



Étude expérimentale et théorique de la structure nucléaire des isotopes de sélénium riches en neutrons.

Ivan Gratchev

► To cite this version:

Ivan Gratchev. Étude expérimentale et théorique de la structure nucléaire des isotopes de sélénium riches en neutrons.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAI078 . tel-01730860

HAL Id: tel-01730860

<https://theses.hal.science/tel-01730860>

Submitted on 13 Mar 2018

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **2MGE : Matériaux, Mécanique, Génie civil,
Electrochimie**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Yvan Gratchev

Thèse dirigée par **Gabriela THIAMOVA**, Maître de Conférences,
Grenoble INP, et
codirigée par **Gary Simpson**, Chargé de recherche, CNRS-LPSC
co-encadrant **Aurélien Blanc**, I'ILL
préparée au sein du **Laboratoire Laboratoire de Physique
Subatomique et Cosmologie**
dans l'**École Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux,
Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés,
Production**

Étude expérimentale et théorique de la structure nucléaire des isotopes de sélénium riches en neutrons.

Thèse soutenue publiquement le **13 novembre 2017**,
devant le jury composé de :

Monsieur Alain Astier

Chargé de recherche au CSNSM (Orsay), Rapporteur

Monsieur David Verney

Directeur de recherche à l'IPNO (Orsay), Rapporteur

Monsieur Gilbert Duchêne

Directeur de recherche à l'IPHC, Examineur

Monsieur Eric Liatard

Professeur de l'Université de Grenoble Alpes, (Grenoble), Examineur

Monsieur François De Oliveira Santos

Directeur de recherche au GANIL (Caen), Examineur



Résumé

Le présent manuscrit de thèse regroupe les études par spectroscopie γ des noyaux $^{84-88}\text{Se}$ produits par une réaction de fission froide induite par neutrons thermiques, sur une cible de ^{235}U . Cette expérience a été réalisée à l'Institut Laue-Langevin à Grenoble auprès du multi-détecteurs EXILL. Les données brutes recueillies par EXILL ont été traitées et analysées afin de déterminer la structure des noyaux étudiés. Grâce à cette étude spectroscopique détaillée, un premier schéma de niveaux d' ^{88}Se a été établi pour la première fois et de nouveaux états excités ont été assignés à d'autres isotopes de sélénium ($^{84,85,86,87}\text{Se}$). Des calculs théoriques utilisant le modèle en couches (SM), le modèle collectif algébrique (ACM) et le modèle quasiparticule plus phonon (QPM), ont été effectués pour interpréter la structure nucléaire et la forme du noyau d'intérêt ^{88}Se . Selon ces modèles, le noyau ^{88}Se est γ -instable et peut être interprété comme un noyau transitoire et sa structure nucléaire a été bien reproduite par le modèle en couches et le modèle ACM. Les calculs du modèle QPM indiquent que le degré de collectivité de l'état 2_2^+ du ^{88}Se est faible parce que une composante neutronique reste dominante dans la structure de la bande γ .

Abstract

The present thesis manuscript includes the γ -ray spectroscopy studies of $^{84-88}\text{Se}$. A favourable fission reaction for their study is $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. The measurement was performed at the PF1B cold-neutron beam facility of the Institut Laue-Langevin (ILL), Grenoble. This fission reaction has been used in conjunction with the EXILL Ge array to study excited states in the neutron-rich Se nuclei. Thanks to this spectroscopic study, a first level scheme of ^{88}Se was established and new excited states were assigned to other selenium isotopes. Theoretical calculations using the shell model (SM), the algebraic collective model (ACM) and the quasiparticle plus phonon model (QPM) were performed in order to interpret the nuclear structure and the shape of the nucleus of interest ^{88}Se . According to these models, the nucleus ^{88}Se is γ -unstable and can be interpreted as a transitional nucleus. The shell-model calculations using a ^{78}Ni core and the ACM calculations reproduce the decay scheme of ^{88}Se well. The QPM calculations show that the collectivity of second state 2_2^+ of ^{88}Se is weak and that this state contains a strong quasiparticle component.

Remerciements

L'écriture des quelques mots qui suivent constitue la dernière étape des trois années de doctorat passées au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie à Grenoble. J'espère sincèrement avoir pu exprimer ma gratitude tout au long de ces années et qu'il ne s'agit que d'une simple immortalisation sur papier... A l'issue du travail de cette recherche, je suis convaincue que la thèse est loin d'être un travail solitaire. En effet, je n'aurais jamais pu réaliser ce travail doctoral sans le soutien d'un grand nombre de personnes dont la générosité, la bonne humeur et l'intérêt manifestés à l'égard de ma recherche m'ont permis de progresser dans cette phase délicate de "l'apprenti-chercheur".

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à ma directrice de thèse, Madame Gabriela Thiamova pour sa confiance et ses conseils qui m'ont permis de progresser sans cesse durant ces 3 ans. Je tiens à lui remercier pour ses multiples conseils et pour toutes les heures qu'elle a consacré à diriger cette recherche. J'aimerais également lui dire à quel point j'ai apprécié son grand soutien. Elle fut d'une aide précieuse dans les moments les plus délicats. Enfin, j'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail doctoral. Je suis heureux d'avoir pu faire sa connaissance et je suis fier de pouvoir la compter au nombre de mes amis.

Je tiens à remercier mon co-encadrant Monsieur Aurélien Blanc qui a emmené son aide et ses conseils pour mes préparations aux séminaires des doctorants de l'ILL sans lesquels ma recherche serait certainement moins riche.

Je remercie Monsieur Gary Simpson pour son accueil, le temps passé ensemble, les discussions sur différents thèmes de la physique et le partage de son expertise. Grâce aussi à sa confiance j'ai pu m'accomplir totalement dans mes recherches.

J'aimerais également remercier tout particulièrement Monsieur Mourad Ramdhane qui m'a beaucoup aidé et n'a jamais compté son temps ni son énergie. J'ai apprécié sa grande disponibilité et son respect sans faille des délais serrés de relecture des documents que je lui ai adressés. Ses remarques étaient toujours pertinentes et ses conseils furent irremplaçables.

Je tiens également à remercier Anissa Boukhemiri, Blaise-Maei Retailleau, Sébastien Curtoni, Laura Ferraris-Bouchez pour leur amitié. Ce fut une joie de vous avoir comme voisins de "bureau", ce qui nous permettait de nous saluer chaque matin et d'échanger nos

nouvelles. Je remercie Mohamed Zeloufi et Abderrahmane Ghimouz pour ses humours et nos discussions autour d'un café. Mes remerciements vont aussi à mon ami, Mahfoud Yamouni, j'apprécie ta gentillesse et ta franchise, tes qualités humaines font de toi une personne exceptionnelle.

Thanks to Kimiko Yamashita for all the time passed to discuss, and for all the fun we have had.

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury, à savoir Messieurs Eric Liatard, Gilbert Duchêne et François de Oliveira Santos. Parmi ces personnes je tiens à remercier tout particulièrement les deux rapporteurs Monsieur Alain Astier et Monsieur David Verney qui étaient également présents au soutenance de ma thèse.

Je remercie Monsieur Bernard Bouterin et Madame Catherine Biscarat pour avoir résolu certains de mes problèmes informatiques.

Mes reconnaissances vont à mes parents et ma petite sœur bien aimée, Ludmila, qui ont représentés pour moi un véritable soutien dans les moments difficiles. Leur soutien a remonté mon moral et mon bonheur durant les épreuves difficiles endurées au cours de ces 3 ans de thèse.

Cette thèse a été l'objet d'une collaboration entre le Laboratoire Physique Subatomique & Cosmologie et l'Institut Laue-Langevin. J'en profite pour remercier toutes les personnes du groupe NNP à l'ILL.

Je remercie tout ceux que j'oublie et qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de la thèse.

Saint Martin Le Vinoux, 28 Juin 2017

Y. N. Grachev

Table des matières

1	Introduction	1
 I Études expérimentales		
2	Dispositif expérimental et méthode d'analyse	5
2.1	L'instrumentation et l'expérience	6
2.1.1	Motivation de l'expérience	6
2.1.2	Détecteurs germanium	9
2.1.2.1	Principe des détecteurs semi-conducteurs	9
2.1.2.2	Jonction N - P	10
2.1.2.3	Les processus d'interaction photon-matière dans un détecteur	12
2.1.2.4	Détecteurs EXOGAM de type Clovers	14
2.1.3	Dispositif expérimental d'EXILL	15
2.2	Méthode d'analyse et étalonnage	19
2.2.1	Méthode de tri	20
2.2.2	L'Add-Back dans les Clovers	21
2.2.3	Efficacité des détecteurs EXOGAM et le facteur f	23
2.2.4	Alignement en temps des Clovers	27
2.2.5	Alignement en énergie des Clovers	29
2.2.6	PRD-calibration	31
2.2.7	Cube triple- γ en coïncidences	33
3	Techniques d'analyse et les résultats expérimentaux	37
3.1	Cas du couple de fragment de fission Se/Ce	38
3.1.1	Identification des isotopes de Se	38
3.1.2	Corrélation en masse	43
3.1.3	Résultats expérimentaux	44
3.1.3.1	Schéma de niveaux du ^{84}Se	45
3.1.3.2	Schéma de niveaux du ^{85}Se	54

3.1.3.3	Schéma de niveaux du ^{86}Se	58
3.1.3.4	Schéma de niveaux du ^{87}Se	67
3.1.3.5	Schéma de niveaux du ^{88}Se	74
3.1.4	Intensités relatives	83

II Études théoriques

4	L'approche macroscopique	89
4.1	Mouvement collectif dans les noyaux	90
4.1.1	Mode vibrationnel	90
4.1.2	Mode rotationnel	92
4.2	Modèle collectif algébrique (ACM)	94
4.2.1	Introduction au modèle ACM	95
4.2.2	Sous-modèle de l'oscillateur harmonique sphérique	99
4.2.3	Sous-modèle Wilets-Jean	101
4.2.4	Sous-modèle du rotateur rigide	103
4.3	Modèle quasiparticule plus phonon	104
4.3.1	Modèle en couches déformé (modèle de Nilsson)	105
4.3.2	L'approximation BCS	109
4.3.3	L'approximation RPA (Random Phase Approximation)	109
4.3.4	Une base théorique du modèle QPM	111
5	L'approche microscopique	115
5.1	Les nombres magiques	116
5.2	Description du modèle en couches	118
5.2.1	Notions de base du modèle en couches sphérique	118
5.2.2	Problème à A corps dans le noyau	123
5.2.3	Espace de valence et cœur inerte	125
5.2.4	L'interaction effective	125
5.2.4.1	Le formalisme de la matrice G	126
5.2.4.2	L'interaction de renormalisation	126
6	Interprétation des résultats	127
6.1	Étude systématique des noyaux de $N = 50 - 58$	128
6.1.1	Structure des noyaux au voisinage de ^{88}Se	129
6.2	Résultats des calculs du modèle en couches	130
6.2.1	Polarisation du cœur	131
6.2.2	Calculs du modèle en couches pour le noyau ^{88}Se	131

6.3	Résultats des calculs du modèle ACM	133
6.3.1	Limite de Wilets-Jean ou noyau γ -instable	133
6.3.2	La possibilité de la triaxialité rigide dans le noyau ^{88}Se	136
6.3.3	Le noyau ^{88}Se comme noyau de transition	138
6.3.3.1	Prédiction de l'énergie de l'état 0_2^+	143
6.4	Résultats des calculs du modèle QPM	143
6.4.1	État 2_2^+ de la bande γ dans le ^{86}Se	144
6.4.2	État 2_2^+ de la bande γ dans le ^{88}Se	147
7	Conclusion	151
	Annexes	153
A	Calibration en efficacité des détecteurs	155
B	Distribution de masse pour les isotopes de cérium	161
C	Corrélation angulaire	163
C.1	Méthode d'analyse des corrélations angulaires	163
C.2	Distributions angulaires des rayons γ en coïncidences	166
C.2.1	Résultats des corrélations angulaires pour $^{84,86,87,88}\text{Se}$	168
D	Information supplémentaire sur les modèles théoriques	171
D.1	QPM	171
	List of figures	I
	List of tables	XV
	Bibliographie	XIX

1 Introduction

*Et d'un tour de clé
Comme un sourd muet
Nul besoin de barreaux, de croix
On s'enferme tout seul parfois
Mais l'amour, je sais... est
À portée d'aimer
Les fantômes nous laissent en paix
Tyrannie des secrets gardés
À rebours de tout
À rebours - Mylène Farmer*

Les débuts de la physique nucléaire remontent à la fin du XIX^e siècle avec les premières observations de la radioactivité par Becquerel en 1896. Le noyau atomique a été mis en évidence par Rutherford en 1911 à l'aide des résultats d'expériences de diffusion de particules alpha sur une cible d'or [1]. Les constituants du noyau ont été déterminés par l'identification du proton par Rutherford en 1919 et la découverte du neutron par Chadwick en 1932 [2]. Du coup, il est de coutume de classer les noyaux dans un diagramme bi-dimensionnel, appelé "carte des noyaux", représentant leur nombre de protons Z en fonction de leur nombre de neutrons N . On y trouve répertoriés les quelques 300 noyaux présents sur terre. Ils sont non seulement pourvus d'un temps de vie infini mais possèdent aussi la particularité d'avoir un rapport N/Z proche de 1 et se répartissent ainsi approximativement suivant la diagonale de la carte des noyaux formant la "Vallée de la Stabilité".

Cent ans après avoir établi l'existence du noyau atomique, les investigations expérimentales menées au cours de ce siècle passé ont toutefois permis de mieux cerner ses propriétés et d'en mettre aussi en lumière de nouvelles. Dans les noyaux, les nucléons sont individuellement compris comme étant des fermions de spin $\frac{1}{2}\hbar$ qui obéissent au principe d'exclusion de Pauli. L'existence d'états liés du noyau composé de protons chargés $+e$ et de neutrons non chargés, implique l'existence d'une autre interaction suffisamment intense de courte portée pour contrebalancer la répulsion Coulombienne entre les protons. Cette interaction a été nommée *interaction forte*. Le challenge en physique nucléaire est de caractériser les propriétés du noyau en termes d'interaction entre les nucléons. Tout au long de 20^{ème} siècle, les physiciens ont créé les différents modèles théoriques permettant de modéliser les mouvements des nucléons dans le noyau. Mais chacun de ces modèles est

valide dans une certaine région de masse. Il n'existe pas de modèle unique qui peut révéler les propriétés nucléaires pour tous les noyaux dans n'importe quelle région de masse. De plus, la puissance de calcul des ordinateurs modernes n'est pas suffisante pour modéliser le mouvement de chaque nucléon dans le noyau atomique.

Les recherches qui s'ensuivent poussent à modéliser le noyau comme un fluide constitué de nucléons confinés par l'interaction forte dans un volume fini de l'espace. Par exemple, le modèle de la goutte liquide [3], qui offrait une bonne description des masses des atomes connus alors. Ce modèle permettait aussi d'expliquer le phénomène de la fission des noyaux lourds [4], interprétée alors comme le mouvement collectif des nucléons au sein du noyau causé par la répulsion coulombienne entre protons et aboutissant à la scission si la chaleur de réaction Q devient positive.

L'étude des données nucléaires, qui devenaient plus nombreuses et plus précises, confirma l'évidence d'une stabilité accrue de certains noyaux possédant des nombres de neutrons et de protons appartenant à des séquences bien déterminées (les "nombres magiques" 2, 8, 20, 28, 50, 82...). L'explication donnée par le modèle de particules quantiques indépendantes possédant un couplage spin-orbite important, le modèle en couches [5, 6], permettait finalement de comprendre ces séquences, ainsi que la majorité des spins des noyaux connus jusqu'alors [7]. Cependant, de nombreuses données expérimentales ne pouvaient s'expliquer par ce modèle en couche de particules individuelles, mais étaient comprises comme des phénomènes d'ensemble du noyau - des *phénomènes collectifs*. C'était en particulier le cas de certaines résonances de haute énergie (les résonances géantes) découvertes par Baldwin et Klaiber [8], et interprétées comme des vibrations dipolaires par Goldhaber et Teller [9], vibrations collectives des neutrons et des protons en opposition de phase. Parmi les données expérimentales mettant en défaut le modèle en couches figurait aussi la mise en évidence de moments quadrupôlaires dans certains noyaux non magiques, impliquant une déformation importante [10]. On peut ajouter enfin certains états du spectre nucléaire, présentant de fortes analogies avec des modes de vibration ou de rotation du noyau dans sa totalité [11, 12].

Les interprétations du mouvement collectif dans les noyaux avaient été possibles par les travaux de Bohr et Mottelson [13]. Peu après les développements de la théorie microscopique de la supraconductivité par Bardeen, Cooper et Schrieffer [14], Bohr, Mottelson et Pines avaient suggéré enfin l'analogie entre les spectres des noyaux et ceux des milieux supraconducteurs [15], impliquant une composante d'appariement dans l'interaction entre nucléons au sein du noyau. Cela permettait finalement de comprendre le moment d'inertie des noyaux déformés, ainsi que les phénomènes de rebroussement ("back-bending" en anglais) observés dans les bandes rotationnelles des noyaux superfluides. Les bases actuelles de la physique nucléaire avaient alors pris forme, grâce à l'accumulation de résultats expérimentaux et de leurs interprétations théoriques.

L'étude des interactions entre les nucléons et de leurs mouvements individuels ou collectifs sont à la base de la physique nucléaire. La matière nucléaire est uniquement disponible sous la forme de noyaux atomiques. A l'heure actuelle, pour parvenir à étudier les propriétés de la matière nucléaire, on doit pouvoir faire varier son état thermodynamique, soit la comprimer, la dilater ou la chauffer. Les collisions entre noyaux et la fission des noyaux lourds permettent d'atteindre ces états. Afin de produire les noyaux dans ces états excités, plusieurs générations d'accélérateurs de particules se sont succédées pour couvrir une large gamme d'énergies incidentes et de projectiles, par exemple, FAIR (GSI), Spiral/Spiral2 (GANIL), RIBF (RIKEN), ISAC/ISAC-2 (TRIUMF), REX-ISOLDE (CERN), HRIBF (ORNL), NSCL/FRIB (MSU), SPES (LNL), ALTO (Orsay), etc... . Dans le même temps, la fission des noyaux lourds permettent de produire les noyaux exotiques en-dessous de la ligne de stabilité. Afin d'explorer ces noyaux exotiques, une grande partie de l'émission radioactive doit être détectée et identifiée expérimentalement au cours de fission dans la cible. Pour ce faire, un ensemble de détecteurs couvrant une grande partie de l'espace autour de la cible est utilisé, ces ensembles de détecteurs sont appelés multidétecteurs ou spectromètres. L'utilisation de spectromètres tels que GAMMASPHERE (Laboratoire National d'Argonne), JUROGAM-II (Université de Jyväskylä), EXILL/FIPPS (Institut Laue-Langevin) permettent d'effectuer la spectroscopie γ pour l'étude des noyaux très riches en neutrons.

Cette thèse s'insère dans la continuité d'autres études spectroscopiques réalisées précédemment dans la région de masse $A \sim 90$. Elle confirme et complète des résultats obtenus précédemment pour les isotopes de $^{84-87}\text{Se}$ et apporte de nouvelles données pour le ^{88}Se . Le découpage du manuscrit a été établi pour offrir une lecture indépendante mais complémentaire de chaque ensemble :

Le deuxième Chapitre présente l'expérience réalisée à l'ILL et montre le travail que nous avons effectué pour tirer des résultats physiques des données brutes expérimentales du multidétecteur EXILL mais également les processus de réactions qui ont permis de produire les noyaux d'intérêts tels que $^{84-88}\text{Se}$ et $^{145-150}\text{Ce}$. Les multidétecteurs produisent une très grande quantité de données qui doivent être traitées pour obtenir des résultats. L'utilisation de grande quantité de données a rendu nécessaire l'usage du superordinateurs de Lyon pour réaliser les traitements de données. Dans le cadre de ce travail, nous avons développé l'ensemble du programme d'analyse et les techniques d'identification des noyaux d'intérêt.

Le troisième Chapitre montre les principes de la technique de triple-coïncidences ainsi que les résultats expérimentaux obtenus concernant la première identification des états excités dans le ^{88}Se et des nouveaux états excités dans les noyaux $^{84-87}\text{Se}$. Ensuite, nous montrons que la distribution angulaire des rayons γ émis successivement par le même noyau est significative et directement reliée aux spins de ses états excités.

Chapitre 1. Introduction

L'objet de ce manuscrit est aussi d'explorer certains aspects des phénomènes collectifs rencontrés dans la dynamique nucléaire. La quatrième partie de ce manuscrit présentera le formalisme de modèle en couches nucléaires. D'un point de vue théorique, une description microscopique qui est effectuée par le modèle en couches se heurte à des difficultés considérables. Tout d'abord, les nucléons sont eux-mêmes des entités composites. L'élaboration d'une interaction nucléon-nucléon à partir de ses constituants élémentaires, les quarks et les gluons, est encore aujourd'hui hors de portée. La nécessité d'une répulsion à courte portée ainsi que la prise en compte d'une composante à trois corps voire plus rend leur construction et leur implémentation très compliquée. De plus, une description du noyau repose sur le traitement du problème à N corps quantique. La modélisation *ab initio* des noyaux à partir d'une interaction nucléon-nucléon donnée se heurte alors rapidement à des limitations théoriques et numériques du fait des nombreux degrés de liberté à traiter. Suite à ces problèmes d'interprétation microscopique, le Modèle Algébrique Collectif a été développé pour contourner les limites du modèle en couches. La cinquième partie de ce manuscrit présentera le formalisme de description macroscopique. Et, finalement, le Modèle semi-microscopique, appelé Quasiparticule plus un Phonon, qui prend en compte des concepts de descriptions à la fois microscopiques et macroscopiques sera présenté également.

Dans la dernière partie, seront exposés les résultats obtenus suite à l'analyse de données expérimentales. Une interprétation de ces derniers sera ensuite faite à la lumière des calculs du modèle en couches récemment effectués. Une telle modélisation adéquate (microscopique et quantique) a reproduit les phénomènes nucléaires de basse énergie dans le ^{88}Se , incluant la description de l'état fondamental de ce noyau, ainsi que des modes collectifs. Ensuite, le Modèle Collectif Algébrique a été appliqué pour étudier la structure nucléaire dans le ^{88}Se . En général, l'ACM propose une bonne description des énergies d'excitation de la bande β et γ . Avec ce modèle, les différents scénarios d'interprétation du schéma de niveau du ^{88}Se ont été examinés. Nous avons également appliqué le modèle Quasiparticule plus un Phonon pour décrire le mouvement nucléaire dans le ^{88}Se . Les calculs préliminaires montrent que la collectivité du second état excité 2_2^+ est faible et que cet état contient une composante forte des quasiparticules.

Nous terminerons par une conclusion qui dressera le bilan non seulement expérimental mais aussi théorique de cette investigation. Les perspectives pour la suite de l'analyse de ces données et les propositions pour d'autres expériences clés envisageables seront aussi exposées.

Études expérimentales Part I

E
X
I
L
L
による実験的研究

2 Dispositif expérimental et méthode d'analyse

Ce chapitre est dédié à la description de l'expérience de spectroscopie nucléaire EXILL qui a eu lieu à l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble. Cette expérience avait pour but d'étudier les noyaux riches en neutrons, et particulièrement ceux ayant la masse autour de $A = 80 - 90$. Dans un premier temps, nous expliquerons le dispositif expérimental utilisé lors de la campagne EXILL. Puis, nous décrirons la technique de mise en forme des événements recueillis lors de cette expérience, en montrant la méthode de tri de ces événements et les corrections nécessaires pour construire le cube de triple coïncidence γ (γ - γ - γ).

Sommaire

2.1	L'instrumentation et l'expérience	6
2.1.1	Motivation de l'expérience	6
2.1.2	Détecteurs germanium	9
2.1.2.1	Principe des détecteurs semi-conducteurs	9
2.1.2.2	Jonction N - P	10
2.1.2.3	Les processus d'interaction photon-matière dans un détecteur	12
2.1.2.4	Détecteurs EXOGAM de type Clovers	14
2.1.3	Dispositif expérimental d'EXILL	15
2.2	Méthode d'analyse et étalonnage	19
2.2.1	Méthode de tri	20
2.2.2	L'Add-Back dans les Clovers	21
2.2.3	Efficacité des détecteurs EXOGAM et le facteur f	23
2.2.4	Alignement en temps des Clovers	27
2.2.5	Alignement en énergie des Clovers	29
2.2.6	PRD-calibration	31
2.2.7	Cube triple- γ en coïncidences	33

2.1 L'instrumentation et l'expérience

La campagne EXILL (EXOGAM à l'ILL) a été réalisée à l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble en octobre 2012 - mars 2013. Cette campagne vise l'étude des fragments de fission induite par neutrons froids provenant du réacteur nucléaire. Un outil majeur pour étudier la structure nucléaire de noyaux produits par la fission est la spectrométrie γ . L'analyse des rayonnements γ , émis lors de la désexcitation des produits de fission fournit les informations nécessaires à l'étude des noyaux riche en neutrons. Pour cela, un ensemble de détecteurs germanium et de scintillateurs a été utilisé. La campagne EXILL est composée de deux parties : spectroscopie γ et γ fast-timing.

2.1.1 Motivation de l'expérience

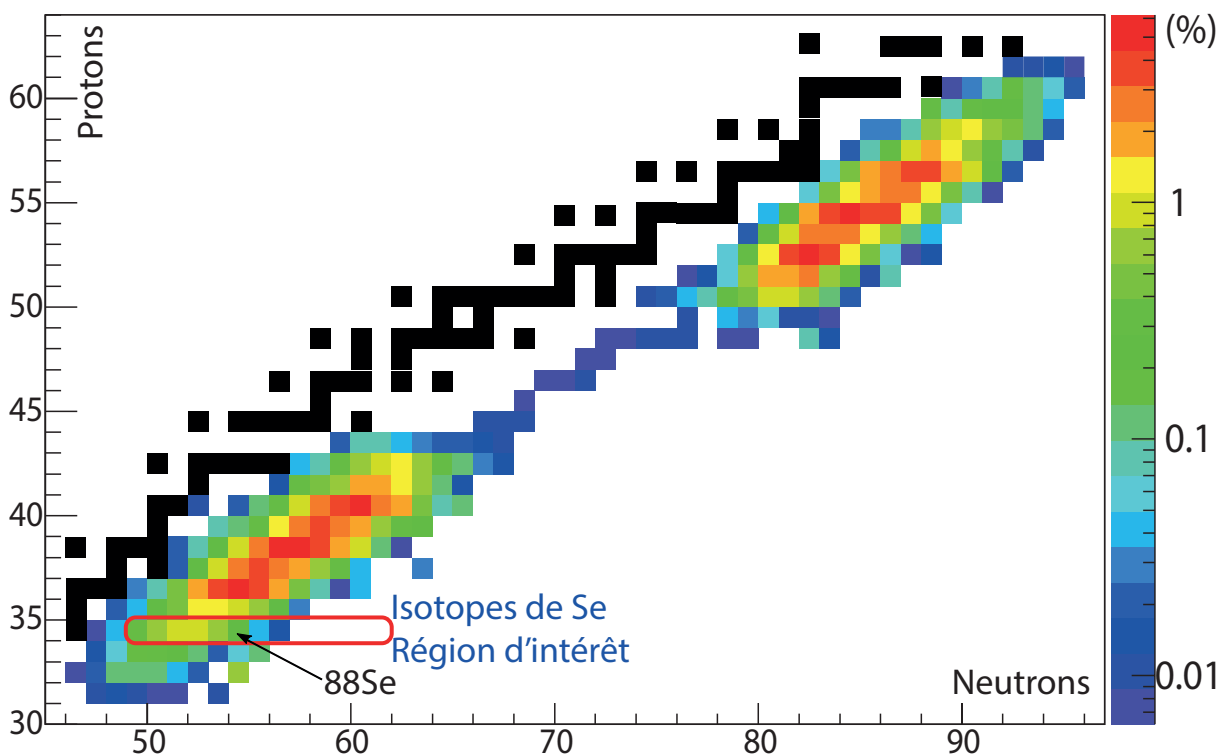


Figure 2.1 – Un zoom sur la carte des noyaux avec les régions peuplées par la fission induite de ^{235}U . Les carrés noirs représentent les noyaux stables. Les couleurs représentent le taux de production des noyaux lors des réactions de fission de $^{236}\text{U}^*$.

Nos connaissances en structure nucléaire sur les noyaux riches en neutrons restent insuffisantes. C'est pourquoi les noyaux de la région autour de $A \sim 85 - 100$ ont fait l'objet d'études expérimentales et théoriques depuis longtemps. L'étude de ces noyaux est instructive et contribue à une vision globale de la physique nucléaire. La question

fondamentale qui se pose sur l'étude de la structure nucléaire de ces noyaux est de savoir comment décrire microscopiquement le début du comportement collectif en s'éloignant des fermetures de couches. Dans la région de masse $A \sim 80 - 90$ où il y a la fermeture de couche à $N = 50$, les différents phénomènes ont été observés. Par exemple, l'apparition rapide de fortes déformations quadrupôlaires dans les états fondamentaux des isotopes Sr et Zr lors du passage de $N = 58$ à 60 neutrons a été étudiée intensivement [16, 17, 18]. Tandis que les noyaux riches en neutrons au nord-est de ^{78}Ni sont restés moins connus, et qui peuvent posséder des états collectifs [19]. L'affaiblissement du gap en énergie entre les couches du noyau ^{78}Ni a été suggérée par la présence d'états $(5,6)^+$ d'énergie de ~ 3 MeV dans le ^{82}Ge [20]. De plus, l'étude faite sur le ^{84}Ge [19] a rapporté une sensibilité à la vibration γ . Une autre étude a montré que l'état 2_1^+ de ^{86}Ge peut être déformé [21]. Récemment, quelques preuves ont été trouvées pour le comportement collectif dans les isotopes de Se riches en neutrons, à savoir, le début d'une bande γ dans ^{86}Se [22]. Le prochain noyau de la chaîne isotopique du sélénium est ^{88}Se qui fait l'objet de ce travail de thèse. Le modèle en couches et le modèle SCCM (Symmetry Conserving Configuration Mixing-Gogny) prédisent que non seulement une quantité importante de triaxialité devrait être présente dans le ^{88}Se , mais aussi que son état fondamental peut avoir une déformation axiale significative dans la région riche en neutrons faiblement déformée $A \sim 90$ [23].

Le formidable outil d'étude de la matière nucléaire riche en neutrons reste la fission nucléaire, car elle permet de produire un grand nombre de radio-isotopes dans les conditions extrêmes, figure 2.1. Il y a principalement deux types de fission : spontanée et induite. En s'appuyant sur le graphe de la figure 2.2, nous pouvons observer les rendements de fission prévus en fonction de la masse du fragment. Les courbes vertes et rouges représentent les rendements pour une réaction de fission spontanée de ^{252}Cf et ^{248}Cm respectivement et la courbe bleue pour la réaction utilisée dans notre expérience : $n_{th} + {}^{235}_{92}\text{U}$ avec des neutrons de 0.025 eV. Nous pouvons constater que les fragments de fission ayant une masse atomique comprise entre 85 et 100, entourés en rose sur le graphe, sont bien mieux produits par la fission induite de noyau ^{235}U , que par la fission spontanée du ^{252}Cf ou ^{248}Cm .

L'utilisation de cette réaction permet d'étudier cette zone avec un rendement de production optimal, qui ne peut que faciliter l'observation d'états nucléaires rares, des états excités à haute énergie et/ou à haut moment angulaire. L'investigation des noyaux de cette région nous donne l'information sur la déformation, les moments d'inertie des noyaux et des effets de collectivité ou d'excitation de particules-individuelles.

Les fragments de fission induite par neutrons sont montrés sur la figure 2.1 où l'on voit que cette réaction nous donne un grand accès à la zone des noyaux riche en neutrons. En particulier, les noyaux $^{84-88}\text{Se}$ dont la structure nucléaire est peu connue.

Les fragments de fission produits à des états excités élevés, passent successivement d'un état excité à un autre par l'émission de rayonnement γ jusqu'à l'état fondamental. Les

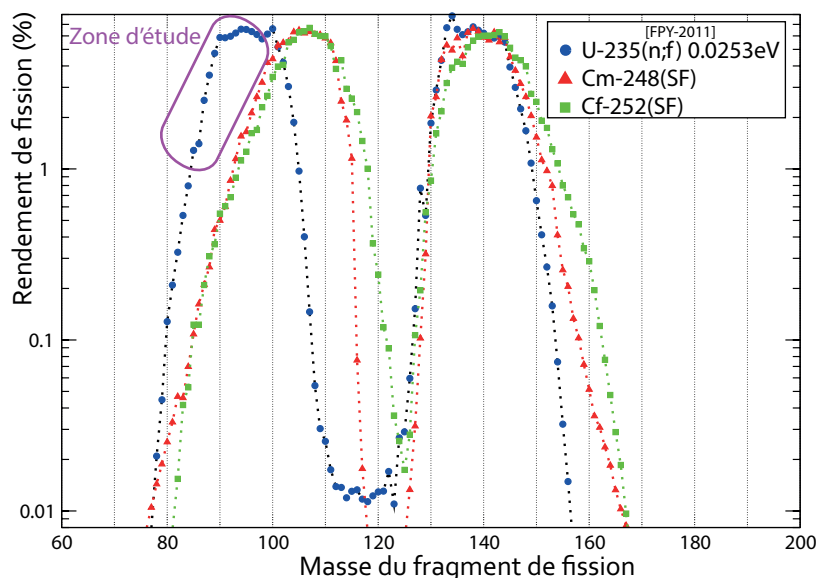


Figure 2.2 – Rendements de fission en fonction de la masse du fragment de fission, selon la base des données nucléaires FPY-2011, JAEA. La courbe bleue correspond au rendements de la réaction de fission induite $^{235}\text{U}(n;f)$ utilisée dans notre étude. Les courbes rouges et vertes représentent les rendements de la fission spontanée de ^{248}Cm et ^{252}Cf respectivement.

rayonnements γ fournissent l'information nécessaire pour l'étude de la structure nucléaire des radionucléides d'intérêt.

La spectrométrie γ est une technique de mesure consistant à détecter les rayonnements γ émis en convertissant l'énergie qu'ils déposent dans un matériau détecteur en un signal électrique. Le traitement de ces signaux permet d'obtenir un histogramme appelé *spectre* [24]. Les rayonnements γ sont émis par les radionucléides par désexcitation du noyau atomique. Les raies γ émises par les radionucléides possèdent des énergies précises (*la raie ou le photopic*) qui caractérisent le noyau émetteur et constituent donc un moyen d'identification des radioéléments. De plus, l'intensité du rayonnement γ est représentative de la quantité du radioélément émetteur. Ces rayonnements γ constituent donc une véritable signature des noyaux émetteurs. Grâce au spectre d'émission qui est mesuré par l'enregistrement des rayons γ émis en fonction de leurs énergies, il devient possible de faire de l'identification et la quantification des radioéléments recherchés parmi un très grand nombre de fragments (environ 150 noyaux) de fission d'uranium.

A l'aide du multi-détecteur germanium de rayonnement γ EXILL, décrit dans le paragraphe 2.1.3, nous avons réalisé une spectroscopie détaillée des noyaux d'intérêt tels que les isotopes de sélénium.

2.1.2 Détecteurs germanium

Les détecteurs germanium sont des détecteurs semi conducteurs. Apparu au début des années 1960, le détecteur à semi-conducteur a apporté une amélioration considérable pour la spectroscopie γ , et pour les particules chargées (particules alpha, ions divers, électrons). Le détecteur semi-conducteur a remplacé les détecteurs à scintillation inorganique NaI pour la spectroscopie γ , car il possède une bien meilleure résolution en énergie. Mais les détecteurs à scintillation ont une résolution en temps meilleure que les détecteurs semi-conducteurs. C'est pourquoi, dans le domaine de spectroscopie nucléaire, nous utilisons les détecteurs germanium ainsi que les détecteurs à scintillation.

2.1.2.1 Principe des détecteurs semi-conducteurs

Les électrons dans un matériau isolant, semi-conducteur ou métallique peuvent se situer sur deux bandes d'énergie (niveaux d'énergie), figure 2.3 :

- La bande de valence : à l'intérieur de laquelle il y a les électrons responsables des liaisons covalentes, ils ne sont pas responsable de la conduction. Dans les isolants tout les électrons se situent dans la bande de valence.
- La bande de conduction : où se trouvent les électrons périphériques libres de se déplacer permettant la conduction.

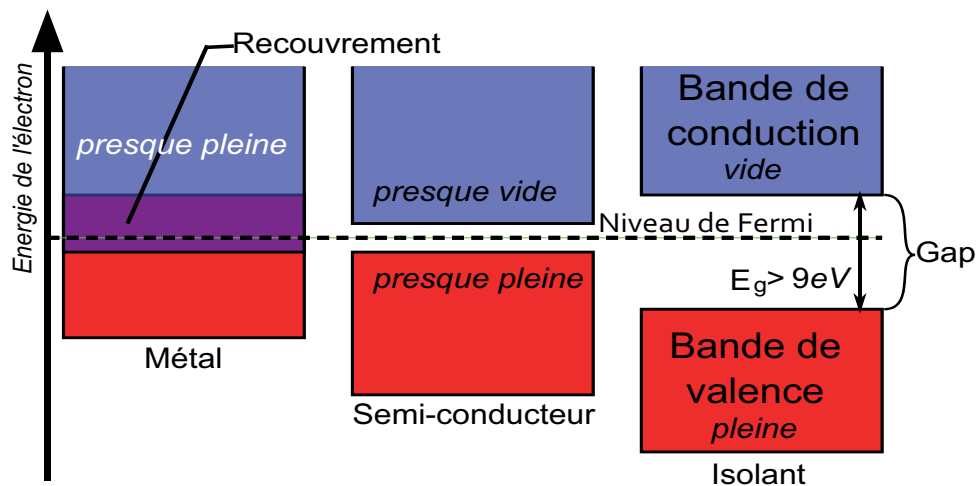


Figure 2.3 – Représentation schématique des bandes de conduction et de valence dans un élément. Différents cas sont possibles, le cas du métal où il y a chevauchement des deux bandes, le cas du semi-conducteur où le gap est très étroit autour du niveau de Fermi et le cas d'un isolant où le gap est trop important, empêchant le déplacement des électrons.

Entre ces deux bandes il y a un gap (barrière) énergétique appelée *bande interdite* de valeur E_g , où il ne peut y avoir d'électrons. Pour qu'un électron de la bande de valence

atteigne la bande de conduction il faut qu'il franchisse cette barrière via un apport énergétique. Concernant les métaux, il n'y a pas de bande interdite car la bande de conduction et la bande de valence se chevauchent $E_g=0$. Pour les isolants E_g est tellement grand que l'agitation thermique à 300 K ne peut pas faire passer les électrons de la bande de valence à celle de conduction par cassure de liaisons électronique.

Dans le cas des semi-conducteurs, E_g est suffisamment faible pour qu'un électron de la bande de valence puisse passer dans la bande de conduction via un apport énergétique et ainsi permettre l'établissement d'un courant électrique. C'est pour cela que l'on utilise des semi-conducteurs, car les raies γ issus de l'élément radioactif que l'on veut étudier, vont interagir avec le semi-conducteur en lui cédant l'énergie nécessaire pour que les électrons migrent vers la bande de conduction. Les électrons qui ont passé le gap énergétique, peuvent être accélérés et collectés par une haute tension électrique (1000-3000 V) ce qui génère un courant. Ainsi l'intensité du courant électrique obtenue est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal par le rayonnement. Cela nous amène à la nécessité de calibration des détecteurs pour savoir quelle énergie est déposée par un photon absorbé.

En résumé, les détecteurs semi-conducteurs sont donc un type particulier de détecteurs à ionisation. Au lieu d'exciter ou d'ioniser le milieu, un photon traversant un semi-conducteur crée des paires d'électron-trous quasi-libres dans la bande passante. Il faut environ 1-3 eV pour créer une paire, à comparer au 30 eV nécessaires dans un gaz pour une ionisation. Ainsi, les photons sont capables de créer plus de paires d'électron-trous dans le semi-conducteur et, du coup, l'erreur due à la dispersion statistique des charges électriques collectées devient plus petite. Cela améliore la résolution de détection des photons. C'est aussi l'un des avantages d'utiliser les détecteurs semi-conducteurs.

2.1.2.2 Jonction N - P

Dans la majorité des cas, il est préférable d'utiliser des détecteurs de germanium pour la détection de rayonnement γ . Ces détecteurs semi-conducteurs sont fabriqués des cristaux de germanium hyper pur (HPGe), mais quand même des impuretés sont présents dans le matériau des cristaux. Lors de la croissance des cristaux de Ge, il est nécessaire de contrôler le niveau de ces impuretés dans le matériau pour lui donner des caractéristiques exploitables. Ces impuretés introduites sont des atomes choisis pour leur propriétés physico-chimiques. On parle alors de dopage. Des dopants appartenant à la colonnes III du tableau périodique, possédant un électron de moins que le silicium, s'appellent des accepteurs. Alors que des dopants appartenant à la colonne V du tableau périodique, possédant un électron de plus que le silicium, s'appellent des donneurs. La présence d'impuretés (dopants), leur confère soit, un caractère N si la conduction s'effectue en majoré par les électrons de la bande de conduction, soit un caractère P si celle-ci s'effectue par les

trous de la bande de valence. Ces impuretés, avec leur cortège électronique, introduisent au sein du matériau de nouveaux niveaux d'énergie. Ces niveaux sont placés dans la bande interdite juste sous la bande de conduction pour les impuretés de type N et juste au-dessus de la bande de valence pour les impuretés de type P. Elles modifient considérablement les propriétés du semi-conducteur quand les deux types d'impuretés N et P sont mis en contact (appelée jonction $N-P$).

