$ , on obtient les cubes  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  prompts.

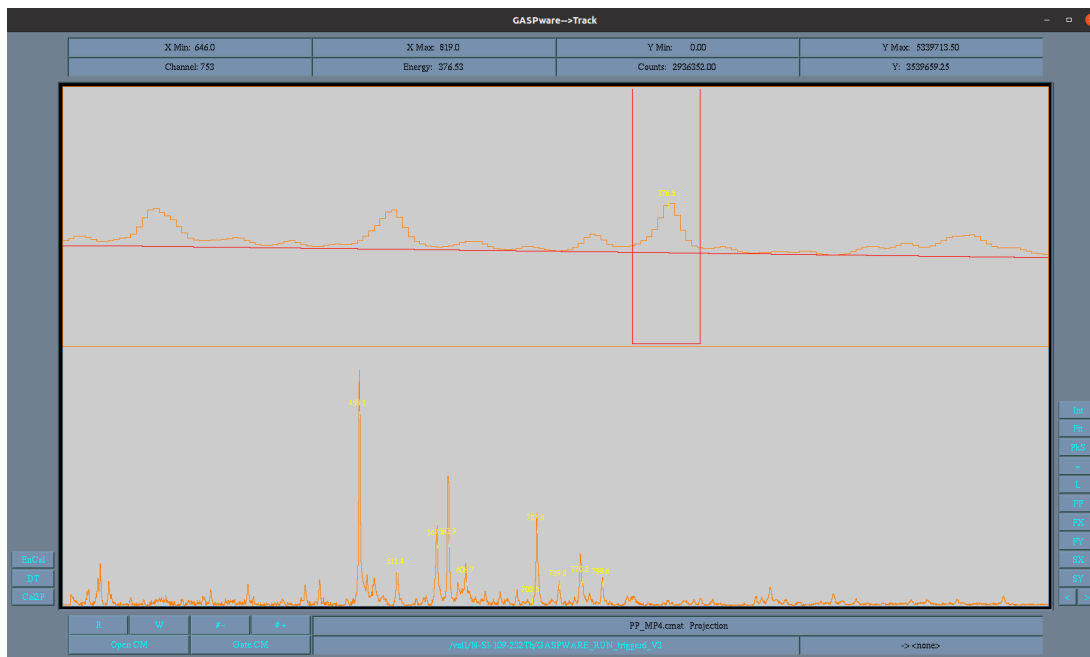


FIGURE 3.9 – Capture d'écran de la fenêtre du logiciel xtrackn. En haut, la courbe correspond à la projection d'une matrice  $\gamma$ - $\gamma$ . La porte définie en rouge correspond à la région d'énergie sur laquelle la matrice sera projetée, ici, autour du pic à 376,7 keV qui correspond à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{140}\text{Xe}$ . En bas, il s'agit de la projection de la matrice sur la porte définie au dessus. On observe en coïncidence de nombreux pics provenant du  $^{140}\text{Xe}$ .

### 3.2.3 Lecture des matrices et cubes avec le logiciel xtrackn

Les matrices et les cubes créés peuvent être lus grâce au logiciel xtrackn. Ce dernier propose une interface graphique affichant la projection des objets utilisés. Il permet également de définir des intervalles de projection directement sur le spectre affiché (voir figure 3.9).

Le logiciel propose également des algorithmes de soustraction de fond prédéfinis, soit à partir de la projection d'une région de fond, soit à partir d'algorithmes utilisant une estimation du fond sous le spectre [49]. Il est également possible d'ajuster des courbes gaussiennes sur un ou plusieurs pic à la fois en définissant simplement la région et la position des pics. Le logiciel se charge d'estimer le fond et d'ajuster les paramètres de toutes les gaussiennes. Enfin, les histogrammes peuvent être enregistrés au format texte pour pouvoir être relus avec d'autres logiciels.

Nous pouvons désormais appliquer des conditions simples ou doubles en énergie dans le but de reconstruire les coïncidences entre les  $\gamma$ , et déterminer les schémas de niveaux des noyaux. Toute cette analyse sera détaillée dans le chapitre suivant.



# 4

## Résultats et interprétation

### Table des matières

---

<b>4.1</b>	<b>Observation générale des fragments de fission . . . . .</b>	<b>80</b>
<b>4.2</b>	<b>Structure des noyaux <math>N = 50</math> dans la région du <math>^{78}\text{Ni}</math> . . . . .</b>	<b>83</b>
4.2.1	Étude du noyau de $^{84}\text{Se}$ . . . . .	84
4.2.2	Bilan des connaissances sur le noyau de $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	88
4.2.3	Construction du schéma de niveau du $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	91
<b>4.3</b>	<b>Discussion des résultats sur le noyau de <math>^{82}\text{Ge}</math> . . . . .</b>	<b>98</b>
4.3.1	États non observés : des systèmes fissionnants différents . . . . .	98
4.3.2	Conséquence de la nouvelle transition à 294,1 keV . . . . .	99
4.3.3	Discussion sur l'état à 2525,1 keV . . . . .	99
4.3.4	Discussion sur le nouvel état à 3947,9 keV . . . . .	100
<b>4.4</b>	<b>Interprétation des résultats . . . . .</b>	<b>103</b>
4.4.1	L'évolution de l'énergie des états de particule individuelle . . . . .	103
4.4.2	La brisure de symétrie de pseudo-spin . . . . .	104

---



A partir des méthodes d'analyse des matrices  $\gamma\text{-}\gamma$  et des cubes  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$ , présentées au chapitre précédent, nous avons pu reconstruire les schémas de niveaux de nombreux noyaux produits par la fission. Pour répondre à l'objectif initial de cette thèse, à savoir, l'étude des états issus de la brisure du cœur neutron le long de la chaîne isotonique  $N = 50$ , nous avons déterminé les schémas de niveaux des noyaux d'intérêts dans la région du  $^{78}\text{Ni}$ . Ils seront présentés dans une première sous-section. Pour le cas particulier du noyau de  $^{82}\text{Ge}$ , une discussion détaillée des résultats sera proposée dans une deuxième sous-section. Enfin, une interprétation de ces résultats, liée à l'évolution de la structure en couches dans la région du  $^{78}\text{Ni}$  sera donnée dans une troisième sous-section.

## 4.1 Observation générale des fragments de fission

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, imposer les bonnes conditions pour isoler la fission n'est pas un travail facile. En effet, on peut soit être trop strict et supprimer une grande part des événements de fission, soit être trop permissif et avoir des spectres dominés par les raies  $\gamma$  des réactions contaminantes. Ainsi, une des premières tâches de l'analyse a été de reconstruire les schémas de niveaux d'un maximum de noyaux produits par la fission du  $^{232}\text{Th}(n, f)$  pour vérifier que les conditions de sélection imposées conviennent. À l'origine, pour évaluer les noyaux et les transitions pouvant être observés, nous nous sommes basés sur les données issues de la base de données JAEA concernant les taux de production des fragments de fission. Les informations sur les schémas de niveaux ont quant-à-eux été tirés de la base de données ENSDF.

Un des premiers constats que nous avons fait est que presque aucun noyau de  $Z$  impair n'a pu être identifié, notamment pour les fragments de la bosse de masse légère. Ceux qui ont été observés l'étaient avec une intensité relativement faible, alors que les taux de production étaient similaires à d'autres noyaux observés. C'est le cas par exemple des noyaux de bromes, dont aucun isotope n'a été identifié dans nos données, alors que les taux de production annoncés par JAEA pour certains d'entre-eux sont proches de ceux des noyaux pairs-pairs voisins qui ont été observés sans ambiguïté ( $^{87}\text{Br}$  : 2,66 % ;  $^{86}\text{Se}$  : 4,68 %).

En plus d'une intensité  $\gamma$  qui se révèle être très fragmentée pour les noyaux impairs, une autre raison qui peut expliquer ces observations est qu'il existe une oscillation dans les taux de production pour les noyaux de  $Z$  pair et de  $Z$  impair qui n'est pas prise en compte dans la base de données. C'est un phénomène connu, mentionné notamment

dans les travaux de J. P. Bocquet et ses collaborateurs [50], où les auteurs présentent l'évolution de l'amplitude de l'effet  $Z$  pair- $Z$  impair  $\delta_p$  sur les taux de production en fonction du paramètre de Coulomb  $Z^2/A^{1/3}$ .

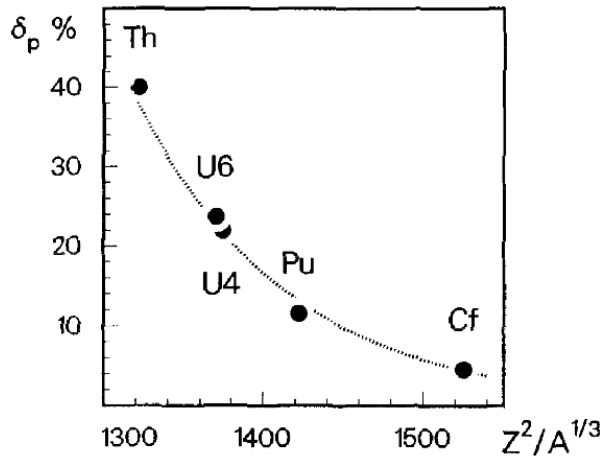


FIGURE 4.1 – Évolution de la différence de production entre les isotopes de  $Z$  pair et de  $Z$  impair dans la fission en fonction du paramètre de Coulomb ( $Z^2/A^{1/3}$ ) pour différents systèmes fissionnants. L'effet est plus grand pour des paramètres de Coulomb plus faibles.

La courbe représentative de cette fonction est montrée sur la figure 4.1. On voit que plus le paramètre de Coulomb est faible (et donc le noyau léger), plus  $\delta_p$  est grand. Pour le noyau de  $^{230}\text{Th}$ , la valeur de  $\delta_p$  atteint près de 40 %. Ainsi, nous avons initialement surestimé les taux de production des noyaux de  $Z$  impair.

Pour tenter de reproduire plus fidèlement nos observations, nous nous sommes tournés vers les résultats d'un code nommé FIFRELIN [51] permettant le calcul de la population des fragments issus de la fission, et la simulation de l'émission des particules prompts par ces derniers. Ces données ont ensuite été utilisées comme source dans une simulation GEANT4 du spectromètre  $\nu$ -Ball.

Contrairement aux données de JAEA, le code FIFRELIN prend en compte l'effet d'oscillation dans la production des noyaux de  $Z$  pair et impair. En effet, la figure 4.2 montre les taux de production pour la fission du  $^{232}\text{Th}$  à partir des données de la simulation FIFRELIN, et provenant de la base de données JAEA. Les couleurs chaudes indiquent des taux de production élevés et les couleurs froides des taux de production plus faibles. Pour mieux visualiser le phénomène, la différence entre ces deux distributions est présentée sur le graphique du bas de la figure 4.2. Sur ce dernier, les couleurs chaudes représentent les noyaux dont les taux de production sont plus élevés dans la simulation FIFRELIN, et les couleurs froides, ceux dont les taux de production sont plus élevés dans la base de données JAEA. On remarque, notamment dans la bosse de masse légère, que les isotopes ayant un nombre de protons  $Z$  pair sont légèrement mieux produits dans la simulation FIFRELIN,

avec des écarts allant jusqu'à 1 point, alors que les fragments de  $Z$  impair sont bien moins produits, avec des écarts allant jusque -2,5 points.

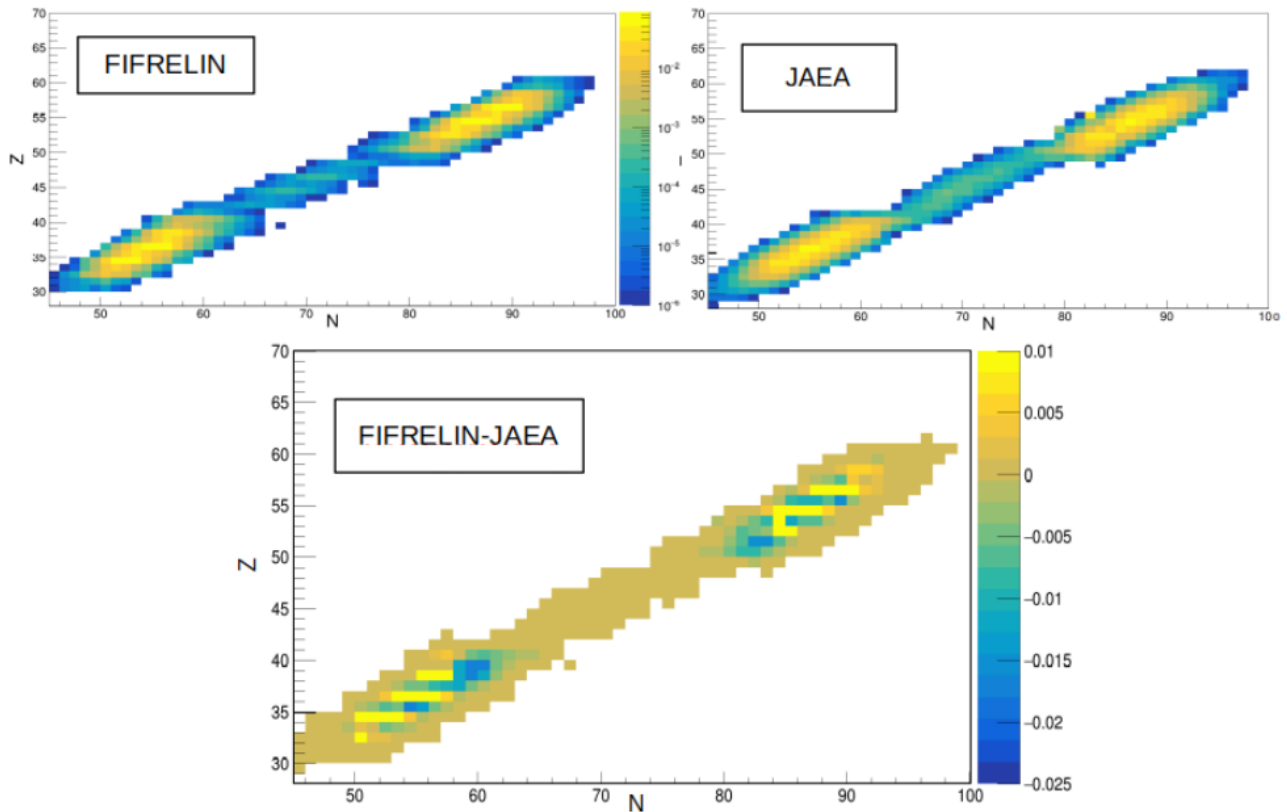


FIGURE 4.2 – Taux de fission issus du code de simulation FIFRELIN, de la base de données JAEA, et différence entre les deux pour la fission du  $^{232}\text{Th}$  par des neutrons de 500 keV. L'axe X représente le nombre de neutrons, l'axe Y le nombre de protons et l'axe Z le taux de fission, ou la différence de taux de fission pour la figure du bas.

D'autre part, la figure 4.3 présente un exemple plus précis de cette différence dans la région qui nous intéresse. Les taux de production des isotopes de brome sont représentés par des cercles noirs pour les données issues de la simulation FIFRELIN, et par des diamants rouges pour les données de JAEA. On observe que les taux de production de JAEA sont systématiquement surestimés par rapport à ceux calculés. Dans leur article, K.-H. Schmidt et B. Jurado [52] proposent une explication pour lier ce phénomène à la manière dont le système fissionnant thermalise son énergie. Pour des noyaux plus légers, avec moins d'énergie, l'appariement des nucléons serait favorisé lors de la thermalisation avant la séparation des fragments de fission, et donc les noyaux de  $Z$  impairs se retrouveraient

moins produits.

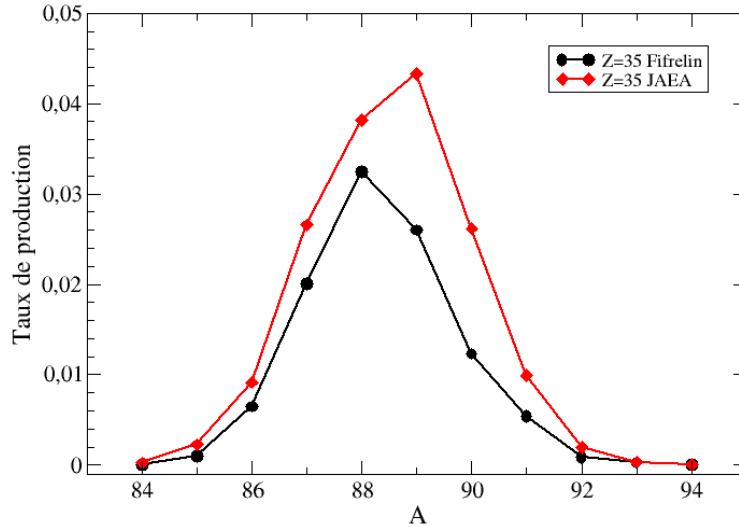


FIGURE 4.3 – Taux de production des isotopes de brome par la fission du  $^{232}\text{Th}$ . Les données issues de la base de données JAEA sont représentées par les diamants rouges, et les données issues de la simulation FIFRELIN sont représentées par les cercles noirs.

En conclusion, pour  $\nu$ -Ball, expliquer la limite d'observation en se basant uniquement sur les taux de production n'a pas de sens. En effet, les noyaux pairs-impairs qui émettent principalement des  $\gamma$  de basse énergie, fortement absorbés dans la cible, sont difficilement observables même si leurs taux de production ne sont pas les moins élevés (par exemple, la ligne isotopique des bromes). À l'inverse, des noyaux moins produits peuvent être vus sans difficulté si l'énergie des  $\gamma$  émis est favorable, comme pour le  $^{82}\text{Ge}$ . Enfin, il est nécessaire de connaître l'énergie d'au moins une transition appartenant au noyau pour appliquer une condition en énergie et reconstruire les coïncidences entre les  $\gamma$ .