Une jonction $N-P$ est la mise en contact entre un semi-conducteur de type N et un semi-conducteur de type P issus d'un même cristal. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs $N_D - N_A$ passe "brusquement" d'une valeur négative pour la région P à une valeur positive pour la région N . Pour la jonction et à l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi coté dopé P et coté dopé N est identique. Du coup, la structure de bandes d'énergie (bande de conduction et bande de valence) devient déformée, comme le montre la figure 2.4b.

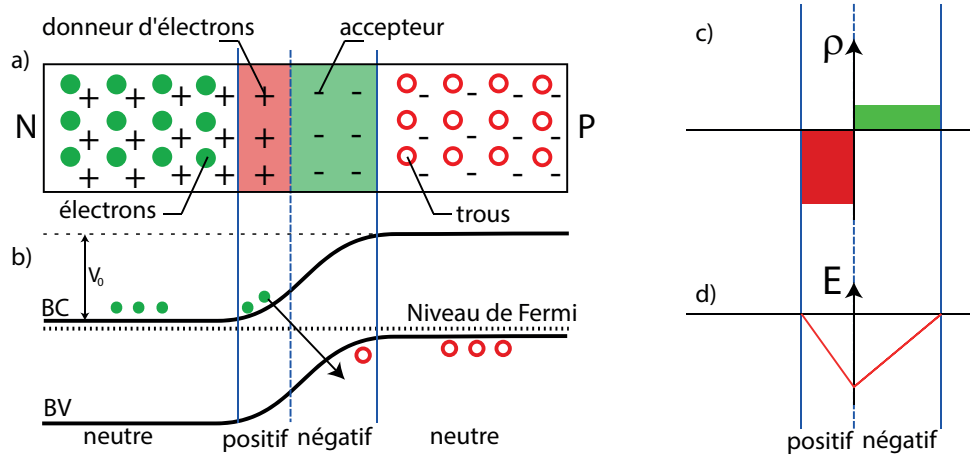


Figure 2.4 – a) Jonction $N-P$ à l'équilibre thermodynamique. b) Diagramme d'énergie de l'électron à l'équilibre thermodynamique montrant le potentiel de contact V_0 . c) Densité de charge. d) Intensité de champ électrique.

Comme le niveau de Fermi s'approche des bandes de conduction et de valence, les électrons de conduction excédentaires côté N passent côté P pour se recombiner avec des trous. Ainsi, une charge d'espace statique négative se crée côté P et une charge d'espace statique positive se crée côté N , la figure 2.4a,c. Le lieu où réside cette charge d'espace est appelé zone de *charge d'espace* ou zone de *déplétion*. L'énergie de la jonction $N-P$ comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentiel électrostatique V_0 , la figure 2.4b,d. Si les photons γ entrent dans la région dite de "déplétion", c'est-à-dire la zone où les porteurs de charge sont neutralisés, les photons créent des paires électron-trou. Le flux d'électrons va dans une seule direction, les trous dans la direction opposée, et le nombre total de

charges collectées peut former un pulse électrique d'amplitude proportionnelle à l'énergie du photon passant.

La tension peut être appliquée à la jonction N - P en reliant le pôle positif de la pile à la zone N et le pôle négatif à la zone P . Dans ce cas, on dit que la jonction (c'est-à-dire la diode) est polarisée en inverse. A l'instant où le circuit est fermé, une partie des électrons libres se détache de la zone N du cristal et se dirige vers le pôle positif de la batterie d'alimentation. Au même instant, une certaine quantité d'électrons émis par le négatif de la batterie, rejoint la zone P du cristal, où ils feront disparaître une partie des trous. Si maintenant nous admettons que dans la zone P il n'y a pas d'électrons libres qui puissent rejoindre la zone N pour remplacer ceux qui sont repoussés vers le positif de la pile et que dans la zone N il n'y ait pas de trous qui puissent se propager jusqu'à la zone P afin de remplacer ceux qui ont disparu, nous pourrions conclure à la cessation du mouvement des charges circulant du cristal à la batterie et de la batterie au cristal. En effet, le nombre des électrons libres présents dans la zone N du cristal est incontestablement très grand, mais non illimité; il en est de même pour les trous présents dans le cristal P .

La tension appliquée aux bornes de la diode (figure 2.4a) est dite *tension inverse*. Si l'on tient compte de ce qui a été dit précédemment, le courant circulant dans la diode (aux bornes de laquelle on a appliqué une tension inverse) devrait s'annuler rapidement. Ainsi, une jonction N - P permet le passage d'un courant quand celui-ci parcourt le semi-conducteur dans le sens du cristal dopé P vers celui dopé N . Elle s'oppose à la circulation d'un courant dans le sens inverse.

Dans le paragraphe suivant, nous allons introduire les phénomènes d'interaction photon-matière dans un détecteur semi-conducteur.

2.1.2.3 Les processus d'interaction photon-matière dans un détecteur

Un photon, lorsqu'il traverse la matière du détecteur, peut interagir avec les électrons du cortège électronique des atomes. Il existe trois types d'interaction photon-matière. L'importance relative de ces trois phénomènes va dépendre de l'énergie incidente des raies γ et du matériau considéré. Les trois interactions sont illustrées sur la figure 2.5 et sont détaillées ci-dessous [25].

- **L'effet photoélectrique** est prépondérant à basse énergie ($E_{inc} < 150 \text{ keV}$ pour le Ge), figure 2.5a. Lors de ce processus, le photon va être absorbé par le milieu qui va émettre un électron d'énergie égale à celle du photon incident diminuée de l'énergie de liaison de l'électron ε . Ce dernier va déposer son énergie rapidement et ainsi on aura accès à l'énergie totale du photon incident.
- Dans le cas du Ge, **l'effet Compton** est dominant dans le domaine d'énergies de 150 keV à $\sim 8000 \text{ keV}$ et consiste en une diffusion du photon $h\nu$ sur un électron peu

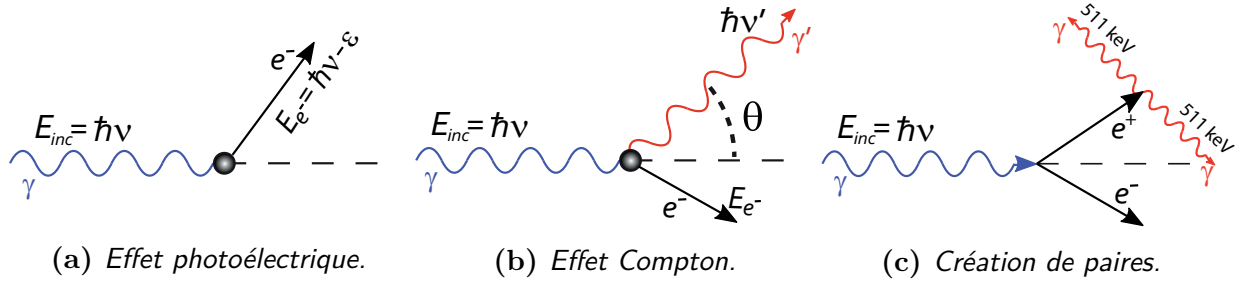


Figure 2.5 – Schémas représentatifs des trois interactions d'un photon avec la matière : a) effet photoélectrique, b) effet Compton, c) création de paires électron-positron.

lié du milieu, figure 2.5b. Le photon communique alors une partie de son énergie à l'électron sous forme d'énergie cinétique tandis que le photon résiduel est diffusé à un angle θ avec une énergie $h\nu'$. Dans ce cas, nous n'avons pas accès à l'énergie totale du photon. En effet, le photon diffusé peut s'échapper du cristal de détection et l'énergie déposée ne sera pas l'énergie totale du photon. Dans quelques cas, la raie γ peut réaliser des diffusions Compton multiples, en déclenchant plusieurs cristaux, suivies d'un effet photoélectrique. Et pour mesurer le pic de pleine énergie on doit sommer les énergies partielles déposées dans chaque détecteur, processus qui s'appelle l'Add-Back, et que l'on considérera au chapitre suivant.

- **La création de paires** est le dernier processus mis en jeu dans la détection des photons et qui implique la matérialisation du photon en une paire électron-positron, figure 2.5c. Ceci va imposer une énergie seuil puisque pour que ce phénomène soit énergétiquement possible, il faut que l'énergie initiale du photon soit supérieure à deux fois la masse de l'électron. Ensuite, le positron va se recombiner avec un électron du milieu et donner deux photons de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre et qui peuvent déclencher aussi plusieurs cristaux (A, B, C, D) dans le détecteur de géométrie trèfle, figure 2.6c dans le paragraphe 2.1.2.4. Dans le cas où les deux photons de recombinaison sont absorbés dans le détecteur, on récupère la totalité de l'énergie incidente du photon E_{inc} . Il faut noter qu'on peut aussi récupérer la totalité de l'énergie incidente du photon après le traitement de l'Add-Back présenté dans le paragraphe 2.2.2. Mais il se peut que l'un des photons ou les deux, s'échappe du détecteur et donne un pic à $E_{inc} - 511 \text{ keV}$ (pic de simple échappement) ou $E_{inc} - 1,022 \text{ MeV}$ (pic de double échappement) ce que on verra un peu plus tard.

Nous sommes obligés de prendre en compte les phénomènes décrits au-dessus car l'efficacité des détecteurs et la qualité du spectre de rayonnement γ des produits de fission (niveaux de bruit de fond, la résolution etc.) en dépendent. Un grand avantage des détecteurs germanium est la meilleure résolution en énergie par rapport aux scintillateurs ce que

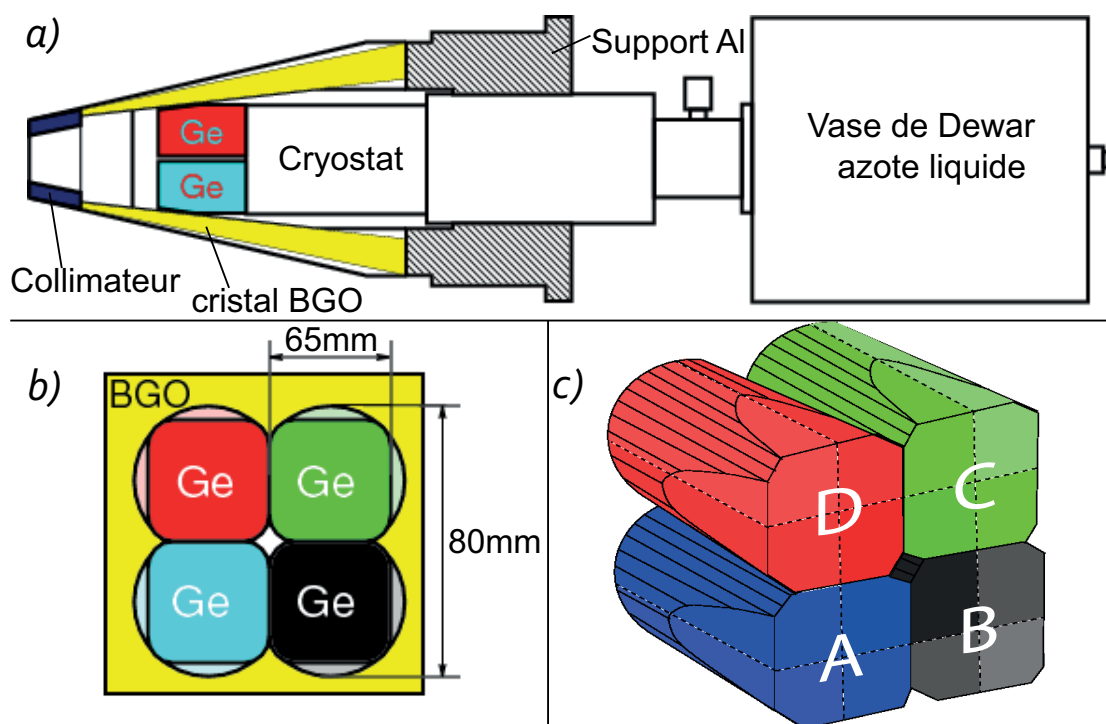


Figure 2.6 – Schémas du détecteurs EXOGAM. a) Coupe d'un détecteur EXOGAM de géométrie tronconique inséré dans son enceinte anti-diffusion Compton. b) Vue frontale de détecteur EXOGAM. c) Regroupement de quatre cristaux de germanium formant un détecteur de géométrie trèfle.

nous permet de distinguer des rayonnements γ d'énergie voisines et ainsi de caractériser plus finement la structure des noyaux.

Dans le paragraphe suivant, nous considérerons la constitution des détecteurs germanium utilisés dans notre expérience.

2.1.2.4 Détecteurs EXOGAM de type Clovers

EXOGAM est un multidétecteur de rayonnement γ , construit dans le cadre d'une collaboration européenne et dédié aux faisceaux radioactifs de SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne) situé au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Les détecteurs EXOGAM sont composés de 4 cristaux HPGe (High-Purity Germanium), figure 2.6c. Chacun des 4 cristaux d'EXOGAM a une longueur de 80 mm et un diamètre de 65 mm [26]. Ils sont regroupés comme les feuilles d'un trèfle, donnant au détecteur le nom de "Clover" [27]. Les grandes dimensions des Clovers et la faible distance qui les sépare de la cible permettent à ces derniers de couvrir un large angle solide autour de la cible, ce qui améliore la probabilité d'absorption d'un photon dans un cristal de germanium. Grâce à la très grande densité des cristaux de germanium, les photons de haute énergie peuvent être enregistrés avec une bonne résolution en énergie,

typiquement 2-3 keV pour les photons de 1.3 MeV [28].

Dans le cas de notre expérience, chaque détecteur de géométrie trèfle possède une structure en tungstène permettant d'atténuer le bruit de fond, de collimater les faisceau du rayonnement γ et d'absorber le rayonnement γ provenant directement de la source. L'azote liquide contenu dans le cryostat refroidit les cristaux à la température de -175°C pour limiter l'agitation thermique. Tous les quatre cristaux d'EXOAM sont entourés de boucliers anti-Compton (BGO). Ces boucliers permettent d'éliminer une partie des raies γ qui ne déposeraient pas toute leur énergie dans les cristaux germanium. Deux cas sont possibles ; soit le photon dépose toute son énergie dans le détecteur germanium (dans un ou plusieurs cristaux, explication de la procédure suivie dans le cas où plusieurs cristaux sont touchés par le même photon dans le paragraphe 2.2.2), soit il dépose une partie de son énergie dans un germanium et une partie dans le boucliers anti-Compton ou le photon quitte le détecteur d'EXOAM après la diffusion Compton. Dans le deuxième cas, le photon ne contribue pas au pic de pleine énergie mais au bruit de fond. C'est pourquoi les coïncidences entre les détecteurs Ge et les scintillateurs BGO seront éliminées au cours de l'analyse "offline", section 2.2.

2.1.3 Dispositif expérimental d'EXILL

Afin de mesurer le rayonnement γ issu des fragments de fission, différents détecteurs ont été regroupés. Cet ensemble de détecteurs constitue un multi-détecteur appelé le spectromètre EXILL, installé au bout de la ligne de faisceau de neutrons froids dont l'intensité est la plus grande de l'ILL, dans le hall expérimental appelé PF1b. Le dispositif expérimental est composé de 46 cristaux de détecteur germanium. Ces cristaux se regroupent en :

- 8 détecteurs Ge segmentés (EXOAM)
- 6 détecteurs Ge coaxiaux de grande efficacité (GASP)
- 2 détecteurs Ge (LOHENGRIN)

De plus, l'appareillage EXILL est constitué des 14 scintillateurs BGO anti-Compton qui sont associés aux détecteurs Ge [29]. L'installation complète EXILL est montrée en figure 2.7.

Tous les détecteurs EXOAM, LOHENGRIN et GASP sont mis en place sur la structure porteuse quasi-sphérique et entourent la chambre contenant la cible de ^{235}U . Les 8 détecteurs EXOAM sont placés dans le plan perpendiculaire au faisceau de neutrons thermiques et forment entre eux un angle de 45° . Les 6 détecteurs GASP restants sont placés autour de la cible de ^{235}U à 45° par rapport au plan de détecteurs EXOAM. Il reste les 2 détecteurs LOHENGRIN qui occupent les places restantes plus proches de la

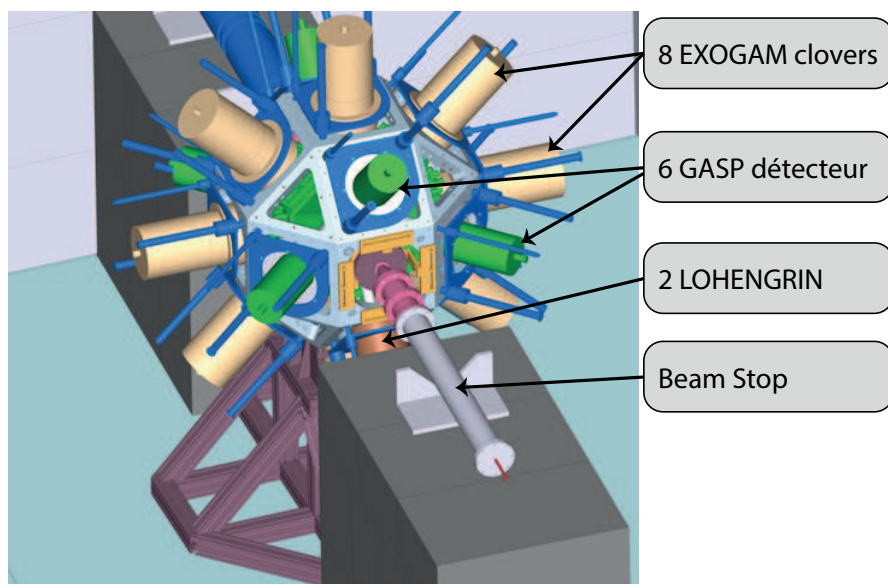


Figure 2.7 – Configuration du spectromètre EXILL avec la position de différents types de détecteurs. Dispositif installé sur la ligne de neutrons de froids PF1b à l'ILL (Institut Laue Langevin à Grenoble).

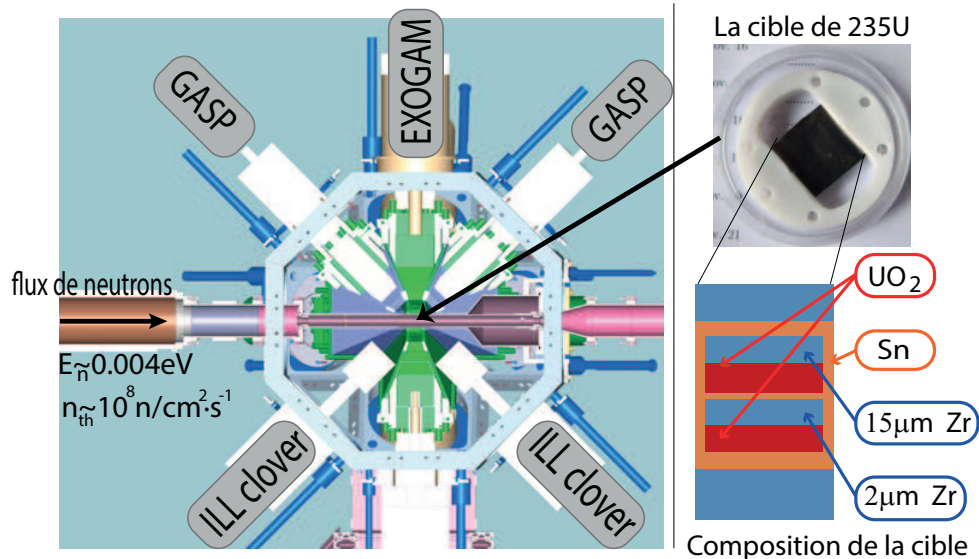


Figure 2.8 – Coupe schématique d'EXILL [29] et composition de la cible de ^{235}U .

cible de ^{235}U , comme cela est montré sur la figure 2.7. Ce spectromètre a une grande granularité et une efficacité de détection élevée.

Le schéma géométrique de l'expérience est présenté sur la figure 2.8. La cible de ^{235}U est mise dans une chambre entourée par les détecteurs germanium. Cette cible est bombardée par le flux des neutrons de $\sim 10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}^{-1}$. Les fragments de fission produits dans les états excités élevés sont arrêtés dans la cible. Ils commencent à se désexciter par l'émission de rayonnement γ qui sont quelques fois enregistrés par les détecteurs composants EXILL.

Les paramètres importants pour ces mesures sont l'efficacité de détection ε (rapport du nombre de rayonnements γ détectés sur le nombre de rayonnements γ émis), la résolution en énergie (largeur du pic à mi-hauteur) et le rapport pic/BF (bruit de fond). Ces critères ont été à la base du choix des détecteurs pour l'expérience EXILL. Les détecteurs BGO servent à éliminer les raies γ diffusées par effet Compton ce qui permet de réduire le bruit de fond dans les spectres des raies γ .

Les signaux issus de ce spectromètre sont recueillis et traités par la chaîne de mesure présentée en figure 2.9. Les différents détails concernant l'électronique et l'acquisition des données, peuvent être trouvés dans l'article de P. Mutti *et al.* [29].

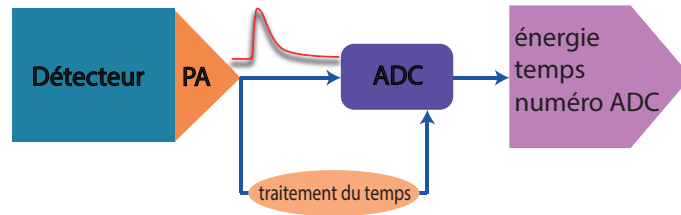


Figure 2.9 – *Système électronique simplifié pour chaque cristal du spectromètre EXILL.*

La chaîne de mesure est composée du cristal de Ge, du préamplificateur et du convertisseur analogique numérique (module convertisseur "ADC").

Chaque fois qu'un photon interagit avec le milieu du détecteur, une quantité de charge Q est créée qui va induire le signal électrique au niveau du préamplificateur (PA) dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement. A la sortie du préamplificateur, les signaux générés par le détecteur sont traités par les deux algorithmes numériques, un pour *l'énergie* et un autre pour le *temps* qui sont introduits directement dans le module ADC. La décroissance du signal énergie est montrée par la figure 2.10a. Dans le convertisseur ADC, ce signal électrique est discrétisé pour obtenir l'ensemble de données numériques $\{V_i\}$ qui sont traitées par le processeur du module ADC en utilisant les algorithmes du filtre trapézoïdal.

Le filtre trapézoïdal est également connu sous le nom de déconvolution du signal [30]. Ce filtre capable de transformer le signal exponentiel typique généré par un préampli-

Chapitre 2. Dispositif expérimental et méthode d'analyse

ificateur en un signal trapézoïdal, comme le montre la figure 2.10b. Afin de déterminer l'ensemble des points $\{V_x\}$ correspondants au signal trapézoïdal, il faut prendre une sorte de moyenne sur les points avant le front de montée du signal et de le soustraire de la valeur de la moyenne sur les points après le front de montée. Les moyennes sont calculées sur la base de points dans les deux régions marquées "L" sur la figure 2.10a, la région marquée "G" est omise car le signal change rapidement dans cette zone. Ainsi, les valeurs $\{V_x\}$ peuvent être trouvées par l'équation [31]

$$V_x = -\sum_{i=0}^L V_i + \sum_{i=L+G}^{2L+G} V_i \quad (2.1)$$

La hauteur du trapèze V_x est proportionnelle à l'amplitude du signal à la sortie du préamplificateur. Une fois que le module ADC a effectué le filtrage trapézoïdal, l'énergie du photon détecté peut être calculée comme la hauteur du trapèze par rapport à sa ligne de base. Ainsi, l'analyseur ADC numérise le signal et attribue une adresse appelé "canal" qui est proportionnelle à l'amplitude du signal. Les signaux enregistrés sont répartis sur 10000 canaux proportionnellement à leur amplitude. Pour ce signal issu de l'interaction du rayonnement ionisant dans le cristal de germanium, on octroie aussi un numéro de canal qui représente le cristal dans lequel l'interaction a eu lieu, le temps du moment de détection (après la numérisation) du photon et son énergie (en canaux). De plus,

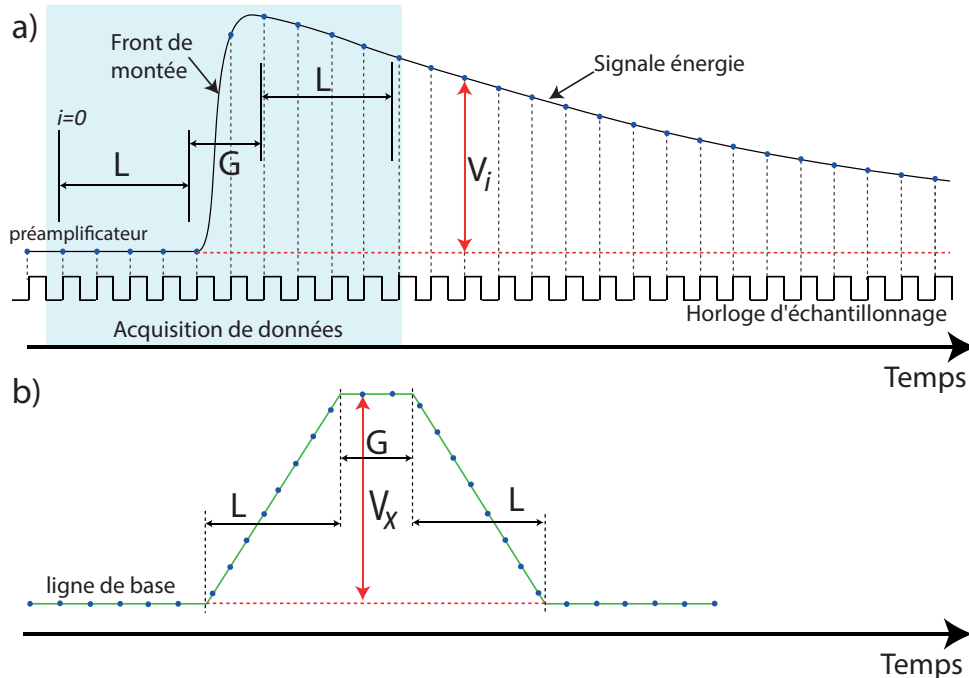


Figure 2.10 – a) Signal électrique au niveau du préamplificateur (PA) dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement. b) Filtrage trapézoïdal du signal de préamplificateur.

l'acquisition permet non seulement d'accepter et de traiter cette information, mais aussi de la stocker dans un fichier avec l'extension ".lst", ces données appelées des données brutes.

Lors de la campagne $^{235}\text{U}(n_{th}; f)$, les données sont enregistrées événement par événement, sur une certaine période de temps. Les événements sont accumulés dans un même fichier ".lst". On nomme une telle série d'acquisitions un *run*. La taille d'un run peut varier de dizaines de millions d'événements à deux cents millions, pour un temps d'accumulation de l'ordre d'une heure. De cette façon, les données brutes expérimentales sont accumulées dans une base de données de 8 To. Les manipulations informatiques de ces données nous permettent de trouver l'ordre des événements, leurs multiplicités et le temps. Tout cela permet de construire les spectres d'énergie en utilisant les codes de programmation C++, ROOT du CERN et BASH en utilisant la technique de triple- γ en coïncidences. Cette technique nous permettra de sélectionner les noyaux d'intérêt.

Dans la suite, nous parlerons d'un *évènement pour un rayon γ enregistré* par l'acquisition, et qui est identifié par son temps d'acquisition, son énergie et son numéro de cristal.

2.2 Méthode d'analyse et étalonnage

Les multi-détecteurs comme EXILL produisent une grande quantité de données qui doivent être traitées pour obtenir des résultats physiques. Le premier objectif pour l'analyse de données a été de développer une méthode de tri. L'algorithme de tri d'événements enregistrés est présenté dans la sous-section 2.2.1. Ensuite, nous décrivons la méthode d'étalonnage de chaque cristal des 16 détecteurs du spectromètre EXILL. La calibration du multi-détecteur EXILL consiste en l'alignement en temps et énergie des 46 cristaux pour les synchroniser en temps et améliorer la résolution en énergie finale de l'appareillage. Les principales étapes de l'étalonnage des détecteurs seront présentées dans les sections 2.2.4 et 2.2.5. Avant de calibrer les détecteurs, nous montrerons comment traiter au mieux l'Add-Back (l'algorithme de sommation) pour chaque détecteur de type Clover. L'Add-Back réduit le bruit de fond et augmente l'intensité mesurée des photopics dans le spectre de rayonnement des noyaux étudiés. Ensuite, dans la sous-section 2.2.6, nous montrons la correction du retard d'enregistrement des signaux au cours de leur numérisation dans un convertisseur ADC. Après toutes ces manipulations, nous déterminons l'efficacité du spectromètre EXILL avant de procéder à la construction du cube triple- γ .

2.2.1 Méthode de tri

Dans cette partie, nous décrivons la méthode de tri des événements enregistrés par le système d'acquisition. Les principes imposés au tri de rayons γ sont très importants afin d'obtenir des spectres des raies γ de meilleure qualité possible. Comme on l'a déjà dit, tous les événements sont stockés dans les fichiers binaires (".lst") dans l'ordre chronologique. Au cours de 15 jours de la campagne EXILL, environ 45.5×10^{10} événements(non-pliés ou singuliers) ont été enregistrés par le système d'acquisition. Cette masse d'événements contient l'information sur les photons enregistrés qui peuvent être issus de différents processus. Une partie des photons enregistrés sont émis instantanément après la fission, l'autre est due à la multi-diffusion Compton et le reste des photons est issu de la décroissance β des produits de fission. De plus, les événements peuvent contenir les signaux issus du bruit de fond mais ils ne sont pas nombreux. Les photons émis instantanément après la fission sont appelés γ -instantanés et les photons issus de la décroissance β ou la décroissance d'états isomériques sont appelés γ -retardés.

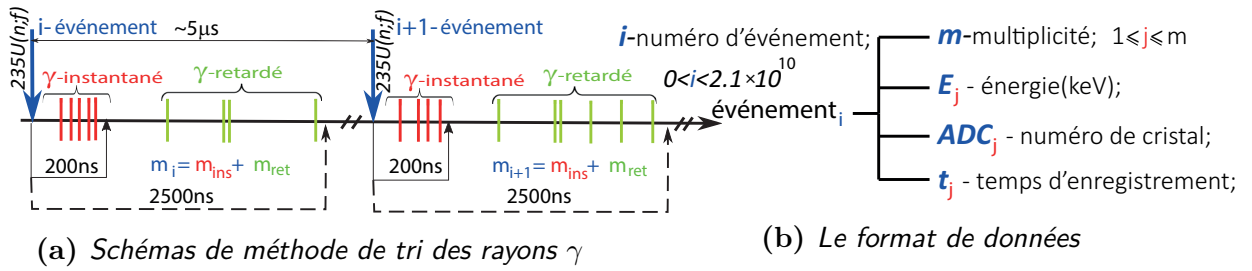


Figure 2.11 – a) Schéma représentatif de la méthode de tri. Les γ -instantanés sont en rouge, les γ -retardés sont en vert. b) Le format de données adapté à notre analyse contenant l'événement i plié. Le nombre de γ -enregistrés dans les événements-pliés de $m_i \geq 3$ est 6.6×10^{10} .

J'ai écrit un code permettant de soustraire les photons qui sont issus de multi-diffusions Compton qui touchent un scintillateur BGO. Ces scripts écrits en C++ permettent aussi de sélectionner les photons-instantanés et les photons-retardés. Le schéma de la figure 2.11a représente la méthode de tri des photons enregistrés. La fission induite d'uranium a lieu chaque $5 \mu s$ en moyenne. Dans notre analyse de données, les γ -instantanés correspondent aux rayons γ qui sont enregistrés pendant une fenêtre de 200 ns après la fission. Et les γ -retardés correspondent aux photons qui sont enregistrés dans l'intervalle entre 200 ns et 2500 ns après la fission. Pour chaque fission nous avons un événement i qui contient l'énergie de photon (E_j), le temps de déclenchement de cristal (t_j), son numéro (ADC_j) et la valeur de la multiplicité m_i , comme il est illustré sur la figure 2.11b. L'événement i qui contient l'ensemble des informations sur les photons enregistrés, est appelé l'événement plié. La multiplicité d'un événement i plié (m_i) est le nombre des γ -enregistrés

pendant 2500 ns après la fission. Évidemment, la multiplicité m_i est la somme du nombre de γ -instantanés et de γ -retardés. Le nombre j est le numéro chronologique de photons enregistrés dans l'événement i . Le numéro j varie entre 1 et m_i . Les conditions en temps imposées au tri des γ -enregistrés nous permettant de réduire le niveau de bruit de fond et d'essayer d'éviter le chevauchement de deux événements de fission, c'est-à-dire, ne pas enregistrer les photons issus de deux fissions successives dans le même événement-plié.

Une fois que le tri des rayons γ a été fait, les données brutes sont transformées en format adapté à notre analyse, les autres procédures pourront être appliquées pour réussir à construire le cube triple- γ en coïncidences. Ces procédures seront expliquées dans le paragraphe 2.2.7.

2.2.2 L'Add-Back dans les Clovers

Dans le cas d'un détecteur Clover, la détection de photon de pleine énergie est le résultat de deux effets : soit l'absorption totale d'un photon dans un seul cristal, soit l'absorption totale dans deux cristaux ou plus du détecteur Clover. Dans le premier cas, le photon est détecté par effet photoélectrique ou par diffusions Compton multiples se terminant par un effet photoélectrique dans un seul cristal du détecteur Clover. Dans le deuxième cas, le photon subit la diffusion Compton et déclenche un ou plusieurs cristaux (A, B, C, D , voir la figure 2.6c) voisins du même détecteur Clover. Dans le cas, où le photon subit une interaction de création des paires $e^- - e^+$, l'annihilation du positron e^+ donne lieu à deux photons diffusés à 511 keV qui peuvent déclencher plusieurs cristaux. Ainsi, différentes combinaisons non-identiques des cristaux qui pourraient être déclenchés en même temps sont listées ci-dessous :

- AB, BC, CD, DA, AC, BD
- ABC, ADC, BAD, BCD
- $ABCD$

Quand un photon est absorbé par un seul cristal du détecteur Clover, il dépose la pleine énergie dans ce cristal. Si un photon fait déclencher 2 cristaux alors nous avons les énergies enregistrées E_1 et E_2 et leur somme donne une pleine énergie de ce photon. La même logique s'applique aux cas quand le rayon γ dépose son énergie dans 3 ou 4 cristaux différents : l'énergie déposée dans tous les cristaux est sommée et enregistrée comme un seul γ .

Additionner les énergies détectées dans des cristaux adjacents pour obtenir l'énergie totale d'un photon qui a réalisé plusieurs interactions dans des cristaux voisins d'un même Clover est appelé *un traitement d'Add-Back*. J'ai créé les algorithmes de sommation pour les Clovers permettant de reconstruire l'énergie totale d'un rayonnement γ qui aurait

effectué une diffusion Compton d'un cristal de germanium vers un autre cristal du même détecteur.

Les figures 2.12 et 2.13 présentent les spectres de ^{152}Eu et de ^{36}Cl qui montrent l'influence du traitement d'Add-Back sur l'intensité des photopics. Nous constatons que le traitement d'Add-Back ne change pas fortement le spectre d'Europium mais affecte fortement le spectre de Chlore. La statistique (les nombre des coups enregistrés) *du niveaux*

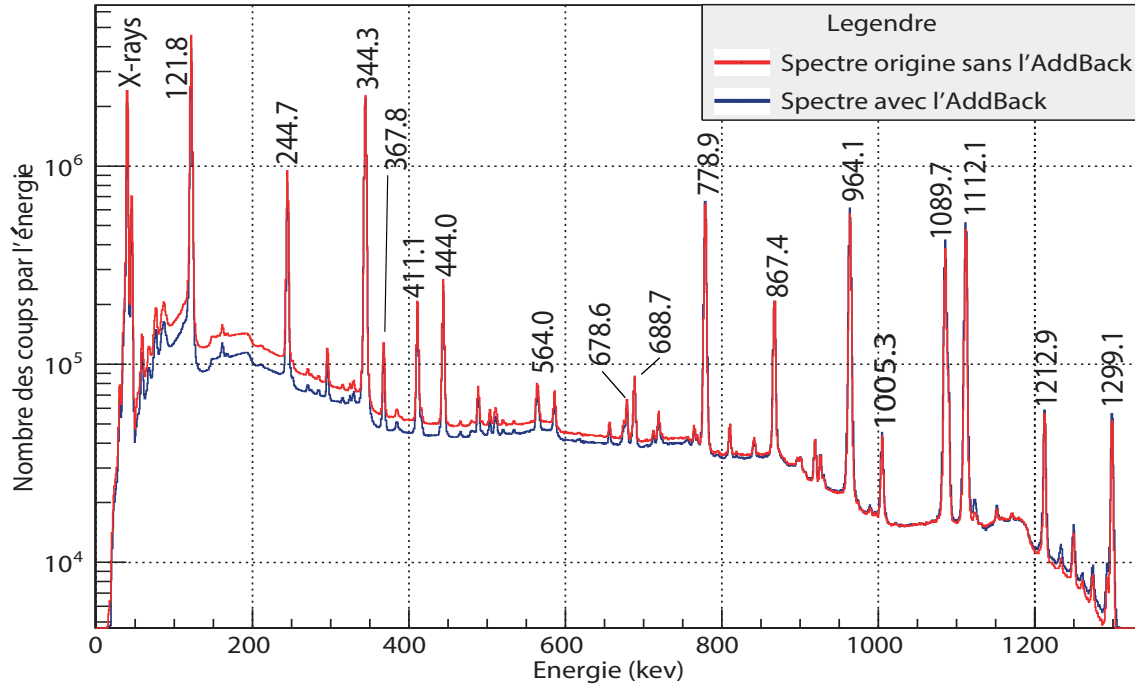


Figure 2.12 – Spectre en énergie de tous les détecteurs germanium pour ^{152}Eu avec (blue) ou sans (rouge) de la correction d'Add-Back.

de bruit de fond dans le spectre de Chlore (une bosse de Compton) à basse énergie diminue tandis que l'intensité des photopics à haute énergie augmente par rapport au spectre non corrigé par l'Add-Back. L'intensité des photopics d'échappement diminue aussi après le traitement d'Add-Back, cela est montré par l'image insérée dans la figure 2.13. Tous les pics d'échappement sont indiqués dans l'article [32]. Généralement, presque tous les photons à haute énergie ont subi la diffusion Compton plusieurs fois dans le même cristal ou les créations de paires $e^+ - e^-$ avant d'être absorbés. C'est pourquoi chaque photon possède un parcours moyen dans le détecteur. Évidemment, les photons énergétiques ont les parcours plus grand que les photons de basse énergie. Donc les photons de grande énergie ont une possibilité plus élevée de toucher les cristaux voisins que les photons de basse énergie. Par conséquent, les événements pliés seront traités par l'Add-Back s'ils contiennent des informations sur les raies γ à haute énergie (>1000 keV). La réaction de capture neutronique émet des rayons γ d'énergies jusqu'à 9000 keV par contre la décroissance β de

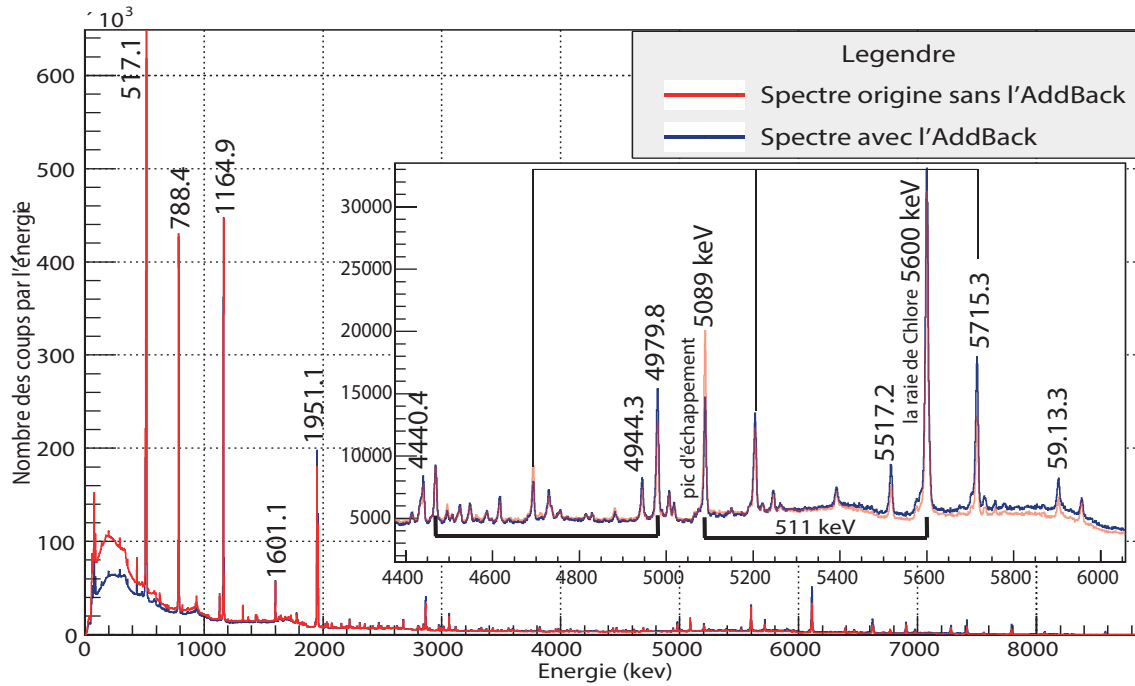


Figure 2.13 – Spectre en énergie de tous les détecteurs Ge pour ^{36}Cl avec (blue) ou sans (rouge) de la correction d'Add-Back. L'insertion est un zoom pour les hautes énergies.

^{152}Eu émet des rayons γ jusqu'à 1408.0 keV. C'est pourquoi les événements enregistrés de rayonnement γ de la capture radiative $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$ sont corrigés fortement par l'Add-Back. Environ 27% de tous événements de ^{36}Cl ont été traités par l'Add-Back et seulement 7% des événements de ^{152}Eu ont été traités par l'Add-Back. De plus, dans le cas de l'étude de rayonnements γ à basse énergie, l'algorithme de sommation n'aurait pas été nécessaire étant donné que peu de diffusions auraient eu lieu, comme le montre la figure 2.12.

Dans notre étude, l'algorithme de sommation a été choisi en prenant en compte la géométrie des détecteurs utilisés. Dans les Clovers, la diffusion latérale des photons γ est en effet plus probable que la diffusion diagonale. Dans le paragraphe suivant, nous montrons l'influence d'algorithmes de sommation sur l'efficacité des détecteurs de type Clover.

2.2.3 Efficacité des détecteurs EXOGAM et le facteur f

Dans cette partie, on s'intéresse à l'efficacité relative du spectromètre EXILL pour la détection des rayons γ . Pour cela, nous avons enregistré des spectres de sources γ dont nous connaissons les énergies et les intensités des raies. Nous avons par la suite, comparer les valeurs obtenues avec les valeurs connues. Nous déterminerons ainsi l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie (efficacité relative comme nous le verrons plus loin).

Chapitre 2. Dispositif expérimental et méthode d'analyse

Une fois l'efficacité relative établie, nous pourrions mesurer l'intensité relative d'émission de rayons γ pour d'autres éléments (dans notre cas, les produits de fission).

Un rayonnement de haute énergie n'est pas détecté de la même manière qu'un photons de basse énergie. Afin de quantifier cette différence, nous devons chercher l'efficacité de détection des photons et appliquer ce paramètre sur l'intégrale des photopics.

L'efficacité est un paramètre important pour un chaque détecteur, qui donne la probabilité d'interaction pour une particule ou un photon traversant le détecteur.

L'efficacité d'un détecteur semi-conducteur dépend de nombreux facteurs : le type et l'énergie du rayonnement incident, la géométrie du détecteur, la densité, le numéro atomique du matériau utilisé et des éventuelles zones mortes dues aux propriétés de transport des porteurs. Cependant, les détecteurs semi-conducteurs étant solides et donc relativement denses, ils sont à géométrie égale bien plus efficaces que les détecteurs à gaz ou même certains scintillateurs solides [33].

Il y a deux type d'efficacité : *absolue* et *intrinsèque*. L'efficacité absolue ou totale d'un détecteur est déterminée comme une fraction des photons émis par une source au nombre des photons enregistrés par un détecteur [34].

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{photons enregistrés}}{\text{photons émis}} \quad (2.2)$$

Fort de sa géométrie sphérique la probabilité pour le dispositif EXILL pour qu'un photon émis sous l'angle θ touche un cristal avec l'angle solide Ω s'écrit :

$$P(\theta) = \varepsilon_{géo} = \Omega/4\pi \quad (2.3)$$

Alors, la probabilité pour qu'un photon incident est absorbé par un détecteur s'écrit :

$$d\varepsilon_{tot} = \left[1 - \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) \right] d\Omega/4\pi \quad (2.4)$$

où x est le parcours d'un photon dans un détecteur et λ le libre parcours moyen avant de interaction.

En général, on peut factoriser l'efficacité totale en deux termes : l'efficacité intrinsèque ε_{int} qui dépend du type de matériaux, et l'efficacité géométrique ε_{geo} qui dépend de l'épaisseur du cristal et de la géométrie du détecteur.

$$\varepsilon_{tot} \simeq \varepsilon_{int} \cdot \varepsilon_{géo} \quad (2.5)$$

Dans ce paragraphe, nous allons établir l'efficacité relative totale pour tous les détecteurs EXOGAM, LOHENGRIN et GASP. Comme dans le cas de la calibration, les mêmes étalons de sources radioactives ont été utilisés. Les source radioactives d' ^{152}Eu et ^{36}Cl nous ont permis d'établir l'efficacité du détecteur dans l'intervalle d'énergie [121 keV, 9 MeV].

2.2. Méthode d'analyse et étalonnage

Pour déterminer l'efficacité en-dessous de 121.7 keV, nous avons utilisé la source de ^{133}Ba . Il faut noter la présence de pic d'énergie ~ 40 , ~ 45 keV, sur le spectre de raies γ de noyau ^{152}Eu , figure 2.12. Bien que ce pic est intense on ne l'a pas pris en compte car il est dû aux émissions de rayons X.

Afin de trouver l'efficacité relative du détecteur germanium, tout d'abord, il faut mesurer l'intensité N_{mes} de chaque raie sur les spectres d'euporium, de baryum et de chlore. Ensuite, on doit normaliser l'intensité mesurée de chaque raie par rapport à l'intensité N_{max} de la raie la plus intense. Sur le spectre d'euporium, la raie la plus intense est la raie de 121.1 keV. Après la normalisation, nous obtiendrons les intensités relatives. Il faut faire la même normalisation pour les intensités de toutes les sources de référence. Les valeurs de l'intensité mesurée et de l'intensité de référence sont présentées dans le tableau A.1 de l'annexe. Ensuite, nous cherchons le rapport entre l'intensité mesurée et l'intensité de référence ce qui nous donne l'efficacité relative.

$$\varepsilon_{tot}^{rel} = \frac{N_{mes}/N_{max}}{I_{ref}/I_{max}} \quad (2.6)$$

La courbe d'efficacité obtenue pour les détecteurs EXOGAM est donnée par la figure 2.14. Les courbes d'efficacité pour les autres détecteurs LOHENGRIN et GASP sont présentées dans l'annexe A.1,A.2.

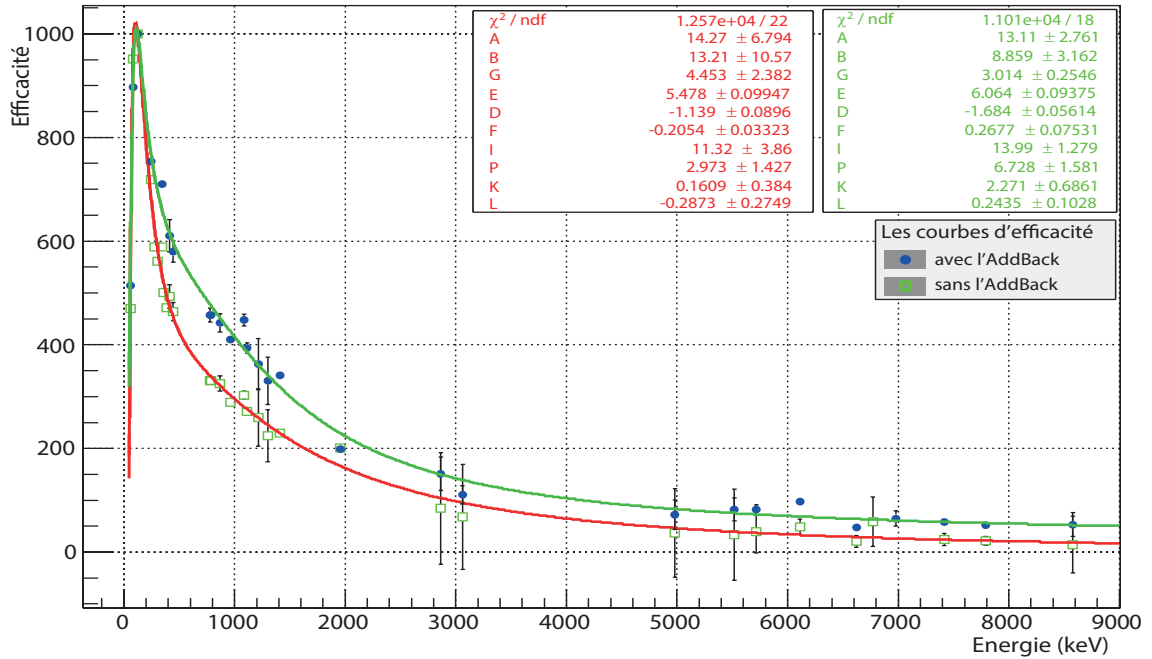


Figure 2.14 – La courbe d'efficacité relative pour les 8 détecteurs EXOGAM. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.

Chapitre 2. Dispositif expérimental et méthode d'analyse

La figure 2.14 montre la courbe d'efficacité en fonction de l'énergie. Elle présente un maximum autour de 121.1 keV, ce qui signifie que l'absorption d'un photon autour de 121.1 keV est la plus probable. Nous avons le maximum d'efficacité pour la zone à basse énergie parce que, selon l'expression (2.4), l'exponentiel tend vers zéro quand le coefficient d'atténuation $1/\lambda$ est maximal ce qui est possible pour les photons de basse énergie (<150 keV). Par contre, quand l'énergie d'un photon augmente le coefficient d'atténuation $1/\lambda$ diminue à ce titre l'efficacité relative diminue aussi. De plus, quand l'énergie du photon est suffisamment élevée la diffusion Compton et la production de paires prédominent sur l'absorption par effet photoélectrique ce qui augmente la probabilité pour un rayon γ de s'échapper du cristal. Pour reproduire ces différentes tendances en fonction de l'énergie, les données expérimentales de la figure 2.14 sont ajustées en utilisant la fonction EFF développée par D.C. Radford [35] :

$$EFF = \exp[((A+B \cdot x)^{-G} + (D+E \cdot y + F \cdot y^2)^{-G} + (I+P \cdot y + K \cdot y^2 + L \cdot y^3)^{-G})^{-1/G}] \quad (2.7)$$

où $x = \log(\frac{E_\gamma}{E_1})$ et $y = \log(\frac{E_\gamma}{E_2})$, où $E_1 = 100$ keV et $E_2 = 1.5$ MeV. La fonction EFF est composée de deux parties principales, une pour la zone à basse énergie et l'autre pour celle à haute énergie. Les paramètres de cette fonction EFF varient librement au cours de l'ajustement. Ils sont optimisés à chaque itération de manière à minimiser le paramètre du χ^2 qui représente la différence entre les données expérimentales et la courbe d'efficacité EFF [30]. Les paramètres A et B correspondent au comportement de la courbe (2.7) à basse énergie, les autres paramètres D, E, F, I, P, K et L concernent l'ajustement des données à haute énergie. Le paramètre G est un couplage entre les deux zones de basse et de haute énergie.

Ensuite, nous nous sommes à l'influence de l'algorithme de sommation sur l'efficacité des détecteurs de type Clover. Dans notre étude, nous sommes en présence de détecteurs composés de 4 cristaux. L'algorithme de sommation reconstruit l'énergie totale d'un rayonnement γ selon le nombre de cristaux touchés dans un même détecteur, en ne prenant en compte que les événements où nous n'avons pas de signaux de BGO en coïncidence avec les détecteurs germanium. Ainsi, nous avons obtenu les données expérimentales d'efficacité des détecteurs corrigés par l'Add-Back. Afin d'apercevoir l'influence de l'algorithme de sommation, nous avons pris en compte l'efficacité des détecteurs non corrigés par l'Add-Back (courbe rouge) et l'efficacité après la correction d'Add-Back (courbe verte), comme le montre la figure 2.14, la procédure du traitement d'Add-Back permet d'augmenter l'efficacité totale. Grâce au facteur f , nous pouvons estimer quantitativement l'influence de l'algorithme de sommation.

Le facteur d'Add-Back peut être défini comme le rapport entre l'efficacité du Clover (obtenue donc en sommant événement par événement les énergies déposées en coïncidence

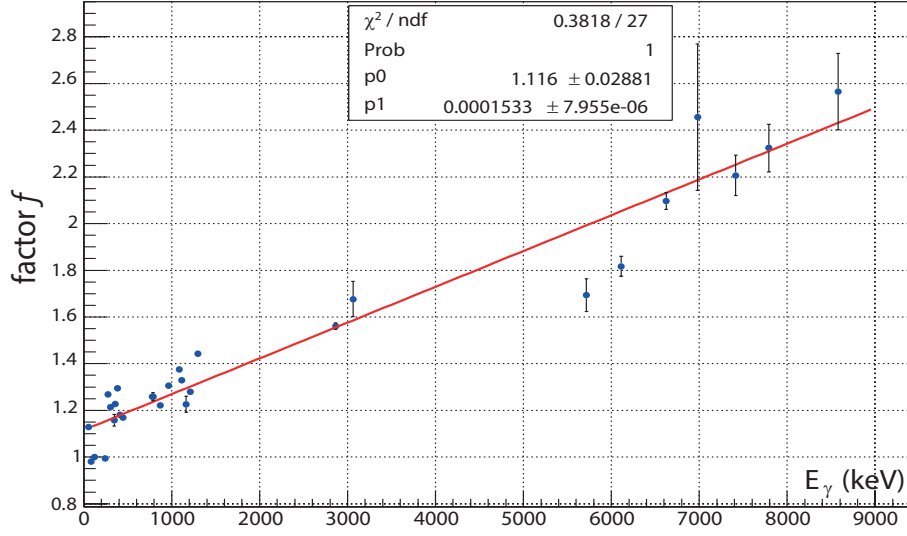


Figure 2.15 – Facteur additionnel f en fonction de l'énergie des raies γ pour tous Clovers du spectromètre d'EXILL

dans chaque cristal du Clover) et la somme des efficacités des cristaux individuels [36]. Ainsi, le facteur additionnel f s'exprime

$$f = \frac{\varepsilon_{AB}}{\varepsilon_D} \quad (2.8)$$

où ε_{AB} est l'efficacité de détection des photopics après un traitement d'Add-Back, ε_D est l'efficacité des photopics non corrigés par l'Add-Back. La figure 2.15 présente la tendance linéaire du facteur additionnel f d'Add-Back. On ne gagne pas beaucoup d'efficacité pour les raies à basse énergie parce que l'effet photoélectrique domine sur l'effet Compton. À son tour, la diffusion Compton devient importante dans la zone à haute énergie où le facteur f est supérieur à 2. Il y a deux points autour de 6000 keV qui se trouvent hors de cette tendance linéaire. Ces deux transitions sont polluées par les pics d'échappements de rayonnement γ de plus grande énergie.

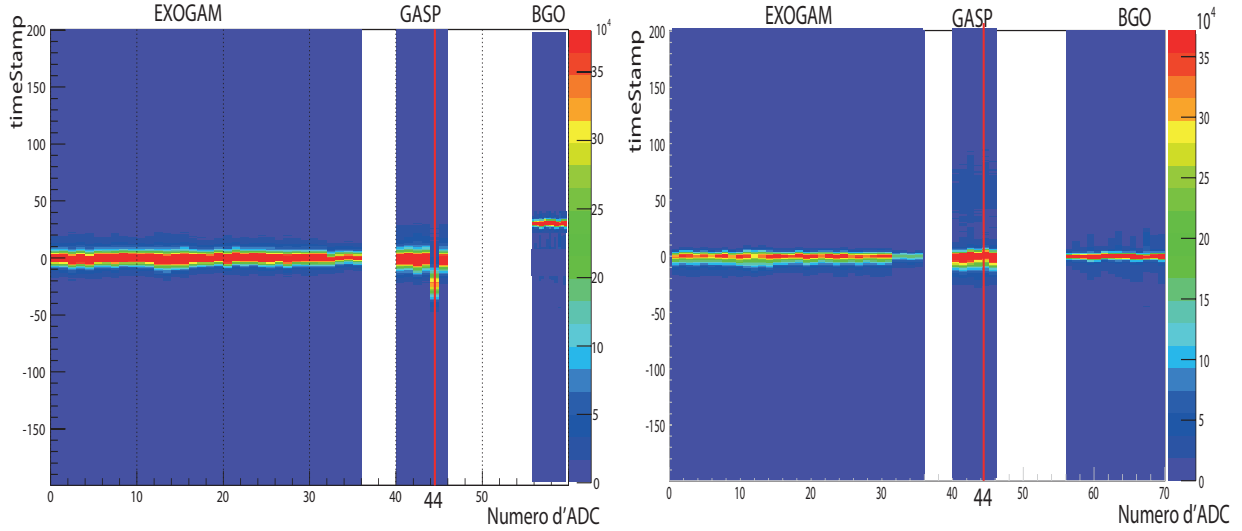
2.2.4 Alignement en temps des Clovers

Dans cette sous-section, nous montrons la calibration en temps des cristaux du multi-détecteur EXILL. L'alignement des Clovers en temps est nécessaire à la synchronisation des signaux générés par les différents cristaux de germanium. Cela permet d'octroyer correctement le temps d'acquisition de rayon γ et de ranger les signaux correspondants parmi les événements dans l'ordre chronologique.

Si plusieurs photons sont émis en même temps ils devraient aussi déclencher plusieurs cristaux des détecteurs d'EXILL en même temps. En réalité, ces cristaux sont déclenchés

Chapitre 2. Dispositif expérimental et méthode d'analyse

successivement dans un faible intervalle de temps. Cela arrive du fait que chaque cristal a une chaîne électronique indépendante des autres. Il est important de rappeler que deux cristaux peuvent se déclencher en même temps si la différence du temps entre eux est inférieure à la largeur de la fenêtre de coïncidence. Autrement dit, la fenêtre de coïncidence est l'intervalle de temps où deux signaux sont considérés comme simultanés. Dans nos



(a) Le diagramme avant d'alignement en temps (b) Le diagramme après d'alignement en temps

Figure 2.16 – Diagramme de la différence en temps entre le déclenchement de deux cristaux. Il montre le décalage du temps de chaque segment des détecteurs en unité de *timeStamp*. Les zones blanches représentent les cristaux manquants.

expériences la fenêtre de coïncidence est égale à 20 *timestamp* (1 *timestamp* est égal à 10 ns parce que la fréquence du convertisseur analogique-numérique est de 100 MHz). Le diagramme de la figure 2.16 montre la différence du temps de déclenchement entre deux cristaux. La couleur du diagramme représente combien de fois deux cristaux se sont déclenchés entre 0 à 200 *timestamp*. On voit que les segments des détecteurs EXOGAM (numéro d'ADC entre 0 et 36) sont presque alignés en temps et la différence de temps entre deux cristaux d'EXOGAM est seulement de 1 *timestamp*. Mais, quand même, nous devons vérifier et corriger ce décalage en faisant l'alignement des détecteurs.

Concernant les détecteurs GASP (numéro d'ADC entre 40 et 45), les événements correspondants au cristal numéro 44 sont décalés en temps par rapport aux autres cristaux. Ce décalage est de l'ordre de 23 *timestamp* ou 230 ns, figure 2.16a. Un tel retard est significatif pour notre analyse et l'algorithme de tri des événements contenant l'information sur les rayons γ enregistrés qui était décrit dans la section 2.2.1. Par exemple, si nous avons deux photons qui sont émis instantanément après la fission, c'est-à-dire deux rayons γ sont en coïncidences, et s'ils font déclencher deux cristaux avec les numéros 43 et 44,

alors le cristal numéro 43 se déclenche au temps 0 ns et l'autre avec un retard de 270 ns. La différence de temps entre ces deux cristaux déclenchés est supérieure à la fenêtre de coïncidence (200 ns), par conséquent, le programme considèrera que ces deux cristaux se sont déclenchés indépendamment. Et, du coup, nous obtenons deux événements-pliés contenant chacun un de deux rayons γ qui ne sont pas en coïncidences. Par contre, si l'on fait la correction de décalage de 230 ns pour le cristal 44, alors la différence de temps entre ces deux cristaux devient 40 ns. Dans ce cas, nous obtenons un seul événement, enregistré par les cristaux 43 et 44, qui contient les deux rayons γ en coïncidences.

C'est pourquoi l'alignement des détecteurs en temps est très important car le triage informatique des signaux enregistrés et la construction correcte des événements dépendent strictement de la correction du temps de chaque cristal. Dans le cadre de ce projet de recherche, j'ai développé entièrement un programme d'analyse pour traiter automatiquement toutes ces corrections. Comme on utilise les fonctionnalités de ROOT, ce programme personnel a été programmé en C++. Il permet d'identifier le décalage en temps entre les différents cristaux et ensuite de corriger ce retard d'enregistrement des rayons γ , c'est-à-dire, aligner les détecteurs en temps avant de faire l'Add-Back et de construire le spectre de rayonnements γ .

Les signaux des scintillateurs BGO sont en avance de 280 ns par rapport aux signaux des détecteurs germanium, comme le montre le diagramme sur la figure 2.16a. Donc, si l'on désire soustraire le bruit de fond issu de la diffusion Compton, je dois faire l'alignement en temps des cristaux de germanium et des scintillateurs BGO. Le diagramme de la figure 2.16b montre bien que l'alignement en temps des 46 cristaux est bien fait ainsi que ceux des scintillateurs BGO.

2.2.5 Alignement en énergie des Clovers

La campagne EXILL est constituée de plusieurs cycles d'expériences. L'un d'eux consistait à bombarder la cible d'uranium déposée sur un support de Zr et cela pour une durée de 228 heures. Les spectres en énergie donnés par chaque cristal du multi-détecteur montrent que les raies γ changent un petit peu de positions aléatoirement chaque heure, comme il est illustré dans la figure 2.17b. Un tel déplacement de positions des raies γ est issu de la chaîne électronique associée à chaque cristal qui traite les signaux de manière indépendante des autres chaînes. Ce mouvement aléatoire de la position en énergie empêche de distinguer les raies γ d'énergie voisine et pollue les spectres des raies γ en coïncidences quand une condition d'énergie est imposée sur les transitions du noyau d'intérêt. Autrement dit, la résolution en énergie des détecteurs germanium se dégrade avec le temps. De ce fait, à la fin de la campagne $^{235}\text{U}(n_{th};f)$, la résolution des pics correspondants aux raies γ émises par les fragments de fission augmente proportionnellement

Chapitre 2. Dispositif expérimental et méthode d'analyse

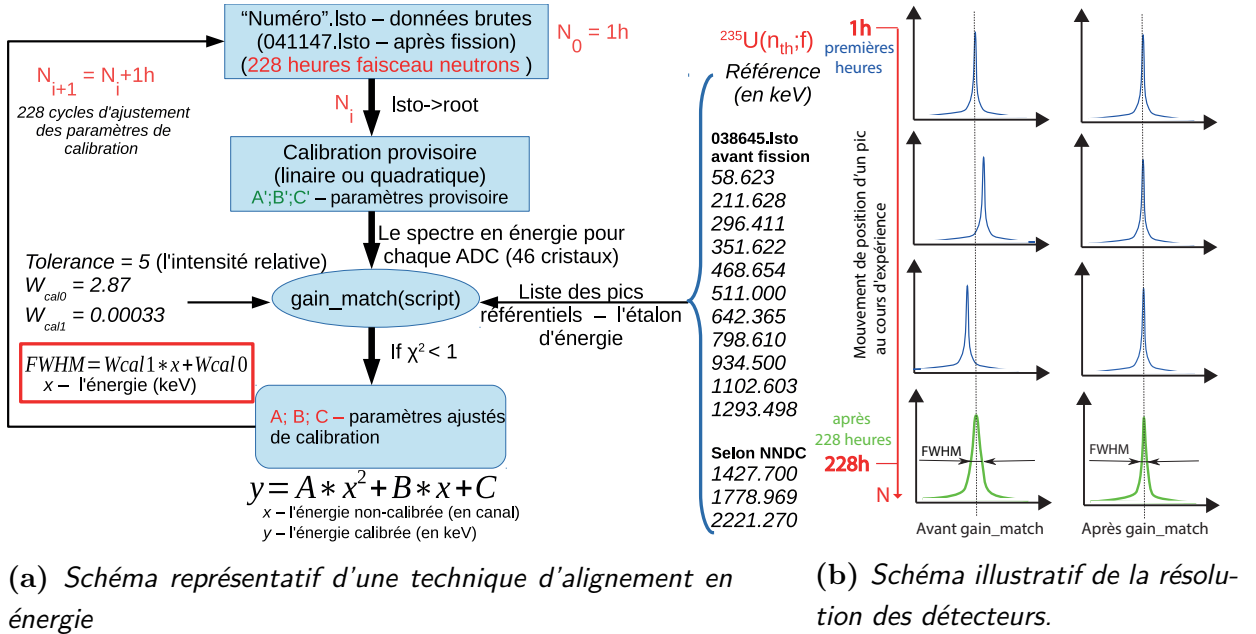
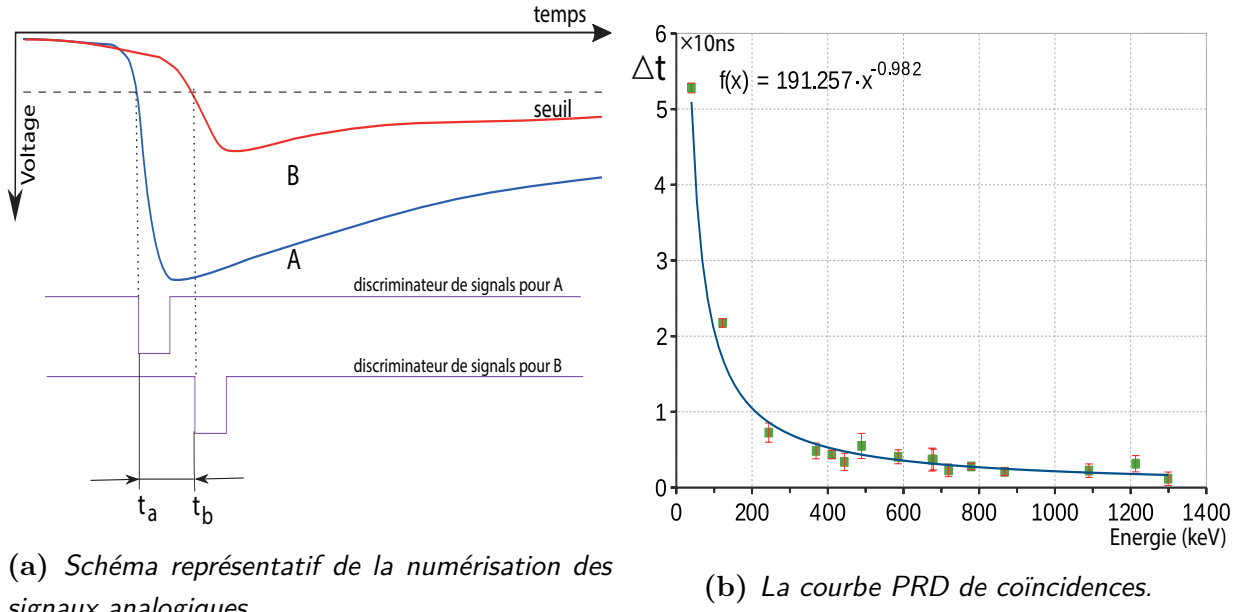


Figure 2.17 – a) Schéma représentatif de la technique de calibration automatique des cristaux germanium pour chaque run. Une run correspond à une heure d'expérience dont la durée totale est de 228 heures. b) Schéma illustratif de la résolution en énergie des détecteurs avant et après l'application de l'algorithme d'alignement en énergie. La résolution en énergie des détecteurs germanium se dégrade avec le temps sans l'application d'algorithme.

en fonction de l'amplitude du décalage aléatoire. Par exemple, pour les raies γ d'énergie 100-1000 keV, au cours de chaque run l'amplitude du décalage aléatoire est de l'ordre de 0.1 à 0.5 keV autour de sa position moyenne. En revanche, le décalage pour les raies γ de haute énergie (>1500 keV) est compris entre 2 à 3 keV. C'est pourquoi il était nécessaire de corriger ces mouvements stochastiques. Dans un premier temps, l'idée était de trouver une technique qui permet d'identifier les positions des raies γ sur le spectre en énergie pour chaque heure d'expérience et les comparer avec les valeurs de référence. Ensuite, il faut faire la correction de ses positions automatiquement si nécessaire. Pour cela, j'ai créé le programme codé dans le langage ROOT du CERN et BASH. Ce programme personnel contient un algorithme appelé *gain match* qui était élaboré à Manchester [37] pour trouver les paramètres de calibration de manière automatique.

Le schéma présentant le programme utilisé est illustré par la figure 2.17a. La calibration des cristaux a été faite le 13/11/2012 avant la campagne de mesure des rayonnements γ émis par fission. Nous sommes sûr que les cristaux des détecteurs sont bien calibrés, et les paramètres de calibration sont corrects pour la première heure d'expérience dite un premier run. C'est pourquoi, les valeurs d'étalonnage en énergie des pics, qui sont utilisés comme référence pour l'expérience, ont été obtenues à l'aide du spectre mesuré durant



(a) Schéma représentatif de la numérisation des signaux analogiques.

(b) La courbe PRD de coïncidences.

Figure 2.18 – a) Effet du décalage temporel dans un discriminateur. Les signaux coïncidents A et B d'amplitudes différentes dépassent un même seuil à des temps différents. b) La figure représente les valeurs relatives de retard d'enregistrement des signaux analogiques $\Delta t = t_b - t_a$ en fonction de l'énergie des rayons γ générant ces signaux. L'axe X correspond à l'énergie des transitions en coïncidences avec les trois transitions de 244.7, 344.3 et 444.0 keV.

le premier run. Dans la suite, l'algorithme compare les positions des raies γ par rapport à ses positions trouvées durant la première heure d'expérience. Évidemment, au cours de la campagne $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ les paramètres de calibration changent légèrement avec le temps et le but est de corriger ou d'ajuster les paramètres de calibration chaque heure et cela, durant toute la durée de l'expérience.

2.2.6 PRD-calibration

Dans le paragraphe 2.2.4, nous avons montré les procédures d'alignement en temps des cristaux de germanium par rapport aux scintillateurs BGO. Dans cette partie, nous allons calibrer la réponse en temps des cristaux du multi-détecteur EXILL. Cette procédure s'appelle la PRD-calibration, "PRD" est l'abréviation *Prompt Response Distribution*.

Quand un cristal germanium absorbe un rayon γ , il génère le signal analogique qui peut être mesuré par le convertisseur analogique numérique. Si l'amplitude du signal dépasse un seuil fixé, le détecteur se déclenchera et le système d'acquisition enregistrera les informations du rayon γ absorbé (énergie, temps d'enregistrement, numéro de cristal touché). Il faut noter que la différence en temps entre les moments d'enregistrement des deux signaux varie, figure 2.18a. Ces variations se produisent dans un discriminateur lors

de la numérisation des signaux analogiques où l'algorithme du traitement du temps n'est pas parfaitement indépendante de l'énergie. Cet effet est appelé *un décalage temporel* [34].

Le décalage temporel est dû aux variations de pente du front de montée des signaux entrants. Par exemple, si l'on considère deux signaux générés par deux rayons γ en coïncidences, comme indiqué sur la figure 2.18a. Ces signaux analogiques entrent dans un discriminateur avec un seuil fixé. A cause de la différence entre les amplitudes de ces signaux, le signal A déclenchera le discriminateur au moment t_a et le signal B au moment t_b , bien que tous les deux signaux sont exactement en coïncidences.

Dans notre analyse, la différence en temps $\Delta t = t_b - t_a$ est issue de l'effet de décalage temporel entre les deux signaux. Comme l'amplitude du signal est proportionnelle à l'énergie des rayons γ absorbés, le retard entre les deux signaux est aussi proportionnel à l'énergie des rayons γ . Afin de mettre en lumière l'influence d'effet du décalage temporel sur notre analyse des données, j'ai construit *la courbe de coïncidences* qui représente les valeurs relatives du retard entre deux signaux générés par deux rayons γ coïncidents en fonction de l'énergie des rayons γ absorbés, figure 2.18b. Grâce à cette courbe nous pouvons corriger l'effet du décalage temporel et ainsi mieux calibrer les détecteurs en temps.

En principe, n'importe quelle cascade $\gamma - \gamma$, avec une durée de vie autour de quelques nanosecondes, peut être utilisée pour obtenir la courbe des coïncidences. Il est plus efficace d'utiliser la source radioactive de ^{152}Eu qui contient plus que 20 cascades avec des rayons γ dans l'intervalle d'énergie $40 \text{ keV} < E_\gamma < 1400 \text{ keV}$. La particularité de la source de ^{152}Eu est qu'elle peuple beaucoup d'états excités dans les deux isotopes-fils, ^{152}Gd après décroissance β et ^{152}Sm après capture électronique. Pour simplifier, nous prendrons en compte les doubles coïncidences avec la transition à 344.3 keV dans le noyau ^{152}Gd et avec les transitions à 244.7 et 444.0 keV dans le noyau ^{152}Sm . Il est possible de réaliser de nombreuses combinaisons de doubles coïncidences avec ces trois transitions à 244.7, 344.3 et 444.0 keV, voir le tableau 2.1.

Pour chaque cascade (combinaison d'énergie), les différents spectres en temps ont été réalisés par double coïncidences entre les deux transitions γ en cascade dans les deux noyaux ^{152}Sm et ^{152}Gd qui sont citées dans le tableau 2.1. Ainsi, le spectre en temps obtenu montre le nombre de coïncidences entre les deux rayons γ à l'énergie E_{γ_1} et E_{γ_2} en fonction de Δt où $\Delta t = t(E_{\gamma_1})_a - t(E_{\gamma_2})_b$. Dans le spectre en temps, la position du centroïde donnée par les deux γ , nous donne la valeur de retard des signaux dû à l'effet du décalage temporel. Ces valeurs du retard des signaux sont représentées sur la figure 2.18b. Il faut noter que l'on ne tenait pas en compte de la durée de vie des états intermédiaires car la résolution en temps des détecteurs (20 ns) est trop grande par rapport à la durée de vie des états excités, qui est de quelques picosecondes.

Avant de construire le cube et commencer l'analyse des données, toutes les corrections

nécessaires ont été réalisées.

Table 2.1 – *Combinaisons possibles de doubles coïncidences entre des transitions en cascade et les trois transitions de référence à 244.7, 344.3 et 444.0 keV. Le noyau ^{152}Sm est produit par capture électronique de ^{152}Eu et le noyau ^{152}Sm est obtenu par décroissance β^- de ^{152}Eu .*

Noyau EC de ^{152}Eu	Cascade (en keV)	Noyau β^- de ^{152}Eu	Cascade (en keV)
^{152}Sm	244.7-45.0	^{152}Gd	344.3-411.1
	244.7-121.8		344.3-586.3
	244.7-674.7		344.3-367.8
	244.7-719.3		344.3-778.9
	244.7-867.4		344.3-678.6
	244.7-488.7		344.3-1089.7
	244.7-1212.9		344.3-1299.1

2.2.7 Cube triple- γ en coïncidences

La réaction de fission induite sur ^{235}U , environ 150 noyaux excités sont produits. Ces noyaux produisent environ 4 ou 5 γ -instantanés en se désexcitant, ce qui correspond à environ 10 γ -instantanés émis par fission. Il est donc nécessaire de réaliser des coïncidences triples γ - γ - γ pour pouvoir identifier précisément les transitions sélectionnées dans un noyau. Pour cela, nous allons utiliser la technique d'identification de triple γ en coïncidences.

Une fois que les corrections décrites aux paragraphes ci-dessus ont été effectuées, l'étape suivante consiste à obtenir des données exploitables pour construire le cube triple- γ en coïncidences, les données étant déjà ordonnées en temps et rangées comme les événements-pliés, figure 2.11b. Pour faire l'analyse, il suffit de sélectionner les événements de multiplicité 3 ou plus. Ainsi, le nombre de photons contenus dans les événements-pliés ($m_i \geq 3$) est égal à 6.6×10^{10} par contre le nombre des événements non-pliés contenus dans les données brutes est de 45.5×10^{10} . A partir de la base des données qui contient les événements-pliés de multiplicité 3 ou plus, je peux construire plusieurs cubes pour analyser ces données, en fonction de nos attentes.

Un cube est composé de 3-axes identiques où chacun représente la distribution en énergie des γ -détectés par l'ensemble des détecteurs, figure 2.19a. Ce cube est obtenu par la permutation de trois (ou plus) rayons γ contenus dans les événements-pliés de multiplicité 3 ou plus. Chaque axe de ce cube est discrétisé en 4096 canaux (un canal est équivalent à 1 keV). Les trois axes ZXY du cube peuvent contenir les deux sortes

Chapitre 2. Dispositif expérimental et méthode d'analyse

de rayons : γ -instantanés et γ -retardés. Par défaut, les axes Z, X ou Y peuvent être de deux types : axe P qui contient les γ -instantanés et axe D contient les γ -retardés. Ainsi, il y a trois types de cube ZXY que l'on désigne par l'abréviation : cube PPP, DPP ou PDD. Les deux derniers types de cube servent à étudier les noyaux possédant des états isomères. Notamment, le cube DPP servira à étudier les états excités avec une durée de vie jusqu'à quelques nano-secondes au-dessus de l'état isomère et le cube PDD est employé à l'étude des états excités en-dessous de l'état isomère. Le dernier cube PPP sera utilisé pour étudier les noyaux ne possédant pas des états isomères.

En utilisant les ressources informatiques de Centre de Calcul à Lyon et les scripts écrits dans le langage du Bash et ROOT, j'ai construit le cube PPP triple- γ en coïncidences. Pour notre étude, nous avons à notre disposition environ 3 To de données brutes et finalement, après le tri de données au Centre de Calcul, nous avons obtenu le cube PPP qui occupe 16 Go d'espace disque. Ce qui rend le cube triple- γ analysable dans un ordinateur personnel. Une fois que ce cube est obtenu, il est possible d'imposer une condition à une énergie qui nous intéresse. Pour cela, le cube PPP a été projeté et une matrice 2D

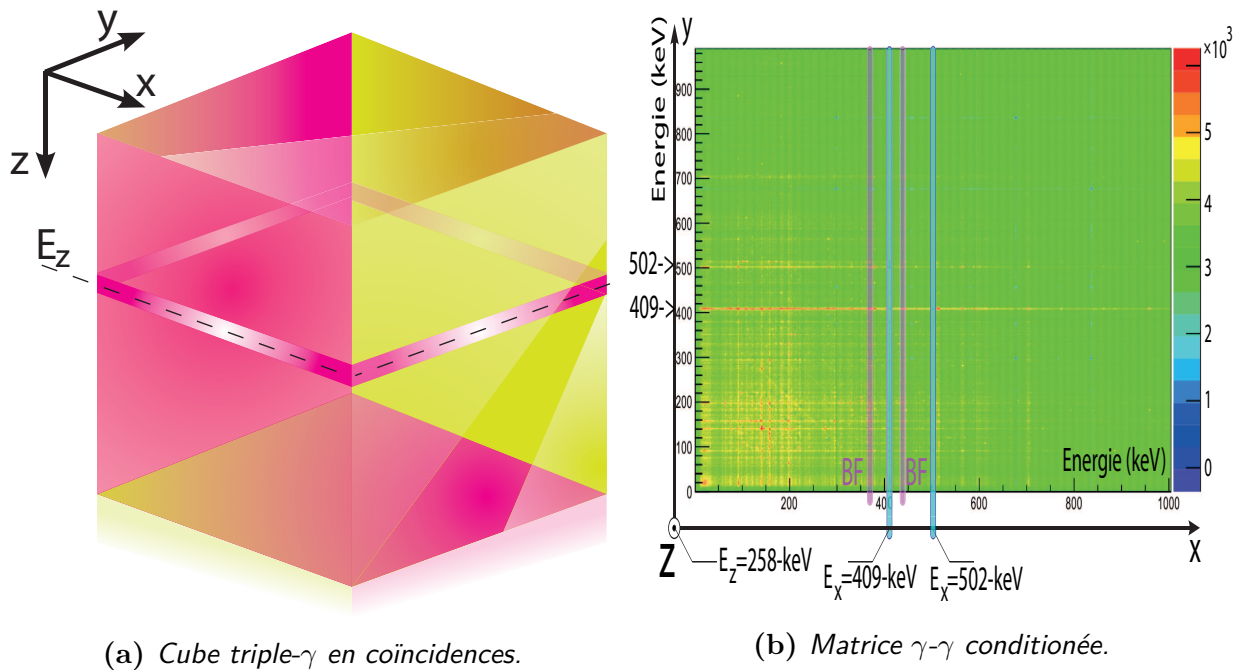


Figure 2.19 – a) Dessin représentatif du cube γ - γ - γ en coïncidences. La ligne pointillée représente une section plane (une projection). La section perpendiculaire à l'axe Z s'appelle une matrice 2D qui contient toutes transitions en coïncidences avec une transition d'énergie E_z . b) Exemple d'une matrice 2D γ - γ conditionnée obtenue dans cette étude. La condition est posée sur une première transition du noyau ^{146}Ce d'énergie 258.2 keV. Les tranches rouges représentent la zone de bruit de fond (BF).

conditionnée est créée, comme celle présentée sur la figure 2.19. Cette matrice correspond au résultat de la mise en place d'une condition sur la transition d'énergie 258.2 keV du noyau ^{146}Ce . C'est la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de la bande principale de désexcitation de ce noyau vers l'état fondamental, figure 3.3. La matrice de la figure 2.19b affiche toutes les raies γ en coïncidences avec la transition à 258.2 keV. Puis, une autre condition peut être imposée, ce qui permet d'obtenir un spectre doublement conditionné. Les spectres que nous obtiendrons dans ce travail, représentent le nombre des γ détectés dans l'ensemble des détecteurs en fonction de ses énergies. Par exemple, il est possible de mettre une condition sur une énergie à 409.6 keV ou 502.3 keV, cela est équivalent à découper une "tranche turquoise" dans la matrice de la figure 2.19b, et donc à sélectionner toutes les raies γ en coïncidence avec les raies contenus dans cette "tranche" d'énergie. Le bruit de fond a été soustrait en imposant une condition sur une énergie que est représentée par les tranches encadrées en rouge. La figure 3.2 représente le spectre des raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 258.2 et 502.3 keV dans le noyau de ^{146}Ce .