## 4.2 Structure des noyaux $N = 50$ dans la région du $^{78}\text{Ni}$

Les observations générales des fragments de fission nous permettent d'être confiant quant-à nos conditions de sélection des événements de fission. Pour rappel, la promotion

d'un neutron de l'état s. p.  $g_{9/2}$  à l'état s. p.  $d_{5/2}$  est à l'origine d'un multiplet de six états allant de  $2^+$  à  $7^+$  (voir figure 4.4). Ce sont ces états que nous allons chercher à suivre le long de la chaîne isotonique  $N = 50$ .

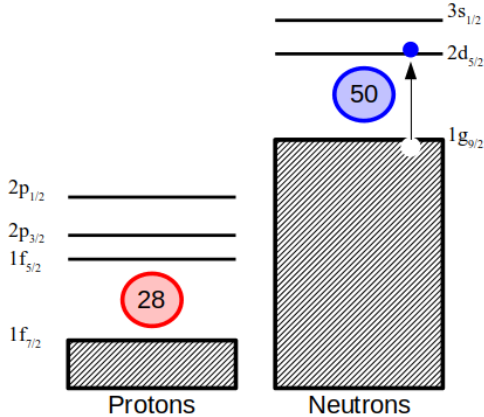


FIGURE 4.4 – Représentation schématique de l'espace de valence utilisé pour décrire les noyaux dans la région du  $^{78}\text{Ni}$ . La promotion d'un neutron de l'état s. p.  $g_{9/2}$  à l'état s. p.  $d_{5/2}$  crée un multiplet d'états de  $2^+$  à  $7^+$ .

### 4.2.1 Étude du noyau de $^{84}\text{Se}$

Le moins exotique des isotones  $N = 50$  que nous ayons observé est le  $^{84}\text{Se}$ . C'est un noyau relativement bien produit (taux de 2,55 % d'après FIFRELIN) dont les états de haut spin  $5^+$ ,  $6^+$  et  $7^+$  supposés être dominés par la configuration  $(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1$  sont connus [11, 13, 53, 54]. Ainsi, l'étude de ce noyau permet de confirmer que nos méthodes d'analyse fonctionnent pour reconstruire les états que l'on souhaite observer. Le schéma de niveaux du  $^{84}\text{Se}$ , produit à partir de la fission induite par proton de l' $^{238}\text{U}$  est présenté à gauche sur la figure 4.5. Les données ont été obtenues grâce au spectromètre JUROGAM-II couplé à l'accélérateur de l'Université de Jyväskylä. Ces transitions seront notre point de départ pour déterminer les énergies sur lesquelles appliquer les conditions pour projeter notre cube  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$ . Le fond de tous les spectres présentés dans la suite a été soustrait selon les méthodes présentées dans [49]. La figure 4.6 montre le spectre obtenu en appliquant une condition sur la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 1454,5 keV. Les principales transitions attendues dans le noyau de  $^{84}\text{Se}$  sont observées en coïncidence, à 667,0, 704,0, 1249,0, 1415,5 et 1580,3 keV. Les énergies des pics des partenaires de fission marqués par des losanges, des trèfles et des piques sont indiquées dans le tableau de la figure 4.6 [55]. Les pics marqués par des cercles correspondent à des contaminations fortuites identifiées (par exemple, à 1414,5 keV, les réactions  $(n, n')$  sur l' $^{27}\text{Al}$ ).

Pour confirmer l'attribution de ces transitions au noyau, on applique une double condition en énergie sur les transitions  $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  à 667,0 et 1454,5 keV. On obtient alors

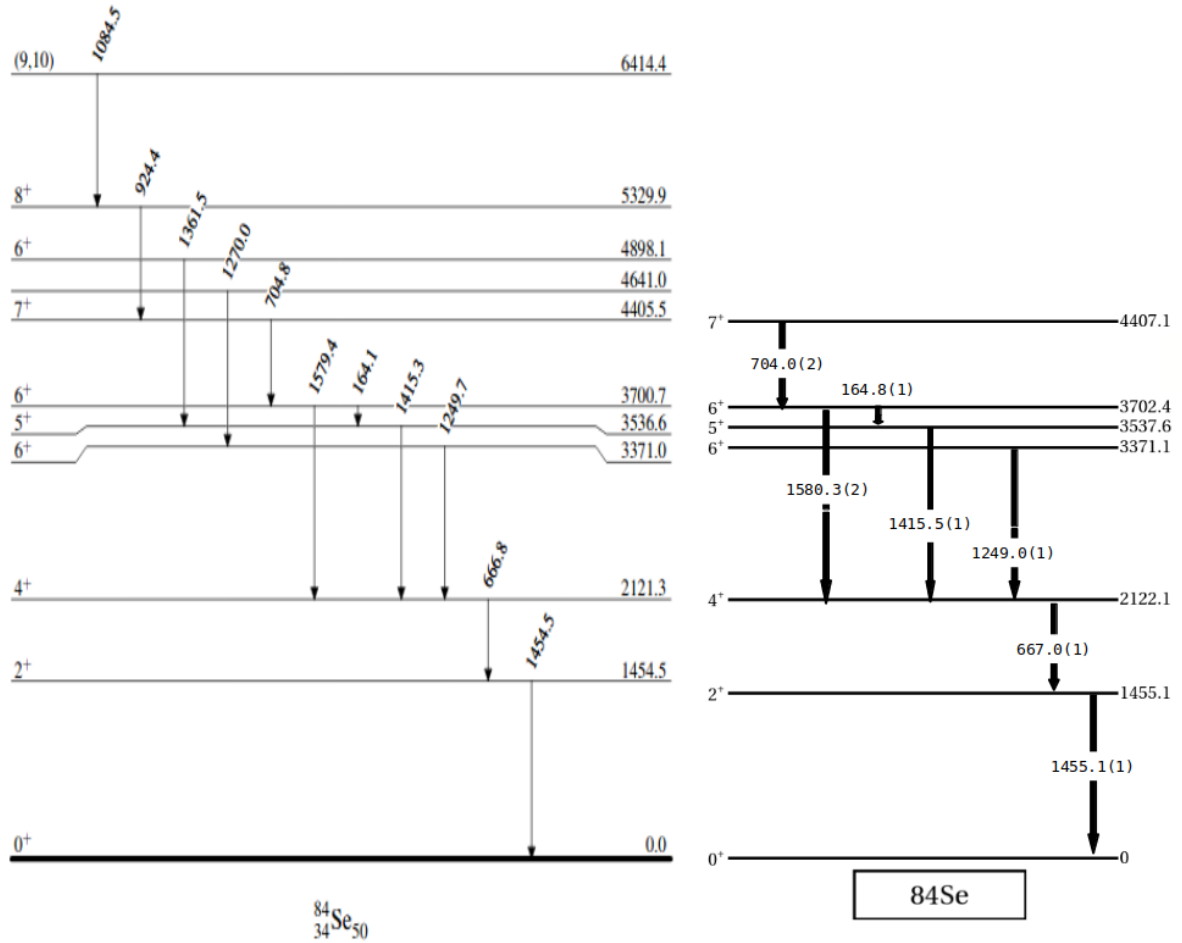


FIGURE 4.5 – À gauche : Schéma de niveaux pour le noyau de  $^{84}\text{Se}$  produit par la fission induite par proton de  $^{238}\text{U}$  [54]. À droite : Schéma de niveaux pour le noyau de  $^{84}\text{Se}$  issus de cette étude. Les énergies indiquées sur les deux schémas sont en keV.

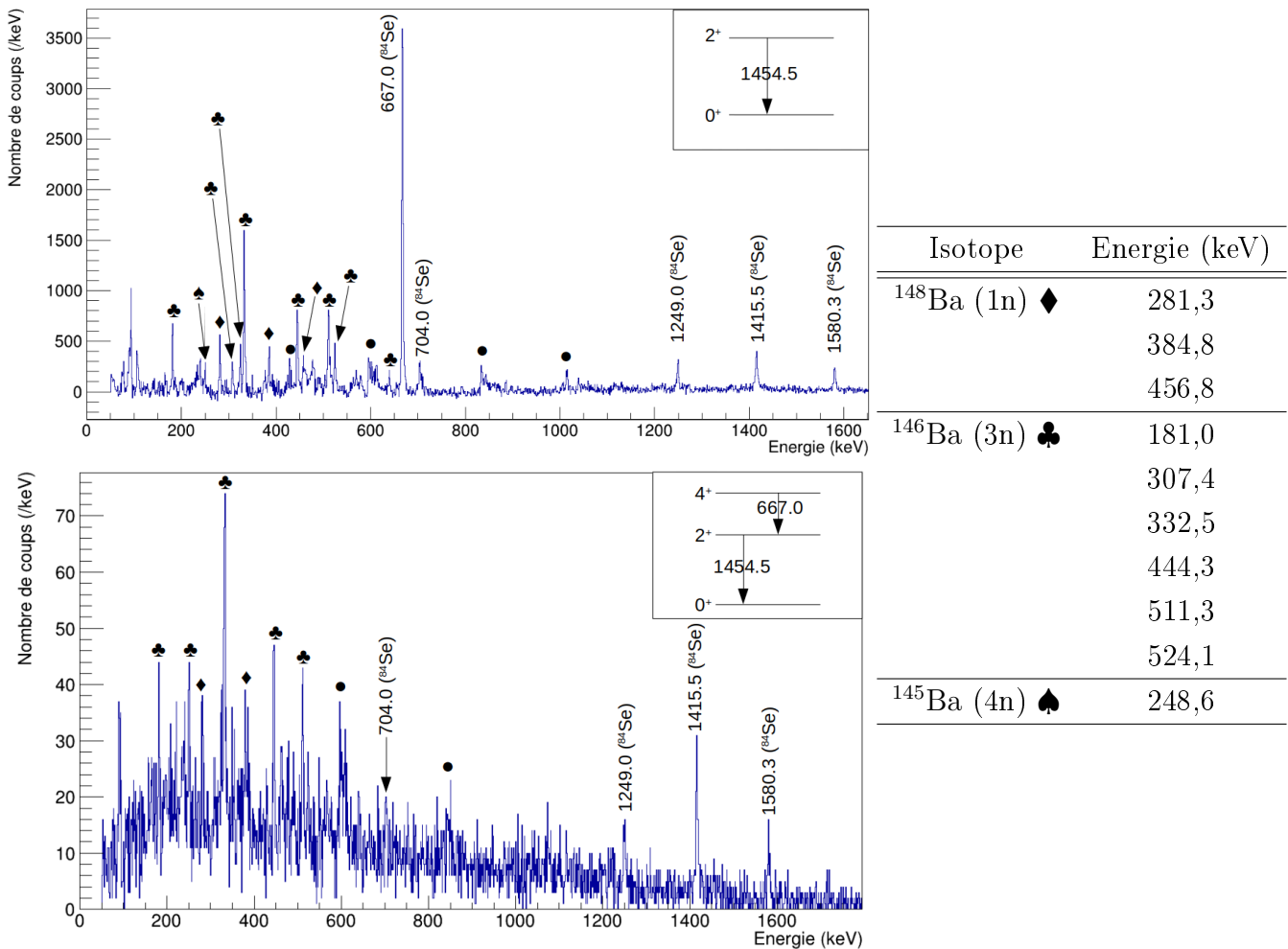


FIGURE 4.6 – En haut : Spectre simplement conditionné sur la transition à 1454,5 keV. Les raies  $\gamma$  appartenant au noyau de  $^{84}\text{Se}$  sont indiquées avec leur énergie. En bas : Spectre doublement conditionné sur les transitions à 1454,5 et 667,0 keV. Les raies  $\gamma$  appartenant au noyau de  $^{84}\text{Se}$  sont indiquées avec leur énergie. Le tableau contient les énergies des pics identifiés comme provenant des partenaires de fission [55].

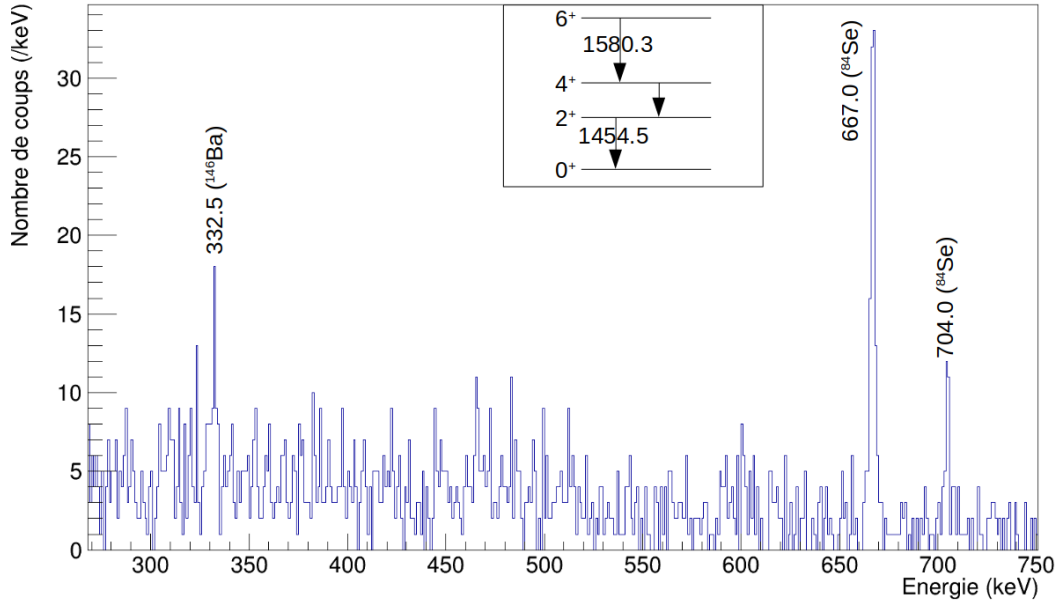


FIGURE 4.7 – Spectre doublement conditionné sur les transitions à 1454,5 et 1580,3 keV. Deux transitions provenant du  $^{84}\text{Se}$  sont observées à 667,0 et 704,0 keV, ainsi qu’une transition du partenaire  $^{146}\text{Ba}$  à 332,5 keV.

le spectre présenté sur le bas de la figure 4.6. Les pics correspondant aux transitions à 704,0, 1248,0, 1415,5 et 1580,3 keV sont toujours visibles en coïncidence, comme attendu d’après le schéma de niveaux. Des transitions provenant des partenaires sont également présentes. Enfin, pour rechercher les transitions provenant des états de plus haute énergie, on applique une autre double condition sur les transitions  $6^+ \rightarrow 4^+$  à 1580,3 keV, et  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 1454,5 keV. Le spectre résultant est présenté sur la figure 4.7.

D’autres spectres conditionnés, que nous ne présentons pas ici car ils seraient redondants avec ceux déjà montrés, nous permettent de mesurer les énergies de toutes les transitions et tous les états. Nous aboutissons alors au schéma de niveaux présenté à gauche de la figure 4.5. Les états de plus haute énergie, au dessus de 4640 keV, n’ont pas été observés dans les spectres. D’autre part, les états de haut spin  $5^+$ ,  $6^+$  et  $7^+$  que l’on souhaitait observer à l’origine sont tous les trois visibles. Ainsi, nous pouvons être confiants dans nos méthodes d’analyse, et ces états devraient alors être observables dans le noyau de  $^{82}\text{Ge}$ .



## 4.2.2 Bilan des connaissances sur le noyau de $^{82}\text{Ge}$

Comme il a été présenté dans l'introduction, le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  représente un minimum local dans l'évolution de la taille du gap neutron lié à  $N = 50$  dans le cadre du modèle en couche. Pour en faire l'étude, ce noyau a été produit à de nombreuses reprises par différentes méthodes au cours des dernières décennies. Un récapitulatif détaillé des connaissances expérimentales sur ce noyau est proposé ici.

### a/ Production du $^{82}\text{Ge}$ par décroissance $\beta$ et $\beta$ -n

Il est connu que les états peuplés dans un noyau dépendent du mécanisme de production. La décroissance  $\beta$  suit des règles de sélections basées sur le spin et la parité de l'état fondamental du noyau père et des états d'arrivée dans le noyau fils. Ces règles de transition sont rappelées dans l'annexe A.1. Les états accessibles par la décroissance  $\beta$  du  $^{82}\text{Ga}$ , dont l'état fondamental est supposé être de spin-parité  $(2^-)$  [56], ont un moment angulaire inférieur ou égal à 4 si on se limite aux premières transitions interdites de Gamow-Teller. La fission, quant-à-elle, va permettre la production d'états de plus haut spin, principalement sur la bande YRAST. Les deux méthodes sont donc nécessaires et complémentaires pour dresser un tableau plus complet de la structure du noyau.

Le premier schéma de niveau du  $^{82}\text{Ge}$  a été produit par P. Hoff et B. Fogelberg en 1981 [57]. Ils ont étudié la décroissance  $\beta$  d'isotopes de gallium et de germanium à l'aide du séparateur de masse en ligne OSIRIS [58] installé auprès du réacteur R2-0 à Studsvik en Suède. Les rayonnements  $\gamma$  ont été détectés par deux détecteurs Ge(Li) coaxiaux, permettant la construction de spectres directs et de matrices  $\gamma$ - $\gamma$ . Sept états et huit transitions ont été placés sur le schéma de niveaux à l'issue de ce travail.