En résumé, nous pouvons imposer une condition sur l'axe Z du cube triple- γ entre 50 et 2000 keV pour obtenir les matrices 2D γ - γ conditionnées et, ensuite, mettre une deuxième condition sur l'axe X entre 0 et 4095 keV. Ainsi, nous pouvons étudier les désexcitations des noyaux d'intérêt. Ceci implique la présence d'au moins deux transitions qui aient déjà été identifiées dans le noyau d'intérêt. Afin d'utiliser avec assurance les cubes PPP et PDD pour l'étude des noyaux moins connus, et donc plus difficiles à analyser, nous avons testé ces cubes sur le noyau relativement bien connu comme le ^{88}Br . Ce noyau possède un état isomérique ($T_{1/2} = 5.1 \mu\text{s}$) [38] ce qui nous permet d'avoir les coïncidences PP ou PD. Ainsi, la justesse de l'analyse informatique présentée dans ce chapitre a été confirmée par la reproduction du schéma de niveaux du ^{88}Br .

3 Techniques d'analyse et les résultats expérimentaux

Le multi-détecteur EXILL a été utilisé pour étudier l'émission γ de noyaux riches en neutrons. Les données brutes recueillies par EXILL doivent être traitées pour en tirer des résultats physiques. J'ai développé des programmes d'analyse codés en C++ pour traiter ces données. Le développement d'algorithmes de triple- γ en coïncidences a permis d'accélérer l'identification des nouvelles transitions dans les isotopes de sélénium $^{84-88}\text{Se}$. En plus de l'identification des nouvelles raies dans les spectres, plusieurs autres informations sont nécessaires, comme l'énergie, le spin des niveaux excités et la multipolarité des transitions. Dans ce chapitre, nous allons présenter les différentes étapes de l'analyse pour l'étude des isotopes de sélénium.

Sommaire

3.1	Cas du couple de fragment de fission Se/Ce	38
3.1.1	Identification des isotopes de Se	38
3.1.2	Corrélation en masse	43
3.1.3	Résultats expérimentaux	44
3.1.3.1	Schéma de niveaux du ^{84}Se	45
3.1.3.2	Schéma de niveaux du ^{85}Se	54
3.1.3.3	Schéma de niveaux du ^{86}Se	58
3.1.3.4	Schéma de niveaux du ^{87}Se	67
3.1.3.5	Schéma de niveaux du ^{88}Se	74
3.1.4	Intensités relatives	83

3.1 Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

Dans ce sous-chapitre, nous allons commencer par étudier des noyaux relativement bien connus tels que ^{84}Se , ^{85}Se , ^{86}Se , et un noyau moins connu le ^{87}Se . Ensuite nous présenterons le nouveau schéma de niveaux obtenu dans le cadre de notre étude pour le noyau ^{88}Se .

Notre but est de mettre en évidence les nouvelles transitions et les nouveaux niveaux excités pour les noyaux ^{84}Se , ^{85}Se , ^{86}Se et ^{87}Se qui étaient déjà étudiés en utilisant les données d'une expérience GAMMASPHERE. Ces isotopes de Se étaient produits par la fission spontanée de ^{252}Cf et ^{248}Cm , leurs taux de production étaient suffisamment fort pour l'investigation de leurs structures nucléaires. En revanche, le taux de production du noyau ^{88}Se était faible ce qui ne permettait pas d'identifier ses transitions ni ses niveaux excités. Si nous voulons étudier la structure nucléaire du ^{88}Se nous devrions changer la réaction de production des noyaux de sélénium. Par exemple, nous pourrions utiliser la cible avec un Z plus bas que celui de Cm ou Cf.

Au cours de la campagne d'EXILL à l'ILL, la fission induite de ^{235}U a produit suffisamment de ^{88}Se ce qui nous a permis d'identifier les premières transitions de ce noyau et, pour la première fois, de construire son schéma des niveaux. Les données d'EXILL, nous ont permis d'identifier de nouvelles raies et ainsi comparer les schémas de niveaux des isotopes légers.

3.1.1 Identification des isotopes de Se

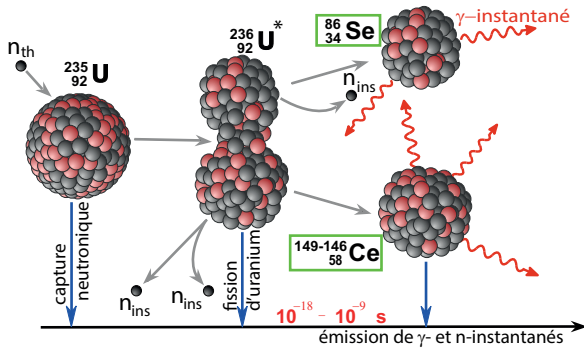


Figure 3.1 – La fission induite de ^{235}U

La première étape de l'analyse consiste en la détermination des fragments de fission induite de ^{235}U . Lors de la fission deux fragments riches en neutrons sont créés, l'un complémentaire de l'autre. Ces fragments primaires sont fortement excités de telle sorte qu'ils peuvent émettre quelques neutrons avant de se désexciter par émission de rayonnements γ . Il faut noter que la masse des fragments de fission dépend du nombre des neutrons évaporés dans chaque fission de

^{235}U ($Z_{\text{tot}} = 92$), par contre, les protons ne sont pas évaporés à cause de la barrière coulombienne.

Dans notre cas, les deux fragments complémentaires sont le Ce ($Z_1 = 58$) et le Se ($Z_2 = 34$) avec respectivement les masses A_1 , A_2 . Le couple de fragment de fission Se/Ce est produit en même temps lors de la fission d'uranium. Évidemment nous avons $Z_1 + Z_2 = 92$

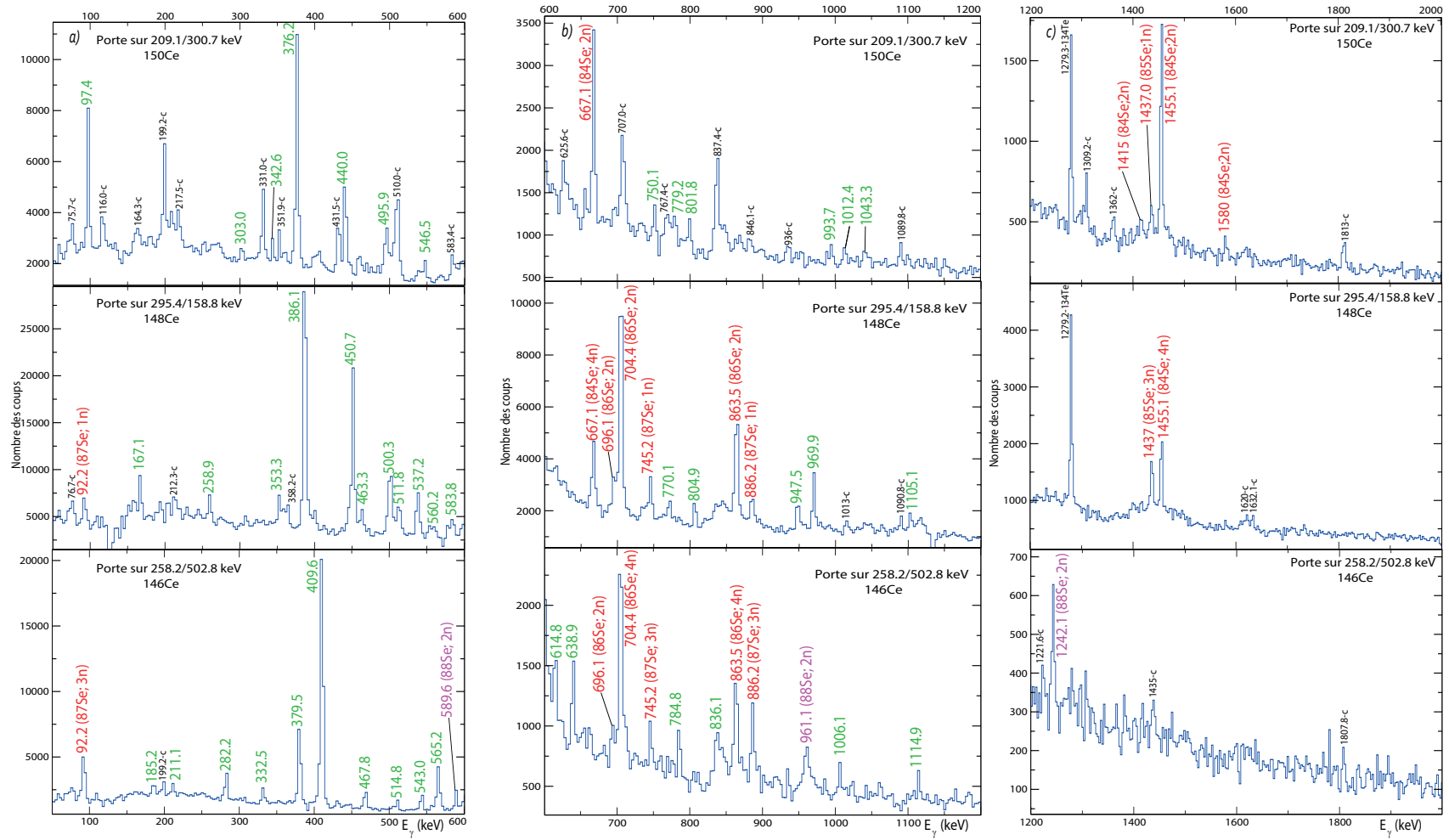
3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

et $A_1 + A_2 = 236 - \nu$ pour ces deux fragments de fission, où ν est le nombre des neutrons évaporés après la fission de l'uranium. Typiquement ν prend les valeurs entre 1 et 3 avec une valeur moyenne de $\bar{\nu} = 2.4$ [39]. Par exemple, si une fission de l'uranium produit un noyau de ^{86}Se alors la masse de son partenaire de fission (cérium) variera entre 146 et 149 selon le nombre de neutrons évaporés, comme illustré sur la figure 3.1. Les deux fragments de fission, ^{86}Se et un des isotopes $^{149-146}\text{Ce}$ sont produits dans des états excités, ils vont se désexciter par émission de rayonnements γ . Comme les deux fragments sont produits au même temps, les rayons γ de l'un sont en coïncidence avec les rayons γ de son complémentaire. La figure 3.2 montre les spectres en énergie pour les trois isotopes de cérium : ^{146}Ce , ^{148}Ce et ^{150}Ce . Ici et dans la suite, un canal du spectre est équivalent à 3 keV. Les différentes transitions des isotopes de sélénium sont présentées sur cette figure.

Nous pouvons voir les raies γ de 704.4 et 863.5 keV liées aux transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ qui appartiennent au ^{86}Se dans les spectres des noyaux complémentaires : ^{148}Ce et ^{146}Ce , avec 2 et 4 neutrons évaporés respectivement. Dans le cas du noyau ^{84}Se , ses raies de 1455.1 et 667.2 keV liées aux transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ apparaissent dans les spectres des noyaux ^{150}Ce et ^{148}Ce avec 2 et 4 neutrons évaporés respectivement. Mais ils ne sortent pas dans le spectre du noyau ^{146}Ce car la probabilité de produire le couple de $^{84}\text{Se}/^{146}\text{Ce}$ avec 6 neutrons évaporés est négligeable. Les noyaux de ^{87}Se , ^{148}Ce et ^{146}Ce sont produits ensembles par la fission avec 1 et 3 neutrons évaporés respectivement, ainsi les raies du ^{87}Se ne sont présentes que dans le spectre des noyaux ^{148}Ce , ^{146}Ce . Les deux raies 961.1 et 589.6 keV non attribuées et présentent dans les spectres de ^{146}Ce , ^{147}Ce et ^{145}Ce peuvent appartenir au noyau recherché ^{88}Se . Les preuves de l'appartenance de ces raies au noyau ^{88}Se seront présentées dans le paragraphe 3.1.3.5.

En résumé, on peut dire que les noyaux $^{84-87}\text{Se}$ sont produits ensembles avec les noyaux complémentaires $^{146-151}\text{Ce}$ et les raies des isotopes de sélénium doivent être présentes dans les spectres de ces noyaux complémentaires. Nous n'avons pas montré les spectres des noyaux impairs tels que ^{151}Ce et ^{149}Ce car leurs schémas de niveaux sont très fragmentés avec différents chemins de décroissance vers les états fondamentaux. De ce fait, pour ces isotopes, il n'est pas possible d'obtenir dans un seul spectre conditionné par les deux plus fortes transitions tous les chemins possibles de décroissance de ces noyaux. C'est pourquoi il est très difficile d'identifier les raies des isotopes du sélénium dans les spectres des noyaux impairs ^{151}Ce et ^{149}Ce et de déduire la masse moyenne des fragments complémentaires. En revanche, pour la plupart des noyaux pairs en neutrons et en protons on est sûr que la totalité des désexcitations va passer par la transition $2^+ \rightarrow 0^+$. C'est une condition importante pour obtenir la masse moyenne des fragments complémentaires des isotopes de sélénium avec qui ils sont produits.

La sous-section suivante sera dédiée à la méthode utilisée pour la détermination de la masse moyenne du noyau complémentaire produit avec chaque isotope de sélénium.



(a) Spectres en énergie pour les raies γ en coïncidence entre 100 et 600 keV. (b) Spectres en énergie pour les γ -raies en coïncidence entre 600 et 1200 keV. (c) Les spectres en énergie pour les γ -raies en coïncidence entre 1200 et 2000 keV.

Figure 3.2 – Spectres des trois isotopes de cérium : ^{146}Ce , ^{148}Ce et ^{150}Ce obtenus par double coïncidences avec les raies (209.1 et 300.7 keV dans ^{150}Ce), (295.4 et 158.8 keV dans ^{148}Ce) et (258.2 et 502.8 keV dans ^{146}Ce) respectivement. Les transitions liées aux partenaires de fission tels que ^{84}Se , ^{85}Se , ^{86}Se et ^{87}Se sont indiqués en rouge. Dans ces trois spectres, les transitions liées aux isotopes de cérium sont en vert et la première identification de ^{88}Se est indiquée en rose. Un canal est équivalent à 3 keV.

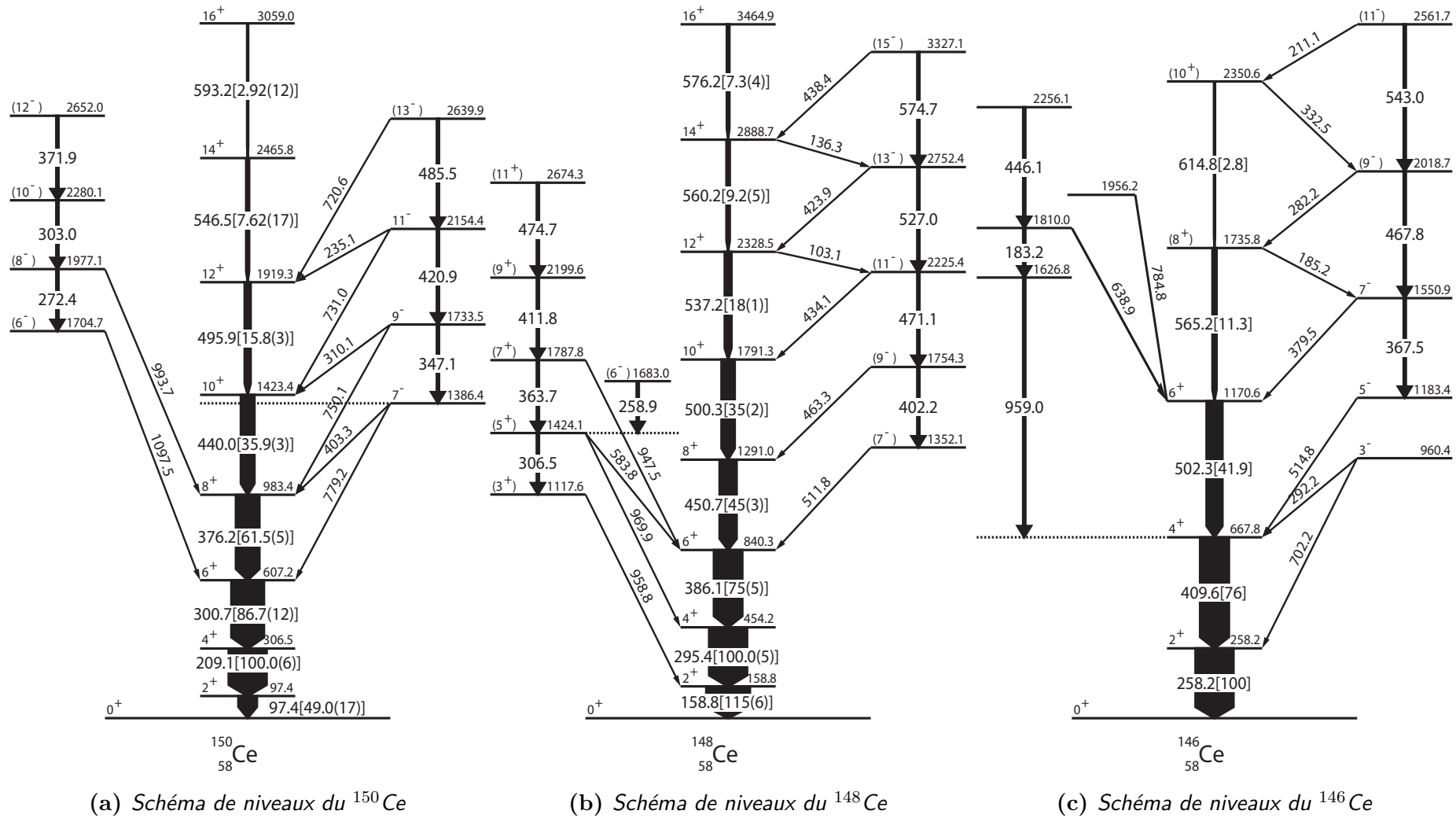
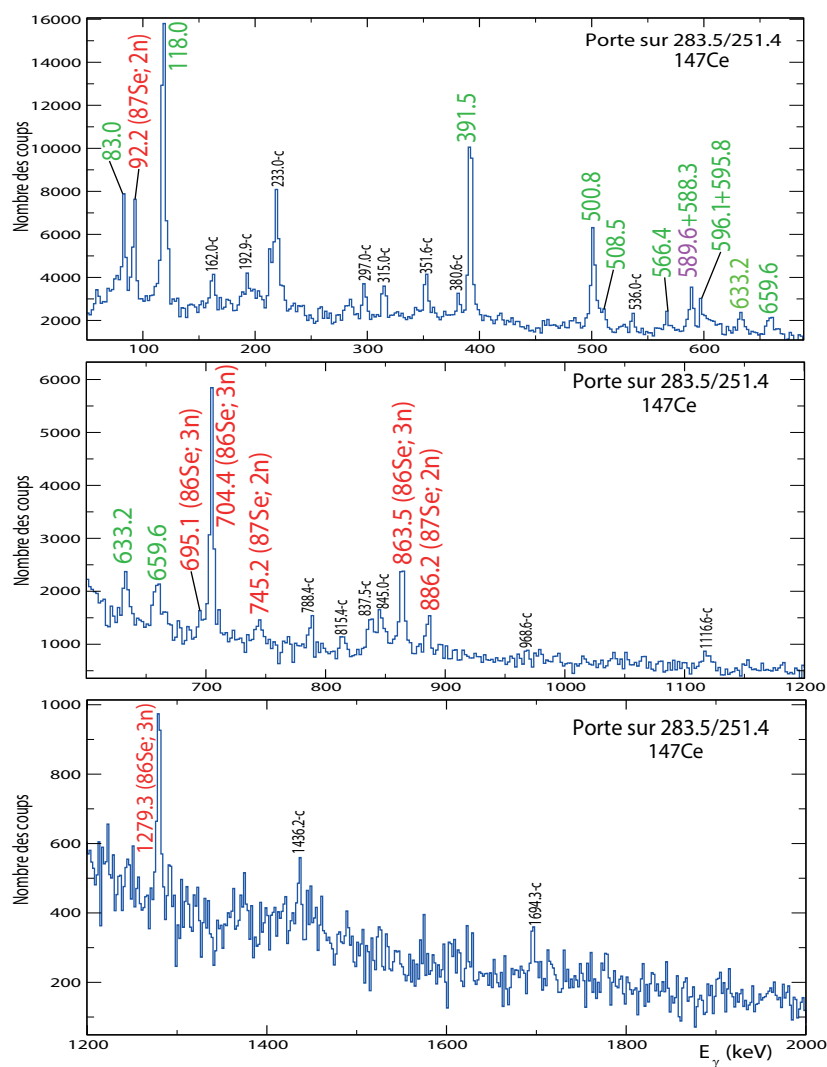
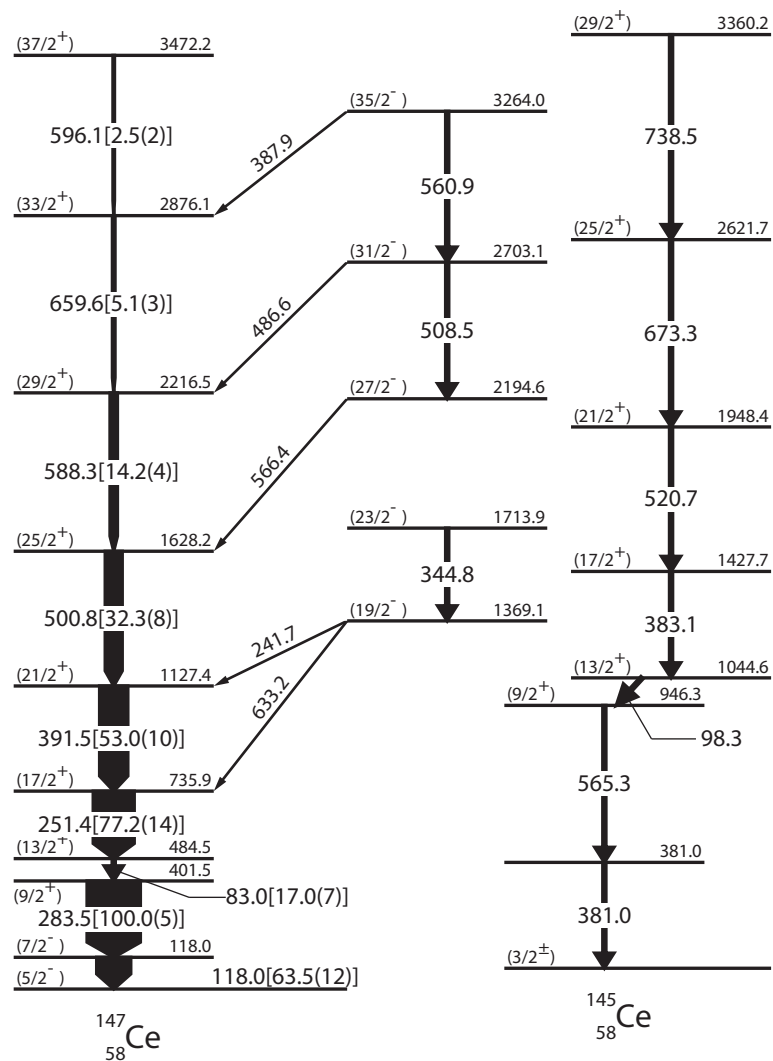


Figure 3.3 – Schémas de niveaux expérimentaux partiels des noyaux : ^{146}Ce , ^{148}Ce et ^{150}Ce (les noyaux complémentaires des noyaux $^{84,85,86,87,88}\text{Se}$), publiés dans les articles [40], [41] et [42].



(a) Spectre des raies γ en coïncidence dans le noyau ^{147}Ce .



(b) Schéma de niveaux du ^{147}Ce

(c) Schéma de niveaux du ^{145}Ce

Figure 3.4 – a) Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 283.5 et 251.4 keV du ^{147}Ce . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant aux isotopes de sélénium sont indiquées en rouge et celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux de ^{147}Ce . Un canal est équivalent à 3 keV. b) et c) Schémas de niveaux expérimentaux des noyaux : ^{147}Ce , et ^{145}Ce , publiés dans l'article [43].

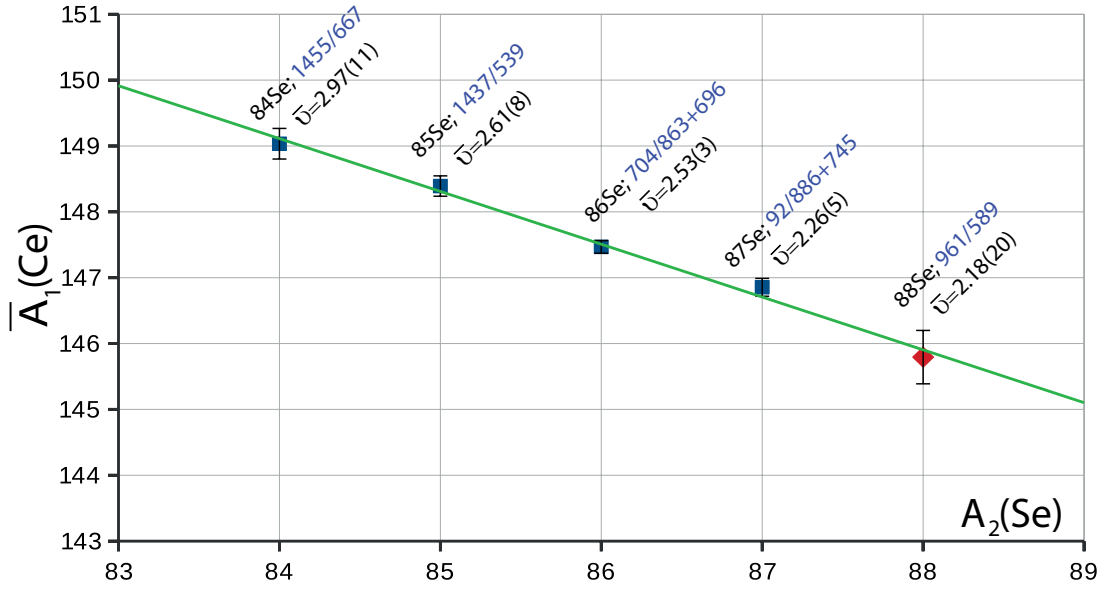


Figure 3.5 – *Corrélation en masse.* Ce graphique représente la moyenne des masses atomiques des noyaux complémentaires de cérium en fonction des masses atomiques des noyaux de sélénium. Les chiffres en bleu sont les énergies des deux raies γ dans les noyaux des isotopes de sélénium avec lesquelles les spectres de sélénium ont été obtenus par double coïncidences.

3.1.2 Corrélation en masse

L'étape suivante consiste en la création d'une fonction linéaire de corrélation en masse, permettant une identification rapide du fragment de fission complémentaire. Nous pouvons déduire la masse moyenne des noyaux complémentaires $\bar{A}_1$ pour les transitions vers l'état fondamental d'un isotope sélénium de masse A_2 . La masse moyenne $\bar{A}_1$ correspond à l'intensité relative d'observation des fragments complémentaires de cérium qui accompagnent notre noyau d'intérêt A_2 (c'est équivalent à une mesure de $\bar{\nu}$ pour chaque isotope de sélénium). Dans notre procédure, nous avons seulement utilisé les fragments complémentaires pair-pair pour estimer les valeurs $\bar{A}_1$. En général, les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ des noyaux complémentaires sont observées avec un rendement appréciable dans un spectre de raies γ conditionnées.

Nous supposons que l'intensité de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ représente le taux de production de ces noyaux complémentaires A_1 et la distribution entre les différentes masses de fragment complémentaire est suffisamment lissée. Ces suppositions nous permettront de calculer la masse moyenne $\bar{A}_1$ des fragments en comptant les masses A_1 -pair du cérium et ignorer celles des noyaux avec A -impair. Bien sûr des approximations peuvent introduire des erreurs systématiques sur les valeurs de masse moyenne $\bar{A}_1$ mais ils ne vont pas affecter la tendance linéaire des valeurs $\bar{A}_1$. Cette tendance linéaire s'appelle la corrélation en masse et est présentée sur la figure 3.5. Nous l'utiliserons un peu plus tard pour l'identi-

fication des cascades dans le noyau inconnu, dans notre cas c'est ^{88}Se (un point rouge sur la courbe).

Une fois que les différents noyaux de cérium en coïncidence avec le noyau de sélénium d'intérêt sont identifiés, une intégration des pics des noyaux de cérium, correspondants à ou aux transitions vers l'état fondamental, a été réalisée, et puis les aires de ces pics ont été corrigées en prenant en compte l'efficacité de nos détecteurs et les facteurs de conversion interne. On obtient la valeur de masse moyenne $\overline{A_1}$ de cérium pour chaque masse A_2 de sélénium comme la moyenne pondérée selon la distribution des aires de pics correspondants au cérium dans un spectre de sélénium. Les intensités relatives des transitions de cérium en coïncidences avec les transitions des isotopes de sélénium sont présentées dans la figure B.1 en annexe B. L'ajustement mathématique de ces valeurs de masse moyenne nous donne la courbe linéaire de corrélation en masse que est représentée sur la figure 3.5. Sur cette figure, les chiffres bleus indiquent l'énergie des deux raies γ avec lesquelles les spectres de sélénium ont été obtenus par double coïncidences.

Il y a quatre points bleus sur la figure 3.5 qui correspondent aux différents isotopes de $^{84-87}\text{Se}$. Selon ces points l'approximation de la courbe linéaire a été faite pour savoir avec quel noyau complémentaire du cérium la production de noyau du ^{88}Se est la plus élevée. Vu que la meilleure production du ^{88}Se sort avec le noyau ^{146}Ce , ce dernier est pris comme *noyau complémentaire majoritaire*. Le graphique nous indique que l'isotope de ^{146}Ce est le noyau le mieux produit avec le ^{88}Se . Dans le spectre obtenu par double coïncidences avec les raies du noyau complémentaire, nous avons trouvé deux raies émises en cascade qui peuvent appartenir au noyau de ^{88}Se . Ce sont les transitions de 589.6 et 961.1 keV dans le spectre du noyau complémentaire ^{146}Ce . Dans le paragraphe 3.1.3.5 nous présenterons les justificatives prouvant que ces deux transitions appartiennent au schéma de décroissance du noyau ^{88}Se .

3.1.3 Résultats expérimentaux

Nous allons nous intéresser aux résultats expérimentaux obtenus dans cette étude. Nous avons étudié les schémas de décroissance des noyaux $^{84,85,86,87,88}\text{Se}$. Les quatre noyaux $^{84,85,86,87}\text{Se}$ ont été étudiés auparavant par différentes expériences qui comprennent la spectroscopie des γ -instantanés émis après la fission et la décroissance β . Dans cette partie, nous allons comparer les résultats obtenus par l'analyse des données d'EXILL avec les travaux publiés selon les données de GAMMASPHERE. Concernant le noyau ^{88}Se , une première étude a été faite [44] où une raie de 886.2-keV a été attribué à son schéma de niveaux. Seulement une deuxième étude faite sur ce noyau [45] a prouvé que cette raie appartient au schéma de niveaux de l'isotope ^{87}Se et non au noyau du ^{88}Se . Ainsi, le schéma de niveaux de ce noyau restait inconnu. Grâce aux données d'EXILL, nous avons

découvert les cinq premier niveaux excités du noyau ^{88}Se .

Pour faire cette étude, nous avons effectué les étapes suivantes :

- trouver le noyau Ce complémentaire attendu pour chaque isotope de Se ;
- poser une double condition, sur une transition du noyau complémentaire le Ce et une autre sur une transition du Se. Cela nous permet de sélectionner le couple Ce/Se ;
- identifier toutes les transitions de Ce sur le spectre doublement conditionné. Probablement, les raies non-identifiées appartiendront au noyau d'intérêt, car les schémas de désexcitation de Ce sont bien connus, ou ces raies appartiennent à un contaminant ;
- poser une double condition sur deux transitions du Se pour déduire son schéma de niveaux. Et ensuite, prouver que ces deux transitions appartiennent au noyau de Se si les raies des noyaux complémentaires sortent sur le spectre doublement conditionné du sélénium.

3.1.3.1 Schéma de niveaux du ^{84}Se

Le premier noyau d'intérêt que nous avons étudié est le noyau ^{84}Se . Dans notre travail, ce noyau a été produit par la réaction de fission induite de ^{235}U . Il comprend 50 neutrons et 34 protons et est situé dans la couche magique en neutrons $N = 50$. Afin de réaliser l'analyse du noyau ^{84}Se , nous avons suivi la procédure expliquée dans le paragraphe 3.1.3.

Pour ce noyau, nous avons réalisé une étude de corrélation de masse pour l'identification des noyaux complémentaires. Nous pouvons constater que les transitions de 1455.3 et 667.1 keV du noyau d'intérêt ^{84}Se sont en coïncidences avec des transitions des noyaux ^{150}Ce et ^{148}Ce . Le noyau complémentaire majoritaire attendu pour ce noyau est le ^{149}Ce . Comme il est impair, il dispose de différents chemins de décroissance et, comme on l'a déjà dit, il est difficile d'utiliser ce noyau pour cet étude. C'est pourquoi nous avons choisi le noyau ^{150}Ce comme le fragment complémentaire attendu pour cette analyse.

La première chose qu'il faudra faire c'est d'obtenir le spectre des raies γ en coïncidence avec la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de 1455.3 keV dans le noyau d'intérêt ^{84}Se et la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ de 209.1 keV dans le noyau ^{150}Ce . Ce spectre est présenté sur la figure 3.6. Sur cette figure on voit les raies-instantanées ("prompt" en anglais) de ^{84}Se : 164.6, 667.1, 1415.8 et 1580.5 keV qui sont indiquées en rouge, ainsi que les plus fortes raies dans le noyau complémentaire ^{150}Ce signalées en vert. Ce spectre montre bien que nous avons sélectionné le couple des noyaux $^{84}\text{Se}/^{150}\text{Ce}$. Cela veut dire que les raies observées sur ce spectre sont émises instantanément après la fission et, par conséquent, des niveaux excités liés à ces raies sont peuplés par la fission.

Les spectres ayant retenu notre attention sont ceux des figures : 3.7, 3.8 et 3.9. Le spectre de la figure 3.7 montre les raies en coïncidence avec les transitions de 703.8 et

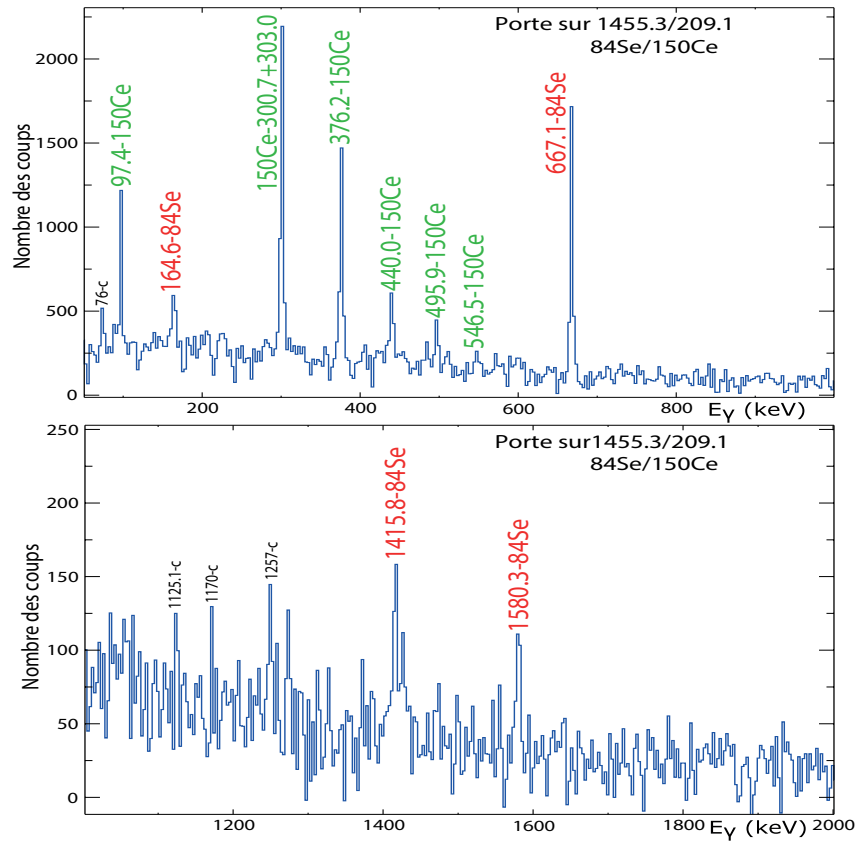


Figure 3.6 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 1455.3 et 209.1 keV dans les noyaux ^{84}Se et ^{150}Ce respectivement. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions approuvant dans le noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles-ci indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire ^{150}Ce et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

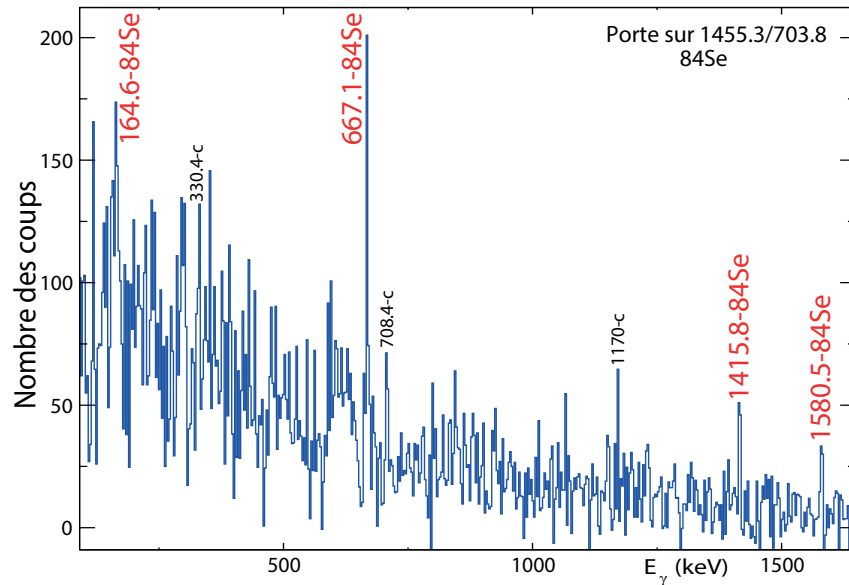


Figure 3.7 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 1455.3 et 703.8 keV dans les noyaux ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

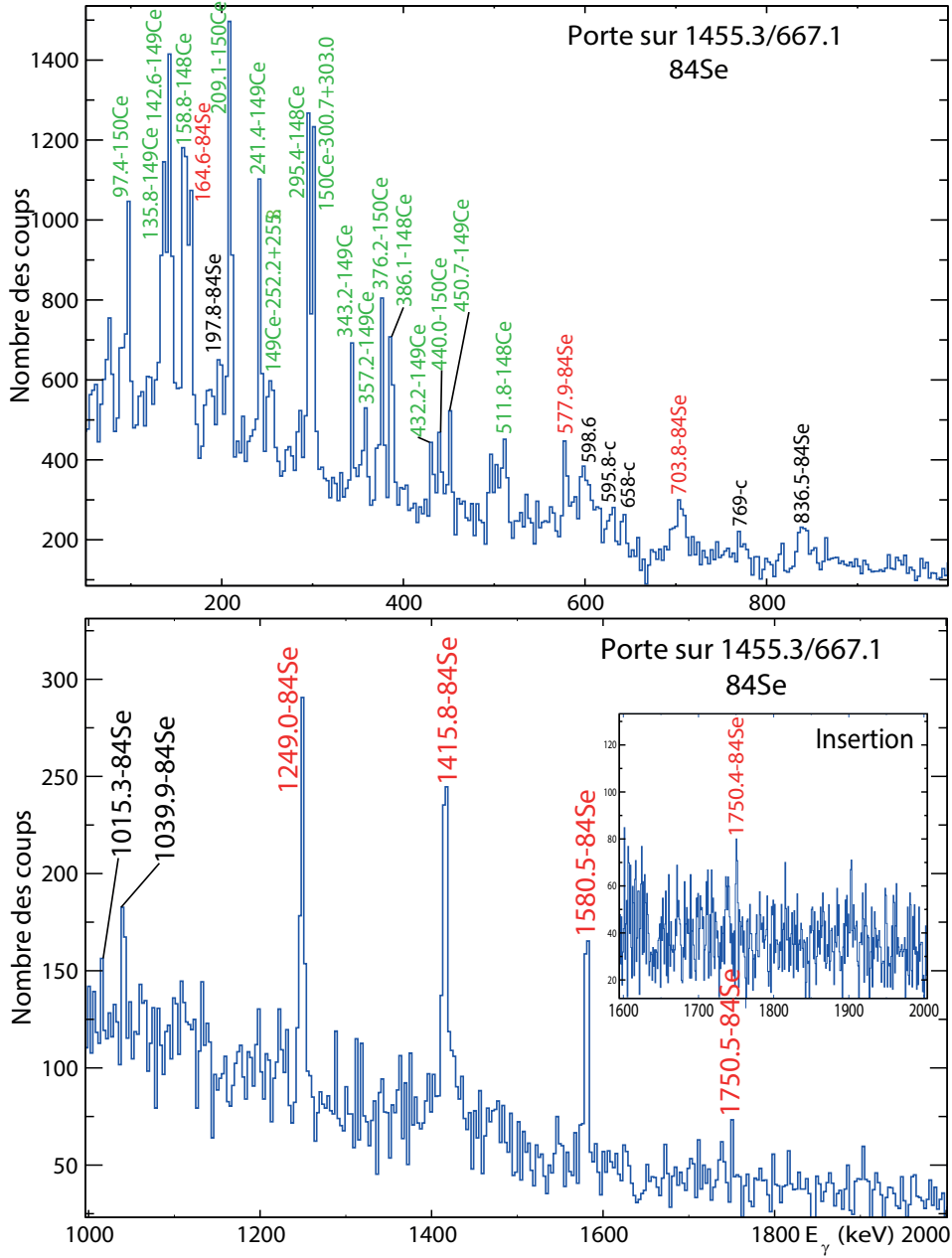
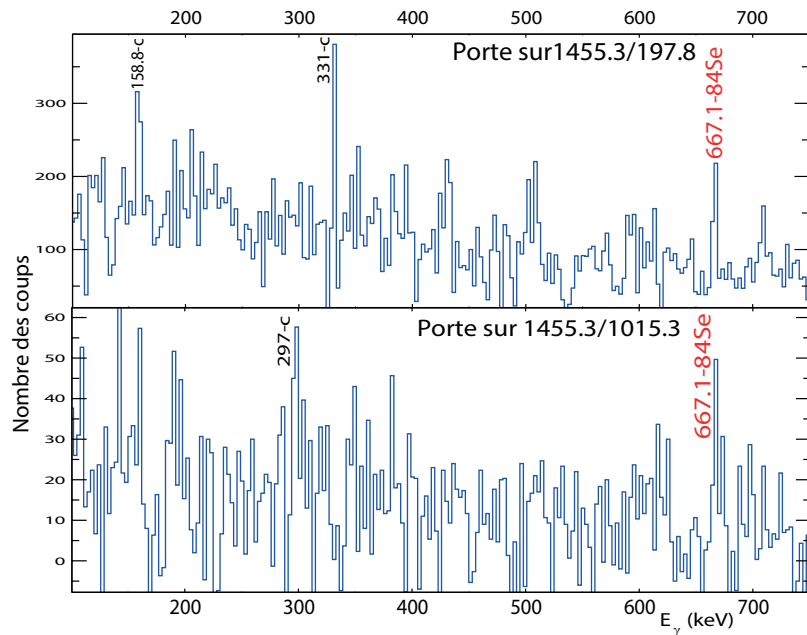


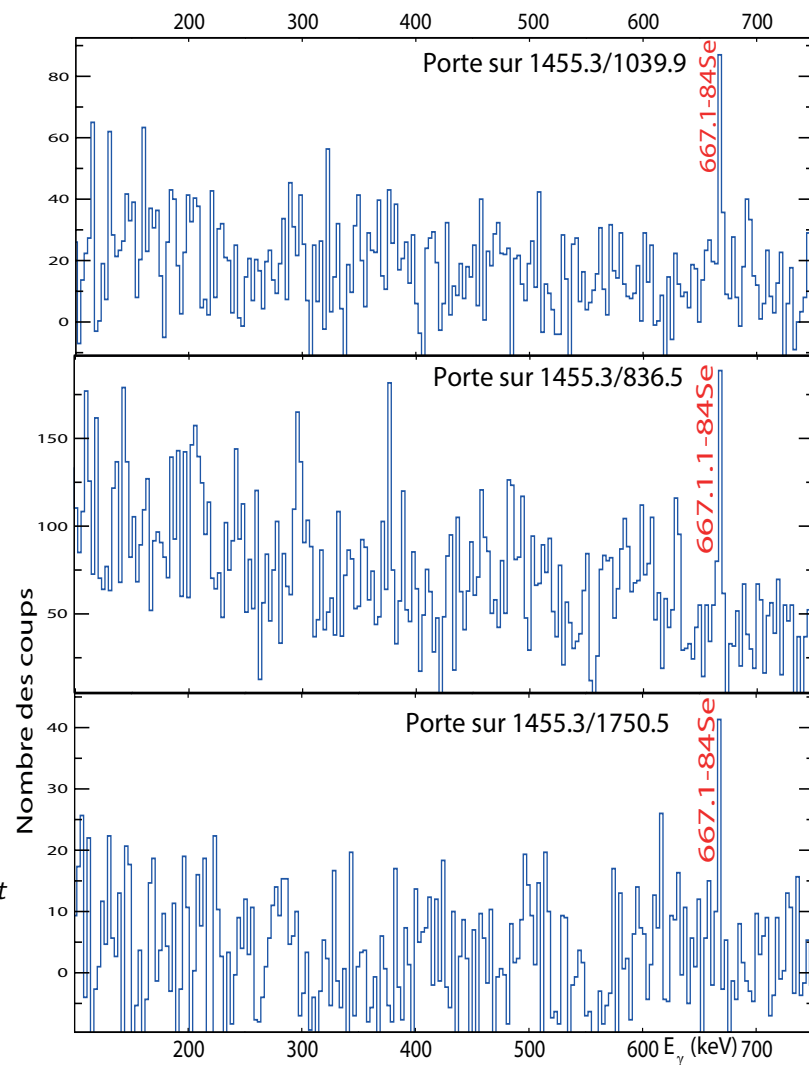
Figure 3.8 – Spectre des raies γ en coïncidences avec les transitions de 1455.3 et 667.1 keV du ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires et celles qui sont indiquées en noir demandent des justifications supplémentaires.