Des études plus récentes, toujours avec la décroissance  $\beta$ , ont été menées par M. F. Alshudifat et ses collaborateurs en 2016 au laboratoire de Oak Ridge auprès du Holifield Radioactive Ion Beam Facility (HRIBF) [59]. Plusieurs nouvelles transitions ont été mesurées permettant de placer de nouveaux états de haute énergie dans le schéma de niveaux du  $^{82}\text{Ge}$ . Le dispositif expérimental était composé de 4 HPGe clover et 2 détecteurs  $\beta$ .

En ce qui concerne les études par décroissance  $\beta$ -n, la première expérience ayant rapporté de nouveaux états par rapport à la décroissance  $\beta$  a été réalisée par Winger et ses collaborateurs à l'HRIBF d'Oak Ridge [60]. Le dispositif expérimental est le même que pour l'expérience de M. F. Alshudifat. Les états observés par P. Hoff et B. Fogelberg ont été confirmés par ce travail et 4 nouveaux états et 5 transitions ont pu être ajoutés. En

2017, D. Verney et ses collaborateurs ont pu observer les mêmes états, ainsi que quatre transitions supplémentaires à plutôt basse énergie [61, 62] grâce au couplage du détecteur de neutrons TETRA [63] et de la station de décroissance BEDO [64] à ALTO. Les noyaux de  $^{83}\text{Ga}$  ont été produits en technique ISOL par photofission dans une cible d' $^{238}\text{U}$  puis transportés jusqu'à la station de décroissance.

Ainsi, l'étude du noyau à partir des décroissances radioactives est importante car elle permet de fortement contraindre les spins des états mesurés grâce aux règles de sélection de ce mécanisme. De plus, la comparaison des résultats expérimentaux aux modèles a permis de montrer que même pour les états de bas spin, il n'est pas possible de reproduire complètement les données expérimentales en incluant uniquement les configurations protons [65]. La contribution de la brisure du cœur neutron semble nécessaire pour expliquer les observations expérimentales. Enfin, elles ont permis de bien définir l'espace de valence proton dans la région, par exemple, en définissant l'ordre en énergie des couches  $f_{5/2}$  et  $p_{3/2}$ .

### **b/ Production du $^{82}\text{Ge}$ par réactions directes**

Par rapport à la décroissance  $\beta$ , les réactions directes, comme les réactions de transfert ou encore la fission, permettent de peupler des états de nature différente, notamment de plus haut spin dans le cas de  $^{82}\text{Ge}$ . Plusieurs expériences ont produit et observé le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  à partir de réactions directes.

La première ayant produit le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  par la fission et permis son étude par spectroscopie  $\gamma$  date de 2007. Elle a été réalisée par T. Rzaca-Urban et ses collaborateurs auprès du spectromètre EUROGAM2 [14]. L'isotope fissionnant était le  $^{248}\text{Cm}$  dont le taux de production du  $^{82}\text{Ge}$  est évaluée à  $1,02(65) \times 10^{-4}$ .

Deux nouveaux états excités, supposés  $5^+$  ou  $6^+$  ont été observés à 2930 et 3227,5 keV. Tout deux se désexcitent vers l'état  $4^+$  à 2287 keV. L'auteur a choisi l'attribution de ces spins et leur nature par un argument de systématique sur les états similaires le long de  $N = 50$ . Il conclut qu'au moins un de ces deux états est issu de la configuration particule-trou  $(\nu 1g_{9/2})^{-1}(\nu 2d_{5/2})^1$ . Enfin, comme les énergies de ces états sont plus faibles que dans le noyau pair-pair voisin  $^{84}\text{Se}$ , il l'explique par la réduction de la taille du gap à  $N = 50$ . À l'époque, il s'agissait d'un argument appuyant l'hypothèse que le nombre magique  $N = 50$  pourrait disparaître proche du  $^{78}\text{Ni}$ .

Plus tard, en 2011, une autre expérience ayant produit le  $^{82}\text{Ge}$  à l'aide de la fission du  $^{252}\text{Cf}$  a été réalisée par J. K. Hwang et ses collaborateurs [66]. Les  $\gamma$  prompts issus de la fission ont été observés à l'aide des 101 détecteurs HPGe du spectromètre Gammasphere.

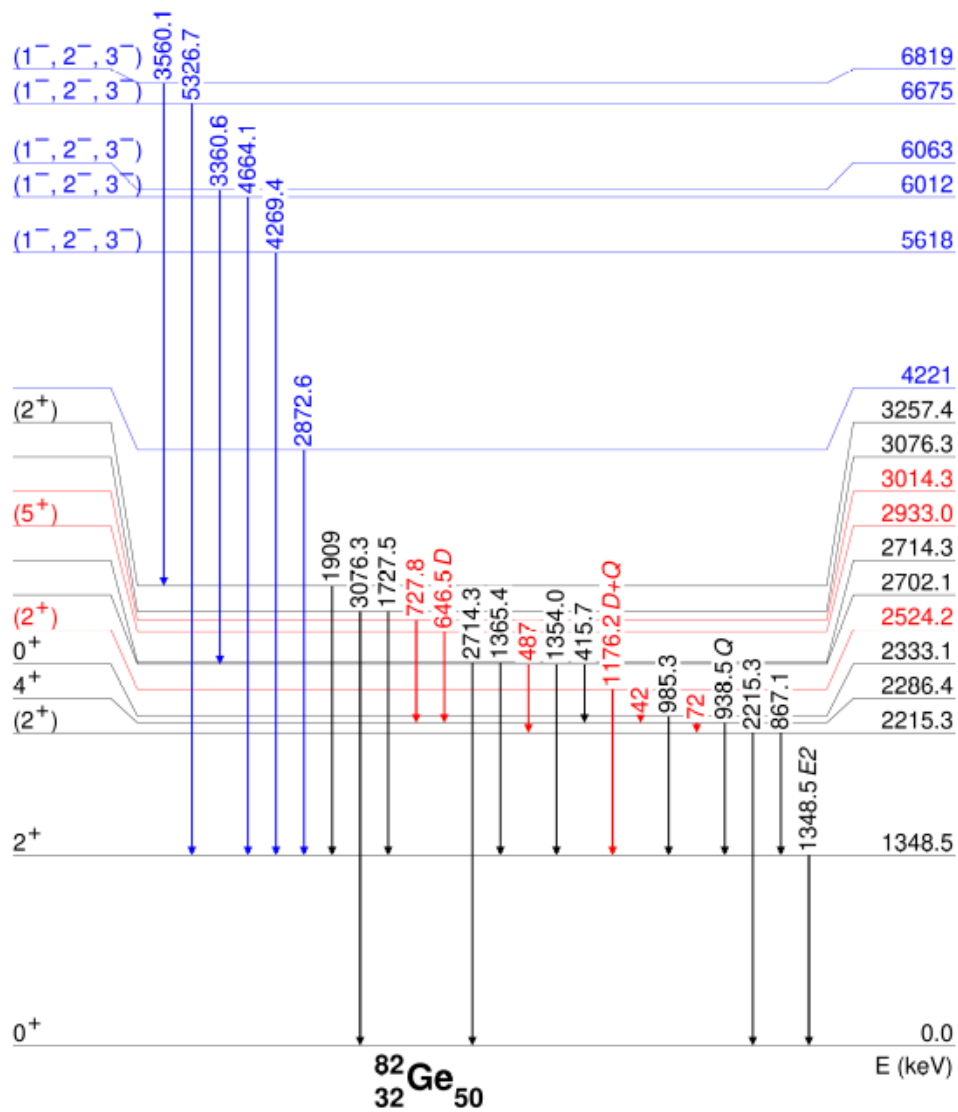


FIGURE 4.8 – Schéma de niveau du  $^{82}\text{Ge}$  obtenu à partir des études par décroissance  $\beta$  et  $\beta$ -n des noyaux de  $^{82}\text{Ga}$  et  $^{83}\text{Ga}$  respectivement. Les états et transitions en noir ont été observés grâce aux deux mécanismes, ceux en rouge uniquement dans la décroissance  $\beta$ -n, et ceux en bleu uniquement dans la décroissance  $\beta$ .

Au cours de cette analyse, l'auteur place sept nouveaux états et onze nouvelles transitions dans le schéma de niveaux du  $^{82}\text{Ge}$  incluant deux bandes rotationnelles basées sur des états très déformés ( $\beta_2 \simeq 0,43$ ). Cette coexistence entre un état fondamental sphérique et des bandes excitées déformées proviendrait de la configuration  $(\nu 1g_{9/2})^{-2}(\nu 2d_{5/2})^2$ .

Enfin, en 2012, dans le but d'étudier les états de moyen et haut spin à  $N = 50$ , E. Sahin et ses collaborateurs ont réalisé une expérience au Laboratoire National de Legnaro auprès du spectromètre GASP [16]. Il s'agit d'un ensemble de 40 détecteurs HPGe associés à un calorimètre  $4\pi$  de 80 BGO, également utilisés pour la réjection Compton. Le noyau a été peuplé par la réaction de transfert  $^{238}\text{U}(^{82}\text{Se}, ^{82}\text{Ge}\gamma)$ . Cinq états excités du  $^{82}\text{Ge}$  ont été observés à 1347, 2285, 2521, 2932 et 3225 keV. Ces états avaient déjà été observés lors des expériences de fission mais les mesures de corrélations angulaires associées à un calcul de modèle en couche ont permis d'appuyer l'attribution des spin-parités ( $5^+$ ) et ( $6^+$ ) pour les deux états de plus hautes énergies, à 2932 et 3225 keV. Ces derniers sont ceux supposés provenir de la configuration particule-trou  $(\nu 1g_{9/2})^{-1}(\nu 2d_{5/2})^1$ . L'état  $7^+$  issu du même multiplet d'états n'a quant-à lui pas encore été identifié pour le noyau de  $^{82}\text{Ge}$ . L'ensemble des transitions et états observés dans ces expériences est présenté sur la figure 4.9

Dans la suite, nous allons voir comment les résultats de notre expérience peuvent venir compléter les connaissances sur le noyau de  $^{82}\text{Ge}$ .

### 4.2.3 Construction du schéma de niveau du $^{82}\text{Ge}$

Pour déterminer les énergies sur lesquelles appliquer des conditions pour étudier le  $^{82}\text{Ge}$ , nous utilisons les  $\gamma$  qui ont été observés lorsque le noyau a été produit par la fission [14,66].

La projection du cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  prompt utilisé pour reconstruire les coïncidences est présentée sur le spectre de la figure 4.10a. L'encart représente la région autour de 1348,5 keV qui est l'énergie de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{82}\text{Ge}$ , sur laquelle vont être appliquées la plupart des conditions. En appliquant une simple condition sur cette énergie, on obtient le spectre visible sur la figure 4.10.

Plusieurs pics sont visibles sur ce dernier. D'une part, on observe des pics correspondant à des transitions dans les partenaires de fission  $1n$  et  $3n$ , dont les énergies sont présentées dans le tableau de la figure 4.10. D'autre part, des transitions connues du  $^{82}\text{Ge}$  apparaissent également à 646,1, 938,6, 940,5, et 1176,6 keV. Ces  $\gamma$  sont issus de la désexcitation des états à 2933,2, 2287,1, 3227,6 et 2524,1 keV respectivement. Enfin, d'autres structures peu intenses et non clairement identifiées parmi les  $\gamma$  du  $^{82}\text{Ge}$  ou des partenaires sont

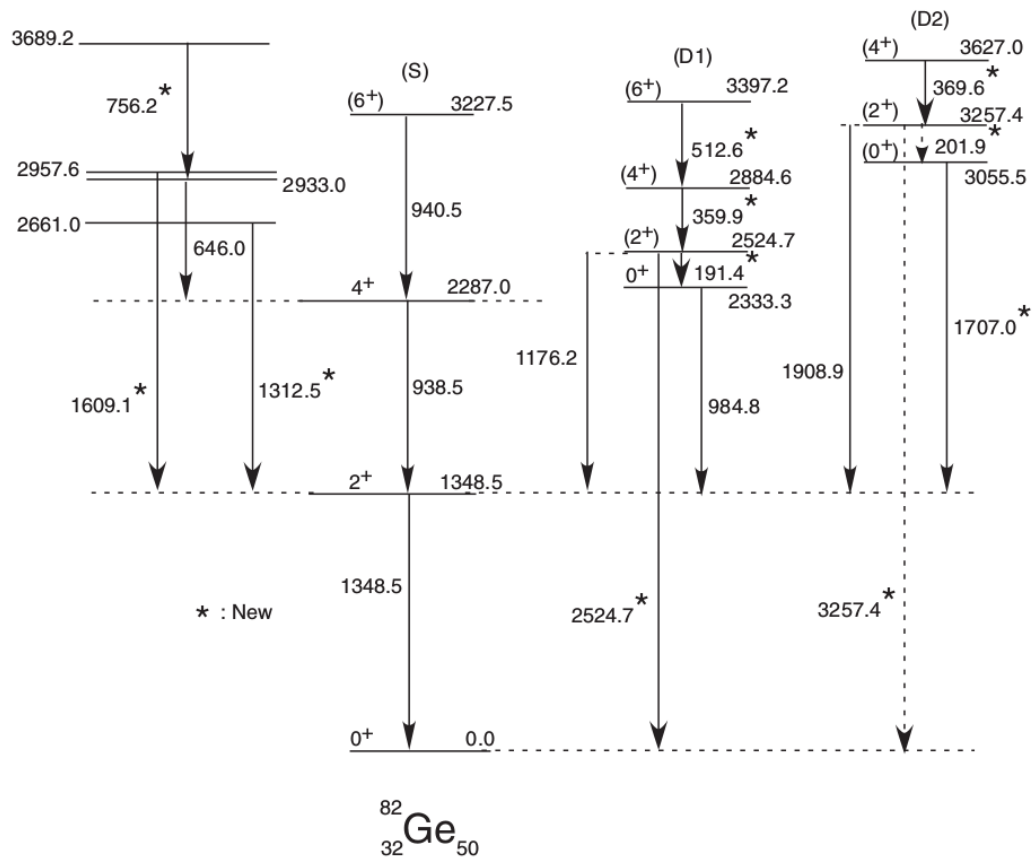


FIGURE 4.9 – Schéma de niveaux issu de [66] qui regroupe tous les états et transitions observés par des réactions directes. Les énergies indiquées sont en keV.

## 4.2 Structure des noyaux $N = 50$ dans la région du $^{78}\text{Ni}$

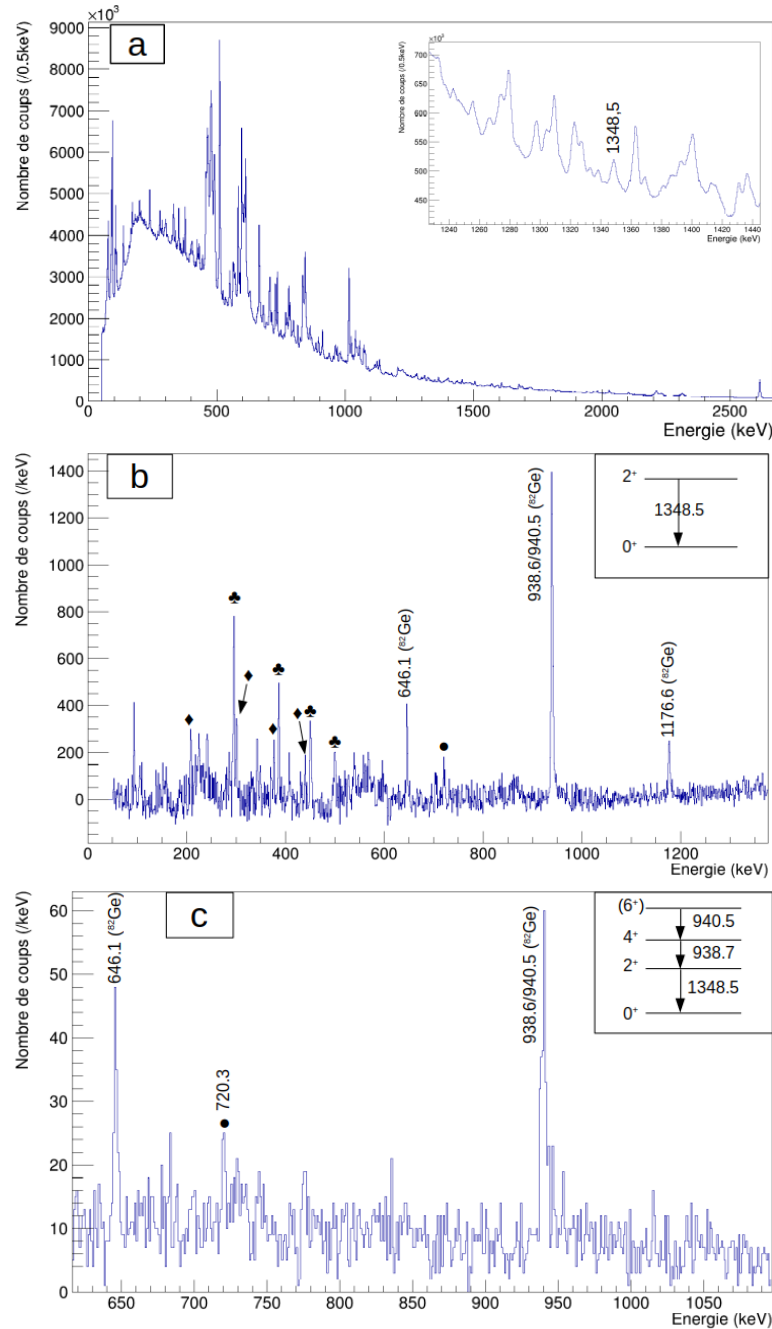


FIGURE 4.10 – Spectre a : Projection du cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  prompt obtenu avec le trigger C3MP3. La région autour de 1348,5 keV est montrée dans l'encart. Spectre b : Spectre simplement conditionné sur la transition à 1348,5 keV. Les  $\gamma$  identifiés comme appartenant au noyau de  $^{82}\text{Ge}$  sont indiqués par leur énergie. Une transition à 720 keV visible sur plusieurs spectres simplement conditionnés, mais non attribuée au  $^{82}\text{Ge}$  est indiquée par un cercle. Spectre c : Spectre doublement conditionné sur la transition à 1348,5 keV et le doublet à 938,5/940,5 keV. Comme les deux  $\gamma$  du doublet sont émis en cascade, ils sont visibles en coïncidence dans le spectre. Le pic à 720,3 keV est également visible sur l'histogramme.

visibles sur le spectre. Notamment, une transition à 720 keV, indiquée par un cercle sur les figure 4.10b et c, se retrouve également si l'on applique une condition sur les transitions à 938,5 et 940,5 keV mais l'intensité reste faible et une condition simple en énergie ne permet pas de tirer de conclusion quant-à son appartenance au noyau de par la très faible intensité. Il faut alors appliquer une double condition en énergie pour tenter d'observer plus distinctement ces structures de faible intensité.