1455.3 keV dans le noyau d'intérêt ^{84}Se et confirme son schéma de décroissance γ publié auparavant dans l'article [44].

Le spectre de la figure 3.8 nous montre les transitions en coïncidence avec les transitions d'énergies 1455.3 et 667.1 keV dans le noyau ^{84}Se . Les raies γ 1455.3 et 667.1 keV



(a) Spectres en énergie pour les raies γ en coïncidence entre 100 et 750 keV.



(b) Spectres en énergie pour les raies γ en coïncidence entre 100 et 750 keV.

Figure 3.9 – Spectre de raies γ obtenus par double coïncidence avec les raies 1455.3 keV et 197.8, 836.5, 1039.9, 1750.5, 1015.3 keV dans le noyau ^{84}Se . Un canal est équivalent à 3 keV.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

désexcitent les deux premiers niveaux excités de ce noyau. Les transitions de 1580, 1415, 1249.6, 165 et 703.5 keV reportées dans les articles [44, 46, 47] et la transition de 1750.5 keV reportée dans l'articles [48] sont en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 667.1 keV. Évidemment, si les transitions rapportées précédemment appartiennent bien au noyau ^{84}Se , elles seront observées sur le spectre de la figure 3.8. Sur ce spectre, nous observons les transitions appartenant aux noyaux complémentaires et les transitions-instantanées (prompt) du ^{84}Se reportées dans l'article [44]. Nous rappelons que les γ -instantanés sont toujours en coïncidences avec les noyaux complémentaires parce qu'ils sont émis ensemble après la fission. Bien sûr, nous pourrions observer les autres transitions appartenant au noyau ^{84}Se , si elles existaient. Nous avons trouvé des transitions qui pourraient appartenir au ^{84}Se ont les énergies suivantes : 197.8, 836.5, 1039.9 et 1015.3 keV.

Sur les spectres de la figure 3.9 nous ne pouvons pas observer les raies des noyaux complémentaires, par contre la raie 667.1 keV sort bien. Ceci indique que les transitions de 197.8, 836.5, 1039.9 et 1015.3 keV ne sont pas en coïncidence avec les noyaux complémentaires (cérium). Cela nous permet de conclure que ces raies sont liées aux niveaux essentiellement peuplés par la décroissance β du noyau ^{84}As . Dans le cadre de l'expérience EXILL, il est difficile d'attribuer les transitions des énergies 197.8, 836.5, 1039.9 et 1015.3 keV au noyau ^{84}Se avec certitude. Il faudrait utiliser le séparateur de masse pour confirmer ou infirmer définitivement leur appartenance au noyau ^{84}Se . En fait, les états excités du noyau ^{84}Se peuvent être peuplés par deux processus : fission et décroissance β . Ce fait est aussi confirmé par les spectres en figure 3.10 où la raie 667.1 keV est dominante par rapport aux raies des noyaux complémentaires. Les raies des énergies 577.9 et 1249.0 keV ont été rapportées précédemment dans l'article [48]. Les données d'EXILL confirment la présence de ces transitions dans le schéma de niveaux du ^{84}Se .

Dans l'article [46], il est signalé que les transitions de 924.4 keV et de 1084.5 keV sont au-dessus de l'état excité de 4406.7 keV. Ces deux transitions auraient une intensité très faible, car elles sont liées aux niveaux excités à haute énergie. Afin de mettre en évidence ces transitions nous avons sommé les quatre spectres obtenus par double coïncidence avec les raies 1455.3 et 164.6 keV, 1455.3 et 1580.5 keV, 1455.3 et 1415.8 keV, 1455.3 et 667.1 keV. Ce spectre somme présenté à la figure 3.12 montre l'absence des raies γ de 924.4 keV et de 1084.5 keV au-dessus de l'état excité de 4406.7 keV. On ne peut pas confirmer la présence de ces raies γ comme c'était rapporté dans l'article [46]. Dans ce spectre, la raie γ de 703.8 keV est bien présente car elle est placée au sommet de la branche de désexcitation présentée sur la figure 3.13b et, par conséquent, cette raie est en coïncidence avec toutes les raies γ en-dessous de l'état excité 4406.7 keV.

En conclusion, pour le cas du noyau ^{84}Se , les transitions appartenant au noyau ^{84}Se ont été identifiées et sont montrées sur la figure 3.13b par des flèches noires. Les états excités, correspondants à ces transitions, sont peuplés par décroissances β du noyau ^{84}As . Dans

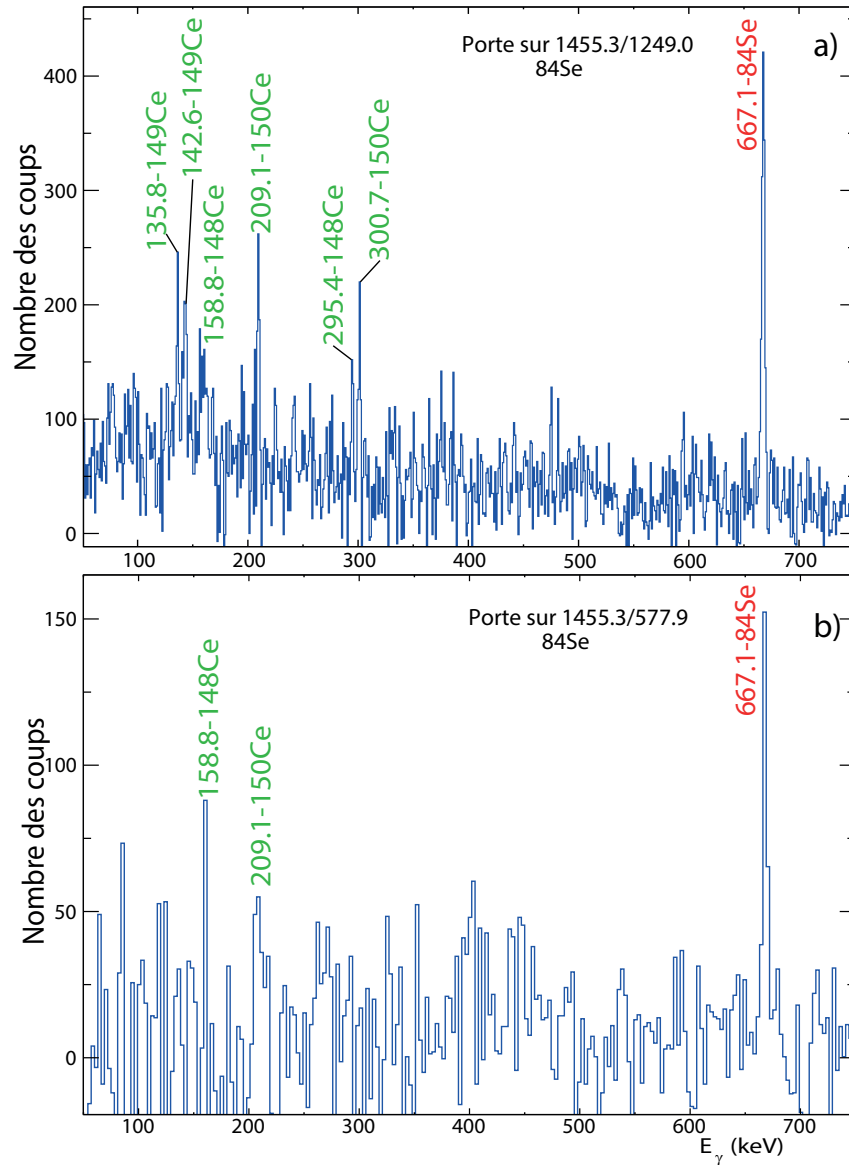


Figure 3.10 – a) Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 1249.0 keV du ^{84}Se . b) Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 577.9 keV du ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

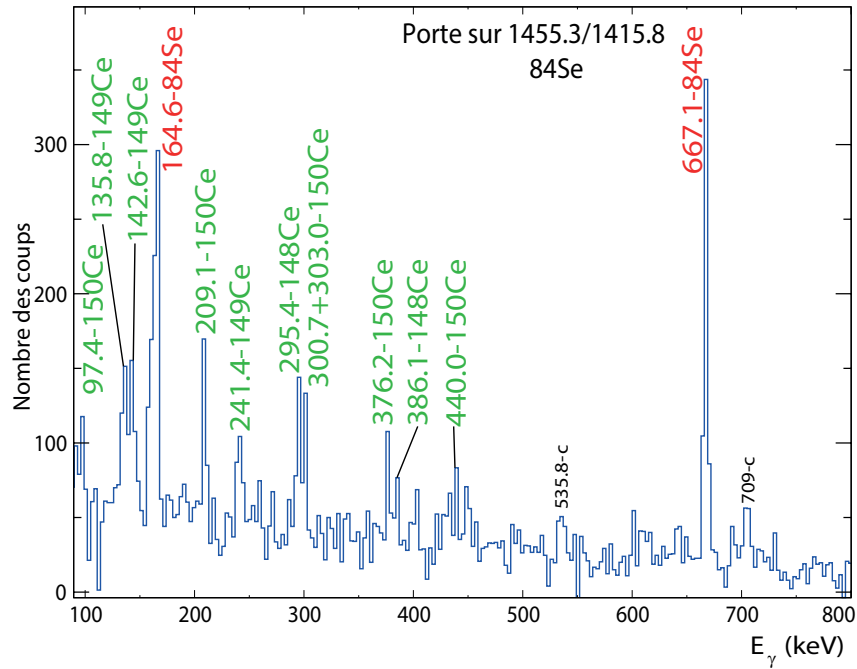


Figure 3.11 – Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 1415.8 keV du ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

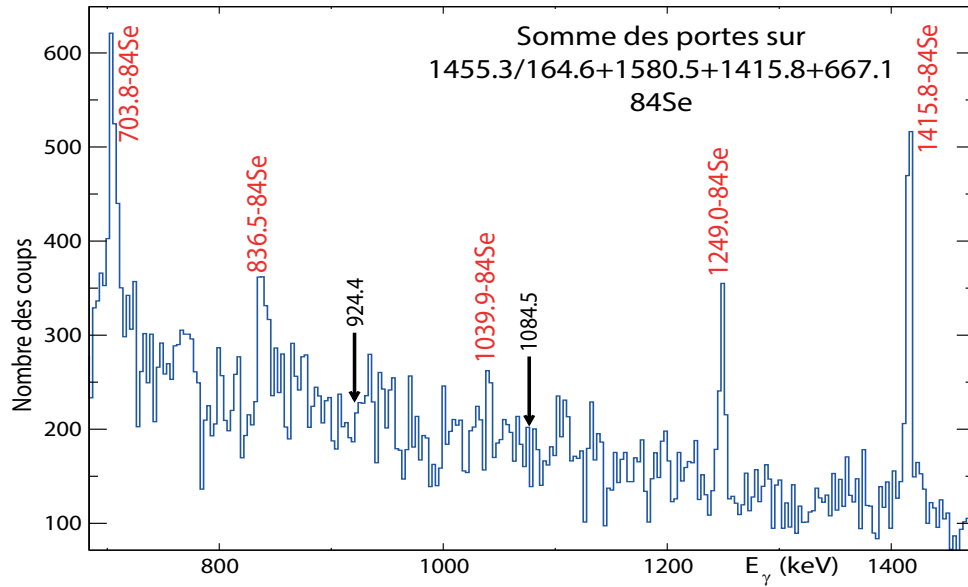


Figure 3.12 – Somme des quatre spectres des raies γ en coïncidences avec les transitions de 1455.3 et 1415.8, 164.6, 1580.5, 667.1 keV du ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge.

Chapitre 3. Techniques d'analyse et les résultats expérimentaux

notre analyse, on peut confirmer l'existence des transitions rapportées précédemment dans l'article [44], elles sont placées dans le schéma de niveaux présenté sur la figure 3.13a, sauf la transition de 1360 keV. Cette transition n'apparaît pas sur le spectre de la figure 3.8. Les nouvelles transitions d'énergies 197.8, 836.5, 1039.9 et 1015.3 keV ne sont pas présentées dans le schéma de niveaux au vu des incertitudes et des limites de l'expérience EXILL. Les spins attribués suite à l'étude systématiques, sont signalés entre parenthèses sur le schéma de niveaux.

Pour ordonner les transition entre elles, nous avons mesuré les intensités relatives des différentes transitions en prenant en compte les facteurs de conversion interne et l'efficacité des détecteurs. Nous présenterons ces intensités relatives dans le paragraphe 3.1.4. Le tableau 3.1 représente la comparaison des énergies des transitions et leurs intensités obtenues dans le cadre de ce travail pour le noyau ^{84}Se avec les résultats publiés auparavant.

Étude présent			$^{192}\text{Os}(^{82}\text{Se}, X\gamma)$			$^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, X\gamma)$			$^{238}\text{U}(p, F\gamma)$		
E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)
164,6(4)	9(1)	3702,9	164,7(5)	7,0(14)	3701,9	164,1(2)	11(6)	3700,9	164,1	-	3700,7
667,1(2)	87(4)	2122,4	667,0(1)	92(18)	2121,72	666,8(3)	100(5)	2121,3	666,8	-	2121,3
704,8(6)	3(1)	4406,7	704,3(3)	12(2)	4406,2	704,4(4)	10(3)	4405,3	704,8	-	4405,5
1249,0(2)	-	3371,8	1249,0(3)	11(2)	3370,7	1248,7(2)	12(3)	3370,0	1249,7	-	3371,0
1415,8(4)	9(1)	3538,2	1415,3(3)	28(6)	3537,1	1415,3(2)	25(3)	3536,7	1415,3	-	3536,6
1455,3(2)	100(3)	1454,3	1454,7(1)	100(20)	1454,71	1454,5(2)	-	1454,5	1454,5	-	1454,5
1580,5(5)	7(1)	3702,9	1580,2(3)	18(4)	3701,9	1579,8(3)	14(3)	3700,9	1579,4	-	3700,7

Table 3.1 – Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{84}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [47, 49, 46]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.

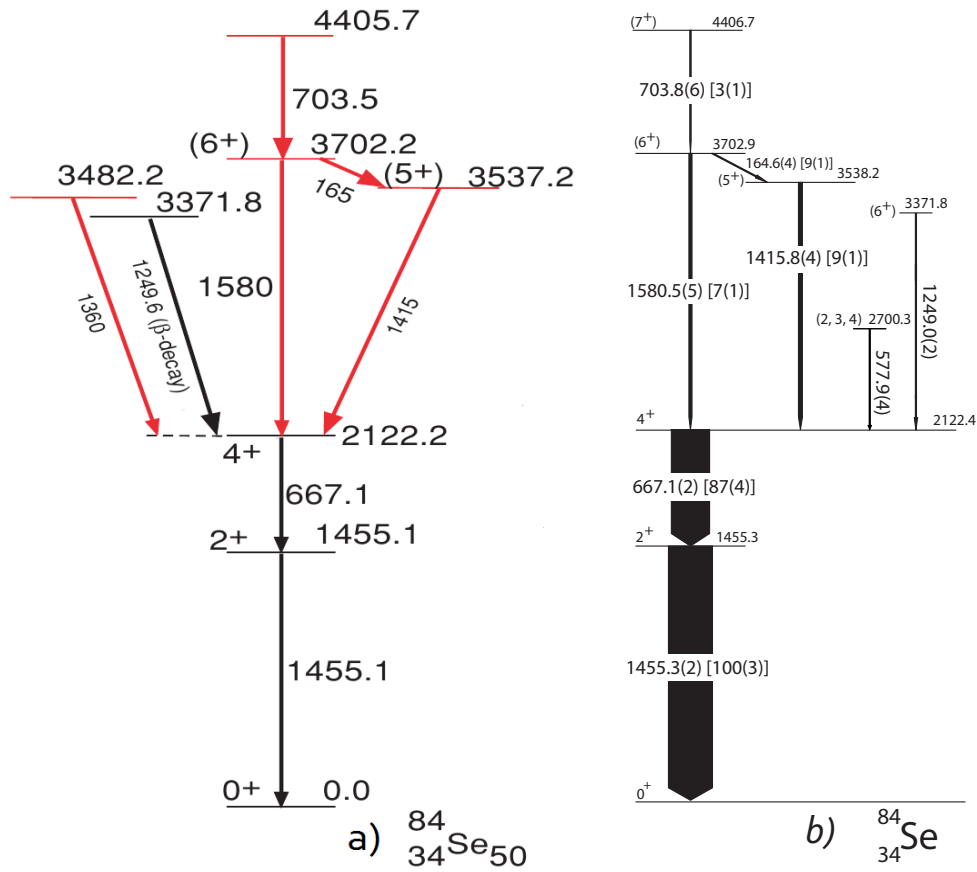


Figure 3.13 – a) Schéma de niveaux du ^{84}Se publié dans l'article [44]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se obtenu dans notre travail. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.

3.1.3.2 Schéma de niveaux du ^{85}Se

Le même type d'analyse a été réalisé pour le noyau ^{85}Se . Ce noyau est intéressant à étudier, car il ne comprend qu'un seul neutron sur l'orbite au-dessus de la couche magique en neutrons $N = 50$.

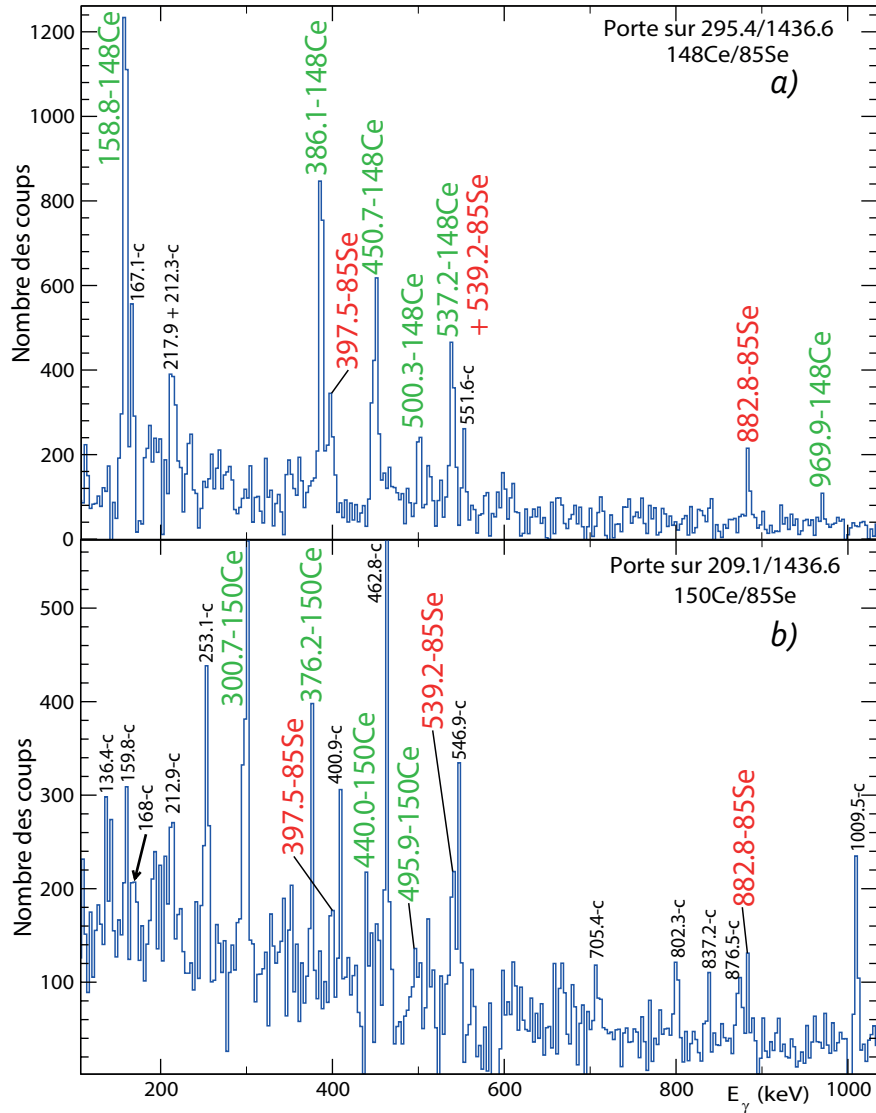


Figure 3.14 — Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies dans la paire des noyaux ^{150}Ce , ^{85}Se (l'énergie de 209.1 et 1436.6 keV respectivement) et ^{148}Ce , ^{85}Se (l'énergie de 295.4 et 1436.6 keV respectivement). L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{85}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires ^{150}Ce ou ^{148}Ce et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

Pour ce noyau, nous avons réalisé une étude de corrélation de masse, et nous avons déterminé la masse moyenne des noyaux complémentaires. Ainsi on a obtenu que le nombre moyen de neutrons évaporés pour ^{85}Se vaut 2.61(8). Grâce à la courbe de masse moyenne de la figure 3.5, et aux spectres des fragments complémentaires de la figure 3.2, nous pouvons constater que la transition de 1436.6 keV du noyau d'intérêt ^{85}Se [50] est en coïncidence avec les transitions des noyaux ^{150}Ce et ^{148}Ce . Ces deux noyaux sont produits ensemble avec le noyau d'intérêt et 1 et 3 neutrons sont évaporés, respectivement. C'est pourquoi les spectres obtenus par double coïncidences avec la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ou $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ de l'un des deux noyaux complémentaires (^{150}Ce et ^{148}Ce), et celle de 1436.6 keV du ^{85}Se montrent les raies du noyau complémentaire et du noyau d'intérêt. Ces spectres sont montrés sur la figure 3.14. Nous pouvons remarquer que les deux spectres contiennent les mêmes transitions de 397.5, 539.2 et 882.8 keV. Ces dernières appartiennent au noyau d'intérêt ^{85}Se [51].

Dans le noyau complémentaire ^{148}Ce , nous nous intéressons aux raies 537.2 keV et 450.7 keV. Ces deux raies sont en cascade avec la raie 295.4 keV, voir schéma de niveaux de la figure 3.3b. La raie 537.2 keV peut être contaminée par la raie 539.2 keV. Évidemment, nous devons les voir sur le spectre obtenu par double coïncidences avec la raie 295.4 keV du ^{148}Ce et la raie 1436.6 keV du ^{85}Se , figure 3.14a. On a calculé le rapport d'intensité entre le pic de 537.2 keV et 450.7 keV : $\frac{I(450.7 \text{ keV})}{I(537.2 \text{ keV})} = 1.42(5)$. Par contre le rapport d'intensité pour les mêmes raies dans le noyau du ^{148}Ce rapporté dans l'article [41] est égal à 2.57. Ainsi, nous pouvons conclure que le pic de 537.2 keV est contaminé, soit par un noyau inconnu, soit par le noyau ^{85}Se . Probablement, le pic de 537.2 keV est contaminé par la transition 539.2 keV dans le ^{85}Se . Il y a un seul moyen de vérifier si ces transitions citées au-dessus correspondent aux bandes de désexcitation du ^{85}Se , c'est d'effectuer les différentes combinaisons de coïncidences entre la transition de 1436.6 keV dans le noyau ^{85}Se et l'une de ces transitions signalées précédemment. Ces combinaisons ont été réalisés et les résultats de ces tests ayant retenu notre attention sont ceux de la figure 3.15.

Les raies de 539.2 et 397.5 keV appartiennent au noyau ^{85}Se car les raies des noyaux complémentaires sortent bien sur le spectre de la figure 3.15a et 3.15b. Ainsi nous pouvons conclure que la raie de 537.2 keV sur le spectre de la figure 3.14 est contaminée par le noyau d'intérêt ^{85}Se . Sur la figure 3.15a et 3.14 nous observons une raie de 882.6 keV. Grâce à ces différentes combinaisons de coïncidences décrites au-dessus, nous avons déduit le schéma des niveaux excités de ^{85}Se , montré sur la figure 3.16b.

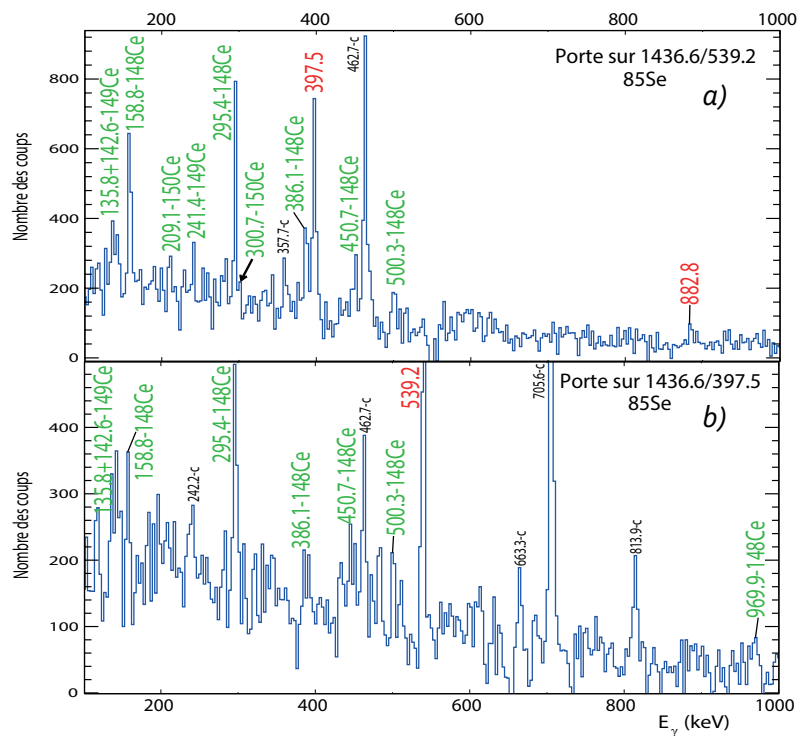


Figure 3.15 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies dans le noyau ^{85}Se (a) l'énergie de 1436.6 et 539.2 keV, b) l'énergie de 1436.6 et 397.5 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{85}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires ^{150}Ce , ^{149}Ce ou ^{148}Ce et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

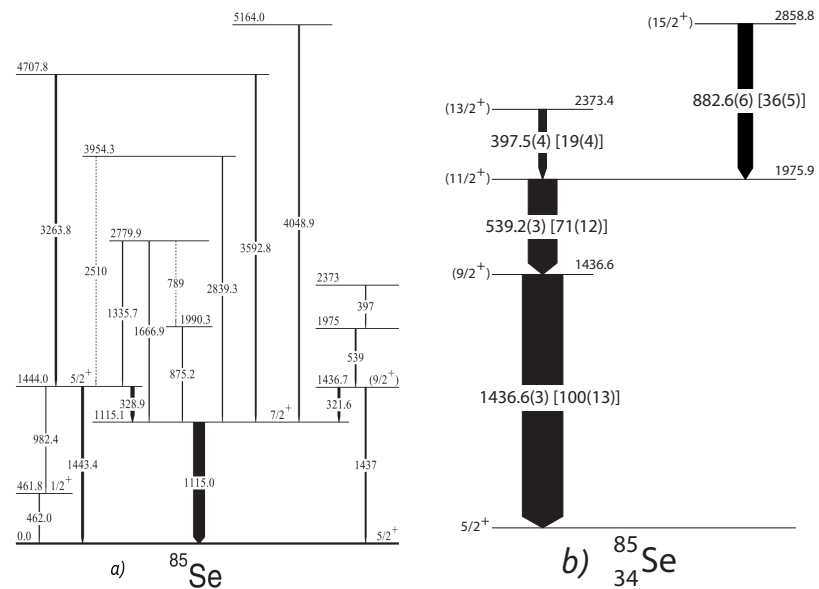


Figure 3.16 – a) Schéma de niveaux du ^{85}Se publié dans l'article [50]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{85}Se obtenu dans notre travail. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

Nous confirmons l'existence des états excités de 1436.6, 1975.9 et 2373.4 keV rapportée dans l'article [50] et leurs décroissances avaient été observées dans la mesure des γ -instantanés. Dans l'article [51], la transition de 882.6 keV a été placée parallèlement à la transition de 539.2 keV. Dans notre étude, nous rapportons la présence du nouvel état excité qui est lié à la même transition de 882.6 keV. Cette transition est en coïncidence avec les transitions 1436.6 et 539.2 keV, comme le montre la figure 3.15a. La position de transition 882.6 keV est indiquée sur la figure 3.16b où elle a été placée autrement. Les spins de ces états excités ont été attribués par l'étude systématiques, et ils sont signalés entre parenthèses sur le schéma de niveaux. La position et l'ordre des transitions entre elles ont été déterminées en effectuant différentes portes logiques et en comparant leurs intensités relatives. Les autres états excités de la figure 3.16a ont été déjà étudiés dans l'article [50]. Ces états excités sont alimentés par la décroissances β du noyau ^{85}As dont le taux cumulatif de production est 0.226% [52], dans le cadre de notre étude. Évidemment, le taux de production de ce noyau est trop faible pour qu'on puisse observer les transitions originaires de la décroissance β dans la bande de désexcitation du noyau ^{85}Se tellement fragmentée.

Le tableau 3.2 représente la comparaison des énergies des transitions et leurs intensités dans le cadre de ce travail pour le noyau ^{85}Se avec les résultats publiés auparavant. Plus des détails sur la détermination des intensités relatives des transitions dans le ^{85}Se peuvent être trouvés dans le paragraphe 3.1.4.

Étude présent			$^{248}\text{Cm}, ^{252}\text{Cf}$ SF decay			$^{238}\text{U}(^{82}\text{Se}, \text{F } \gamma)$			$^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, \text{X } \gamma)$		
E_γ	I_γ	$E_\gamma(\text{niveaux})$	E_γ	I_γ	$E_\gamma(\text{niveaux})$	E_γ	I_γ	$E_\gamma(\text{niveaux})$	E_γ	I_γ	$E_\gamma(\text{niveaux})$
397,5(4)	19(4)	2373,4	397	-	2373				397,5(5)	36(10)	2372,7
539,2(3)	71(12)	1975,9	539	-	1975	539	-	1976	539,3(4)	71(15)	1975,4
882,6(6)	36(5)	2858,8							883,3(6)	29(8)	2319,5
1436,6(3)	100(13)	1436,6	1437	-	1437	1437	-	1437	1436,1(5)	-	1436,1
			322	-	1437				443,8(8)	14(5)	4253,6
			1115	-	1115	1115	-	1115	1437,5(8)	14(5)	3809,8
									1490(1)	14(5)	3809,8

Table 3.2 – Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{85}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [50, 53, 51]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.

3.1.3.3 Schéma de niveaux du ^{86}Se

Le noyau de ^{86}Se composé de 34 protons et 52 neutrons est très intéressant à étudier parce qu'il a 2 neutrons au-dessus de la couche magique $N=50$.

Dans cette étude, une attention toute particulière a donc été portée à l'identification des fragments de fission complémentaires. Dans la figure 3.2 et 3.4 on peut observer les transitions fortes de 704.4 et 863.5 keV appartenant au noyau ^{86}Se [54, 55, 56, 57, 22] sur le spectre des noyaux ^{148}Ce , ^{147}Ce et ^{146}Ce . Selon la figure 3.5 de corrélation en masses, les fragments complémentaires attendus pour notre noyau d'intérêt sont ^{148}Ce et ^{147}Ce avec 2 et 3 neutrons évaporées respectivement. Pour le couple des partenaires de fission $^{86}\text{Se}/^A\text{Ce}$, le nombre moyen de neutrons évaporés $\bar{\nu}$ est égal à 2.53(3).

La première chose à faire c'est d'obtenir les spectres de double coïncidence avec une raie du noyau ^{86}Se et des raies du noyau complémentaire attendu. Par exemple on a choisi la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de 704.4 keV dans le ^{86}Se et trois plus fortes transitions dans le ^{148}Ce . La somme de ces trois spectres conditionnés par les transitions de 704.4, 158.8, 295.4 et 386.1 keV conduit au spectre qui nous a permis d'observer des raies de faible intensité. Ce spectre somme est présenté sur la figure 3.17a. Les deux transitions fortes de 505.1 et 863.5 keV dans le noyau d'intérêt et les raies des noyaux complémentaires apparaissent sur ce spectre. Il y a le pic de 695.1 keV avec une intensité non-négligeable qui est présent dans chacun des trois spectres sommés. La transition de 695.1 keV n'a pas été rapportée dans l'article [57] mais elle a été rapportée dans les travaux [54, 55, 56]. Pour vérifier la présence de cette transition dans le schéma de désexcitation du noyau ^{86}Se en utilisant les données d'EXILL, nous avons obtenu le spectre conditionné par les deux raies de 704.4 et 695.1 keV, figure 3.17b. Le spectre de cette figure montre bien que la raie de 695.1 keV appartient au noyau de ^{86}Se car elle est en coïncidence avec les fragments complémentaires. Nous pouvons aussi observer la coïncidence entre les raies 695.1 et 673.5 keV. Ces deux raies ont été placées dans le schéma de niveau, figure 3.18b. Sur le spectre des noyaux complémentaires ^{148}Ce , ^{147}Ce et ^{146}Ce de la figure 3.2, nous pouvons aussi observer la raie de 695.1 keV parmi les deux raies intenses du ^{86}Se , ceci est une preuve supplémentaire de l'existence de cette transition dans le schéma de niveaux du ^{86}Se .

Afin de confirmer les transitions sur le schéma de niveaux de la figure 3.18a et apporter de nouvelles informations concernant le noyau ^{86}Se nous avons appliqué les différentes conditions en énergie pour obtenir les spectres de raies γ en coïncidence. D'abord, nous avons présenté le spectre de la figure 3.19 qui montre le résultat de la coïncidence entre les raies d'énergies 704.4 et 863.5 keV. Ce sont les deux raies correspondantes aux deux premières transitions du noyau ^{86}Se .