Isotope	Energie (keV)
$^{150}\text{Ce}$ (1n) ♦	208,7
	300,7
	376,2
	440,0
$^{148}\text{Ce}$ (3n) ♣	295,1
	386,2
	450,8
	500,8

TABLEAU 4.1 – Tableau contenant les énergies des  $\gamma$  émis par les partenaires de fission 1n et 3n du  $^{82}\text{Ge}$ , observées sur les spectres  $\gamma$ .

Dans un second temps, on applique deux conditions en énergie sur la transition à 1348,5 keV et sur le doublet à 938,5/940,5 keV. Le spectre de la figure 4.10c laisse alors apparaître un pic à 646,1 keV correspondant à la transition  $(5^+) \rightarrow 4^+$ . De plus, comme les deux  $\gamma$  du doublet sont émis en cascade  $((6^+) \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+)$ , ils sont également visibles sur le spectre. Enfin, le pic à 720,3 keV est également présent sur cet histogramme. Dans l'hypothèse où cette transition provient d'un état dans le  $^{82}\text{Ge}$ , on projette le cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  en conditionnant sur les énergies 1348,5 keV et 720,3 keV.

Sur le spectre, présenté sur la figure 4.11, nous observons un pic centré à 939,2 keV. Sa largeur à mi-hauteur est mesurée à 4,5(2) keV soit environ deux fois la largeur attendue pour un pic dans cette région en énergie. Nous supposons alors qu'il s'agit bien du doublet 938,7/940,5 keV (la moyenne des énergies 939,6 keV) du  $^{82}\text{Ge}$ . De plus, comme aucune autre transition du  $^{82}\text{Ge}$  n'est clairement observée, notamment à 646,1 ou 1176,7 keV, nous pouvons émettre l'hypothèse que la transition à 720,3 keV tombe directement sur l'état  $(6^+)$  à 3227,6 keV. Elle serait alors émise par un état situé à 3947,9 keV.

D'autre part, en appliquant une double condition sur les raies à 1348,5 et 646 keV  $((5^+) \rightarrow 4^+)$ , nous obtenons le spectre 4.12. Nous voyons un pic centré à 938,6 keV qui correspond à la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  attendue. Nous observons également un autre pic centré sur l'énergie 294,1 keV. Bien que cette énergie soit très proche de celle d'une transition du

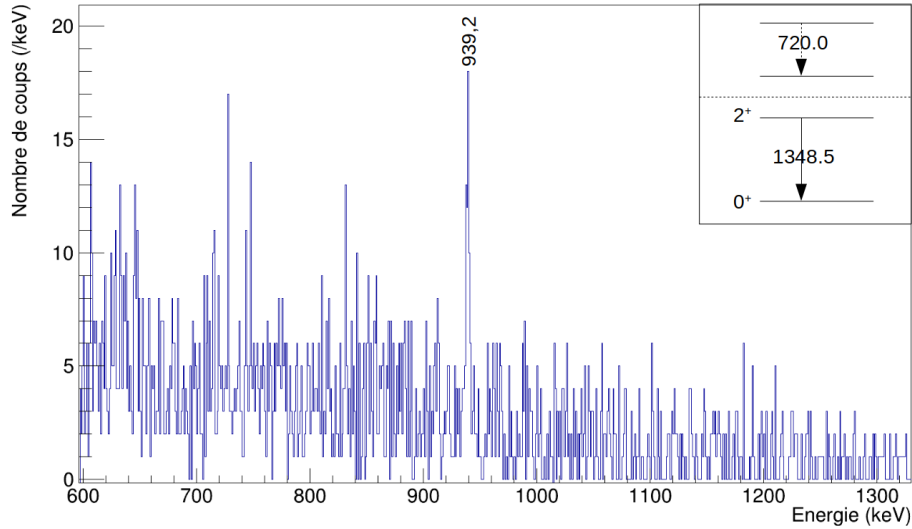


FIGURE 4.11 – Spectre doublement conditionné sur les énergies 1348,5 keV et 720,3 keV. On observe en coïncidence une structure centrée à 939,2 keV et dont la largeur à mi-hauteur vaut 4,5(2) keV.

partenaire de fission  $^{148}\text{Ce}$  à 295,1 keV, aucune autre transition provenant de ce dernier n'est observée en coïncidence. De plus, 294,1 keV est très proche de l'énergie entre les deux états ( $6^+$ ) et ( $5^+$ ) du  $^{82}\text{Ge}$ , situés respectivement à 3227,6 et 2933,2 keV. Une transition similaire, à 164,8 keV est présente dans l'isotone pair-pair voisin  $^{84}\text{Se}$ , également entre les états  $6^+$  et  $5^+$  (voir figure 4.5). Nous supposons que le pic à 294,1 keV est une transition équivalente dans le noyau de  $^{82}\text{Ge}$ . Enfin, nous nous intéressons maintenant à la transition ( $2^+$ ) $\rightarrow$  $2^+$  à 1176,2 keV. Le spectre doublement conditionné sur les transitions à 1348,5 et 1176,2 keV, visible sur la figure 4.13, ne présente aucune structure claire en coïncidence avec ces deux énergies. Cela semble indiqué que l'état à 2525,1 keV est directement peuplé par la fission.

Finalement, l'ensemble des transitions attribuées au noyau de  $^{82}\text{Ge}$  sont rassemblées dans le tableau 4.2 et le schéma de niveaux reconstruit à partir de toutes les coïncidences est représenté sur la figure 4.14. Les intensités des transitions, entre crochets, ont été mesurées relative à l'intégrale du pic à 1348,5 keV, en comparant les intégrales des pics, corrigées de l'efficacité, sur les différents spectres simplement conditionnés. Ce schéma de niveaux sera discuté en détail dans la suite.



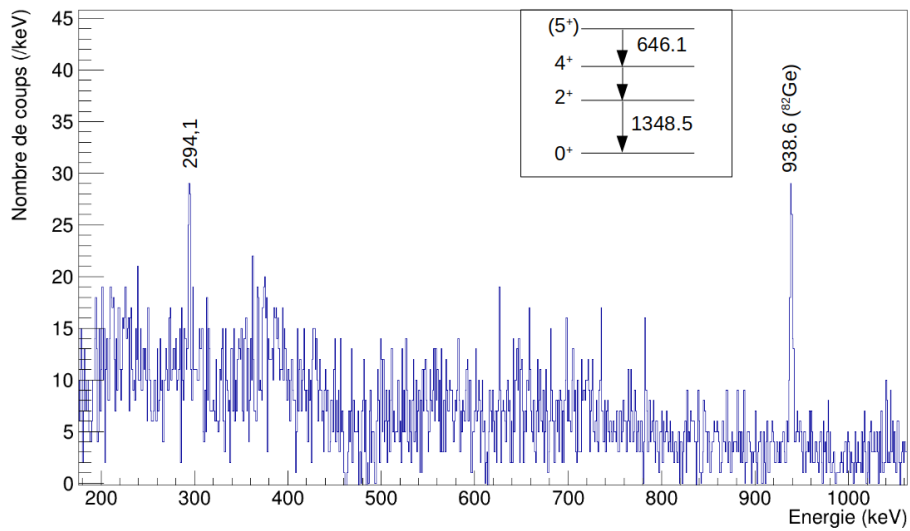


FIGURE 4.12 – Spectre doublement conditionné sur les transitions à 1348,5 et 646,1 keV. Le pic correspondant à la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  est visible à 938,6 keV. Un autre pic centré sur l'énergie 294,1 keV se détache du fond.

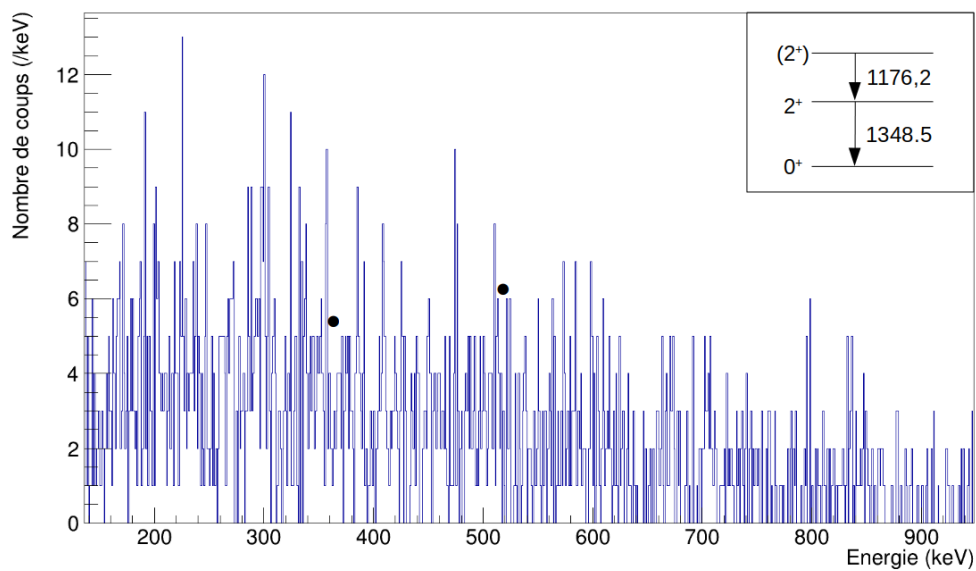


FIGURE 4.13 – Spectre doublement conditionné sur les transitions à 1348,5 et 1176,2 keV. Aucune transition n'est clairement observée en coïncidence. La position de cercles représente les énergies auxquelles nous devrions observer des transitions issues des bandes rotationnelles déformées proposées dans [66].

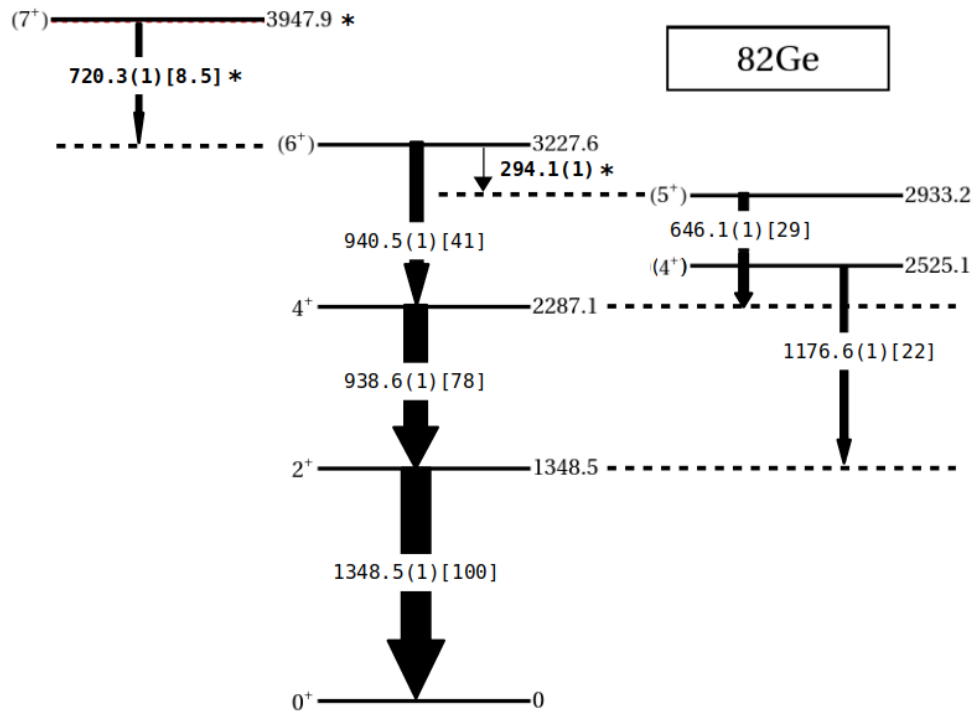


FIGURE 4.14 – Schéma de niveaux pour le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  reconstruit à partir des données de notre expérience. Le nouvel état et les deux nouvelles transitions sont indiqués par un astérisque. Les valeurs entre crochets représentent les intensités relatives mesurées par rapport à la transition à 1348,5 keV. Les énergies indiquées sont en keV.

Énergie état (keV)		$J^\pi$	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	
Ce travail	Littérature			Ce travail	Littérature
1348,5(1)	1348,5(1)	$2^+$	$2^+ \rightarrow 0^+$	1348,5(1)	1348,3(1)
2287,1(2)	2286,61(15)	$4^+$	$4^+ \rightarrow 2^+$	938,6(1)	938,3(1)
2525,1(2)	2524,7(4)	<b>(4<sup>+</sup>)</b>	<b>(4<sup>+</sup>)</b> $\rightarrow 2^+$	1176,6(1)	1176,2
2933,2(3)	2933,0(9)	<b>(5<sup>+</sup>)</b>	<b>(5<sup>+</sup>)</b> $\rightarrow 4^+$	646,1(1)	646,0
3227,6(3)	3225(2)	<b>(6<sup>+</sup>)</b>	<b>(6<sup>+</sup>)</b> $\rightarrow 4^+$	940,5(1)	940(1)
			<b>(6<sup>+</sup>)</b> $\rightarrow$ <b>(5<sup>+</sup>)</b>	294,1(1)	<b>nouveau</b>
3947,9(4)	<b>nouveau</b>	$(7^+)$	$(7^+) \rightarrow 6^+$	720,3(1)	<b>nouveau</b>

TABLEAU 4.2 – Liste de tous les états appartenant au noyau de  $^{82}\text{Ge}$  et observés dans ce travail, avec leur spin-parité et les transitions  $\gamma$  qui leur sont associées. Les valeurs de la littérature sont celles de la base de données ENSDF [67]. Les valeurs en gras correspondent aux grandeurs en lien avec les nouvelles observations.

### 4.3 Discussion des résultats sur le noyau de $^{82}\text{Ge}$

Un constat flagrant s'impose lorsque l'on regarde les résultats obtenus pour le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  : de nombreux états et transitions ne sont pas visibles. En effet, 9 états et 13 transitions rapportés ne sont pas confirmés par notre étude. Sur ces 13 transitions, 11 avaient été observées pour la première fois par J. K. Hwang [66], les deux restantes ayant déjà été vues lors d'expériences utilisant la décroissance  $\beta$  pour produire le noyau. Cependant, notre analyse a permis de proposer un nouvel état et deux nouvelles transitions dans le schéma de niveaux du  $^{82}\text{Ge}$ .

#### 4.3.1 États non observés : des systèmes fissionnants différents

Bien que dans les deux cas le noyau soit produit par la fission, il ne s'agit pas du tout du même système fissionnant. Dans l'expérience de J. K. Hwang, il s'agit du  $^{252}\text{Cf}$  qui se désintègre dans 3,09 % des cas par fission spontanée (donc sans apport d'énergie). Dans notre expérience, la fission est induite par bombardement de neutrons d'environ 2 MeV sur une cible de  $^{232}\text{Th}$ .

La source de  $^{252}\text{Cf}$  utilisée est protégée par deux feuilles de fer et une boule en plastique, pour permettre l'absorption des rayonnements  $\beta$  et stopper partiellement l'émission des neutrons. Ainsi, les spectres obtenus sont plus propres, ce qui permet de compenser en

partie le taux de production relativement faible. Dans notre cas, la fission est mélangée à de nombreuses réactions contaminantes, compliquant l'identification des fragments.

D'autre part, nous avons montré au début de ce chapitre que les états accessibles, en terme d'énergie et de spin, varient selon le système fissionnant. Nous pouvons imaginer que la fission du  $^{252}\text{Cf}$  permet d'atteindre plus facilement les états non-YRAST, alors que la fission induite du  $^{232}\text{Th}$  atteint plus rapidement la bande YRAST.

Sans explication plus claire, nous ne discuterons pas les états qui n'ont pas été observés et leurs conséquences sur la structure du noyau. Une nouvelle mesure à l'aide d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  auprès d'un spectromètre  $\gamma$  comme  $\nu$ -Ball2 pourrait permettre de confirmer ou d'infirmer l'attribution de ces transitions  $\gamma$  au noyau de  $^{82}\text{Ge}$ .

### 4.3.2 Conséquence de la nouvelle transition à 294,1 keV

Le spin-parité des états à 2933,2 et 3227,6 keV n'est, encore aujourd'hui, pas complètement établi. L'attribution ( $6^+$ ) pour l'état à 3227,6 keV et ( $5^+$ ) pour l'état à 2933,2 keV est basée sur la systématique de l'évolution de ces états le long de la chaîne isotonique  $N = 50$  [14]. La nouvelle transition, peu intense, mesurée à 294,1 keV et supposée lier ces deux états est similaire à une transition dans l'isotone pair-pair voisin  $^{84}\text{Se}$ . En effet, entre les états  $6^+$  à 3702,4 keV et  $5^+$  à 3537,6 keV se trouve une transition à 164,8 keV.

Ainsi, la mesure de ce  $\gamma$ , attribué au noyau de  $^{82}\text{Ge}$ , permet de renforcer l'attribution du spin-parité  $5^+$  pour l'état à 2933,2 keV et  $6^+$  pour l'état à 3227,6 keV. Néanmoins, en spectroscopie  $\gamma$ , seules des mesures de corrélations angulaires permettront de le confirmer.

### 4.3.3 Discussion sur l'état à 2525,1 keV

Dans notre schéma de niveaux, l'état à 2525,1 keV est à l'origine de l'émission d'un  $\gamma$  de 1176,6 keV lors de sa désexcitation vers l'état  $2^+$  à 1348,5 keV. Aucune autre désexcitation par émission  $\gamma$  n'a été observée depuis cet état. En effet, les transitions à 191,4 (vers l'état  $0^+$  à 2333,3 keV) et à 2524,7 keV (vers l'état fondamental) proposées dans [66] n'ont pas été observées dans nos données, en appliquant des conditions sur les transitions des partenaires de fission par exemple. De plus, cet état ne semble alimenté par aucune transition, comme le montre l'absence de pic sur le spectre doublement conditionné sur les énergies 1348,5 et 1176,2 keV de la figure 4.13.

Cet état est également peuplé par la décroissance  $\beta$ -n mais aucune de ces deux transitions n'est observée. Seule la transition à 1176 keV vers le premier état  $2^+$  est visible [60,61]. Il en est de même pour la production par réaction de transfert [16]. Or, la manière dont

un état se désexcite au sein du noyau ne devrait pas dépendre de la manière dont il a été peuplé.

De ce fait, trois arguments nous poussent à reconsidérer l'attribution du spin ( $2^+$ ) pour cet état. Premièrement, les études en décroissance  $\beta$ -n n'ont montré aucune décroissance de cet état vers l'état fondamental. Deuxièmement, cet état n'est pas peuplé par la décroissance  $\beta$  du  $^{82}\text{Ga}$ , alors qu'un autre état  $2^+$  proche en énergie (2215,4 keV) l'est avec une intensité  $I_\beta$  de 17 %. Enfin, dans nos données, cet état n'est peuplé par aucune transition, indiquant que le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  serait souvent ( $I_\gamma = 22\%$ ) produit dans un état ( $2^+$ ) de relativement basse énergie et non-YRAST, ce qui semble peu probable compte tenu des propriétés de la fission du  $^{232}\text{Th}$ .

Si l'on regarde de plus près les expériences de décroissance  $\beta$ -n et les règles de sélection associées (voir annexe A.1), à partir de l'état fondamental ( $\frac{5}{2}^-$ ) du  $^{83}\text{Ga}$ , des états de moment angulaire entre 0 et 5 peuvent en principe être peuplés. Cependant, la décroissance observée vers l'état  $2^+$  à 1348,5 keV tend à limiter les spins possibles à un maximum de 4. D'après les calculs de modèle en couches présentés dans [16], l'état  $4_2^+$  calculé est en bon accord avec l'énergie mesurée expérimentalement.

Pour toutes ces raisons, nous préférons l'hypothèse d'un spin 4 pour cet état. Cependant, des mesures de corrélations angulaires sont nécessaires pour le confirmer, mais ces dernières n'ont pas pu être possibles dans nos données à cause de la faible statistique.

#### 4.3.4 Discussion sur le nouvel état à 3947,9 keV

L'autre nouvelle transition observée dans le noyau de  $^{82}\text{Ge}$  à 720,3 keV est clairement vue en coïncidence avec les  $\gamma$  à 1348,5, 938,6 et 940,5 keV. Son intensité est mesurée à 8,5 % par rapport à la transition de 1348,5 keV. Ainsi, nous proposons que cette transition provienne d'un état à 3947,9 keV qui décroît vers l'état ( $6^+$ ) à 3227,6 keV (voir figure 4.14).

En ce qui concerne son moment angulaire, on voit sur le graphique du haut de la figure 4.15 que ce nouvel état s'inscrit parfaitement dans la systématique des états  $7^+$ . De plus, il suit un schéma de désexcitation similaire à l'état  $7^+$  du noyau de  $^{84}\text{Se}$  avec une décroissance vers l'état  $6^+$  uniquement.

Pour confirmer notre hypothèse, nous avons cherché à calculer son énergie à partir de la taille du gap mesurée le long de  $N = 50$  et d'une interaction résiduelle  $\delta$ . En effet, dans cet espace de valence, il n'est pas possible de produire un état  $7^+$  avec une configuration proton. La configuration  $(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1$  semble être la plus simple permettant d'obtenir cet état de spin-parité. D'après la formule présentée dans [4], l'énergie d'un état  $7^+$  issu

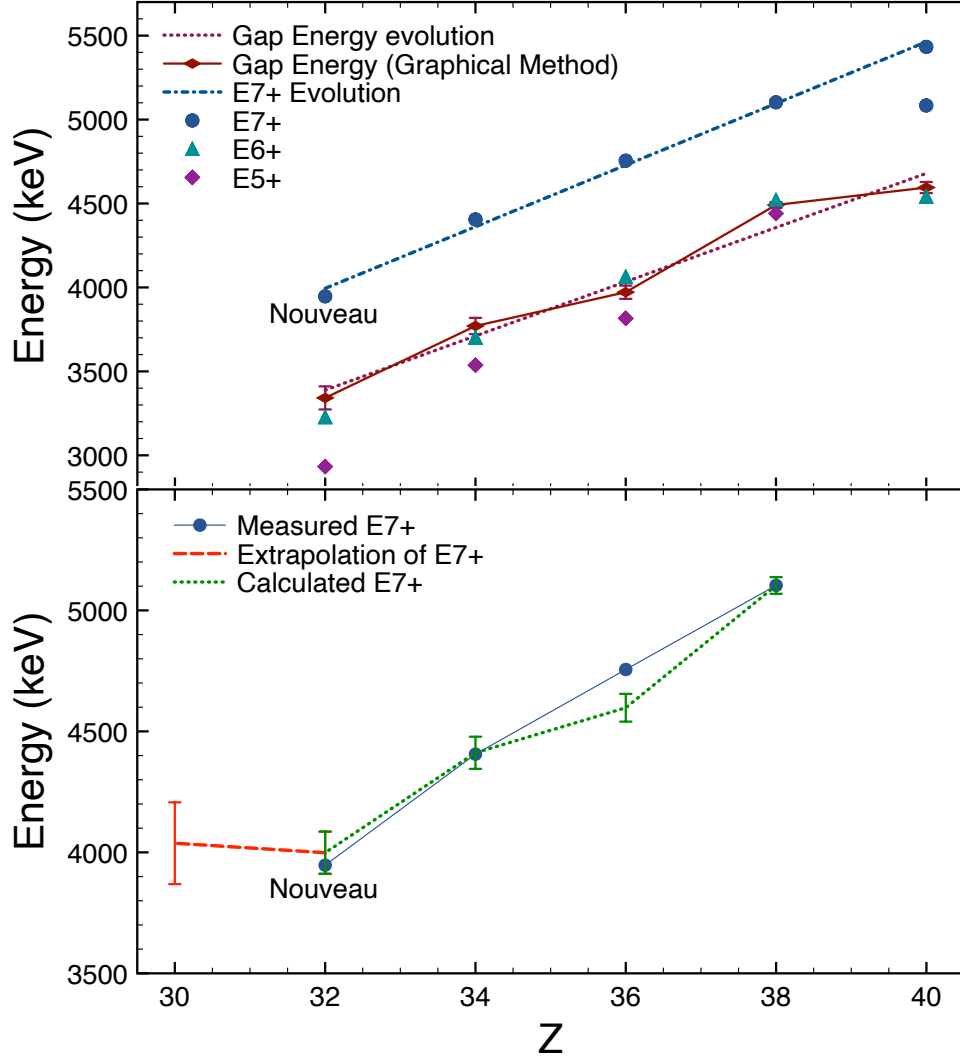


FIGURE 4.15 – Le graphique du haut représente l'évolution de l'énergie des états de spin-parité  $5^+$  (losanges violets),  $6^+$  (triangles verts) et  $7^+$  (cercles bleus) supposés dominés par la configuration  $(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1$ . L'évolution de l'énergie du gap entre ces deux états de particule individuelle, calculée par la méthode graphique de K. Heyde [68], est représentée par les losanges rouges. Le graphique du bas représente l'évolution de l'énergie mesurée expérimentalement des états  $7^+$  (cercles bleus) ainsi que celle calculée à partir de la taille du gap et d'une interaction résiduelle modélisée par une interaction  $\delta$ .

de cette configuration prend la forme :

$$E(g_{9/2}^{-1}d_{5/2}^1; 7^+) = \epsilon_{d_{5/2}} - \epsilon_{g_{9/2}} + \left\langle g_{9/2}^{-1}d_{5/2}^1 \left| V_{12} \right| g_{9/2}^{-1}d_{5/2}^1 \right\rangle_{J=7^+} \quad (4.1)$$

On appelle  $E_{gap} = \epsilon_{d_{5/2}} - \epsilon_{g_{9/2}}$  la différence en énergie entre les états de particule individuelle, et  $V_{12}$  représente l'interaction entre la particule et le trou. Pour une interaction de contact :

$$V_{12} = -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (4.2)$$

où  $V_0$  représente la profondeur du puits de potentiel et peut être approximé par  $V_0 \approx \frac{30}{A}$  [MeV], avec  $A$ , la masse. L'élément de matrice pour une interaction entre deux particules prend alors la forme :

$$\langle j_1 j_2 | -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) | j_1 j_2 \rangle_J = -V_0 \times F_R(n_1 \ell_1 n_2 \ell_2) \times A(j_1 j_2 J) \quad (4.3)$$

avec  $F_R$ , l'intégrale de recouvrement entre les deux fonctions d'onde des deux orbitales :

$$F_R(n_1 \ell_1 n_2 \ell_2) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1}{r^2} R_{n_1 \ell_1}^2(r) R_{n_2 \ell_2}^2(r) dr \quad (4.4)$$

et  $A(j_1 j_2 J)$ , un terme géométrique qui ne fait intervenir que les nombres quantiques de moments angulaires du système :

$$A(j_1 j_2 J) = \frac{1}{2} (1 + (-1)^{\ell_1 + \ell_2 - J}) (2j_1 + 1) (2j_2 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 \quad (4.5)$$

Comme la configuration que nous étudions correspond à l'interaction entre une particule et un trou, on applique une transformée de Pandya [69] sur l'élément de matrice particule-particule et on obtient alors :

$$\langle g_{9/2}^{-1} d_{5/2}^1 | V_{12} | g_{9/2}^{-1} d_{5/2}^1 \rangle_{J=7^+} = - \sum_{J_0} (2J_0 + 1) W\left(\frac{9}{2} \frac{5}{2} \frac{5}{2} \frac{9}{2}; 7 J_0\right) \langle g_{9/2}^1 d_{5/2}^1 | V_{12} | g_{9/2}^1 d_{5/2}^1 \rangle_{J=J_0} \quad (4.6)$$

où les termes  $W(j_1 j_2 j_2 j_1; J J_0)$  sont les coefficients-W de Racah qui sont directement liés aux termes 6-j de Wigner :

$$W(abcd; ef) = (-1)^{a+b+c+d} \begin{pmatrix} a & b & e \\ d & c & f \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Finalement, comme la configuration en jeu pour produire l'état  $7^+$  est la même pour tous les noyaux  $N = 50$  dans la région d'intérêt, l'élément de matrice ne dépend que de la masse du noyau, de par l'approximation de  $V_0$ , et on peut alors écrire :

$$E(g_{9/2}^{-1} d_{5/2}^1; 7^+) = E_{gap} + \frac{\text{const}}{A} \quad (4.8)$$

Ainsi, en déterminant le terme constant pour un certain noyau (de préférence un pour lequel l'énergie du gap a la plus petite incertitude), on peut calculer l'énergie de l'état  $7^+$  pour tous les autres isotones. L'évolution de la taille du gap dans les isotones  $N = 50$  est représentée sur le graphique du haut de la figure 4.15. Ces énergies sont calculées à partir de la méthode graphique de K. Heyde présentée dans [68] qui utilise les masses des noyaux évaluées dans [70]. La valeur de gap pour laquelle l'incertitude est la plus faible est celle du  $^{88}\text{Sr}$  :  $E_{\text{gap}}(^{88}\text{Sr}) = 4491,2 \pm 17,1$  keV. A partir de cette valeur, on détermine le terme constant, puis on calcule les énergies des états  $7^+$ . Les valeurs sont représentées sur le graphique du bas de la figure 4.15. Les valeurs calculées sont en bon accord avec les énergies mesurées expérimentalement, avec une énergie  $E(7^+)$  de 3999(87) keV pour le  $^{82}\text{Ge}$ , soit une différence de 52 keV compatible avec nos incertitudes. La taille du gap correspondante est de 3342(69) keV.

En conclusion, grâce aux arguments systématiques, nous proposons d'attribuer le spin-parité ( $7^+$ ) pour le nouvel état mesuré dans le noyau de  $^{82}\text{Ge}$ . Le calcul à partir d'un modèle simple tend à montrer que cet état trouve son origine dans la configuration particule-trou  $(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1$ . Dans la dernière section de ce chapitre, nous allons proposer une interprétation de ces résultats dans le cadre du modèle en couche.

## 4.4 Interprétation des résultats

Comme cela a été dit dans le premier chapitre, les études précédentes prédisent une diminution de l'énergie du gap lié au nombre magique  $N = 50$  jusqu'au  $^{82}\text{Ge}$  pour réaugmenter ensuite. Nous allons proposer une explication pour cette évolution, et par extension, celle des états de particule individuelle, en se basant sur les résultats expérimentaux dans le cadre de la symétrie de pseudo-spin.

### 4.4.1 L'évolution de l'énergie des états de particule individuelle

La figure 4.15 nous montre que les énergies des états supposés provenir de la configuration particule-trou décroissent à mesure que l'on approche du  $^{82}\text{Ge}$  depuis la stabilité. C'est le signe de la diminution de l'énergie du gap, qui est significatif du rapprochement des états s. p.  $g_{9/2}$  et  $d_{5/2}$ . Cette tendance est confirmée par la mesure de l'énergie du nouvel état ( $7^+$ ) dont l'évolution est linéaire. Cela peut être interprété comme une dérive monopolaire (voir l'équation 1.26 page 10). De plus, si on ajuste une droite affine sur les évolutions des énergies des états  $7^+$  (en bleu sur la figure 4.15) et du gap (en rouge), on



trouve des pentes très proches, respectivement, 183,5 keV et 161,3 keV. Les énergies des états  $6^+$  (en vert) oscillent autour de l'énergie du gap mesurée par la méthode graphique mais semble suivre la même tendance (la pente mesurée est de 172,4 keV). Enfin, on voit que l'énergie des états  $5^+$  (en violet) semble diminuer plus rapidement à mesure que l'on approche du  $^{82}\text{Ge}$ . En effet, la pente mesurée pour la droite d'ajustement est de 240,1 keV.

Deux explications peuvent être proposées. D'une part, nous rappelons que les états  $6^+$  et  $5^+$  sont accessibles dans l'espace de valence proton (*via* la configuration  $(f_{5/2})^2(p_{3/2})^2$  par exemple) et ces configurations peuvent se mélanger à la configuration neutron et changer les énergies des états. Pour autant, il n'est pas évident que les énergies doivent alors diminuer avec  $Z$ . L'autre explication serait l'influence d'une autre configuration neutron. On cherche alors une configuration qui peut produire des moments angulaires d'au plus 5, pour justifier le fait que les états  $6^+$  et  $7^+$  ne sont pas influencés. Un bon candidat serait alors la configuration  $(g_{9/2})^{-1}(s_{1/2})^1$  qui produit deux états  $4^+$  et  $5^+$ . De plus, il a été observé que l'état de particule individuelle  $s_{1/2}$  se rapproche progressivement de l'état  $d_{5/2}$  *via* la mesure des états  $\frac{5}{2}^+$  et  $\frac{1}{2}^+$  des isotones  $N=51$ . Les courbes sont présentées sur la figure 4.16 où l'on voit que l'énergie de l'état  $\frac{1}{2}^+$ , en rouge, se rapproche de plus en plus de celle de l'état  $\frac{5}{2}^+$ , en noir, quand  $Z$  diminue.

Ainsi, l'état  $5^+$  issu de la configuration  $(g_{9/2})^{-1}(s_{1/2})^1$  diminue également progressivement en énergie et comme deux états de même spin-parité sont amenés à se repousser, cela explique la tendance observée de l'état  $5_1^+$ . Cependant, il nous reste à trouver une explication physique qui permet de justifier ces deux évolutions : la diminution en énergie de l'état s. p.  $d_{5/2}$ , responsable de la fermeture progressive du gap et celle de l'état s. p.  $s_{1/2}$ , responsable de la chute plus rapide de l'état  $5^+$ .