Nous constatons que les transitions présentées sur la figure 3.18a sont observables sur

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

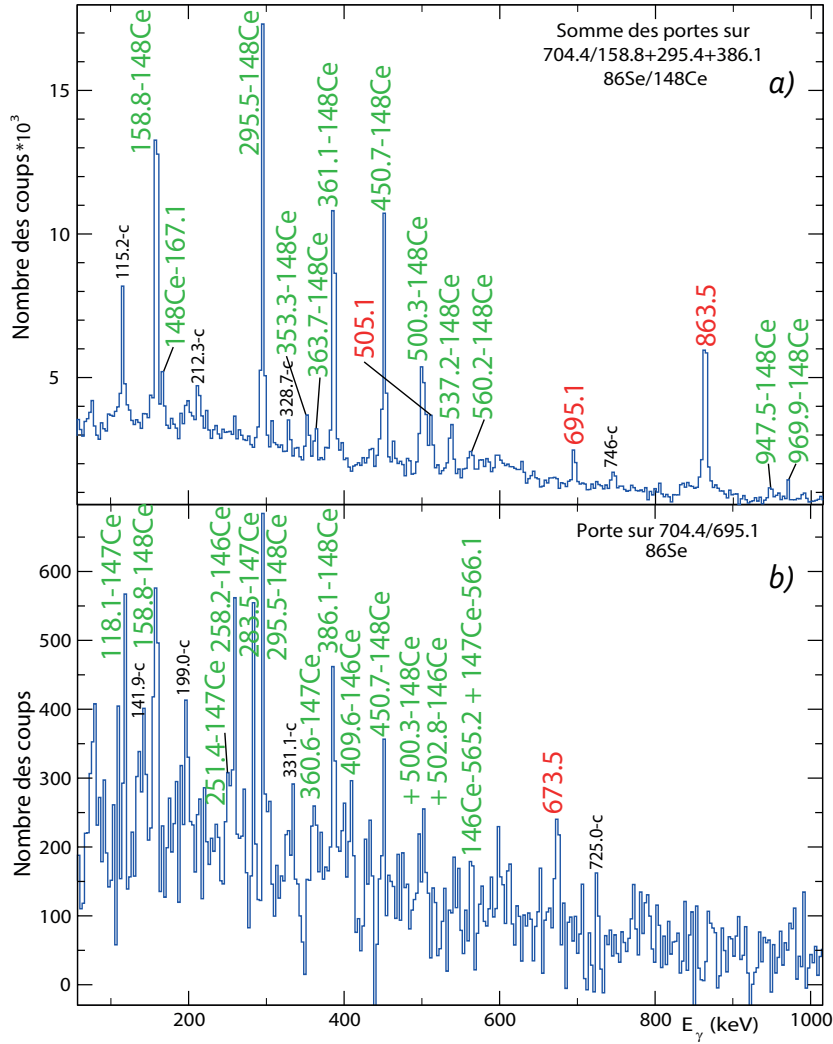


Figure 3.17 – a) Spectre somme des raies γ obtenues par double coïncidence entre la raie 704.4 keV dans le ^{86}Se et trois raies 158.8, 295.4, 386.1 keV dans le noyau ^{148}Ce . b) Spectre de raies γ obtenues par double coïncidence entre les raies de 704.4 et 695.1 keV de ^{86}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

ce spectre sauf la transition de 454.9 keV à cause de sa faible intensité. Parmi les raies déjà connues nous observons la nouvelle raie 561.5 et la raie de 1027.6 keV qui a été rapportée dans l'article [46]. Le spectre de la figure 3.20a montre que la nouvelle transition d'énergie 561.5 keV est en coïncidence avec les transitions dans le noyau de ^{86}Se et son noyau complémentaire ^{146}Ce . Pour vérifier que la raie 561.5 keV appartient au noyau ^{86}Se nous avons obtenu le spectre des raies γ en coïncidences avec la raie 704.4 keV et cette nouvelle

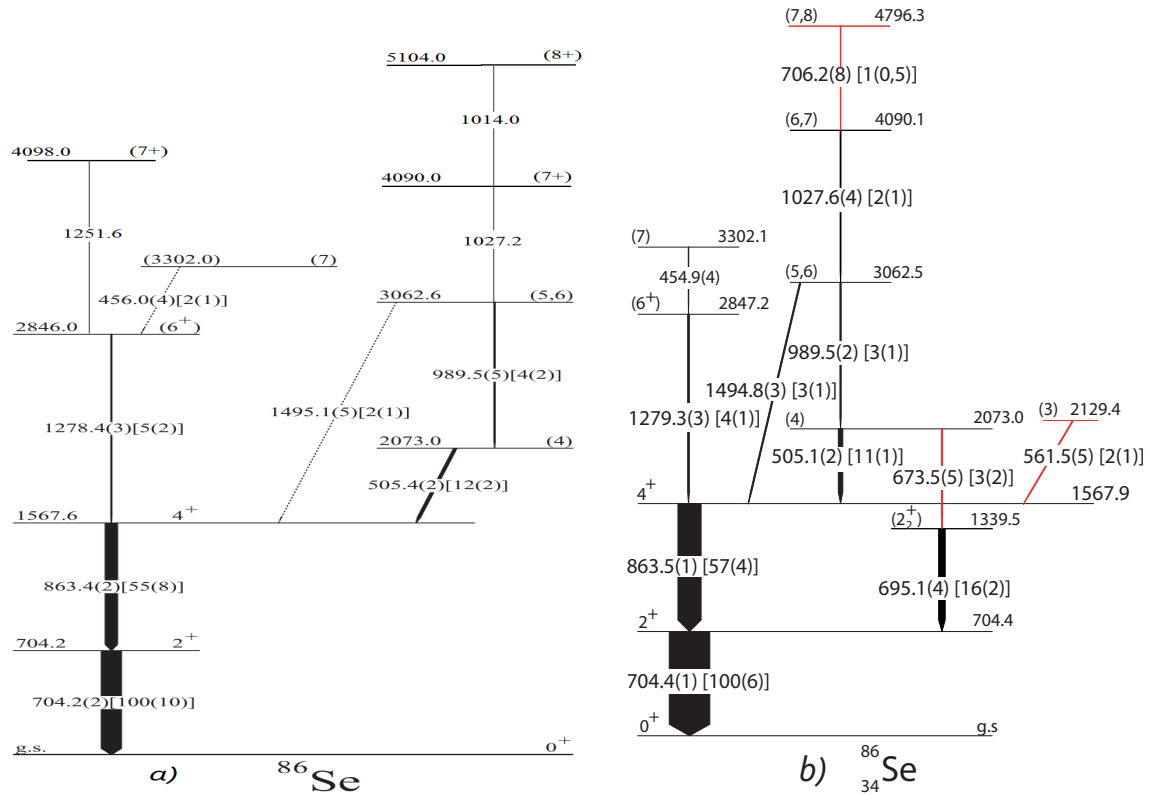


Figure 3.18 – a) Schéma de niveaux du ^{86}Se publié dans l'article [57, 46]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se obtenu dans notre travail. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.

raie 561.5 keV. Ce spectre est présenté par la figure 3.20b. Il montre les différentes raies des noyaux complémentaires des $^{146,147,148}\text{Ce}$ et la raie 863.5 keV du noyau étudié, par conséquent la raie 561.5 keV correspond au noyau ^{86}Se . Concernant la raie 1027.6 keV de faible intensité, afin de mettre en évidence sa présence sur le schéma de décroissances dans le ^{86}Se nous étions obligé de sommer plusieurs spectres (figure 3.21) conditionnés par la double coïncidences avec les raies 863.5 keV et 1494.8 ou 505.1 keV. Sur ce spectre somme, nous pouvons apercevoir clairement la raie 1027.6 keV.

Il reste une nouvelle transition de 706.2 keV qui n'est pas encore considérée dans ce paragraphe. Nous avons aperçu cette raie sur les différents spectres conditionnés par double coïncidence avec toutes les raies en-dessous du niveau 4090.1 keV. La raie de 706.2 keV est présente sur les spectres de la figure 3.22. Cette nouvelle transition est contaminée par la raie 704.4 keV du ^{86}Se et les deux raies 1279.3 et 706.3 keV, qui appartiennent à la bande principale de décroissances du noyau de ^{134}Te , dont le taux de production est très élevé (6.97%). De ce fait, possible que la nouvelle raie observée de 706.2 keV corresponde

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

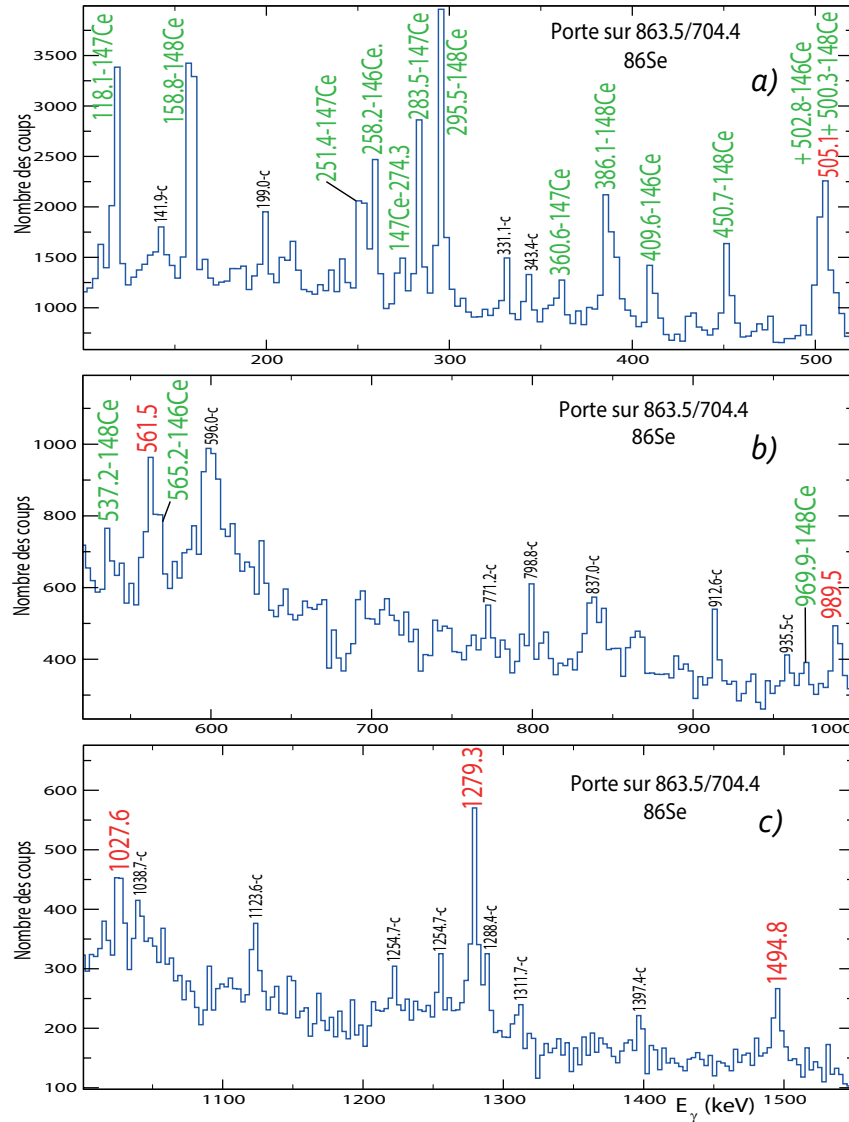


Figure 3.19 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies de 704.4 et 863.5 keV dans le noyau ^{86}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

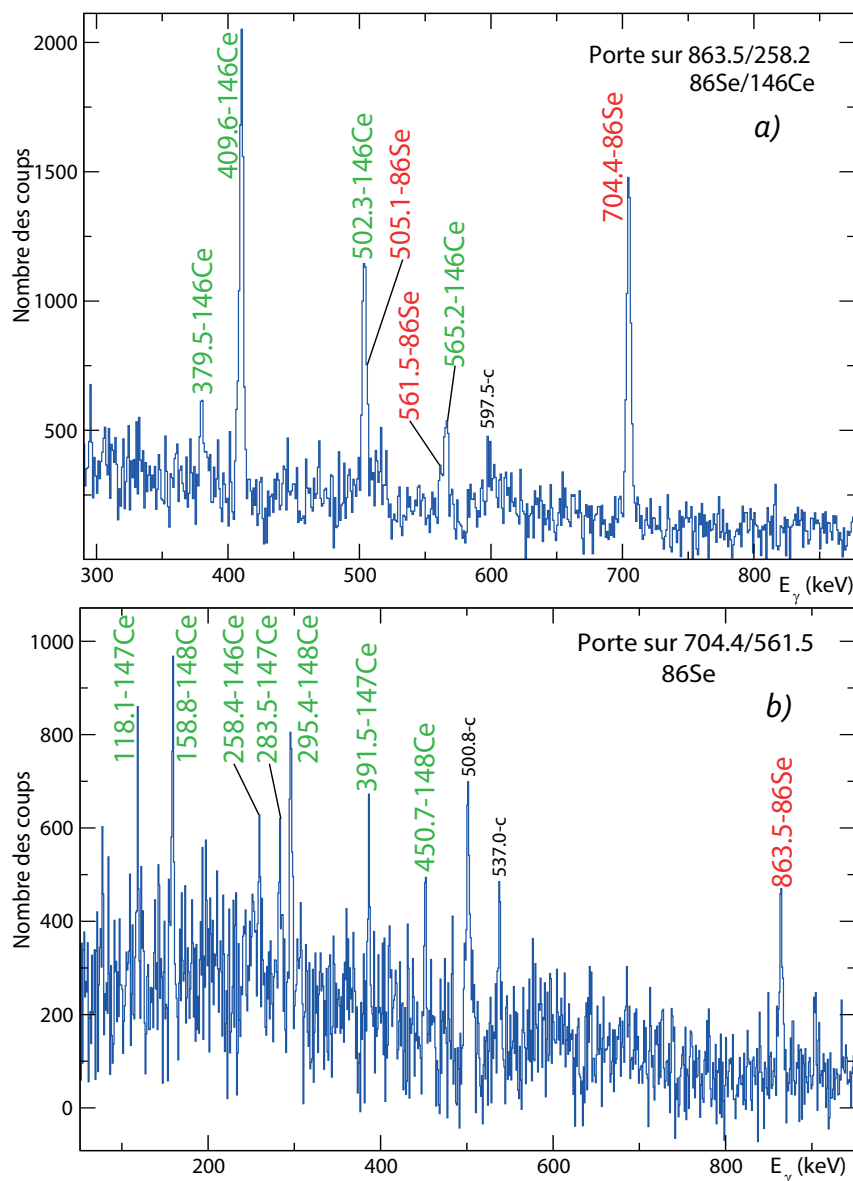


Figure 3.20 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences entre la raie 863.5 keV dans le ^{86}Se et la raie 258.2 keV dans le noyau ^{146}Ce . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 704.4 et 561.5 keV dans ^{86}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

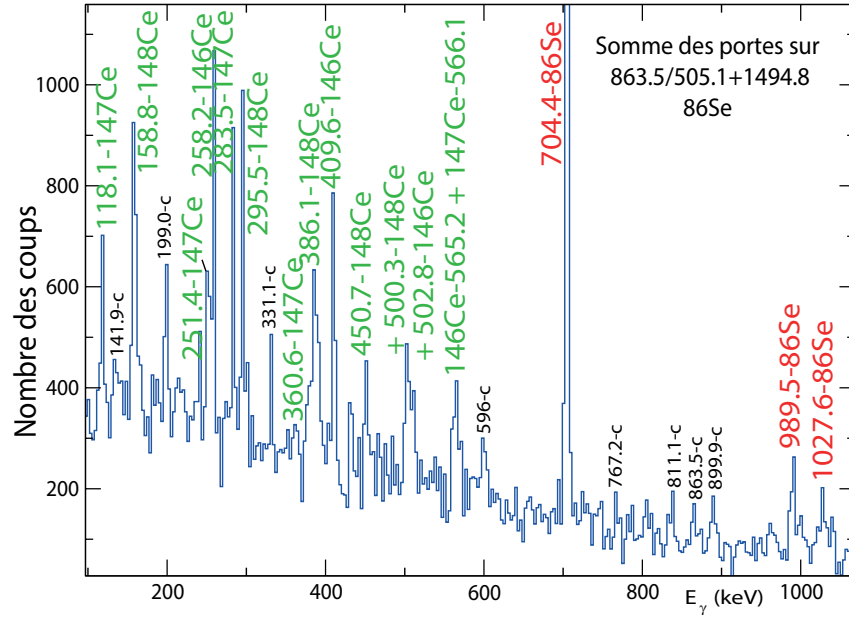


Figure 3.21 — Spectre somme de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie de 863.5 keV et deux raies de 1494.8 et 505.1 keV dans le ^{86}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

au ^{134}Te . Afin de déterminer à quel noyau appartient cette raie, nous avons construit le spectre de la figure 3.23 qui est le résultat de la somme de cinq spectres obtenus par double coïncidence avec la raie 704.4 keV et cinq raies 1494.8, 1027.6, 505.1, 989.5 ou 863.5 keV. Sur ce spectre toutes les raies du noyau d'intérêt sortent bien. Nous savons que les intensités de deux raies du ^{86}Se (à l'énergie de 1279.3 et 1494.8 keV) sont presque équivalentes. Si la raie 1279.3 keV était contaminée par le ^{134}Te alors son intensité devrait être très forte par rapport à celle de la raie 1494.8 keV. Mais les deux pics de 1279.3 et 1494.8 keV ont presque la même l'intensité sur le spectre de la figure 3.23, par conséquent ce spectre somme n'est pas contaminé par le ^{134}Te . Nous pouvons conclure que la nouvelle raie 706.2 keV appartient au noyau de ^{86}Se .

Suite à cet étude, nous avons observé trois nouvelles transitions aux énergies de 673.5, 561.5 et 706.2 keV. Ces trois nouvelles transitions ont été indexées dans le schéma de niveaux présenté dans la figure 3.18b. La détermination des intensités relatives sera exposée dans le paragraphe 3.1.4 et permet de confirmer leurs positions dans le schéma de niveaux. Après cette étude réalisée, nous avons constaté que ce nouveau schéma de niveaux était bien en accord avec celui reporté précédemment dans l'article [57]. Les spins des états excités ont été attribués par l'étude systématiques. Le tableau 3.3 résume le travail présenté

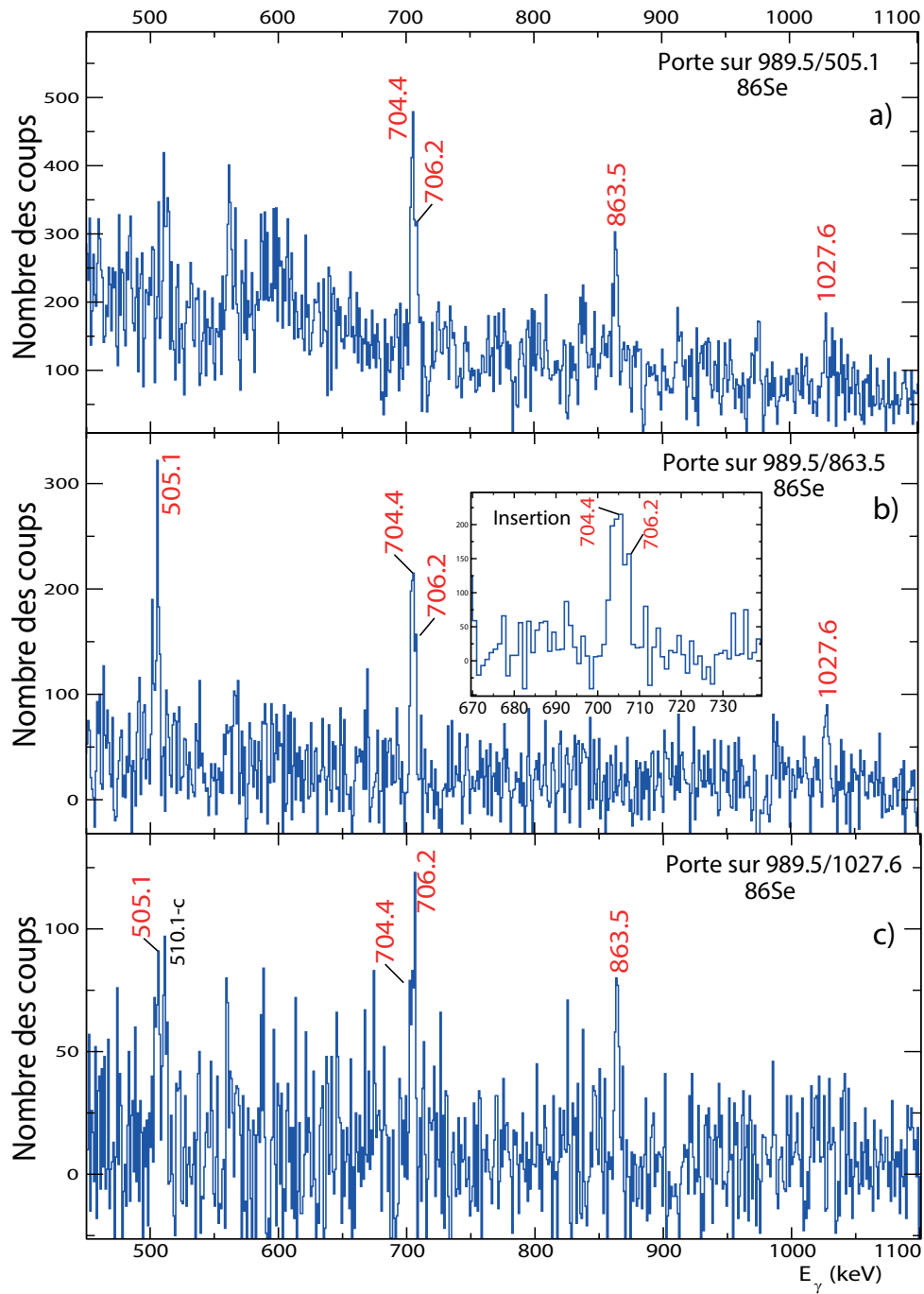


Figure 3.22 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 989.5 et 505.1 keV dans le ^{86}Se . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence entre les raies de 989.5 et 863.5 keV. c) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 989.5 et 1027.6 keV dans le ^{86}Se . Les transitions appartenant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

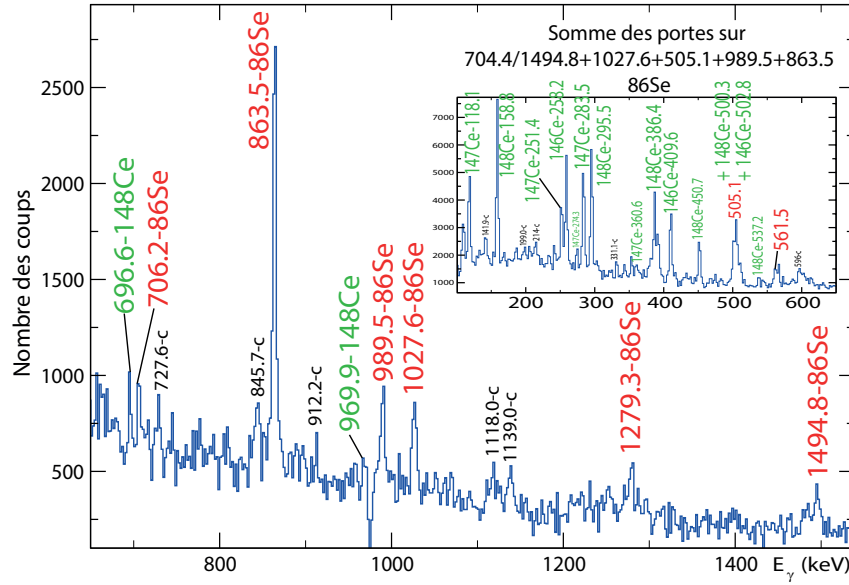


Figure 3.23 – Spectre somme de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 704.4 keV et cinq raies 1494.8, 1027.6, 505.1, 989.5 ou 863.5 keV dans le ^{86}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

dans ce paragraphe. Ce tableau représente la comparaison des énergies des transitions et leurs intensités dans le cadre de ce travail pour le noyau ^{86}Se avec les résultats publiés auparavant. Plus des détails sur la détermination des intensités relatives des transitions dans le ^{86}Se peuvent être trouvés dans le paragraphe 3.1.4.

Étude présent			$^{238}\text{U}(\text{p},\text{F})\gamma$			$^{248}\text{Cm}, ^{252}\text{Cf SF decay}$			$^{238}\text{U} (^{82}\text{Se}, ^{86}\text{Se})\gamma$		
E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)
454,9(4)	-	3302,1	454,9	-	3301,3	456,0(4)	2(1)	3302,0			
505,1(2)	11(1)	2073,0	505,5	-	2073,4	505,4(2)	12(2)	2073,4			
561,5(5)	2(1)	2129,4									
673,5(5)	3(2)	2073,0									
695,1(4)	16(2)	1339,5									
704,4(1)	100(6)	704,4	704,1	-	704,1	704,2(2)	100(10)	704,1	694,65(5)	10	1398,8
706,2(8)	1,0(5)	4796,3							704,2(2)	100,0	704,2
863,5(1)	57(4)	1567,9	863,8	-	1567,9	863,4(2)	55(8)	1567,9			
989,5(2)	3(1)	3062,5	989,4	-	3062,8	989,5(5)	4(2)	3062,6	863,4(2)	81(9)	1567,6
1027,6(4)	2(1)	4090,1	1027,2	-	4090,0						
			1014,0	-	5104,0						
			1251,6	-	4098,0						
1279,3(3)	4(1)	2847,2	1278,5	-	2846,4	1278,4(3)	5(2)	2846,0			
			1465	-	3032,9						
1494,8(3)	3(1)	3062,5	1494,9	-	3062,8	1495,1(5)	2(1)	3062,6			

Table 3.3 – Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [46, 57, 54]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.

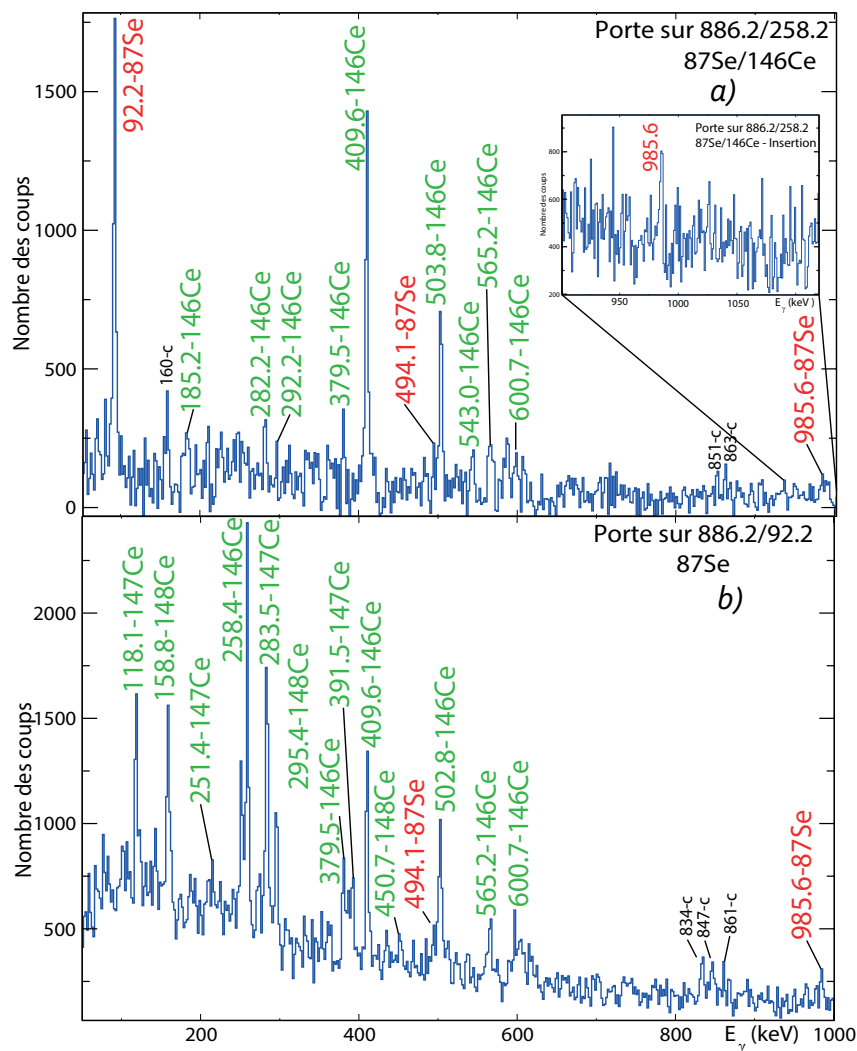


Figure 3.24 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 886.2 keV dans le noyau ^{87}Se et 258.2 keV dans son noyau complémentaire ^{146}Ce . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

3.1.3.4 Schéma de niveaux du ^{87}Se

Le même type d'analyse a été réalisé pour le noyau ^{87}Se , comprenant 53 neutrons et 34 protons, donc situé en dehors de la couche magique en neutrons $N = 50$.

Pour ce noyau, nous avons fait une étude de corrélation de masse, et nous avons déterminé la masse moyenne des noyaux complémentaires $\bar{A} = 147.26$. Ainsi nous avons obtenu le nombre moyen de neutrons évaporés $\bar{\nu}$ qui est égal à 2.26(5). Grâce à la figure 3.5 et les spectres des fragments complémentaires de la figure 3.2, nous pouvons constater que les transitions de 92.2, 886.2 et 745.2 keV du noyau d'intérêt ^{87}Se sont en coïncidences avec des transitions des noyaux ^{147}Ce et ^{146}Ce ce qui correspond à 2 et 3 neutrons évaporés respectivement.

Il faut dire que ce noyau était mal étudié avant notre travail car il est peu produit par la fission spontanée de ^{252}Cf et ^{248}Cm dans le cadre d'expérience Gammasphere/Euroball. Dans notre travail, nous utilisons la base des données de fission induite de ^{235}U . La fission induite produit le ^{87}Se suffisamment bien ce qui permet d'élargir son schéma de niveaux. Le rendement de production du noyau ^{87}Se était de 0.731(3)% [58] dans le cadre de l'expérience EXILL.

La première chose à faire c'est d'obtenir un spectre des raies γ en double coïncidence avec une raie du noyau ^{87}Se et des raies du noyau complémentaire attendu. Par exemple on a choisi la transition de 886.2 keV dans le ^{87}Se et la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de 258.2 keV dans le noyau complémentaire ^{146}Ce . Après il sera utile d'obtenir le spectre conditionné par la double coïncidence avec les raies 92.2 et 886.2 keV pour le noyau d'intérêt ^{87}Se . Et finalement, nous pouvons comparer ces deux spectres pour trouver les raies communes, figure 3.24.

Sur ces spectres on a trouvé deux raies communes 494.1 et 985.6 keV qui peuvent être des candidates pour de nouvelles transitions dans le noyau ^{87}Se . Afin de vérifier la présence de ces deux raies dans les bandes de décroissances de ^{87}Se nous avons appliqué les différentes conditions en énergie pour obtenir les spectres de raies γ en coïncidence. D'abord, nous présentons le spectre de la figure 3.25a qui expose le résultat de la coïncidence avec les raies γ d'énergies 985.6, 886.2 et 92.2 keV. Nous voyons la nouvelle raie 985.6 keV qui est en coïncidence avec deux transitions connues de 886.2, 92.2 keV et les plus fortes raies des fragments complémentaires de cérium. C'est une preuve fiable d'appartenance de la raie 985.6 keV au noyau ^{87}Se . L'autre spectre de la figure 3.25b montre que la raie 494.1 keV est en coïncidence avec les raies bien connues du ^{87}Se (92.2 et 886.2 keV) et les raies des noyaux complémentaires.

Grâce à ces spectres nous avons pu placer les nouvelles raies du ^{87}Se dans son schéma de niveaux présenté dans la figure 3.30. Nous avons aussi placé les autres transitions de 1420.2, 1162.2 keV sur ce schéma de niveaux. Ces deux transitions sont visibles dans le

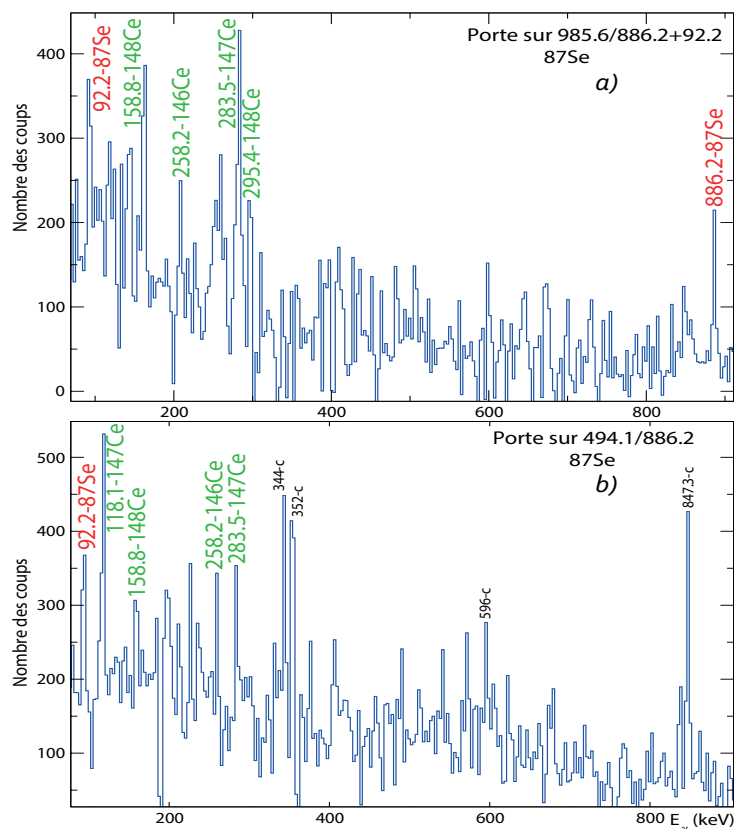


Figure 3.25 – a) Spectre somme de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 985.6, 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 494.1 et 886.2 keV dans le noyau ^{87}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

spectre de la figure 3.26. Si l'on veut être sûr que ces nouvelles transitions appartiennent au noyau d'intérêt ^{87}Se , il est nécessaire d'obtenir les deux spectres. Ces spectres sont obtenus par la coïncidence entre les raies 1420.2 et 886.2 keV et la coïncidence entre les raies 1420.2 et 92.2 keV. Le résultat est donné par la figure 3.28a,b. Le nombre des coups enregistrés sur ce spectre n'a pas suffi pour observer les noyaux complémentaires car la transition de 1420.2 keV est faible et aussi le schéma de désexcitation du noyau ^{87}Se s'est fragmenté en deux bandes. Ainsi, dans le cadre de l'expérience EXILL, il est difficile d'attribuer la transition d'énergie 1420.2 keV au noyau ^{87}Se avec certitude. Maintenant, nous considérerons la nouvelle transition de 1162.2 keV. Nous devons utiliser la même méthode. Si cette raie appartenait au noyau ^{87}Se alors le spectre obtenu par double coïncidence avec les raies 1162.2 et 886.2 keV devrait contenir la raie γ de 92.2 keV et les plus fortes raies des noyaux complémentaires attendus ^{147}Ce et ^{148}Ce . Les spectres

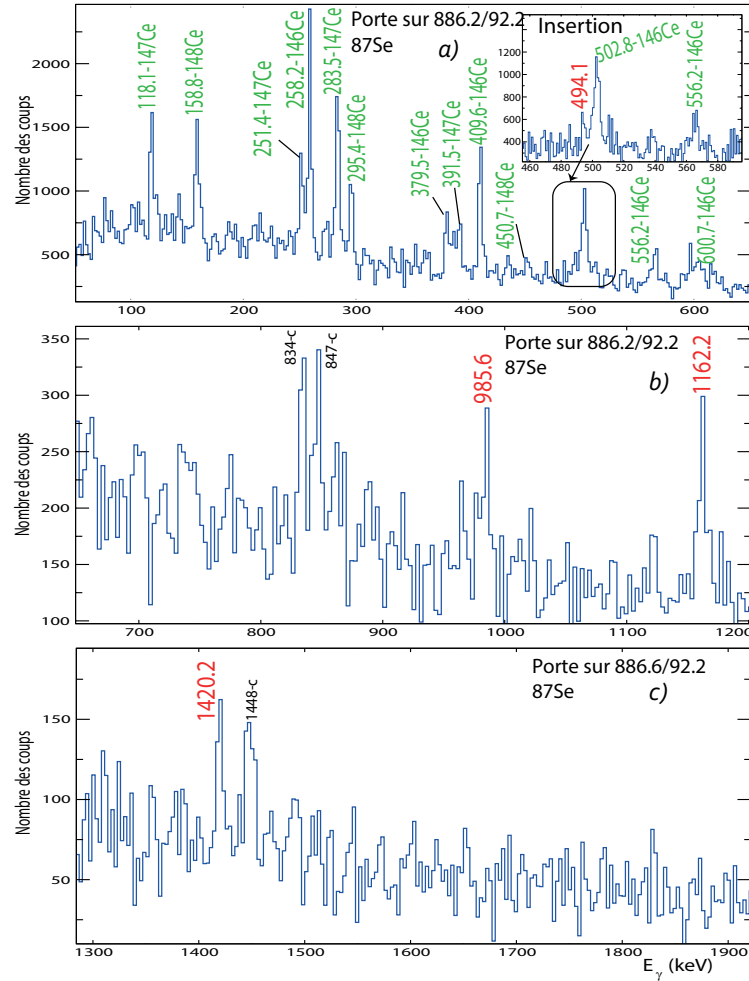


Figure 3.26 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées. Un canal est égale à 3 keV.

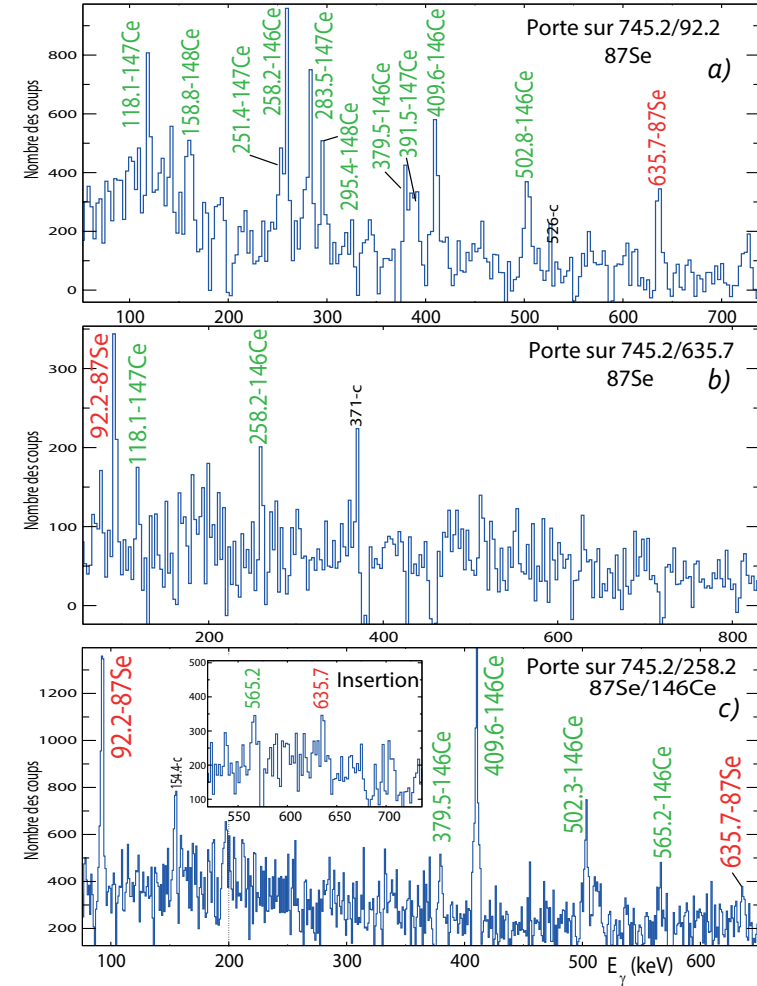


Figure 3.27 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 745.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 745.2 et 635.7 keV dans le noyau ^{87}Se . c) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 745.2 keV dans le noyau ^{87}Se et 258.2 keV dans son noyau complémentaire ^{146}Ce . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics.

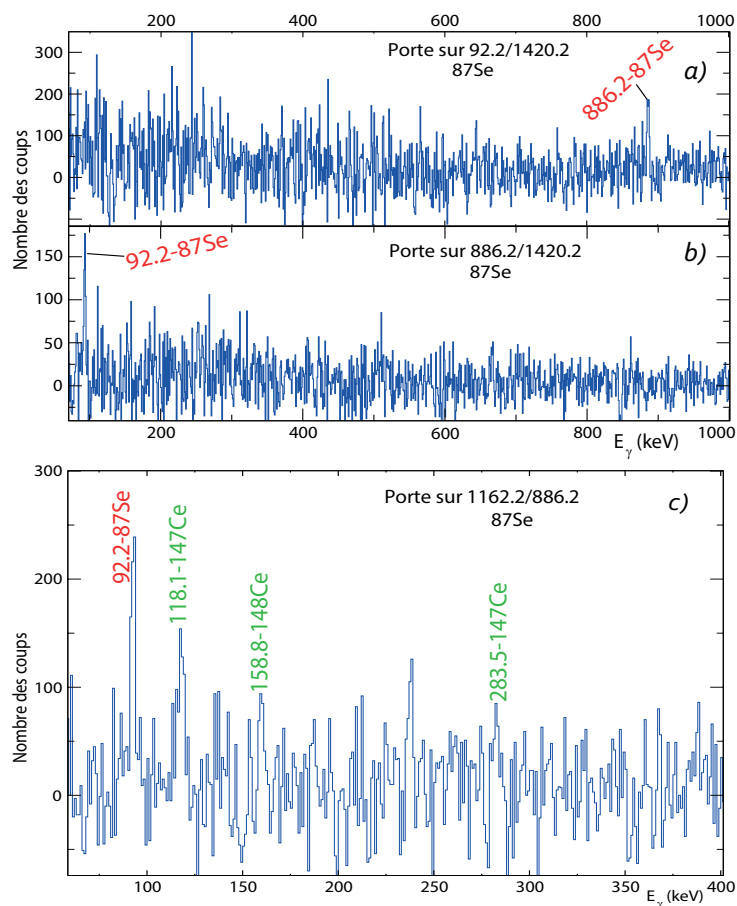


Figure 3.28 – a) et b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 1420.2 keV et deux raies 92.2 ou 886.2 keV dans le ^{87}Se . c) Spectre obtenu par double coïncidence avec les raies 1162.2 et 886.2 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge.

de la figure 3.28c montre les raies correspondant au noyau d'intérêt et celles des noyaux complémentaires.