#### 4.4.2 La brisure de symétrie de pseudo-spin

À l'origine, le modèle souvent proposé pour expliquer l'évolution de la taille du gap à  $N = 50$  était la force tenseur [71]. Ce modèle, évoqué brièvement dans le chapitre 1, permet d'expliquer la descente progressive de l'état  $d_{5/2}$  à mesure que l'état  $f_{5/2}$  se vide de ses protons. Mais ce modèle n'est pas capable d'expliquer la descente de l'état  $s_{1/2}$ , cette dernière ayant un moment angulaire  $\ell = 0$ . Une autre interprétation qui se base sur la brisure de la symétrie de pseudo-spin semble expliquer de façon cohérente toutes nos observations.

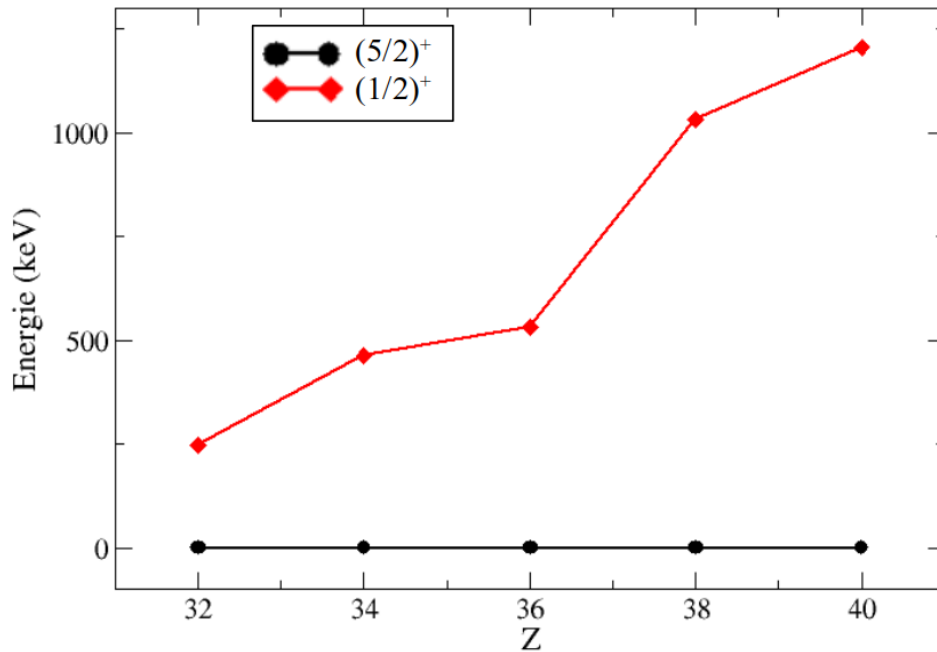


FIGURE 4.16 – Évolution des états de moment angulaire  $\frac{5}{2}^+$  et  $\frac{1}{2}^+$  dans les isotones  $N = 51$ . La décroissance progressive de l'énergie de l'état  $\frac{1}{2}^+$  quand  $Z$  diminue est le signe du rapprochement des états de particule individuelle  $s_{1/2}$  et  $d_{5/2}$ .

#### a/ L'origine de la symétrie de pseudo-spin

En physique nucléaire, la brisure de la symétrie de spin est probablement l'un des concepts les plus importants pour expliquer la structure des noyaux. En effet, c'est grâce à la séparation entre les membres des doublets ( $n, \ell, j = \ell \pm 1/2$ ) que l'on peut retrouver la série de nombres magiques déterminée expérimentalement.

Par ailleurs, d'autres études expérimentales [72, 73] ont montré qu'il existe une autre symétrie importante. En effet, il a été observé que les états de particule individuelle avec les nombres quantiques ( $n, \ell, j = \ell + 1/2$ ) et ( $n - 1, \ell + 2, j = \ell + 3/2$ ) se retrouvent quasi-dégénérés. C'est la symétrie de pseudo-spin pour laquelle on peut définir les doublets de pseudo-états ( $\tilde{n} = n - 1, \tilde{\ell} = \ell + 1, j = \tilde{\ell} \pm 1/2$ ).

La symétrie de pseudo-spin est fortement liée à la théorie de champ moyen relativiste. En effet, on peut montrer qu'il s'agit d'une symétrie relativiste de l'Hamiltonien de Dirac

$$H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta[M + S(\vec{r})] + V(\vec{r}) \quad (4.9)$$

où  $\vec{\alpha}$  et  $\beta$  sont les matrices de Dirac,  $S(\vec{r})$  est le potentiel scalaire et  $V(\vec{r})$  est le potentiel vecteur (voir la référence [74] pour plus de détails). La symétrie de pseudo-spin est alors

exactement respectée lorsque les deux potentiels sont équivalents en amplitude mais de signes opposés :

$$\Sigma(\vec{r}') = V(\vec{r}') + S(\vec{r}') = 0 \quad (4.10)$$

En réalité, la symétrie n'est jamais obtenue dans les noyaux liés car il n'existe pas d'état lié lorsque  $\Sigma(\vec{r}') = 0$ . Les deux états formant un pseudo-état ne sont ainsi jamais parfaitement dégénérés et leur séparation est régie par l'évolution de la dérivée du potentiel total  $d\Sigma(\vec{r}')/dr$ . Expérimentalement, il est possible de montrer que l'énergie de séparation des pseudo-états, définie comme :

$$\Delta E_{\tilde{n},\tilde{\ell}} = E_{\tilde{n},\tilde{\ell},j_{<}=\tilde{\ell}-1/2} - E_{\tilde{n},\tilde{\ell},j_{>}=\tilde{\ell}+1/2} \quad (4.11)$$

$$= \epsilon_{j_{<}} - \epsilon_{j_{>}} \quad (4.12)$$

évolue avec l'isospin du noyau [75]. En effet, la figure 4.17 montre l'évolution de la séparation entre les pseudo-partenaires  $\Delta_{PSO} = (\epsilon_{j_{<}} - \epsilon_{j_{>}})/(\hbar\omega(2\tilde{\ell} + 1))$  en fonction de l'isospin  $T$  pour différents pseudo-états. Nous constatons que, pour les pseudo-états protons, représentés par des carrés, la différence d'énergie entre les pseudo-partenaires croît avec l'isospin alors qu'elle décroît pour les pseudo-états neutrons, représentés par des cercles. La symétrie de pseudo-spin propose ainsi une évolution des états de particule individuelle avec le nombre d'isospin. Dans la suite, nous allons voir comment ce modèle peut expliquer nos observations expérimentales.

### b/ Interprétation des données expérimentales par la brisure de symétrie de pseudo-spin

Dans la région du  $^{78}\text{Ni}$ , il existe deux pseudo-états :

- $1\tilde{f}_{7/2,5/2}$ , composé des états de particule individuelle  $\epsilon_{j_{>}} = g_{7/2}$  et  $\epsilon_{j_{<}} = d_{5/2}$
- $2\tilde{p}_{3/2,1/2}$ , composé des états de particule individuelle  $\epsilon_{j_{>}} = d_{3/2}$  et  $\epsilon_{j_{<}} = s_{1/2}$

L'état s. p.  $g_{9/2}$  n'ayant pas de pseudo-partenaire, son énergie n'évolue pas par ce mécanisme.

Lorsque l'on descend vers le  $^{78}\text{Ni}$ , l'isospin augmente : les états  $g_{7/2}$  et  $d_{5/2}$  se repoussent et donc la couche  $d_{5/2}$  se rapproche de la couche  $g_{9/2}$ , conduisant à la fermeture progressive du gap lié à  $N = 50$ .

De plus, les états  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$  se repoussent également conduisant au rapprochement entre les états  $s_{1/2}$  et  $g_{9/2}$ . D'autre part, la figure 4.17 nous montre que, pour des pseudo-états protons, pour des grandes valeurs d'isospin, l'écart entre les pseudo-partenaires du

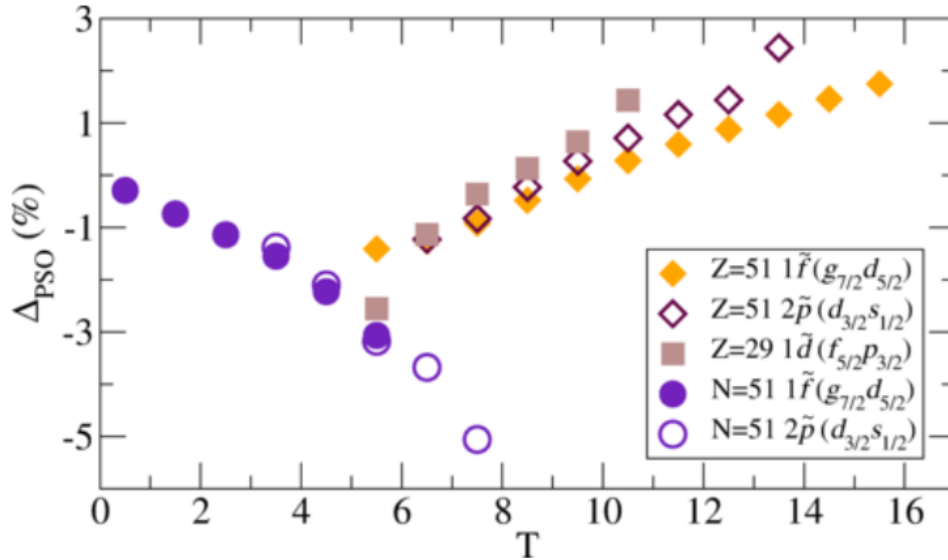


FIGURE 4.17 – Diagramme qui représente l'évolution de la différence en énergie entre deux pseudo-états  $\Delta_{PSO} = (\epsilon_{j<} - \epsilon_{j>})/(\hbar\omega(2\tilde{\ell} + 1))$  en fonction de l'isospin du noyau pour trois pseudo-états neutrons et deux pseudo-états protons.

pseudo-état  $2\tilde{p}_{3/2,1/2}$ , représenté par les carrés blancs semble grandir plus rapidement que pour le pseudo-état  $1\tilde{f}_{7/2,5/2}$ , représenté par les carrés jaunes. Si l'évolution est la même pour les pseudo-états neutrons, alors on peut expliquer en même temps le rapprochement entre les états  $s_{1/2}$  et  $d_{5/2}$ , et donc le rapprochement progressif entre les deux états  $5^+$ , et ainsi la diminution plus rapide de l'énergie de l'état  $5_1^+$ .

En conclusion, nos mesures expérimentales nous ont permis ajouter un nouvel état, et deux nouvelles transitions sur le schéma de niveau du  $^{82}\text{Ge}$ . Le nouvel état, supposé ( $7^+$ ), s'inscrit parfaitement dans la systématique de ces états le long de  $N = 50$  et son énergie confirme la tendance de l'évolution du gap. Nous avons également pu proposer un nouveau moment angulaire pour l'état à 2525,1 keV. Enfin, là où le modèle de la force tenseur permet d'expliquer la diminution de la taille du gap, par le rapprochement entre les états de particule individuelle  $d_{5/2}$  et  $g_{9/2}$ , la brisure de la symétrie de pseudo-spin permet d'expliquer en plus la diminution plus rapide de l'état  $5^+$  en rendant possible la descente de l'énergie de l'état  $s_{1/2}$ .



5

## Conclusion et perspectives

Depuis plus de deux décennies, la question de l'évolution du gap associé au nombre magique  $N = 50$  dans la région du  $^{78}\text{Ni}$  taraude les physiciens. Les progrès technologiques des dernières décennies ont permis de réaliser la spectroscopie  $\gamma$  des états YRAST de moyen et haut spin pour les noyaux de cette région. Bien que dans un premier temps, les mesures expérimentales aient laissé entrevoir une diminution progressive du gap, et une disparition de la magicité pour le noyau de  $^{78}\text{Ni}$ , les mesures les plus récentes ont convergé vers un minimum local à  $Z = 32$  puis une réaugmentation de la taille du gap. Dans l'optique de poursuivre cette étude, nous avons décidé de continuer ces mesures pour les noyaux les plus exotiques accessibles *via* la fission induite par neutron rapide du  $^{232}\text{Th}$ .

En 2017, un spectromètre  $\gamma$  hybride a été construit à l'installation ALTO d'Orsay dans le cadre d'une campagne de mesures dont un des objectifs scientifiques était la mesure par spectroscopie  $\gamma$  de réactions induites par neutron rapide grâce au couplage avec la source de neutrons LICORNE. Au cours de la campagne expérimentale, d'une durée de huit mois, huit expériences ont été réalisées, pour un total de 3200 heures de faisceau distribuées. Pendant trois semaines, un faisceau de neutrons focalisé, produit par la source LICORNE, et d'énergie environ égale à 2 MeV a été envoyé sur une cible de  $^{nat}\text{Th}$ , placée au centre du spectromètre  $\nu$ -Ball, pour y induire la fission. La désexcitation des fragments de fission a pu être observée par spectroscopie  $\gamma$ , et la mesure des coïncidences entre les  $\gamma$  a permis de reconstruire les schémas de niveaux de nombreux noyaux. Grâce à cette analyse, deux nouvelles transitions d'énergies 294,1 et 720,3 keV, un nouvel état à 3947,9 keV ont pu être proposés dans le schéma de niveau du noyau de  $^{82}\text{Ge}$ . Cela a permis : d'une part de renforcer l'attribution des spin-parités ( $5^+$ ) et ( $6^+$ ) pour les états à 2933 et 3227 keV, et d'autre part de proposer un état ( $7^+$ ), jusqu'alors inconnu. L'énergie de ce dernier a pu être confirmée par un calcul utilisant les tailles des gaps déduites des mesures de masse, et une interaction résiduelle de contact  $\delta$ .

Les trois états ( $5^+$ ,  $6^+$  et  $7^+$ ) sont supposés être dominés par la configuration particule-trou  $(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1$ , les liant quasi-directement à la taille du gap à  $N = 50$ . Le suivi systématique de l'énergie de ces états permet de confirmer la diminution de ce dernier jusqu'au noyau de  $^{82}\text{Ge}$ . Pour interpréter les évolutions des états de particules individuelles, responsables de la fermeture progressive du gap, nous avons utilisé un modèle basé sur la théorie de champ moyen relativiste : la brisure de la symétrie de pseudo-spin. Contrairement au modèle de la force tenseur, il permet d'expliquer à la fois le rapprochement des états  $g_{9/2}$  et  $d_{5/2}$ , et celui des états  $d_{5/2}$  et  $s_{1/2}$ . Cependant, cela reste à l'heure actuelle un modèle très qualitatif, à l'inverse de la force tenseur qui permet de calculer les valeurs numériques d'un grand nombre d'observables.

---

Le succès scientifique de la première campagne expérimentale a été moteur dans la décision de programmer la campagne  $\nu$ -Ball2, durant l'année 2022. Cette dernière aura toujours pour objectif d'étudier par spectroscopie les réactions induites par neutron rapide, mais le design du spectromètre sera quelque peu modifié. Dans l'une des géométries envisagée, les HPGe coaxiaux et les LaBr<sub>3</sub> laisseront place à deux « clusters » de détecteurs PARIS, de part et d'autre du point de réaction. Ces derniers permettront les mesures de fast-timing, grâce au cristal de LaBr<sub>3</sub> qui compose chaque détecteur PARIS, la détection avec une bonne efficacité des  $\gamma$  de haute énergie et la possibilité de reconstruire les trajectoires des rayonnements au sein du cluster.

De nouvelles expériences utilisant la fission comme mécanisme de production sont envisagées pour cette nouvelle campagne. Les enseignements de la première campagne donnent des pistes pour améliorer la limite d'observation de  $\nu$ -Ball2 par rapport à  $\nu$ -Ball. Par exemple, l'utilisation de détecteurs ancillaires pour permettre une meilleure identification de la fission, ou l'utilisation d'une cible moins active (isotopiquement purifiée) pour limiter la contamination sont à l'étude. De plus, pour la fission, la calorimétrie ne s'est pas révélée assez efficace pour améliorer la sélectivité. Ainsi, il semble plus judicieux de garder en place les nez en métaux lourds des BGO pour limiter leur taux de comptage et permettre une meilleure réjection Compton.

Si ces changements permettent d'améliorer significativement la limite d'observation, et que le temps de faisceau accordé à la fission s'avère suffisant, on peut espérer pouvoir observer le noyau de  $^{80}\text{Zn}$  et continuer la systématique des états  $5^+$ ,  $6^+$  et  $7^+$ . De plus, pour ce noyau, ces trois états pourront être considérés comme purement issus de la configuration de brisure du cœur neutron, car des états de spin-parité maximal de  $4^+$  sont accessibles avec 2 protons dans cet espace de valence. Le calcul théorique de l'énergie de l'état  $7^+$  prédit une énergie de 4038(169) keV pour le noyau de  $^{80}\text{Zn}$ . Ainsi, la mesure des états issus de la brisure du cœur neutron pourrait permettre de confirmer par spectroscopie  $\gamma$  la remontée de la taille du gap en dessous du noyau de  $^{82}\text{Ge}$ .





\*

# Annexes

## Table des matières

---

<b>A</b>	<b>Règles de sélection et de transition . . . . .</b>	<b>114</b>
A.1	Les règles de sélection des décroissances $\beta$ et $\beta$ -n . . . . .	114
A.2	Multipolarité des transitions électromagnétiques . . . . .	115
<b>B</b>	<b>Détails sur la simulation de <math>\nu</math>-Ball dans GEANT4 . . . . .</b>	<b>117</b>
B.1	Choix de la liste de physique . . . . .	117
B.2	La définition de la géométrie . . . . .	118
B.3	Le générateur de particules primaires . . . . .	118
<b>C</b>	<b>Code de conversion de FASTER vers ROOT . . . . .</b>	<b>119</b>

---

# A Règles de sélection et de transition

## A.1 Les règles de sélection des décroissances $\beta$ et $\beta$ -n

La décroissance  $\beta$  est un mode de décroissance nucléaire par interaction faible. Elle existe sous deux formes : la décroissance  $\beta^-$  où un neutron du noyau devient un proton en émettant un électron et un anti-neutrino électronique, et la décroissance  $\beta^+$  où un proton devient un neutron en émettant un positron et un neutrino électronique.



Il existe un certain nombre de règles régissant les états pouvant être peuplés par la décroissance  $\beta$  en fonction des spins et parités des états initiaux et finaux. Les transitions les plus probables sont appelées transitions de Fermi. Elles sont soumises à deux conditions : pas de changement de moment angulaire entre l'état initial et l'état final, et pas de changement de parité.

$$\begin{aligned} \Delta S = 0, \Delta L = 0 &\Rightarrow \Delta J = 0 \\ \Delta \pi &= 0 \end{aligned}$$

Si toutes ces règles ne sont pas respectées, les transitions sont appelées transition de Gamow-Teller (GT). Les plus probables de ces transitions, dites autorisées, se font entre deux états de même moment angulaire, mais de spins opposés et sans changement de parité. Ainsi la différence de moment angulaire total  $\Delta J$  entre l'état initial et final peut être égal à 0 ou 1.

$$\begin{aligned} \Delta S = 1, \Delta L = 0 &\Rightarrow \Delta J = 0 \text{ ou } 1 \\ \Delta \pi &= 0 \end{aligned}$$

Des termes d'ordre supérieur dans l'opérateur de Gamow-Teller peuvent amener à des transitions entre deux états de moments angulaires différents. Ces transitions sont dites interdites d'ordre  $l$  avec  $\Delta L = l$ . Par exemple, les premières transitions interdites de Gamow-Teller ont les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta S = 1, \Delta L = 1 &\Rightarrow \Delta J = 0, 1 \text{ ou } 2 \\ \Delta \pi &= 1 \end{aligned}$$

Les transitions qui ont la variation de moment angulaire total la plus grande sont dites uniques, et sont les moins probables pour un ordre donné.

Pour quantifier et comparer les probabilités de peupler les différents états, on calcule une grandeur appelée  $\log(ft)$ , qui dépend de la chaleur de réaction, de la probabilité de transition  $I_\beta$  et de l'énergie d'excitation de l'état. Plus le  $\log(ft)$  d'un état est grand, plus la probabilité de peupler cet état est faible.

En ce qui concerne la décroissance  $\beta$ -n, il s'agit d'un processus en deux étapes. D'une part, le noyau fait une décroissance  $\beta$  où l'état d'arrivée dans le noyau fils est au dessus du seuil de séparation neutron. Il s'agit d'un état non lié, mais qui respecte les règles de sélection de la décroissance  $\beta$  (principalement de GT autorisée). Ensuite, le noyau fils peut se désexciter soit par émission  $\gamma$  (souvent des transitions de type E1), soit décroître par émission neutron. Cette dernière est d'autant plus probable que le rapport  $\frac{N}{Z}$  devient grand, car la chaleur de réaction est souvent plus grande que le seuil de séparation neutron dans le noyau fils. Le neutron émis peut porter une certaine quantité de moment angulaire. Un neutron d'une couche  $s$  ( $\ell = 0$ ) portera un moment angulaire  $\frac{1}{2}$ , et un neutron d'une couche  $p$  ( $\ell = 1$ ) portera un moment angulaire  $\frac{1}{2}$  ou  $\frac{3}{2}$  :

$$\begin{aligned} \text{Neutron } s : J_f &= J_i \oplus 1 \oplus \frac{1}{2} \Rightarrow \max(0, J_i - \frac{3}{2}) \leq J_f \leq J_i + \frac{3}{2} \\ \text{Neutron } p : J_f &= J_i \oplus 1 \oplus \frac{3}{2} \Rightarrow \max(0, J_i - \frac{5}{2}) \leq J_f \leq J_i + \frac{5}{2} \end{aligned}$$

Des états qui ne sont pas accessibles dans une simple décroissance  $\beta$ , le deviennent lors d'une décroissance  $\beta$ -n. À cause de l'émission du neutron, le calcul des  $\log(ft)$  ne peut pas s'appliquer aux transitions  $\beta$ -n.

## A.2 Multipolarité des transitions électromagnétiques

La multipolarité d'une transition  $\gamma$  correspond au moment angulaire  $\ell$  emmené par le photon lors de la désexcitation du noyau. Ce moment angulaire doit satisfaire la relation

$$|J_i - J_f| \leq \ell \leq J_i + J_f \quad (\text{A.3})$$

où  $J_i$  et  $J_f$  sont les moments angulaires initial et final des états. C'est en général la valeur la plus basse qui est privilégiée. En ce qui concerne la parité des états, si  $\Delta\pi = (-1)^\ell$ , on parle de transition électrique, et si  $\Delta\pi = (-1)^{\ell+1}$ , on parle de transition magnétique. Pour une multipolarité donnée, les transitions électriques sont favorisées par rapport aux transitions magnétiques.

Pour quantifier les probabilités de transitions pour les différentes multipolarités, on a recourt aux unités de Weisskopf. Les unités de Weisskopf pour des transitions électriques et magnétiques de multipolarité  $\lambda$  sont :

$$B(E\lambda) = \frac{1, 2^{2\lambda}}{4\pi} \left( \frac{3}{\lambda + 2} \right)^2 A^{2\lambda/3} \quad (\text{A.4})$$

$$B(M\lambda) = \frac{10}{\pi} 1, 2^{2\lambda-2} \left( \frac{3}{\lambda + 2} \right)^2 A^{(2\lambda-2)/3} \quad (\text{A.5})$$

Les taux de transitions pour les premiers multipoles prennent la forme :

$$T(E1) = 1, 590 \times 10^{15} \times E_\gamma^3 \times B(E1) = 1, 025 \times 10^{14} \times E_\gamma^3 \times A^{2/3} \text{ s}^{-1}$$

$$T(E2) = 1, 225 \times 10^9 \times E_\gamma^5 \times B(E2) = 7, 276 \times 10^7 \times E_\gamma^5 \times A^{4/3} \text{ s}^{-1}$$

$$T(E3) = 5, 708 \times 10^2 \times E_\gamma^7 \times B(E3) = 3, 339 \times 10^1 \times E_\gamma^7 \times A^2 \text{ s}^{-1}$$

$$T(M1) = 1, 758 \times 10^{13} \times E_\gamma^3 \times B(M1) = 3, 148 \times 10^{13} \times E_\gamma^3 \text{ s}^{-1}$$

$$T(M2) = 1, 355 \times 10^7 \times E_\gamma^5 \times B(M2) = 2, 236 \times 10^7 \times E_\gamma^5 \times A^{2/3} \text{ s}^{-1}$$

$$T(M3) = 6, 313 \times 10^0 \times E_\gamma^7 \times B(M3) = 1, 042 \times 10^1 \times E_\gamma^7 \times A^{4/3} \text{ s}^{-1}$$

avec  $E_\gamma$  en MeV.

## B Détails sur la simulation de $\nu$ -Ball dans GEANT4

### B.1 Choix de la liste de physique

Pour cette simulation, nous avons besoin de reproduire les processus d'interaction entre la lumière et la matière sur une gamme qui va de la dizaine de keV à plusieurs MeV. De plus, comme la fission émet des neutrons, il était nécessaire de simuler les interactions entre les neutrons et les différents milieux.

Pour les processus électromagnétiques, nous avons choisi la librairie PENELOPE<sup>1</sup> [76], qui se concentre sur les interactions de basse énergie des  $\gamma$  et des électrons/positrons. Les principaux processus physiques simulés sont présentés dans le tableau B.1.

Particule	Processus
$\gamma$	Diffusion Rayleigh
$\gamma$	Diffusion Compton
$\gamma$	Effet photoélectrique
$\gamma$	Production de paire
$e^+/e^-$	Ionisation
$e^+/e^-$	Bremsstrahlung
$e^+$	Annihilation
ions	Désexcitation atomique

TABLEAU B.1 – Principaux processus physiques simulés par le modèle PENELOPE pour différentes particules.

L'émission des rayonnements  $\gamma$  par la désexcitation du noyau est prise en charge par la classe `G4RadioactiveDecay`. Elle utilise la base de données ENSDF pour définir les schémas de niveaux des noyaux, les rapports d'embranchement, les temps de demi-vie, *etc* [77].

Pour l'interaction des neutrons, la librairie utilisée est `QGSP_BERT_HP`, qui permet la simulation précise des processus d'interaction des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV, notamment pour les processus de diffusion élastique, inélastique, et de capture.

1. PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons

## B.2 La définition de la géométrie

Chaque type de détecteur est défini par sa propre classe, de sorte à pouvoir être facilement appelé dans n'importe quelle simulation GEANT4. Les géométries ont été réalisées à partir des plans des détecteurs originaux : ceux du loan-pool pour les HPGe coaxiaux et leur BGO, ceux de JUROGAM pour les HPGe Clover et leur BGO, et d'après la référence [78] pour les LaBr<sub>3</sub>.

Les propriétés des matériaux proviennent de la base de données du National Institute of Standards and Technology (NIST) de l'U.S. Department of Commerce. La librairie NIST incluse dans GEANT4 permet la conception de nos propres matériaux, en ajoutant un à un les différents isotopes qui le composent et leur proportion. Il est ensuite possible de définir les propriétés macroscopiques du matériau telles que la densité, la température, l'état (solide, liquide, gazeux), *etc.*

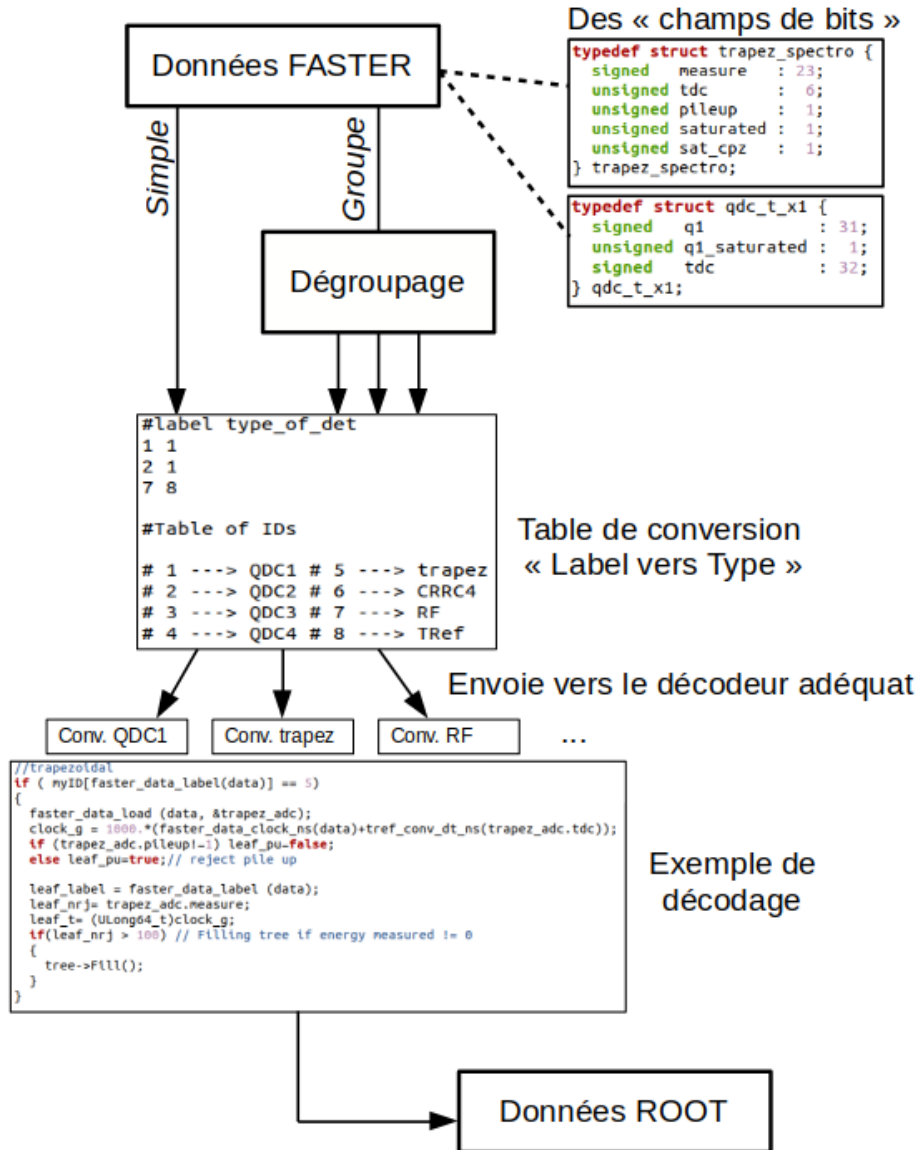
Enfin, tous les éléments qui composent le spectromètre ont été placés suivant la CAO réalisée par le pôle ingénierie d'IJCLab.

## B.3 Le générateur de particules primaires

Pour les simulation de  $\nu$ -Ball, trois grands type d'évènements ont été générés : l'émission isotropes de  $\gamma$  monoénergétiques, permettant de calculer simplement l'efficacité du spectromètre pour une énergie précise ; la génération d'ions radioactifs, pour pour comparer la simulation à des données expérimentales sur des phénomènes bien connus ; et enfin, la simulation des particules promptes émises par la fission à partir des données issues de la simulation Monte-Carlo FIFRELIN.

Les simulations GEANT4 de  $\nu$ -Ball ont principalement servi à confirmer les efficacités de détection mesurée expérimentalement, et à tester les algorithmes de réjection Compton et d'add-back sur des données réalistes. La simulation de la fission a été ajoutée plus tardivement dans le code, et a servi notamment à étudier les paramètres de sélection de la fission sans les nombreuses contaminations des données expérimentales.

## C Code de conversion de FASTER vers ROOT





Le schéma précédent présente le principe de fonctionnement du code de conversion des données du format FASTER vers le format ROOT. Dans le format FASTER, les données sont codées dans un format binaire, utilisant les structures de type « champs de bits » du langage C. Il s'agit d'un objet composé d'une ou plusieurs variables pour lesquelles il est possible de définir le nombre de bits sur lequel la valeur est encodée. Par exemple, l'énergie pour les ADC trapézoïdaux (`measure`) est encodée sur 23 bits, alors que pour les QDC à une porte d'intégration (`q1`), elle l'est sur 31 bits. Le but du code est de décoder l'intégralité de ces valeurs pour toutes les entrées, et d'en écrire une partie (au choix de l'utilisateur) dans un arbre au format ROOT.

Si les données ont été acquises avec un trigger, elle sont groupées et il est alors nécessaire de rentrer à l'intérieur du groupe pour relire chaque donnée. Dans le cas d'une acquisition « triggerless », ce problème ne se pose pas, et toutes les entrées sont traitées individuellement. Pour décoder correctement les données, il est nécessaire de savoir à quelle structure elles correspondent. Un tableau, fourni par l'utilisateur, qui lie au label du détecteur le type de structure dont il s'agit permet d'envoyer l'entrée vers la bonne fonction de décodage. Les valeurs, converties au format souhaité, vont alors remplir les branches de l'arbre ROOT. Lorsque toutes les données ont été lues, l'arbre est écrit sur disque.

Le code de conversion a été adapté pour pouvoir être utilisé le plus souvent sans avoir à changer directement le code : la plupart des paramètres importants comme le tableau liant les labels à leur structure, ou la liste des fichiers à traiter, sont donnés à partir de fichiers externes. De plus, le code peut-être utilisé en parallèle sur plusieurs cœurs, dont le nombre est laissé libre à l'utilisateur.

FASTER est amené à devenir le système d'acquisition principal de l'installation ALTO. De ce fait, nous avons la volonté de pouvoir fournir aux utilisateurs un outil de conversion simple à prendre en main pour permettre une analyse rapide, mais également facilement modulable pour l'adapter à des cas plus particuliers.

---

# Bibliographie

---

- [1] J. Chadwick. « *Possible Existence of a Neutron* » Nature **129**, 312 (1932).
- [2] Maria Goeppert Mayer. « *On Closed Shells in Nuclei. II* » Phys. Rev. **75**, 1969–1970 (1949).
- [3] O. Haxel, J. Hans D. Jensen, and Hans E. Suess. « *On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure* » Phys. Rev. **75**, 1766–1766 (1949).
- [4] R. F. Casten. « *Nuclear Structure from a simple perspective* » Oxford University Press (2001).
- [5] N. A. Smirnova *et al.* « *Nuclear shell evolution and in-medium NN interaction* » Phys. Rev. C **86**, 034314 (2012).
- [6] T. Otsuka *et al.* « *Evolution of nuclear shells due to the tensor force* » Phys. Rev. Lett. **95**, 232502 (2005).
- [7] A. de Shalit and I. Talmi. « *Nuclear shell theory* » Academic Press (London) (1963).
- [8] J. Duflo and A. P. Zuker. « *The nuclear monopole Hamiltonian* » Phys. Rev. C **59**, R2347–R2350 (1999).
- [9] E. Caurier *et al.* « *The shell model as a unified view of nuclear structure* » Rev. Mod. Phys. **77**, 427–488 (2005).
- [10] R.K. Bansal and J.B. French. « *Even-parity-hole states in  $f_{7/2}$ -shell nuclei* » Physics Letters **11(2)**, 145–148 (1964).
- [11] Y. H. Zhang *et al.* « *Stability of the  $N = 50$  shell gap in the neutron-rich Rb, Br, Se, and Ge isotones* » Phys. Rev. C **70**, 024301 (2004).
- [12] R. C. Nayak. « *Disappearance of nuclear magicity towards drip lines* » Phys. Rev. C **60**, 064305 (1999).
- [13] A. Prevost *et al.* « *Medium-spin excitations of the neutron-rich  $^{84}\text{Se}$  isotope : Possible decrease in energy of the  $N = 50$  neutron-core excitation* » Eur. Phys. J. A **22**, 391 (2004).