Jusqu'à ici nous avons investigué la première bande de désexcitation du schéma de niveaux du noyau ^{87}Se . Il est temps d'explorer la deuxième bande de désexcitation qui contient les raies 92.2 et 745.2 keV. Le spectre de la figure 3.27a est obtenu par double coïncidence avec ces deux raies. Il y a plusieurs raies des noyaux complémentaires $^{146,147,148}\text{Ce}$ et une seule raie inconnue 635.7 keV. Cette raie peut appartenir à notre noyau d'intérêt. Afin de justifier la présence de cette nouvelle raie dans le schéma de niveau du ^{87}Se nous avons obtenu les spectres des figures 3.27b,c où nous pouvons voir les coïncidences entre la transition de 92.2 keV vers l'état fondamental, la nouvelle raie 635.7 keV et les raies des noyaux complémentaires. Cette nouvelle transition de 635.7 keV et la transition de 494.1 keV viennent du même état excité. Ces deux nouvelles transitions ont été décou-

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

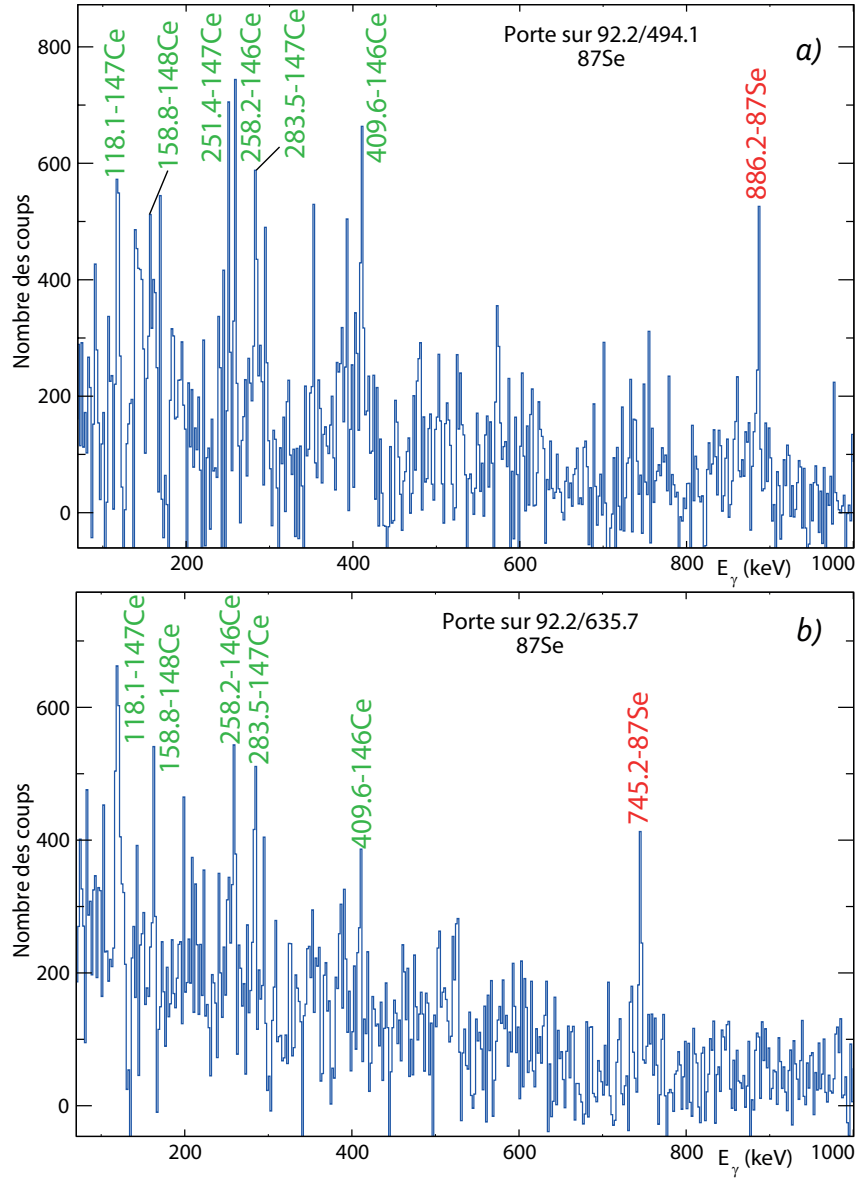


Figure 3.29 — a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 92.2 keV et 494.1 keV dans le ^{87}Se . b) Spectre obtenu par double coïncidences avec les raies 92.2 et 635.7 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium.

vertes indépendamment, et sont observées sur les différents spectres conditionnés par les énergies des différentes transitions. Les spectres de la figure 3.29a,b confirment bien l'appartenance des nouvelles transitions de 494.1 et 635.7 keV au schéma de décroissance γ du noyau ^{87}Se .

En conclusion, les cinq nouvelles transitions ont été indexées dans le schéma de niveaux présenté dans la figure 3.30b. La somme des transitions 92.2, 886.2 et 494.1 keV est la

Chapitre 3. Techniques d'analyse et les résultats expérimentaux

même que celle des transitions 92.2, 745.2 et 635.7 keV dans la cascade parallèle. Ces deux cascades parallèles sont liées par l'état d'énergie 1473.1 keV, comme le montre le schéma de niveaux sur la figure 3.30b. La flèche représentant la transition d'énergie 1420.2 keV est en pointillé parce que il est difficile de placer cette transition dans le schéma de niveaux avec certitude, au vu de sa faible d'intensité et de la limite de sensibilité de l'expérience EXILL. Toutes les assignations de spins doivent être confirmées par d'autres études, car elles ne sont que des hypothèses.

Le tableau 3.4 résume le travail présenté dans ce paragraphe. Ce tableau représente la comparaison des énergies des transitions et leurs intensités dans le cadre de ce travail pour le noyau ^{87}Se avec les résultats publiés auparavant. Plus des détails sur la détermination des intensités relatives des transitions dans le ^{87}Se peuvent être trouvés dans le paragraphe 3.1.4.

Étude présent			^{87}As β decay			^{248}Cm SF decay		
E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)
92,2(2)	100(5)	92,2	92	-	91,9	91,9(2)	100(8)	91,9
494,1(4)	11(3)	1473,1						
635,7(5)	5(3)	1473,1						
745,2(4)	15(3)	837,4				744,6(2)	17(3)	836,5
886,2(2)	36(2)	978,4				886,2(2)	34(4)	978,1
985,6(3)	15(2)	1964,0						
1162,2(3)	9(2)	2140,6						
1420,2(5)	9(2)	2398,6						

Table 3.4 – Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{87}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [59, 45]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

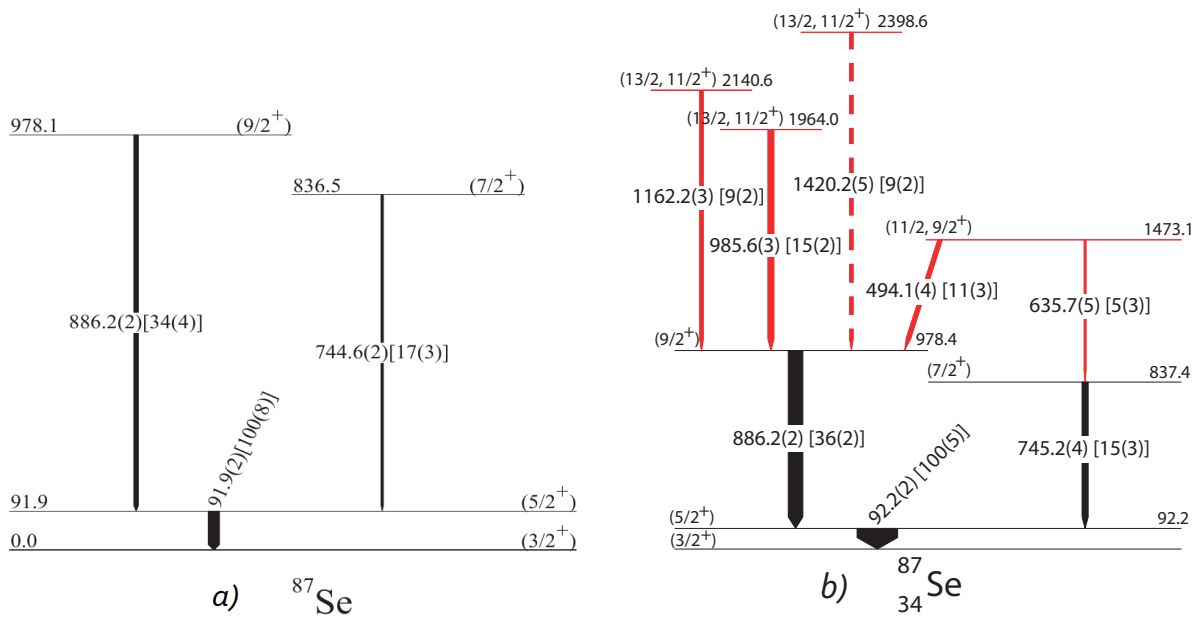


Figure 3.30 – a) Schéma de niveaux du ^{87}Se publié dans l'article [45]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{87}Se obtenu dans notre travail. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.

3.1.3.5 Schéma de niveaux du ^{88}Se

Notre étude portera maintenant sur l'isotope de ^{88}Se . Ce dernier, comprenant 54 neutrons et 34 protons, donc situé hors de la couche magique en neutrons $N = 50$. Cependant ce noyau est intéressant à étudier, car il comprend 4 neutrons couplés situés sur l'orbite libre au-dessus de la couche magique en neutrons $N = 50$.

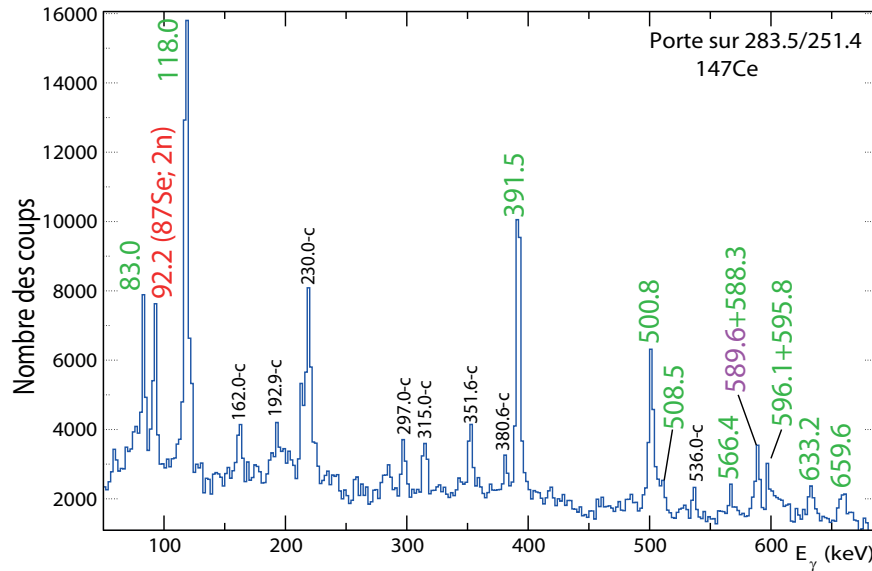


Figure 3.31 — Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 283.5, 391.5 et 251.4 keV dans le noyau ^{147}Ce . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant aux isotopes de sélénium sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire ^{147}Ce . Les candidats pour les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en violet.

Pour ce noyau-là, une première étude a été faite [44] où une raie de 886.2-keV a été attribuée à son schéma de niveaux. Seulement une deuxième étude faite sur ce noyau [45] a prouvé que cette raie appartient au schéma de niveaux de l'isotope ^{87}Se comme le confirme notre travail et non au noyau du ^{88}Se .

D'abord, nous devons chercher les transitions inconnues sur les spectres des fragments complémentaires attendus ^{146}Ce et ^{147}Ce , ce qui revient à dire que le noyau d'intérêt ^{88}Se est produit avec 1 ou 2 neutrons évaporés. Sur le spectre de ^{146}Ce dans la figure 3.2 nous avons trouvé les deux raies 589.6 et 961.1 keV non-identifiées. Elles appartiennent probablement au noyau ^{88}Se . Si ces deux raies correspondaient au noyau d'intérêt, elles devraient être présentes sur le spectre du noyau ^{147}Ce . Le spectre du ^{147}Ce est présenté sur la figure 3.31 où nous pouvons voir la raie 589.6 keV.

Nous remarquons que le noyau ^{147}Ce possède une transition de 588.3 keV qui est très proche en énergie de la raie recherchée 589.6 keV. Afin d'établir si la raie 588.3 keV du

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

^{147}Ce est contaminée par la raie du noyau d'intérêt nous devons suivre la méthode décrite ci-dessous. D'abord, il faudra calculer le rapport entre l'intensité mesurée du pic 588.3 keV et celles des autres pics du noyau ^{147}Ce . Après il faut comparer les valeurs obtenues avec les valeurs du rapport entre l'intensité des pics de ^{147}Ce selon l'étude publiée dans l'article [43]. La comparaison est montrée dans le tableau 3.32.

Le rapport des intensités	Selon l'article[43]	Dans notre étude
$\frac{I(391,5\text{keV})}{I(500,8\text{keV})}$	1,62(7)	1,66(6)
$\frac{I(500,8\text{keV})}{I(83,0\text{keV})}$	1,90(8)	2,05(7)
$\frac{I(500,8\text{keV})}{I(588,3\text{keV})}$	2,31(6)	1,66(5)
$\frac{I(659,6\text{keV})}{I(588,3\text{keV})}$	0,36(3)	0,20(2)
$\frac{I(391,5\text{keV})}{I(588,3\text{keV})}$	3,73(9)	2,78(6)

Figure 3.32 – *Le rapport entre les intensités des raies dans le ^{147}Ce .*

Les colonnes deux et trois contiennent les valeurs du rapport entre les intensités des raies selon les données publiées dans l'article [43] et dans notre étude respectivement. Nous voyons que les rapports entre les intensités des raies 391.5, 500.8 et 83.0 keV sont identiques. Par contre le rapport entre les intensités des même raies et la raie 588.3 keV est plus petit dans le cas de notre étude. Cela signifie que la raie 588.3 keV est contaminée par un noyau inconnu. On conclut que c'est la raie 589.6 keV qui contamine le spectre du ^{147}Ce . Ainsi, la raie 589.6 keV n'est présente que sur les spectres des deux noyaux ^{146}Ce et ^{147}Ce . Probablement, cette raie appartient au noyau ^{88}Se car c'est lui qui peut contaminer ces deux spectres. Afin de vérifier l'appartenance de la raie 589.6 keV au schéma de décroissances du ^{88}Se nous devons suivre les mêmes méthodes que nous avons utilisées pour compléter les schémas de niveaux des isotopes plus légers de sélénium.

Nous devons construire les deux spectres de double coïncidence avec la nouvelle raie 589.6 keV du noyau ^{88}Se et des raies des noyaux complémentaires attendus ^{146}Ce ou ^{147}Ce dans notre cas. Ces spectres sont présentés dans la figure 3.33. Ils montrent que cette nouvelle raie est en coïncidence avec les raies des fragments complémentaires et la raie 961.1 keV. Le pic correspondant à la raie 961.1 keV est présent sur les deux spectres de la figure 3.33a,b et les spectres de la figure 3.31 et 3.2. Ainsi nous pouvons supposer que cette raie appartient aussi au noyau ^{88}Se . Afin de justifier notre conclusions nous avons obtenu les deux spectres conditionnés par les raies 409.6 et 283.5 keV dans les noyaux ^{146}Ce , ^{147}Ce respectivement et la nouvelle raie 961.1 keV. Ces deux spectres de la figure 3.34a,b montrent bien que la raie 961.1 keV est en coïncidence avec la raie 589.6 keV dans le ^{88}Se et les raies des noyaux complémentaires ^{146}Ce , ^{147}Ce . Le seul isotope parmi les isotopes du sélénium qui peut probablement contaminer le spectre des raies γ du noyau complémentaire ^{145}Ce est le ^{88}Se . Le noyau ^{89}Se ne peut pas contaminer le spectre du ^{145}Ce parce qu'il est faiblement produit par fission (0.0049%) [58], c'est pourquoi nous ne le prenons pas en compte. Le spectre de la figure 3.35 expose le fait que les deux nouvelles raies 961.1 et 589.6 keV sont en coïncidences avec les raies du noyau complémentaire ^{145}Ce . Donc les spectres présentés au-dessus montrent bien que les deux nouvelles raies 589.6 et 961.1 keV appartiennent au noyau d'intérêt ^{88}Se .

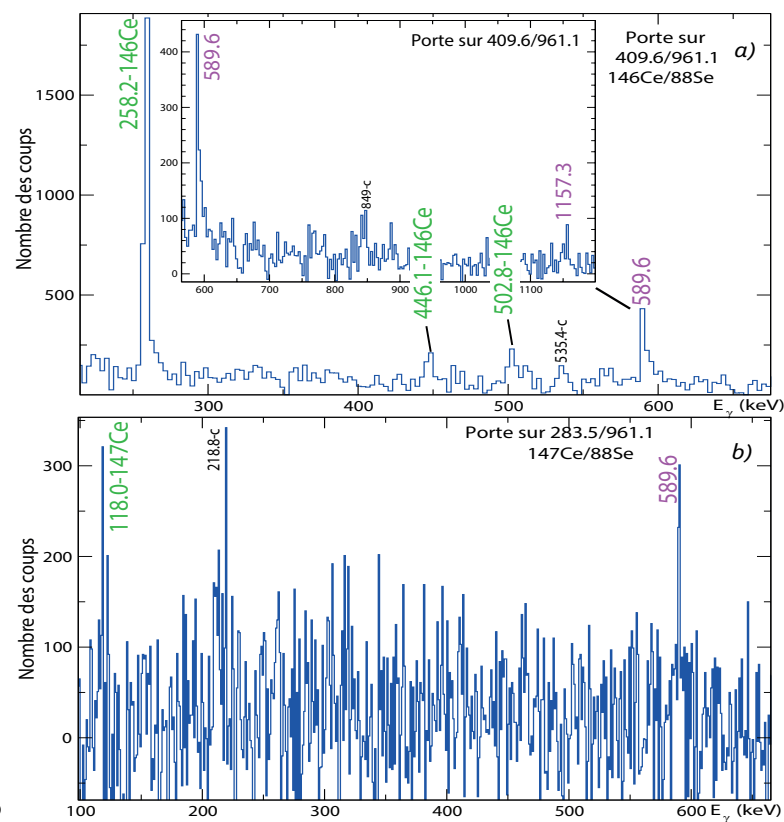
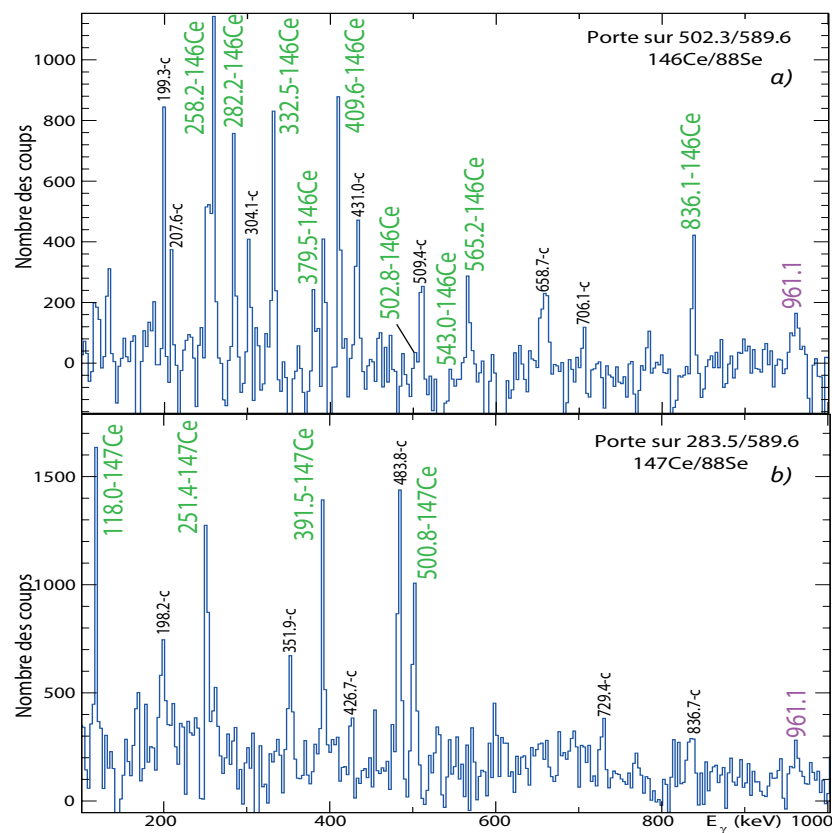


Figure 3.33 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 503.8 keV dans le noyau ^{146}Ce et 589.6 keV. b) Spectre avec les raies 409.6 keV dans le noyau ^{146}Ce et 961.1 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les candidats pour les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en violet, les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire $^{146,147}\text{Ce}$ et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

Figure 3.34 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 283.5 keV dans le noyau ^{147}Ce et 589.6 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 283.5 keV dans le noyau ^{147}Ce et 961.1 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les candidats pour les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en violet, les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire $^{146,147}\text{Ce}$ et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

Dans le cadre de notre étude, nous observons une troisième raie inconnue à 1157.3 keV sur le spectre de la figure 3.34a. Afin de vérifier si cette raie est en coïncidence avec les nouvelles raies du ^{88}Se , nous avons le spectre des raies γ en coïncidence avec 961.1 et 589.6 keV qui est présenté sur la figure 3.36a. Dans cette figure les raies du noyau d'intérêt sont en coïncidences avec les noyaux complémentaires $^{145,146,147}\text{Ce}$ et la raie 1157.3 keV. Le spectre de la figure 3.36b montre bien que cette nouvelles raies 1157.3 keV appartient probablement au noyau ^{88}Se , car elle est en coïncidence avec deux noyaux complémentaires du ^{88}Se et la transition de 589.6 keV dans le noyau d'intérêt.

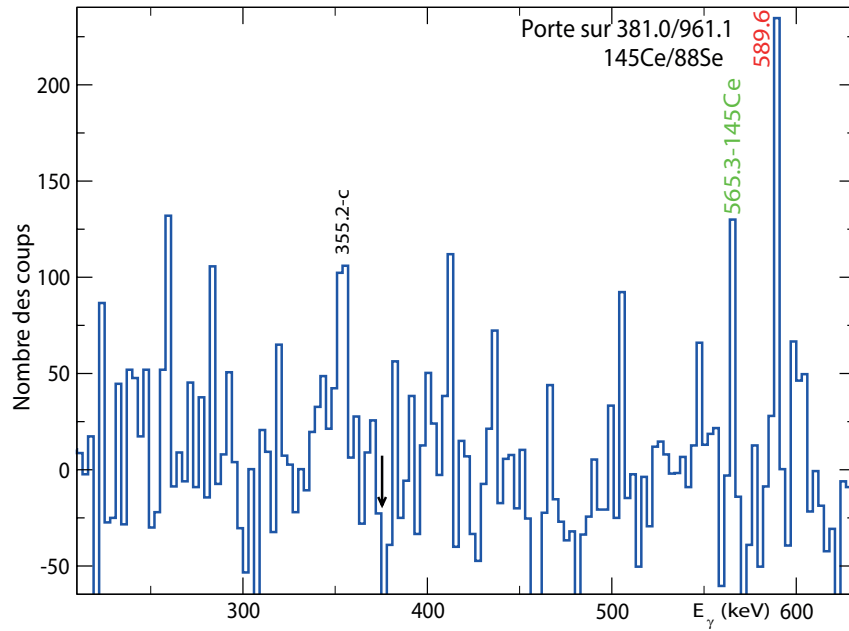


Figure 3.35 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 381.0 keV dans le noyau ^{145}Ce et 961.1 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{88}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire ^{145}Ce .

Afin de confirmer que la nouvelle transition de 1157.3 keV appartient au ^{88}Se , nous avons utilisé les données issues de l'expérience menée au JYFL à Jyväskylä en Finlande auprès du multi-détecteur JUROGAM II [46]. Dans le cadre de cette expérience, les noyaux riches en neutrons sont produits par une réaction de fission induite par protons de 25 MeV sur une cible de ^{238}U . Ainsi, nous avons imposé une condition sur les deux première transitions du ^{88}Se , donc sur la transition à 589.6 keV et celle à 961.1 keV en utilisant les données de JUROGAM II, figure 3.37. Le spectre de cette figure a été donné selon l'analyse réalisée par G. Simpson. Ce spectre montre aussi la nouvelle raie 1157.3 keV. Ainsi, les deux différentes expériences confirment l'appartenance de la transition de 1157.3 keV au noyau ^{88}Se .

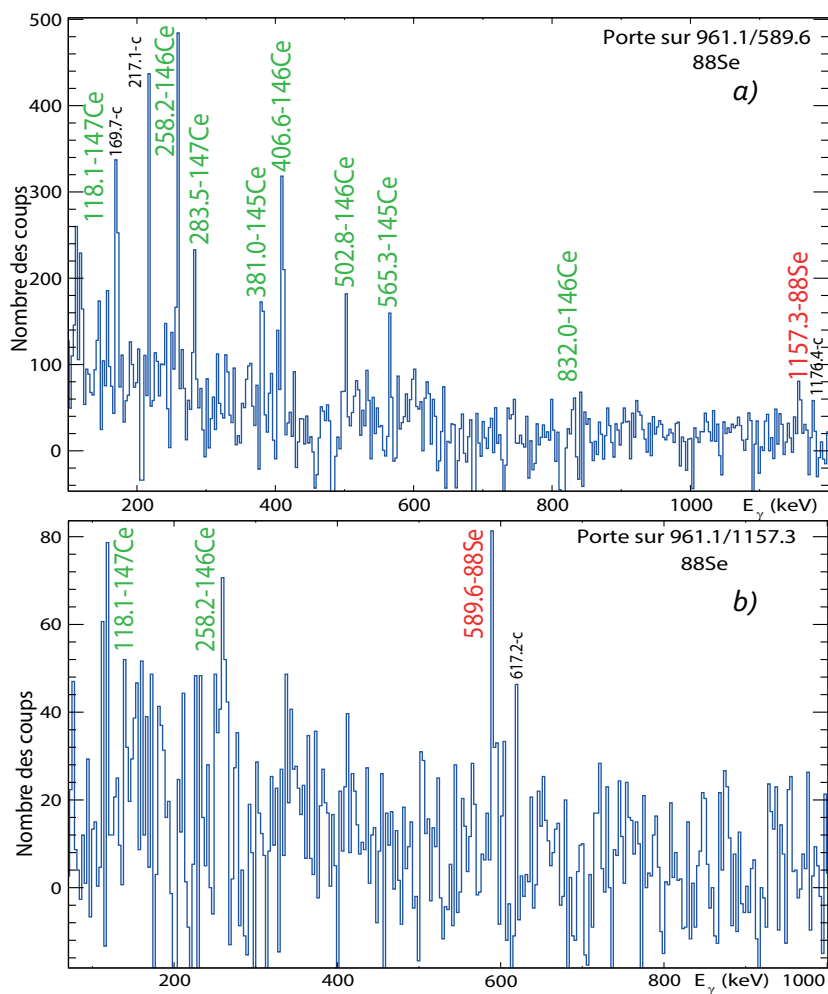


Figure 3.36 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 961.1 et 589.6 keV dans le noyau ^{88}Se . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 961.1 et 1157.3 keV dans le noyau ^{88}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en rouge, les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire $^{145,146,147}\text{Ce}$.

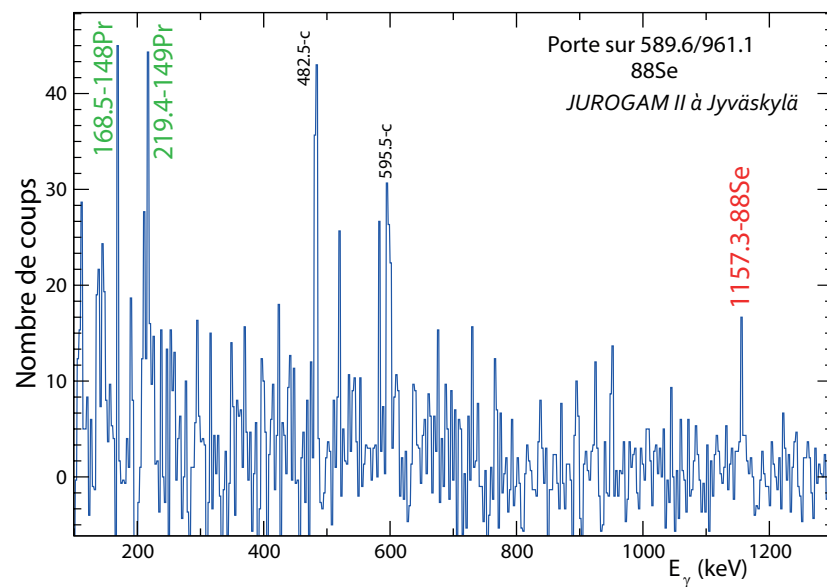


Figure 3.37 – Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 589.6 et 961.1 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se . Ce spectre a été donné selon l'analyse des données de JUROGAM II réalisée par G. Simpson. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{88}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire le Pr.

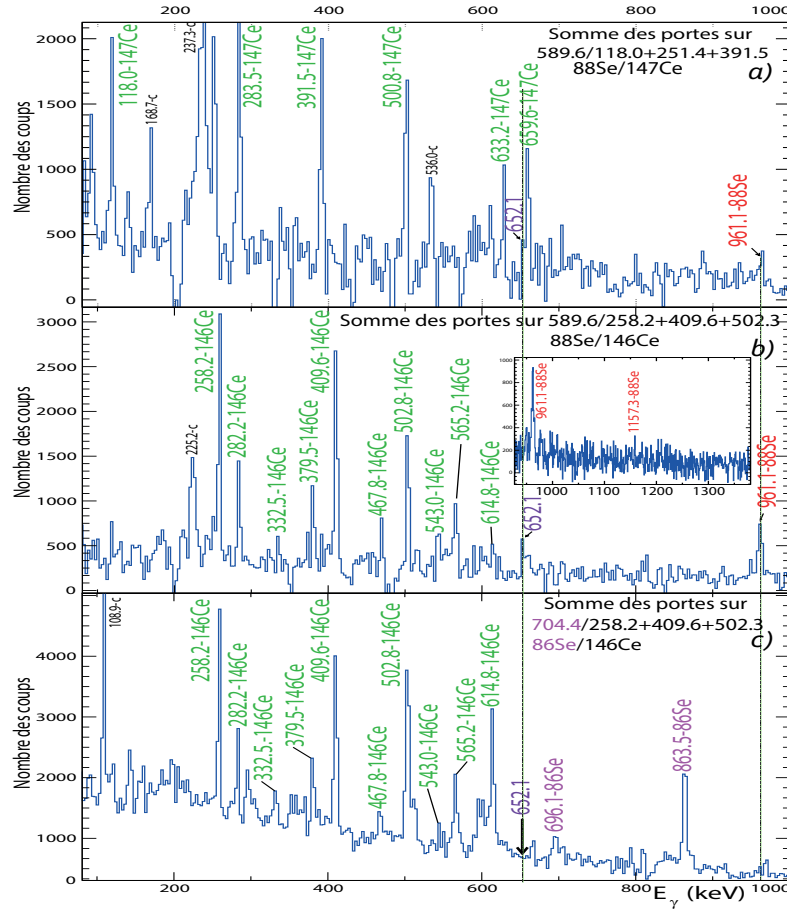


Figure 3.38 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 589.6 keV du ^{88}Se et les trois transitions en cascade du ^{147}Ce : 118.0, 251.4, 391.5 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 589.6 keV du ^{88}Se et les trois transitions en cascade du ^{146}Ce : 258.2, 409.6, 502.3 keV. c) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 704.1 keV de ^{86}Se et les trois transitions en cascade du ^{146}Ce : 258.0, 409.6, 502.3 keV.

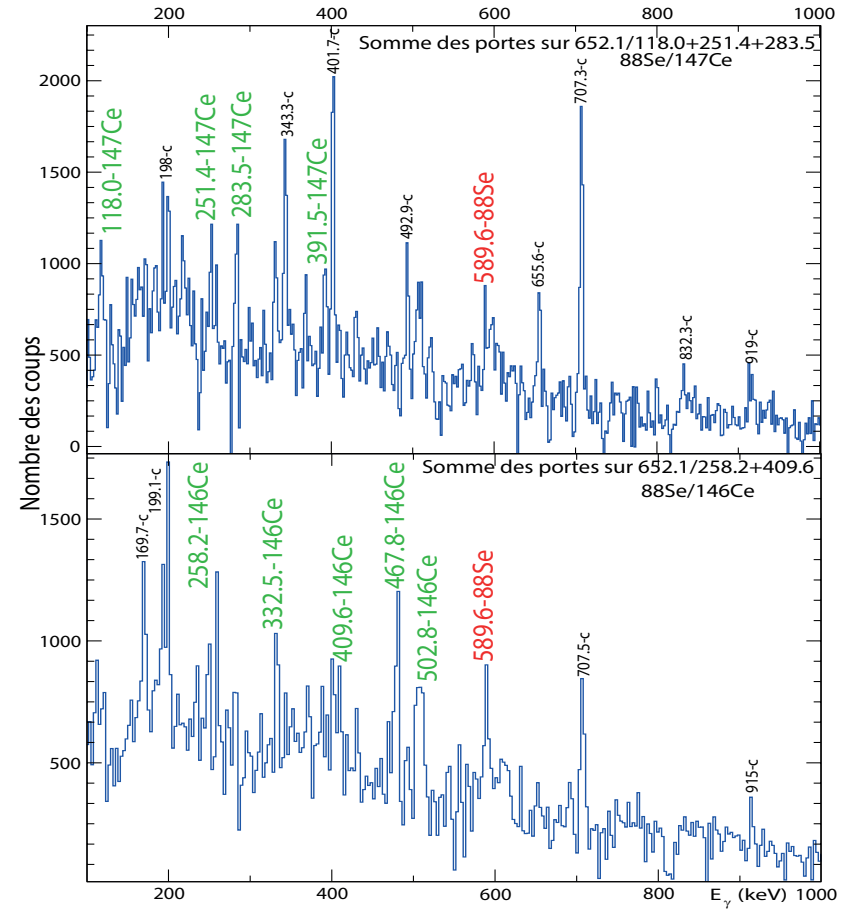


Figure 3.39 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 625.5 keV du ^{88}Se et les trois transitions en cascade du ^{147}Ce : 118.0, 251.4, 283.5 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 625.5 keV du ^{88}Se et les deux transitions dans la cascade du ^{146}Ce : 258.2, 409.6, 502.3 keV.

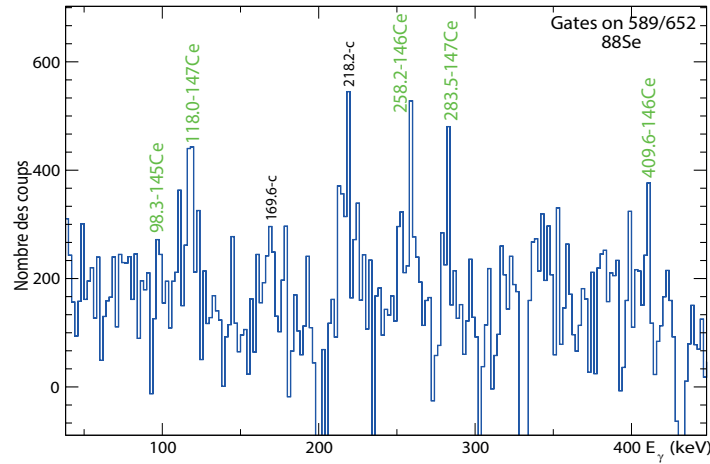


Figure 3.40 — Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 652.1 keV et 589.6 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire de cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ des contaminants.

Malheureusement le ^{88}Se est produit faiblement (0.268%) [58] par la fission d'uranium, alors on doit sommer plusieurs spectres pour l'identification des transitions de faible intensité dans le noyau étudié. La sommation se fait sur les trois spectres issues des doubles coïncidences avec la raie 589.6 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se et une des trois raies 118.0, 251.4, 283.5 keV appartenant à son noyau complémentaire ^{147}Ce , figure 3.38a. Puis, il faut effectuer la même somme de coïncidences entre la transition à 589.6 keV du ^{88}Se et des transitions à 258.2, 409.6, 502.3 keV de son partenaire de fission ^{146}Ce , figure 3.38b. Sur ces deux spectres, on identifie bien la raie 961.1 keV du noyau d'intérêt et des raies plus intenses appartenant aux noyaux complémentaires. Cela signifie que nous avons bien sélectionné un couple de noyaux $^{88}\text{Se}/(^{147}\text{Ce}$ ou $^{146}\text{Ce})$ produit instantanément par la fission. Sur ces deux spectres on remarque l'apparition d'une nouvelle raie à 652.1 keV. Cette transition à 652.1 keV a été attribuée au schéma de décroissances du noyau ^{146}Ce dans l'article [60], mais nous ne pouvons confirmer l'appartenance de cette transition au ^{146}Ce . Pour vérifier l'appartenance de la transition de 652.1 keV au noyau ^{146}Ce ou non, nous avons imposé comme condition la coïncidence entre les fortes transitions du ^{146}Ce à 258.2, 409.6, 502.3 keV et la transition vers l'état fondamental du noyau ^{86}Se à 704.4 keV, figure 3.38c. Sur ce dernier spectre, on remarque l'absence de la raie à 652.1 keV, ce qui prouve que la réaction de fission ne peuple pas l'état excité du ^{146}Ce correspondant à cette raie. Ainsi, la raie d'énergie 652.1 keV appartient au noyau étudié ^{88}Se , comme le montrent les spectres de la figure 3.39. Cette nouvelle transition est en coïncidence avec la transition vers l'état fondamental du ^{88}Se à 589.6 keV et les transitions des noyaux complémentaires $^{146,147}\text{Ce}$, comme le montrent les figures 3.40 et 3.39. De ce fait, elle a

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

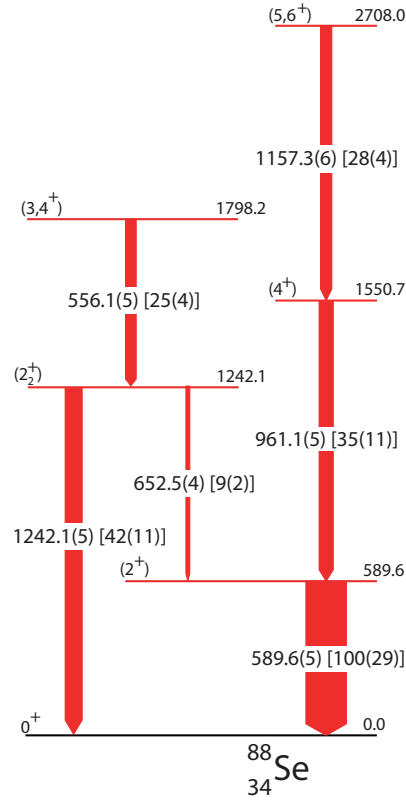


Figure 3.41 — Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{88}Se obtenu dans notre travail. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude.

été placée parallèlement à la transition d'énergie 961.1 keV dans le schéma de décroissance du noyau d'intérêt, figure 3.41.

Le spectre en coïncidence du noyau complémentaire de ^{146}Ce sur la figure 3.2c montre la raie inconnue à 1242.1 keV. Cette raie n'est pas en coïncidence avec la cascade 589.6-961.1 keV du noyau de ^{88}Se . Dans ce cas, deux possibilités sont envisageables : soit c'est une nouvelle transition qui est parallèle à la cascade appartenant au noyau étudié, soit c'est un contaminant possédant des transitions aux mêmes énergies que celles imposées, il est donc aussi en coïncidence avec ces dernières. Afin de confirmer ou infirmer une de ces deux hypothèses, nous avons posé la condition sur les transitions d'énergies 1242.1 keV (la raie inconnue) 258.2 keV du noyau complémentaire de ^{146}Ce , figure 3.42a. Sur ce dernier spectre, on remarque la présence des raies plus intenses du noyau complémentaire, ce qui prouve que la nouvelle transition à 1242.1 keV appartient au ^{88}Se . De plus, sur ce spectre qui montre la présence des raies du ^{146}Ce , une nouvelle raie de 556.1 keV est apparue. Nous avons imposé la condition sur cette nouvelle transition à 556.1 keV pour vérifier son appartenance au noyau étudié ou non. La figure 3.42b représente le résultat de mise en place de la coïncidence : 1242.1 et 556.1 keV. Les raies des deux noyaux de $^{146,147}\text{Ce}$,

qui sont complémentaires du noyau étudié, sont identifiées sur ce spectre. Ainsi, les deux transitions à 1242.1 et 556.1 keV qui ont été présentées auparavant, appartiennent au noyau ^{88}Se . Nous avons placé cette nouvelle cascade 1242.1 et 556.1 keV parallèlement à la cascade 589.6 et 961.1 keV dans le schéma de décroissance du noyau étudié, voir schéma de niveaux présentés dans la figure 3.41. La transition à 652.5 keV qui correspond à la différence d'énergie entre les deux niveaux excités à 1241.1 et 589.6 keV, lie les deux bandes de désexcitation.

En conclusion, nous avons investigué le noyau inconnu ^{88}Se pour lequel aucun schéma

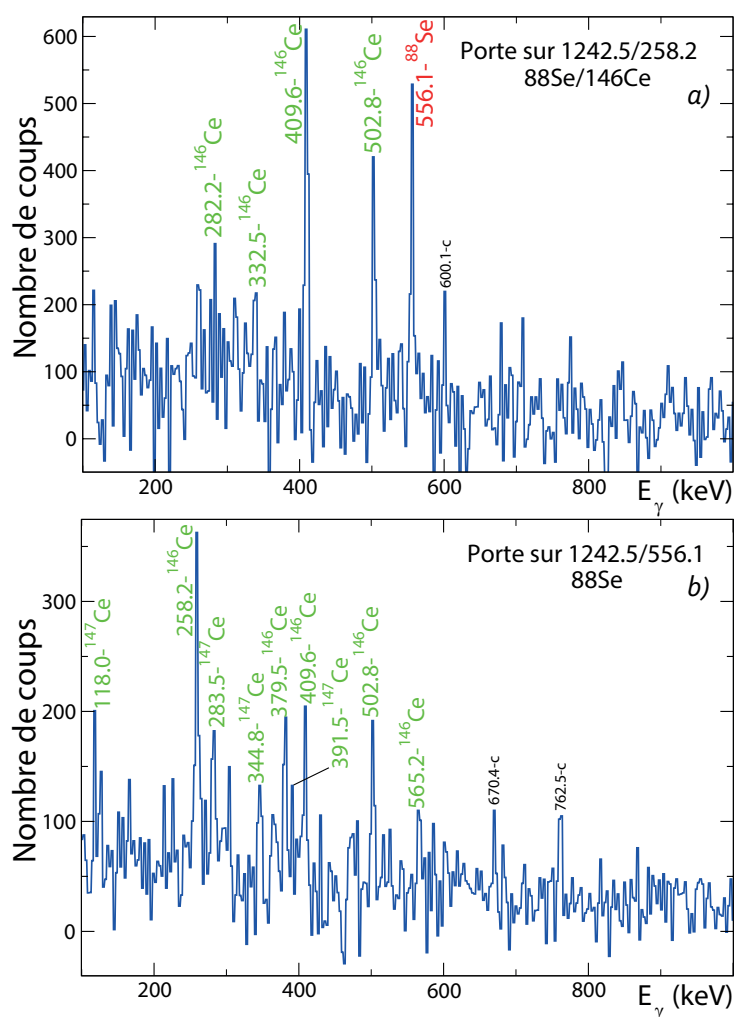


Figure 3.42 – a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 1242.1 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se et la raie 258.2 keV du ^{146}Ce . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 1242.1 et 556.1 keV dans le noyau ^{88}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire de cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ des contaminants.