- [14] T. Rzaca-Urban *et al.* « *New excited states in  $^{82}\text{Ge}$  : Possible weakening of the  $N = 50$  closed shell* » Phys. Rev. C **76**, 027302 (2007).
- [15] J. Hakala *et al.* « *Evolution of the  $N = 50$  Shell Gap Energy towards  $^{78}\text{Ni}$*  » Phys. Rev. Lett. **101**, 052502 (2008).
- [16] E. Sahin *et al.* « *Structure of the  $N = 50$  As, Ge, Ga nuclei* » Nuclear Physics A **893**, 1–12 (2012).
- [17] J. Dudouet *et al.* « *Excitations of the magic  $N = 50$  neutron-core revealed in  $^{81}\text{Ga}$*  » Phys. Rev. C **100**, 011301 (2019).
- [18] A. Obertelli *et al.* Physical Society of Japan, editor. « *Physics program at the RIBF with MINOS* » , (2015).
- [19] R. Taniuchi *et al.* «  *$^{78}\text{Ni}$  revealed as a doubly magic stronghold against nuclear deformation* » Nature **563**, 53–58 (2019).
- [20] « *JENDL FP Fission Yields Data File 2011* ». <https://wwwndc.jaea.go.jp/cgi-bin/FPYfig> (Accessed : 16 novembre 2021).
- [21] W. E. Shoupp and J. E. Hill. « *Thresholds for Fast Neutron Fission in Thorium and Uranium* » Phys. Rev. **75**, 785 (1949).
- [22] I.-Y. Lee. « » Nucl. Phys. A **520**, c641–c655 (1990).
- [23] F. A. Beck. « » Progress in Particle and Nuclear Physics **28**, 443–461 (1992).
- [24] G. de France *et al.* « *EXOGAM at the ILL : the EXILL campaign* » EPJ Web Conf. **178**, 01004 (2018).
- [25] C. Michelagnoli *et al.* « *FIPPS (FISSION Product Prompt  $\gamma$ -ray Spectrometer) and its first experimental campaign* » EPJ Web of Conferences **193**, 04009 (2018).
- [26] M. Lebois *et al.* « *Development of a kinematically focused neutron source with the  $p(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}$  inverse reaction* » NIM A **735**, 145–151 (2014).
- [27] S. Franchoo *et al.* « *The ALTO project at IPN-Orsay* » Hyperfine Interactions **171**, 117–119 (2006).
- [28] W. R. Leo. « *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* » Springer-Verlag (1994).
- [29] G. F. Knoll. « *Radiation Detection and Measurement* » John Wiley & Sons (1999).
- [30] M. Lebois, N. Jovančević, D. Thisse, R. Canavan, D. Étasse, M. Rudigier, and J.N. Wilson. « *The  $\nu$ -Ball  $\gamma$ -spectrometer* » NIM A **960**, 163580 (2020).

- 
- [31] J.-M. Régis, M. Dannhoff, and J. Jolie. « *A simple procedure for  $\gamma$ - $\gamma$  lifetime measurements using multi-element fast-timing arrays* » NIM A **897**, 38–46 (2018).
- [32] « UKNDN ». <http://www.ukndn.ac.uk> (Accessed : 16 novembre 2021).
- [33] O. J. Roberts *et al.* « *A LaBr<sub>3</sub>:Ce fast-timing array for DESPEC at FAIR* » Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **748**, 91 – 95 (2014).
- [34] « LOANPOOL ». <http://ipnwww.in2p3.fr/GePool/poolRules.html> (Accessed : 16 novembre 2021).
- [35] « GAMMAPOOL ». <http://gammapool.lnl.infn.it/index.htm> (Accessed : 16 novembre 2021).
- [36] « *Fast Acquisition System for nuclear Research* ». <http://faster.in2p3.fr/> (Accessed : 16 novembre 2021).
- [37] S. Agostinelli *et al.* « *Geant4—a simulation toolkit* » NIM A **506(3)**, 250–303 (2003).
- [38] J. Allison *et al.* « *Geant4 developments and applications* » IEEE Transactions on Nuclear Science **53(1)**, 270–278 (2006).
- [39] J. Allison *et al.* « *Recent developments in Geant4* » NIM A **835**, 186–225 (2016).
- [40] M. Lebois *et al.* « *The  $\nu$ -Ball campaign at ALTO* » Acta Physica Polonica B **50**, 425 (2019).
- [41] R. L. Canavan *et al.* « *Half-life measurements in <sup>164,166</sup>Dy using  $\gamma$ - $\gamma$  fast-timing spectroscopy with the  $\nu$ -Ball spectrometer* » Phys. Rev. C **101**, 024313 (2020).
- [42] M. Rudigier *et al.* « *Multi-quasiparticle sub-nanosecond isomers in <sup>178</sup>W* » Phys. Lett. B. **801**, 135140 (2019).
- [43] S. Leoni *et al.* « *Revealing microscopic origins of shape coexistence in the Ni isotopic chain* » EPJ Web Conf. **223**, 01032 (2019).
- [44] N. Jovancevic *et al.* « *Spectroscopy of neutron induced reactions with the  $\nu$ -Ball spectrometer* » Acta Phys. Pol. B **50**, 291 (2019).
- [45] G. Häfner *et al.* « *Spectroscopy and lifetime measurements in <sup>134,136,138</sup>Te isotopes and implications for the nuclear structure beyond  $N = 82$*  » Phys. Rev. C **103**, 034317 (2021).
- [46] R.-B. Gerst *et al.* « *Prompt and delayed  $\gamma$  spectroscopy of neutron-rich <sup>94</sup>Kr and observation of a new isomer* » Phys. Rev. C **102**, 064323 (2020).
- [47] E. Adamska *et al.* «  *$\gamma$ -ray Spectroscopy of <sup>85</sup>Se Produced in <sup>232</sup>Th Fission* » Acta Physica Polonica B **51**, 843 (2020).

- [48] K. Shibata *et al.* « *JENDL-4.0 : A New Library for Nuclear Science and Engineering* » J. Nucl. Sci. Technol. **48(1)**, 1–30 (2011).
- [49] D. C. Radford. « *Background subtraction from in-beam HPGe coincidence data sets* » NIM A **361**, 306–316 (1994).
- [50] J. P. Bocquet and R. Brissot. « *Mass, energy and nuclear charge distribution of fission fragments* » Nuclear Physics A **502**, 213–232 (1989).
- [51] O. Litaize, O. Sérot, and L. Berge. « *Fission modelling with FIFRELIN* » Eur. Phys. J. A **51**, 177 (2015).
- [52] K.-H. Schimdt and B. Jurado. « *Even-odd effect in fission-fragment  $Z$  yields : a new kind of nuclear clock* » Physics Procedia **47**, 88–95 (2013).
- [53] E. F. Jones *et al.* « *Identification of  $^{88}\text{Se}$  and new levels in  $^{84,86}\text{Se}$*  » Phys. Rev. C **73**, 017301 (2006).
- [54] F. Drouet *et al.* « *Prompt  $\gamma$ -ray spectroscopy of  $N = 50$  fission fragments* » EPJ Web of Conferences **62**, 01005 (2013).
- [55] J. H. Hamilton *et al.* « *Octupole Correlations and Deformation in Ba, La, and Pr* » Acta. Phys. Pol. B **32**, 957 (2001).
- [56] B. Cheal *et al.* « *Laser spectroscopy of gallium isotopes beyond  $N = 50$*  » J. Phys. : Conf. Series **381**, 012071 (2012).
- [57] P. Hoff and B. Fogelberg. « *Properties of Strongly Neutron-Rich Isotopes of Germanium and Arsenic* » Nuclear Physics A **368**, 210 (1981).
- [58] D. Martín y Marera *et al.* « *The OSIRIS Polarisation Analysis Spectrometer and Diffractometer* » J. Phys. Soc. Jpn **65A**, 245 (1996).
- [59] M. F. Alshudifat *et al.* « *Reexamining Gamow-Teller decays near  $^{78}\text{Ni}$*  » Phys. Rev. C **93**, 044325 (2016).
- [60] J. A. Winger *et al.* « *New subshell closure at  $N = 58$  emerging in neutron-rich nuclei beyond  $^{78}\text{Ni}$*  » Phys. Rev. C **81**, 044303 (2010).
- [61] D. Verney *et al.* « *Pygmy Gamow-Teller resonance in the  $N = 50$  region : New evidence from staggering of  $\beta$ -delayed neutron-emission probabilities* » Phys. Rev. C **95**, 054320 (2017).
- [62] D. Testov. « *Effect of shell closure  $N = 50$  and  $N = 82$  on the structure of very neutron-rich nuclei produced at ALTO : measurements of neutron emission probabilities and half lives of nuclei at astrophysical  $r$ -processes path* ». PhD thesis Université Paris-Sud XI (2014).

- 
- [63] G. M. Ter-Akopian *et al.* « *A neutron multiplicity detector for rare spontaneous fission events* » NIM A **190**, 119–124 (1981).
- [64] A. Etilé *et al.* « *Low-lying intruder and tensor-driven structures in  $^{82}\text{As}$  revealed by  $\beta$ -decay at a new movable-tape-based experimental setup* » Phys. Rev. C **91**, 064317 (2015).
- [65] D. Verney *et al.* « *Low-energy states of  $^{81}\text{Ga}$  : proton structure of the nuclei close to  $^{78}\text{Ni}$*  » Phys. Rev. C **76**, 054312 (2007).
- [66] J. K. Hwang *et al.* « *Possible excited deformed rotational bands in  $^{82}\text{Ge}$*  » Phys. Rev. C **84**, 024305 (2011).
- [67] J. K. Tuli and E. Browne. « *Data extracted using the NNDC On-Line Data Service from the ENSDF database, file revised as of March 2019* » NDS **157**, 260 (2019).
- [68] K. Heyde *et al.* « *A new prescription for determining particle-hole interactions near closed shells* » Physics Letters B **176(3)**, 255 – 259 (1986).
- [69] Sudhir P. Pandya. « *Nucleon-Hole Interaction in  $jj$  Coupling* » Physical Review **103**, 956 (1956).
- [70] W. J. Huang *et al.* « *The AME2016 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data and adjustment procedures* » Chinese Physics C **41**, 030002 (2017).
- [71] M.-G. Porquet and O. Sorlin. « *Evolution of the  $N = 50$  gap from  $Z = 30$  to  $Z = 38$  and extrapolation toward  $^{78}\text{Ni}$*  » Phys. Rev. C **85**, 014307 (2012).
- [72] A. Arima, M. Harvey, and K. Shimizu. « *Pseudo  $LS$  coupling and pseudo  $SU(3)$  coupling schemes* » Phys. Lett. B **30**, 517–522 (1969).
- [73] K. T. Hecht and A. Adler. « *Generalized seniority for favored  $J \neq 0$  pairs in mixed configurations* » Nuclear Physics A **137**, 129–143 (1969).
- [74] J. N. Ginocchio. « *Relativistic symmetries in nuclei and hadrons* » Physics Reports **414**, 165–261 (2005).
- [75] C. Delafosse *et al.* « *Pseudospin symmetry and microscopic origin of shape coexistence in the  $^{78}\text{Ni}$  region : a hint from lifetime measurements* » Phys. Rev. Lett. **121**, 192502 (2018).
- [76] F. Salvat, J. Fernández-Vera, and J. Sempau. « *PENELOPE-2006 : A code system for Monte-Carlo simulation of electron and photon transport* » , (2006).
- [77] M. Capogni, S. Lo Meo, and A. Fazio. « *Simulation of radioactive decay in GEANT Monte Carlo codes : Comparison between spectra and efficiencies computed with*

*sch2for and G4RadioactiveDecay* » Applied Radiation and Isotopes **68(7)**, 1428–1432 (2010). Proceedings of the 17th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications (ICRM 2009).

[78] V. Vedia *et al.* « *Performance evaluation of novel LaBr<sub>3</sub>(Ce) scintillator geometries for fast-timing applications* » NIM A **857**, 98–105 (2017).





**Titre:** Étude des états particule-trou dans les noyaux de la région du  $^{78}\text{Ni}$  avec le spectromètre  $\nu$ -Ball

**Mots clés:** Spectroscopie  $\gamma$ , structure nucléaire, fission, noyaux riches en neutrons

**Résumé:** Dans le cadre du modèle en couches, l'évolution des états de particules individuelles avec le rapport  $N/Z$  est un phénomène désormais bien établi. De nouveaux nombres magiques peuvent apparaître et d'autres disparaître localement. La question de la persistance des fermetures de couches loin de la stabilité présente un intérêt majeur pour la compréhension de l'interaction nucléaire et de la structure qui en découle. Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'évolution du gap lié au nombre magique  $N = 50$  à l'approche du noyau de  $^{78}\text{Ni}$ . Bien que le statut doublement magique de ce noyau ait été confirmé en 2019, l'évolution de la taille du gap à  $N = 50$ , qui semble se stabiliser pour  $Z < 32$ , soulève encore des questions. L'étude de cette évolution peut se faire en étudiant les états issus de la promotion d'un neutron entre les états simple particule délimitant le gap, de la couche  $g_{9/2}$  à la couche  $d_{5/2}$ . La configuration particule-trou résultante est à l'origine d'un multiplet de 6 états, de  $2^+$  à  $7^+$ . Le suivi systématique des états de plus hauts spins, supposés dominés par cette configuration, peut être relié à l'évolution du gap  $N = 50$ . De 2017 à 2018 s'est tenue à l'installation ALTO d'Orsay une grande campagne expé-

mentale utilisant le spectromètre hybride  $\nu$ -Ball. La spectroscopie de réactions induites par neutrons rapides a été réalisée grâce au couplage avec la source de neutrons LICORNE. Cinq semaines ont été consacrées à des expériences de fission sur des cibles de  $^{238}\text{U}$  et, pour la première fois, de  $^{232}\text{Th}$ . Les fragments de fission produits ont pu être étudiés par spectroscopie  $\gamma$  en reconstruisant les coïncidences doubles ou triples entre les rayonnements émis au cours de leur désexcitation. Les schémas de niveaux de nombreux noyaux produits par ce mécanisme, notamment dans la région du  $^{78}\text{Ni}$ , ont été reconstruits. Grâce à cette étude, il a été possible de placer deux nouvelles transitions et un nouvel état dans le schéma de niveaux du  $^{82}\text{Ge}$ . L'énergie de ce nouvel état, supposé  $7^+$ , mesuré à 3949,7 keV a permis de confirmer la tendance de l'évolution du gap pour les isotones  $N = 50$ . De plus l'attribution des spin-parités  $5^+$  et  $6^+$  pour les deux états à 2933,2 et 3227,6 keV est renforcée par la mesure d'une nouvelle transition reliant ces deux états, à 294,1 keV. Enfin, pour interpréter les évolutions des états de particules individuelles déduites de ces mesures expérimentales, l'utilisation d'un modèle de champ moyen relativiste est proposée : la brisure de la symétrie de pseudospin.

**Title:** Study of particle-hole states in nuclei in the neighborhood of  $^{78}\text{Ni}$  with the  $\nu$ -Ball spectrometer

**Keywords:**  $\gamma$  spectroscopy, nuclear structure, fission, neutron-rich nuclei

**Abstract:** In the framework of the shell model, the evolution of the single particle states with the  $N/Z$  ratio is clearly established phenomenon. Locally, new magic numbers can appear and others disappear. The question of the quenching of shell closures far from stability is of major interest for the understanding of nuclear interaction and the underlying nuclear structure. The work presented in this thesis concerns the evolution of the  $N = 50$  shell gap when approaching  $^{78}\text{Ni}$ . Even if the doubly magic nature of this nucleus has been confirmed in 2019, the evolution of the gap energy, which seems to be stabilized for  $Z < 32$ , raises many questions. The study of this evolution can be done by looking at the states created by the promotion of a neutron through the gap, from the  $g_{9/2}$  shell to the  $d_{5/2}$  shell. This one particle – one hole configuration creates a multiplet of states with spin-parity ranging from  $2^+$  to  $7^+$ . The systematic tracking of the highest spin states, supposed to be dominated by this configuration, can be directly related to the gap size evolution. From 2017 to 2018, an important experimental cam-

paign has been held at the ALTO facility of Orsay, using the hybrid  $\gamma$  spectrometer  $\nu$ -Ball. The spectroscopy of fast-neutron induced reactions has been realized thanks to the coupling with the LICORNE neutron source. Five weeks have been dedicated to fission experiments using targets of  $^{238}\text{U}$  and, for the first time,  $^{232}\text{Th}$ . The fission fragments have been studied using  $\gamma$  spectroscopy by reconstructing double and triple coincidences between the  $\gamma$  rays emitted during the deexcitation of the nuclei. The level schemes of many nuclei have been built, especially in the  $^{78}\text{Ni}$  region. Thanks to this study, it was possible to place two new energy transitions and one new level in the level scheme of  $^{82}\text{Ge}$ . The energy of this new - supposed  $7^+$  - state measured at 3947,9 keV is in line with the trend of the  $N = 50$  shell gap evolution. Moreover, the spin-parity attribution for the  $5^+$  and  $6^+$  states is reinforced by the measure of a new transition between these two states, at 294,1 keV. Finally, the use of a relativistic mean field model is proposed to interpret the single particles states evolution deduced from these experimental measurements: the pseudospin symmetry breaking.