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

Étude présent			$^1\text{H}(^{89}\text{Se}, \text{pn}\gamma)$		
E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)	E_γ	I_γ	E_γ (niveaux)
556,1(5)	25(4)	1798,2			
589,6(5)	100(29)	589,6	580(8)	100	580
652,5(4)	9(2)	1242,1	646(15)	49	1232
961,1(5)	35(11)	1550,7	971(10)		1551
1157,3(6)	28(4)	2708,0			
1242,1(5)	42(11)	1242,1	1232(13)	51	1232

Table 3.5 – Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{88}Se dans le cadre de notre étude et d'étude menée simultanément à RIKEN (Japon) [61]. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses en concernant le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.

de niveaux n'était établi jusqu'à présent. Suite à cette étude, nous avons mis en lumière le schéma de décroissances du noyau ^{88}Se . Ce schéma de niveaux est présenté sur la figure 3.41. La détermination des intensités relatives sera exposée dans le paragraphe 3.1.4 et permettra de confirmer les positions des raies obtenues dans les schémas de niveaux. Indépendamment de notre étude, et en même temps, l'autre investigation de structure nucléaire du ^{88}Se a été réalisée par l'équipe à RIKEN(Japon) [61]. Le tableau 3.5 résume le travail présenté dans ce paragraphe et dans l'article [61]. Ce tableau représente la comparaison des énergies des transitions et ses intensités dans le noyau ^{88}Se avec les résultats obtenus simultanément et indépendamment de notre étude.

3.1.4 Intensités relatives

Dans ce chapitre nous présentons les résultats des intensité relatives pour les noyaux étudiés $^{84,85,86,87,88}\text{Se}$. Toutes les valeurs d'intensité ont été corrigées par l'efficacité de détection.

Concernant la détermination des intensités relatives du noyau ^{84}Se , présentées dans les tableaux 3.6, nous avons imposé diverses conditions sur les transitions. Pour les plus fortes transitions d'énergies 1455.3, 667.1 keV du noyau ^{84}Se (schéma de désexcitation présenté dans la figure 3.13b), nous avons calculé l'intégrale des pics correspondants dans le spectre ayant pour condition les deux premières transitions du noyau complémentaire attendu ^{150}Ce (209.1 et 300.7 keV). Ensuite nous avons calculé le rapport d'intensités entre ces deux transitions $\frac{I(1455 \text{ keV})}{I(666 \text{ keV})} = 1.15(3)$. Nous avons choisit la transition à 1455.3 keV comme référence pour le calcul de l'intensité relative des autres transitions. De ce fait, l'intensité relative de la transition à 1455.3 keV est de 100(3)% et l'intensité

Chapitre 3. Techniques d'analyse et les résultats expérimentaux

Table 3.6 – Tableaux des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{84}Se . L'aire des raies γ indiquées a été mesurée dans les spectres obtenus par double coïncidence entre les transitions 1455.3 et 209.1 keV (tableau de gauche) et 1455.3 et 667.1 keV (tableau de droite).

1455-/209-keV ($^{84}\text{Se}/^{150}\text{Ce}$)					
γ -raies (keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(1455\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(1415\text{-keV})}$
1455,3	-	-	100	3	
667,1	78117	1153	87	4	erreur
1415,8	8170	823	9	1	1,0 0,2
164,6	7910	414	8	1	0,9 0,1
197,8	3309	257	4	0,3	0,4 0,1
1580,5	6388	715	7	1	0,8 0,1

1455-/667-keV ^{84}Se					
γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(1455\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(1415\text{-keV})}$
1415,8	43829	1730	9	1	1,0 0,1
164,6	40463	1034	8	1	0,9 0,1
577,9	29011	1222	6	1	0,7 0,1
703,8	12743	1230	3	0,5	0,3 0,1
1249,0	36628	1464	8	2	0,8 0,1
1580,5	31576	1328	7	1	0,7 0,1

^{150}Ce (209-/300-keV)	$\frac{I(1455\text{-keV})}{I(666\text{-keV})}$	1,15(3)
-------------------------------------	--	---------

relative de la transition de 667.1 keV est 87(4)%. Concernant les transitions d'énergies 164.7, 197.8, 1415.8 et 1580.5 keV, nous avons imposé comme condition la combinaison de la transition vers l'état fondamental du noyau complémentaire ^{150}Ce à 209.1 keV et la transition à 1455.3 keV appartenant au noyau ^{84}Se . Pour le reste des transitions du noyau ^{84}Se , nous avons imposé une condition sur les deux premières transitions du noyau ^{84}Se , à savoir 1455.3 et 667.1 keV. L'intensité relative de ces transitions est présentée dans le tableau 3.6.

Nous pouvons remarquer que les intensités relatives des raies observées dans les deux différents spectres conditionnés (l'un est conditionné sur les transitions de 1455.3, 209.1 keV et l'autre conditionné sur les transitions de 1455.3, 667.1 keV) sont en accord dans les barres d'incertitude. Ce résultat montre que le calcul d'intensité relative a été fait correctement.

Nous présentons maintenant les résultats des intensités relatives pour les transitions

Table 3.7 – Le tableau de gauche montre le rapport d'intensité entre les deux premières transitions 1436.6 et 539.2 keV dans le noyau ^{85}Se dans le spectre obtenu par double coïncidence entre les transitions 241.4 et 142.6 keV du ^{149}Ce . Le tableau de droite présente les intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{85}Se .

1437-/158-keV ($^{85}\text{Se}/^{148}\text{Ce}$)					
γ -raies (keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(1437\text{keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(883\text{-keV})}$
1436,6			100	14	
539,2	14687	934	71	12	erreur
882,6	7369	553	36	5	1,0 0,2
397,5	3993	464	19	4	0,5 0,1

^{149}Ce (241-/142-keV)	$\frac{I(1437\text{-keV})}{I(539\text{-keV})}$	1,41(14)
-------------------------------------	--	----------

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

du noyau ^{85}Se . A cause de la fragmentation du schéma de décroissance du ^{85}Se nous avons pu observer seulement cinq transitions-instantanées(γ -prompt). Elles sont présentées dans le tableau de droite 3.7.

Tout d'abord nous devons utiliser le spectre correspondant au résultat de la condition sur le noyau complémentaire ^{149}Ce (condition sur les deux premières transitions, dont celle qui alimente l'état fondamental : 142.6 et 241.4 keV) afin de calculer les intégrales des pics a 1436.6 et 539.2 keV correspondants au noyau ^{85}Se . Ces intégrales nous permettent de calculer le rapport d'intensité de ces deux transitions présenté dans le tableau de gauche 3.7.

Ensuite, nous avons analysé le spectre obtenu par double coïncidence entre la transition à 1436.6 keV du ^{85}Se et la transition à 158.8 keV du noyau complémentaire ^{148}Ce . Les résultats de mesure d'intensité relative des raies γ observées dans ce spectre sont présentés dans le tableau 3.7.

Les intensités relatives du noyau ^{86}Se sont présentées dans les tableaux 3.8 et 3.9. Nous avons choisi la transitions à 704.4 keV comme référence. Tout d'abord, nous avons utilisé le spectre correspondant au résultat de la condition sur le noyau complémentaire ^{148}Ce (condition sur les deux premières transitions, dont celle qui alimente l'état fondamental : 158.8 et 295.4 keV) afin de calculer l'aire des pics correspondants aux deux plus fortes transitions du ^{86}Se : 704.4 et 863.5 keV. Ensuite, nous avons calculé le rapport d'intensité entre ces deux transitions. La valeur de ce rapport d'intensité est présenté dans le tableau à gauche 3.8.

Table 3.8 – Le tableau de gauche montre le rapport d'intensité entre les deux premières transitions 704.4 et 863.5 keV dans le noyau ^{86}Se dans le spectre obtenu par double coïncidence entre les transitions 2158.8 et 295.4 keV du ^{148}Ce . Le tableau de droite présente les intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se .

148Ce (158-/295-keV)	$\frac{I(704-keV)}{I(863-keV)}$	1,764(58)	704-/295-keV 86Se/148Ce								
			γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma-keV)}{I(704-keV)}$	ΔR	$\frac{R(\gamma-keV)}{R(505-keV)}$			
			706,2	-	-	1	0,3	0,1	0,1		
			695,1	27294	1235	16	1	1,5	0,2		
704/695 86Se											
			673,5	9781	700	3	2	0,3	0,1		

Afin d'extraire les rapports d'intensité pour toutes les raies du ^{86}Se nous avons réalisé trois spectres. Le premier spectre est le résultat de la condition sur la transition vers l'état fondamental du ^{148}Ce à 158.8 keV et la transition vers l'état fondamental du noyau ^{86}Se à 704.4 keV. Le deuxième spectre est le spectre conditionné par la double coïncidence avec les transitions vers le premier état excité 2^+ dans le ^{86}Se et son noyau complémentaire ^{148}Ce (863.5 et 295.4 keV). Nous avons remarqué que les pics du noyau ^{86}Se sortent clairement

Chapitre 3. Techniques d'analyse et les résultats expérimentaux

dans le spectre conditionné sur le noyau complémentaire ^{146}Ce . C'est pourquoi, pour le troisième spectre, nous avons décidé d'imposer une condition sur les deux transitions vers l'état fondamental dans les noyaux ^{86}Se et ^{146}Ce (704.4 et 258.2 keV). Les résultats de mesure des intensités des raies γ observées dans les trois spectres obtenus sont présentés dans les tableaux 3.9. Nous pouvons remarquer que, pour les transitions observées dans les trois différents spectres, l'intensité relative calculée est la même.

Table 3.9 – *Tableau des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se . L'aire des raies γ indiquées a été mesurée dans les spectres obtenus par double coïncidence entre les transitions 704.4 et 258.2 keV (tableau en haut à gauche), 704.4 et 863.5 keV (tableau en haut à droite), 863.5 et 295.4 keV (tableau en bas à gauche), 704.4 et 158.8 keV (tableau en bas à droite).*

704-/258-keV $^{86}\text{Se}/^{146}\text{Ce}$						
γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(704\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(505\text{-keV})}$	
863,5	41803	1055	57	4		erreur
505,1	9882	662	13	2	1,0	0,2
989,5	1678	124	2	0,3	0,2	0,1
1494,8	2300	162	3	0,4	0,2	0,1
1027,6	2125	141	3	0,3	0,2	0,1
561,5	3206	580	4	1	0,3	0,1

863-/704-keV ^{86}Se						
γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(704\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(505\text{-keV})}$	
						erreur
505,1	71226	2707	12	4	1,0	0,05
989,5	16510	1617	3	1	0,2	0,02
1494,8	11640	1054	2	1	0,2	0,02
1027,6	9276	1154	2	0,4	0,1	0,02
561,5	16557	1613	3	1	0,2	0,02

863-/295-keV $^{86}\text{Se}/^{148}\text{Ce}$						
γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(704\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(505\text{-keV})}$	
704,4	109910	1663	100	4		erreur
505,1	21341	881	11	2	1,0	0,2
989,5	4602	754	2	1	0,2	0,1
1494,8	3593	619	2	1	0,2	0,1
1027,6	2805	781	1	1	0,1	0,1
561,5	-	-	-	-	-	-

704-/158-keV $^{86}\text{Se}/^{148}\text{Ce}$						
γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(704\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(505\text{-keV})}$	
863,5	81765	1122	57	4		erreur
505,1	14995	882	10	1	1,0	0,2
989,5	5125	788	4	1	0,3	0,1
1494,8	-	-	-	-	-	-
1027,6	3173	566	2	1	0,2	0,1
561,5	5290	818	4	1	0,4	0,1

Enfin, les intensités relatives des transitions d'énergies 863.6, 505.1, 989.5, 1494.8, 1027.6 et 561.5 keV ont été déterminées grâce à la mise en place de la condition sur les deux premières transitions du noyau ^{86}Se , aux énergies de 704.4 et 863.5 keV. Les résultats de mesure des intensités des raies γ observées dans ce spectre obtenu sont présentés dans le tableau en haut à droite 3.9.

A noter que c'est grâce aux résultats exposés dans les tableaux 3.8 et 3.9 et aux différentes combinaisons de coïncidences entre les transitions présentées au dessus, que les nouvelles transitions de 1027.6, 706.2, 561.5, 673.5 et 696.1 keV ont pu être ordonnées dans le schéma de niveaux présenté sur la figure 3.18b.

Les intensités relatives des transitions du noyau ^{87}Se sont présentées dans les tableaux 3.10. Pour les plus fortes transitions d'énergies 886.2, 92.2 keV du noyau ^{87}Se (voir schéma de désexcitation présenté dans la figure 3.30b), nous avons calculé l'intégrale

3.1. Cas du couple de fragment de fission Se/Ce

Table 3.10 – Tableau des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{87}Se . L'intégrale des raies γ indiquées a été calculé dans le spectre obtenus par double coïncidence entre les transitions à 886.2 et 258.2 keV (tableau en haut à gauche), 886.2 et 92.2 keV (tableau en haut à droite), 92.2 et 258.2 keV (tableau en bas à droite). Le tableau en bas à gauche montre le rapport d'intensité entre deux premières transitions à 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se .

886-/258-keV $^{87}\text{Se}/^{146}\text{Ce}$						
γ -raies (keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(92\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(886\text{-keV})}$	
92,2	27488	545	100	5		
886,2			36	2	2,5	0,4
494,1	2864	720	10	3	0,7	0,2
985,6	3923	511	14	2	1,0	0,2

886-/92-keV ^{87}Se						
γ -raies (keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(92\text{-keV})}$	ΔR	$\frac{R(\gamma\text{-keV})}{R(886\text{-keV})}$	
985,6	5651	603	14	3	1,0	0,2
1162,2	3760	485	9	2	0,8	0,1
1420,2	3490	538	9	2	0,6	0,1
494,1	4401	510	11	2	0,8	0,1

92-/258-keV $^{87}\text{Se}/^{146}\text{Ce}$			
γ -raies (keV)	Intensité	ΔI	$R = \frac{I(\gamma\text{-keV})}{I(92\text{-keV})}$
886,2	30648	582	36
745,2	12914	447	15
634,7	1484	361	6

^{146}Ce (258-/409-keV)	$\frac{I(886\text{-keV})}{I(92\text{-keV})}$	0,36(5)
----------------------------------	--	---------

des pics correspondants dans le spectre ayant pour condition les deux premières transitions du noyau complémentaire ^{146}Ce (258.2 et 409.6 keV). Le rapport des intensités entre ces deux transitions est présenté dans le tableau en bas à gauche 3.10. En connaissant le rapport des intensités entre les transitions à 886.2 et 92.2 keV nous avons pu déduire les intensités relatives des nouvelles transitions à 494.1, 985.6, 634.7 keV qui sont observées dans les deux spectres conditionnés par la transition vers l'état fondamental du noyau complémentaire ^{146}Ce à 258.8 keV, avec les transitions du noyau ^{87}Se à 886.2 et 92.2 keV. Les résultats sont présentés dans le tableaux en haut à gauche et en bas à droite 3.10.

Ensuite, l'intensité relative des transitions d'énergies 985.6, 1420.2, 494.1 et 1162.2 keV a été déterminée grâce à la mise en place de la condition sur les deux premières transitions du noyau ^{87}Se , aux énergies de 92.2 et 886.2 keV.

Finalement, les intensités relatives des transitions du noyau ^{88}Se sont présentées dans les tableaux 3.11. Afin d'obtenir le rapport des intensités entre les raies à 589.6 et 961.1 keV nous avons mesuré l'intégrale des pics dans le spectre conditionné sur les deux transitions à 258.2 et 502.8 keV du noyau complémentaire ^{146}Ce (tableau de gauche 3.11). Ensuite, par double coïncidences avec la transition de 961.1 keV dans le noyau ^{88}Se et la transition de 409.6 keV dans son noyau complémentaire ^{146}Ce , nous avons pu extraire les intensités relatives des transitions à 1157.3 et 961.1 keV par rapport à la transition à 589.6 keV. Les résultats sont présentés dans le tableau de droite 3.11.

Table 3.11 – *Tableau de droite : intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{88}Se . Tableau de gauche : rapport d'intensité entre les deux premières transitions à 589.6 et 961.1 keV du noyau ^{88}Se .*

^{146}Ce (258-503-keV)			$\frac{I(589-keV)}{I(961-keV)}$	2,88(29)
------------------------------------	--	--	---------------------------------	----------

410-961-keV ($^{146}\text{Ce}/^{88}\text{Se}$)						
γ -raies(keV)	Intensité	ΔI	$R=\frac{I(\gamma-keV)}{I(589keV)}$	ΔR	$\frac{R(\gamma-keV)}{R(961-keV)}$	
589,6	17625	799	100	29		
961,1	-	-	35	11		
1157,3	4963	538	28	3		

Études théoriques Part II

原子核構造の理論的研究

4 L'approche macroscopique

Dans le domaine de la physique nucléaire il existe plusieurs modèles théoriques qui décrivent et interprètent les propriétés nucléaires des noyaux dans les différentes régions de la carte des nucléides. Ces modèles sont de deux types :

- Les modèles *microscopiques* ou *d'excitation des particules individuelles* qui prennent en compte le mouvement de chaque nucléon dans un noyau, par exemple le Modèle en Couche (SM), les modèles de Hartree-Fock (HF) et Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) ;
- ☑ Les modèles *macroscopiques* ou *collectifs* décrivent le mouvement d'ensemble des nucléons, par exemple le Modèle de Bohr (BM) qui est plus connu et sa version algébrique le Modèle collectif algébrique (ACM) ;

Mais, dans la plupart des situations, les propriétés nucléaires peuvent être interprétées en termes de corrélations entre les mouvements collectifs et l'excitation des particules individuelles. Un de ces modèles qui prend en compte des degrés de liberté individuels et collectifs est le Modèle quasiparticule-phonon (QPM) qui sera développé dans la section 4.3.4.

Nous nous intéressons aux effets de la collectivité dans la chaîne isotopique du sélénium et leurs évolution en fonction de nombre du neutrons. Pour cela, nous allons utiliser les modèles tels que ACM et QPM. Dans ce chapitre, nous présenterons la description mathématique de ces modèles. Ensuite, nous allons interpréter et analyser la structure nucléaire du noyau ^{88}Se en utilisant les modèles ACM, QPM et SM.

Sommaire

4.1	Mouvement collectif dans les noyaux	90
4.1.1	Mode vibrationnel	90
4.1.2	Mode rotationnel	92
4.2	Modèle collectif algébrique (ACM)	94
4.2.1	Introduction au modèle ACM	95
4.2.2	Sous-modèle de l'oscillateur harmonique sphérique	99
4.2.3	Sous-modèle Wilets-Jean	101
4.2.4	Sous-modèle du rotateur rigide	103
4.3	Modèle quasiparticule plus phonon	104
4.3.1	Modèle en couches déformé (modèle de Nilsson)	105
4.3.2	L'approximation BCS	109
4.3.3	L'approximation RPA (Random Phase Approximation)	109
4.3.4	Une base théorique du modèle QPM	111

4.1 Mouvement collectif dans les noyaux

Les observations expérimentales des énergies de niveaux excités, leurs spins et le rapport d'intensité, nous offrent la base pour l'investigation théorique de la structure nucléaire. Un grand nombre de propriétés observées de noyaux impliquent l'existence du mouvement d'ensemble des nucléons, ces phénomènes s'appellent le mouvement *collectif*. Dans ce cas, il est plus approprié de les décrire en utilisant les coordonnées macroscopiques telles que la masse, le volume et les paramètres de déformation (β , γ).

Les excitations des noyaux permettent d'étudier des effets collectifs dans le milieu nucléaire. Différents types d'excitation sont permises au noyau. Dans ce chapitre, des excitations collectives des nucléons nous intéressent particulièrement parce qu'elles permettent d'étudier les noyaux comme l'objet en entier. Les excitations collectives sont représentées par deux types de mouvement :

- des vibrations de noyaux (états à N phonons, déformation dynamique axiale ou triaxiale, résonances géantes)
- des rotations collectives autour de l'axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau (bande de rotation).

Ces deux types d'excitations collectives conduisent en général à des schémas de niveaux "réguliers" et l'évolution dynamique de la forme du noyau. Ainsi, la présence d'un certain type d'excitation nous aide déduire la forme du noyau.

Dans cette section, nous présenterons deux types de mouvement collectif : rotation et vibration, ainsi que les formes du noyau engendrées par ces mouvements collectifs. Le modèle central qui décrit le comportement collectif des nucléons dans des noyaux est le modèle de Bohr-Mottelson [13]. Ce modèle fut introduit comme le modèle hydrodynamique collectif prenant en compte le couplage du mouvement des nucléons individuels avec les oscillations de la surface nucléaire. Dans les sous-sections suivantes, nous présenterons les conséquences phénoménologiques liées à ce modèle.

4.1.1 Mode vibrationnel

Dans de nombreux cas, un noyau peut être considéré comme une goutte liquide. Nombre de propriétés peuvent être interprétées comme le résultat de la relation entre la tension de surface et l'énergie interne d'une goutte. Une telle approximation nous permet d'examiner les différents types d'excitations nucléaires issus du mouvement vibratoire. Afin de décrire les différentes vibrations de surface nucléaire accessibles aux noyaux, on

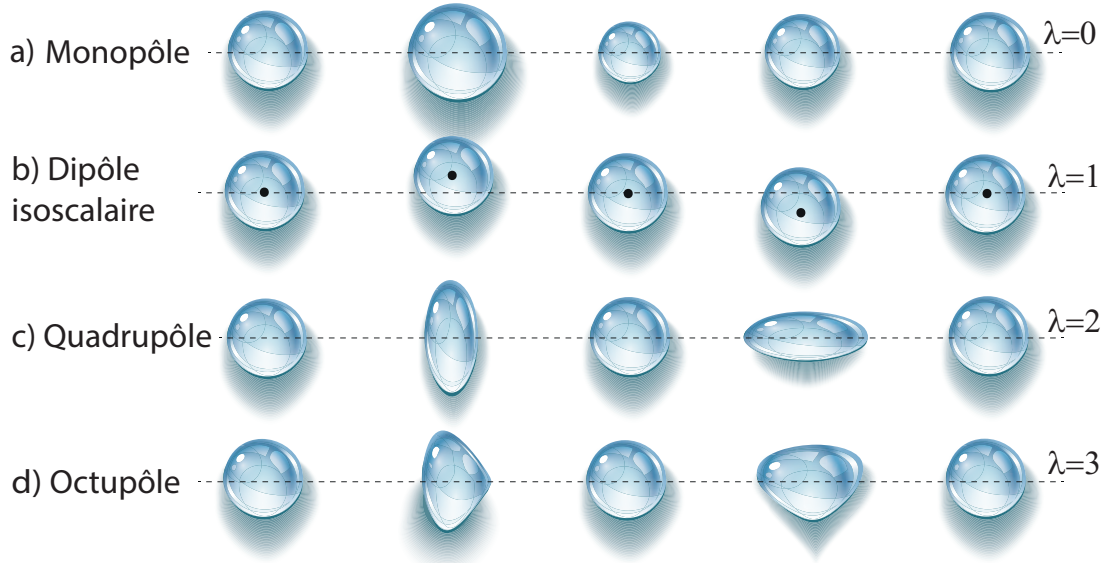


Figure 4.1 – Évolution en temps de modes vibratoires. a) L'oscillation monopolaire avec des variations de taille sans changement de forme. b) L'excitation dipôle isoscalaire correspond au mouvement du noyau autour de son centre de masse. c) Dans les vibrations quadrupolaire, un noyau change sa forme de prolate à oblate et inversement. d) L'oscillation octupolaire.

peut paramétrer leur surface par des fonctions harmoniques sphériques :

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \geq 0} \sum_{\mu = -\lambda}^{\lambda} \alpha(t)_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (4.1)$$

où $R(\theta, \phi, t)$ est la distance entre le centre du noyau et sa surface dépendant de l'angle (θ, ϕ) à l'instant t . Le rayon d'équilibre R_0 correspond au rayon de la sphère ayant le même volume que le noyau déformé. Les amplitudes dépendantes du temps $\alpha(t)_{\lambda\mu}^*$ sont les paramètres de la forme du noyau et servent ainsi de coordonnées collectives. Ils décrivent les vibrations de surface nucléaire. $Y_{\lambda\mu}$ sont les harmoniques sphériques.

Le mode avec l'ordre $\lambda = 0$ est dit vibration respiratoire. Il correspond au cas où un noyau acquiert une énergie d'excitation, et se met en oscillations autour de son état d'équilibre en conservant sa forme, comme il est illustré sur la figure 4.1a. Ce type de vibration correspond à l'oscillation de densité de matière nucléaire. Comme la matière nucléaire est très faiblement compressible, les vibrations respiratoires dans les noyaux exigent beaucoup d'énergie. Cependant, dans la plupart des cas, l'énergie d'excitation des noyaux est trop faible pour compresser la matière nucléaire mais elle est suffisante pour la déformer et faire vibrer la forme du noyau. Les différents types de vibration de la forme des noyaux sont cités en dessous.

Le mode d'ordre $\lambda = 1$ correspond au déplacement du centre de masse, comme il

est montré sur la figure 4.1b. Un tel mode d'excitation ne doit pas être pris en compte dans les excitations nucléaires. Mais, si les protons et les neutrons se déplacent autour du centre de masse en sens opposé, alors nous avons un mode de type E1. Ce mode vibratoire s'appelle "La résonance geante" et il n'arrive que dans le cas d'excitation à haute énergie (8 – 20 MeV).

Le mode $\lambda = 2$ décrit l'oscillation quadrupolaire qui est présenté sur la figure 4.1c et ce mode d'oscillation correspond aux excitations collectives les plus importantes de basse énergie du noyau. Ainsi, la vibration quadrupolaire forme un multiplet d'états excités dont la dégénérescence est donnée par le nombre de phonons vibratoires apportés. Du coup, l'excitation $\lambda = 2$ est perçue comme l'excitation d'un phonon qui porte deux unités de moment angulaire (unité $\hbar$). L'excitation de deux phonons aboutit à trois états excités de moment angulaire 0^+ , 2^+ et 4^+ (un triplet), tandis que l'excitation de trois phonons peut créer les états de spin 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ et 6^+ . La levée de dégénérescence de ces états s'interprète alors en termes d'interaction entre des phonons. Ainsi, la vibration quadrupolaire conduit en général aux schémas de niveaux avec un rapport d'énergie entre les deux premiers niveaux excités 4_1^+ et 2_1^+ $E(4_1^+)/E(2_1^+) = 2$ pour la vibration harmonique mais habituellement ce rapport varie entre 2 et 2.5 dans les situations réalistes.

Le mode avec $\lambda = 3$ correspond au cas d'oscillation octupolaire, figure 4.1d. Dans le cas des isotopes pairs-pairs, la déformation octupolaire est le principal mode d'asymétrie et elle est souvent associées à la bande de parité négative.

Il faut noter que la forme d'équilibre d'un noyau peut varier rapidement avec son énergie d'excitation ou en ajoutant ou retirant un nucléon ou en augmentant le spin du noyau. Par exemple, un noyau peut être sphérique dans son état fondamental alors que l'excitation de particules peut conduire à une forme allongée ou aplatie. Les noyaux peuvent aussi présenter différentes déformations à des énergies d'excitations très similaires, ce phénomène s'appelle *la coexistence de forme*.

4.1.2 Mode rotationnel

La rotation se traduit par la présence de moment angulaire suivant un axe donné. Dans le cas de la rotation collective, le noyau tourne globalement autour de cet axe de rotation. Il doit pour cela être déformé, car la mécanique quantique interdit une rotation autour d'un axe de symétrie. Dans la plupart des cas, les noyaux ont la déformation quadrupolaire ($\lambda = 2$) décrite par la formule 4.1. Ainsi, il y a cinq paramètres de forme $\alpha_{2\mu}^*$, $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$. Les paramètres de forme peuvent être exprimés par la transformation du système des coordonnées :

$$\alpha_{\lambda\mu}^* = \sum_{\nu=-2}^2 \sum_{\mu} a_{\nu\mu'} \mathcal{D}_{\mu,\mu'}^{(\nu)}(\omega_\alpha, \omega_\beta, \omega_\gamma) \quad (4.2)$$

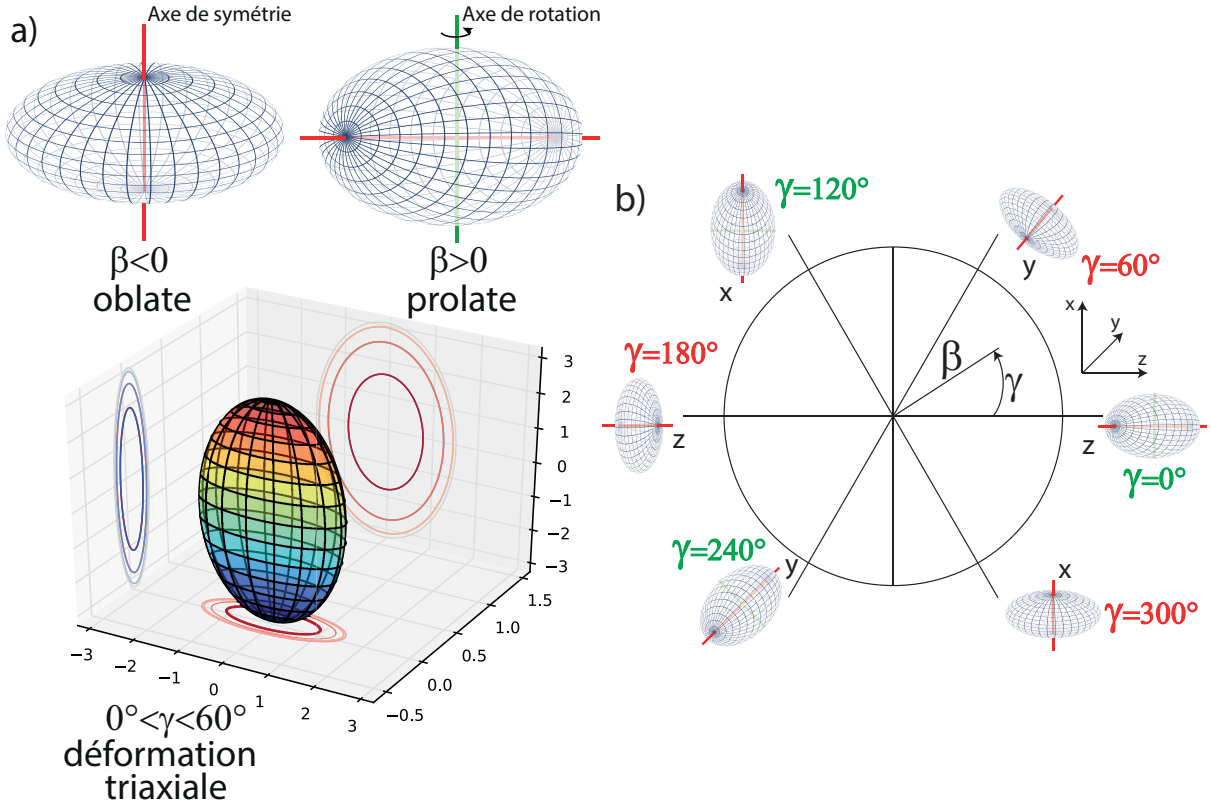


Figure 4.2 – a) Forme quadrupolaire d'un noyau pour le cas de symétrie axiale ($\gamma = 0$) en haut de la figure, et exemple de déformation triaxiale ($0^\circ < \gamma < 60^\circ$) présenté en bas de cette figure. b) Évolution de la forme nucléaire dans le plan (β, γ) . Quand γ n'est pas un multiple de 60° le noyau prend une forme triaxiale (la déformation non-axiale).

où $\mathcal{D}_{\mu,\mu'}^{(\nu)}(\omega_\alpha, \omega_\beta, \omega_\gamma)$ est la matrice de rotation de Wigner. Les paramètres de forme $\alpha_{\lambda\mu}^*$ sont indépendants du temps dans le système de coordonnées du corps fixe.

Selon la forme du noyau, on peut réduire les paramètres de déformation nucléaire dans l'équation (4.2). Par exemple, pour le cas d'un noyau de symétrie axiale où la rotation collective est perpendiculaire à l'axe de symétrie intrinsèque, $\mu = 0$ et $\alpha_{\lambda 0}$ sont désignés par β_λ . Ainsi, la déformation quadrupolaire positive ($\beta_2 > 0$) signifie que le rayon polaire est plus grand que le rayon équatorial (la forme prolate) et la déformation quadrupolaire correspond à la forme oblate ($\beta_2 < 0$) où le rayon équatorial est plus grand que le rayon polaire. Il est d'usage d'exprimer des déformations quadrupolaires dans un référentiel de corps fixe avec des axes 1,2,3. Si les axes du système de coordonnées choisi sont orientés le long des axes principaux d'inertie du système à corps fixe, alors $a_{2,-1} = a_{2,1} = 0$, $a_{2,-2} = a_{2,2}$. Par conséquent, les coefficients non-nuls $a_{2,2}$ et $a_{2,0}$ sont suffisants pour décrire la forme du noyau. Ces coefficients sont souvent exprimés en termes de paramètres

de Hill-Wheeler.

$$a_{20} = \beta \cos \gamma \qquad a_{2,-2} = a_{22} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma \quad (4.3)$$

où β représente l'amplitude de la déformation quadrapolaire. Le facteur $1/\sqrt{2}$ a été choisi de tel sorte que $\sum |\alpha_{\lambda\mu}| = \alpha_0 + 2\alpha_2^2 = \beta^2$. L'angle γ , dénommé paramètre de triaxialité, a été accepté comme étant la manière la plus pratique pour décrire la forme des noyaux.

En utilisant les expressions (4.2) et (4.3), la surface du noyau peut être décrite en fonction de β et γ comme :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{\frac{3}{2}} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\phi) \right] \quad (4.4)$$

Dans cette formule, nous voyons que le paramètre β permet de mesurer l'étendue de la déformation et le paramètre γ montre l'éloignement de la symétrie axiale. La valeur négative de β indique que le noyau a la forme oblate et la valeur positive décrit la forme prolata, comme c'est illustré sur la figure 4.2a.

Nous pouvons apercevoir dans la formule (4.4) qu'il y a une certaine redondance des valeurs de β et γ . Par exemple, si nous avons les valeurs positives de β , la forme d'un noyau sera prolata pour $\gamma = 0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$, comme c'est illustré sur la figure 4.2b. Cependant, l'axe de symétrie est différent dans chaque cas : l'axe z pour $\gamma = 0^\circ$, l'axe y pour $\gamma = 120^\circ$ et l'axe x pour $\gamma = 240^\circ$. De la même manière, la forme oblate peut être obtenue pour les paramètres $\gamma = 60^\circ, 180^\circ, 300^\circ$. Ainsi, les valeurs de variable γ dans l'intervalle $[0^\circ, 60^\circ]$ sont suffisantes pour décrire toutes les formes du noyau.

Les variables de Hill-Wheeler (β, γ) simplifient la description des différentes déformations des noyaux. Dans le paragraphe suivant, nous montrons que ces variables permettent d'obtenir l'hamiltonien collectif qui décrit le mouvement vibratoire et rotatif invoqué par la déformation d'équilibre d'une forme du noyau. Un des modèles décrivant le mouvement collectif dans les noyaux est le modèle ACM (*Algebraic Collective Model*).

4.2 Modèle collectif algébrique (ACM)

Dans cette section, une description générale du Modèle Collectif Algébrique (ACM) va être tout d'abord données dans le paragraphe 4.2.1. Ce modèle est la version algébrique du modèle collectif de Bohr. L'avantage de ce modèle est que l'interprétation des données expérimentales n'exige pas beaucoup de ressources informatiques. Dans les sections 4.2.2, 4.2.3 et 4.2.4, nous montrons les cas particuliers du modèle de Bohr, qui sont appelés submodèles.

4.2.1 Introduction au modèle ACM

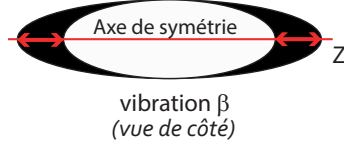


Figure 4.3 – Illustration schématique des vibrations de forme.

Les oscillations de forme quadrupolaire d'un noyau sont traditionnellement décrites comme les vibrations β et γ . La vibration β préserve la symétrie axiale et impose l'oscillation le long de l'axe de symétrie. Si cette vibration porte seulement un phonon d'excitation alors elle donnera lieu aux bandes

$K = 0^+$ où K est la projection du moment

angulaire sur l'axe de symétrie d'un noyau. La vibration γ brise la symétrie axiale et forme des bandes $K = 2^+$. La mode de vibrations β est illustrée sur la figure 4.3. La vibration γ peut être représentée comme un ballon de football américain qui est écrasé dans deux directions perpendiculaires. Ainsi, les excitations β et γ peuvent être décrites comme les fluctuations des paramètres Hill-Wheeler (β , γ) dans le cadre du modèle ACM.

Un intérêt important est dans la mesure à laquelle nous aurions pu construire des potentiels de modèle collectif pour l'ACM. Les variables γ et β jouent un rôle important dans la construction du potentiel nucléaire $V(\gamma, \beta)$. Ce dernier possède des minima à des valeurs arbitraires de β_0 et γ_0 et des paramètres de α et M arbitraires correspondants. Par exemple, un tel hamiltonien ACM à usage général est donné sous la forme :

$$\widehat{H}(M, \alpha, \kappa, \chi) = -\frac{\nabla^2}{2M} + \underbrace{\frac{1}{2}M[(1 - 2\alpha)\beta^2 + \alpha\beta^4]}_{V_\alpha(\beta)} - \chi\beta \cos 3\gamma + \kappa \cos^2 3\gamma \quad (4.5)$$

où

$$\nabla^2 = \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta^2} \widehat{\Lambda}^2 \quad (4.6)$$

∇^2 est l'opérateur Laplacien dans l'espace à 5 dimensions du modèle collectif [62] où $\widehat{\Lambda}$ est l'opérateur de Casimir.

L'hamiltonien ci-dessus est exprimé en termes de paramètres de déformation quadrupolaire β et γ . Il sert de point de départ utile pour une description d'une large gamme de spectres collectifs nucléaires. De plus, comme le montre la référence [63], ce type d'hamiltonien peut être exploité dans l'étude d'une transition de phase entre des déformations axiales et triaxiales ou dans l'étude de la transition de phase du second ordre du modèle d'un noyau (d'une phase sphérique à une phase déformée) avec α comme un paramètre de contrôle [64].

Pour $\alpha = 0$, le potentiel $V_\alpha(\beta)$ (le deuxième terme dans la formule (4.5)) est celui d'un oscillateur harmonique sphérique $\frac{1}{2}M\beta^2$. Le potentiel $V_\alpha(\beta)$ a son minimum au point $\beta_0 = 0$ si $\alpha < 0.5$. Pour $\alpha > 0.5$, ce potentiel possède un minimum à des valeurs différentes

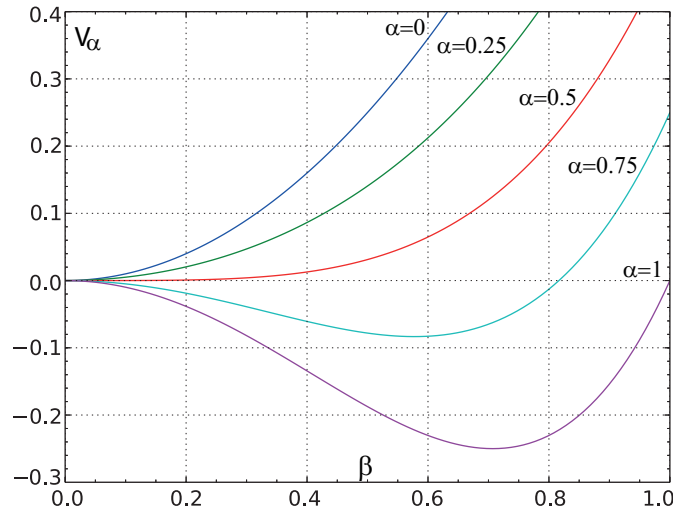


Figure 4.4 – Le potentiel harmonique $V_\alpha(\beta)$ en fonction de β pour les différentes valeurs α .

de zero, $\beta_0 = \sqrt{1 - 1/(2\alpha)}$, ce qui signifie qu'il se déforme. L'ensemble de potentiels $V_\alpha(\beta)$ est représenté, pour différentes valeurs de α , sur la figure 4.4. En terme quantitatif, la déformation d'équilibre β_0 atteint la valeur maximale 1.0 si $\alpha \rightarrow \infty$. Le paramètre $\alpha > 0.5$ sert a stabiliser le minimum du potentiel $V_\alpha(\beta)$ autour de la valeur moyenne β non nulle. Ainsi, l'hamiltonien (4.5) décrit les noyaux sphériques si le paramètre $\alpha < 0.5$ et les noyaux déformés si $\alpha > 0.5$. Dans le cas du modèle de noyau mou, le potentiel $V_\alpha(\beta)$ induit l'effet de tirage centrifuge. Cet effet diminue l'énergie d'états d'une bande fondamentale dans le noyau modélisé.

De plus, l'énergie cinétique diminue lorsque le paramètre de masse effective M de l'hamiltonien (4.5) augmente, ce qui provoque l'augmentation de l'énergie des vibrations β par rapport à sa déformation d'équilibre. Ainsi, la valeur du paramètre α contrôle la déformation β du modèle d'un noyau et le paramètre M contrôle sa rigidité. En ajustant les paramètres α et M , on peut construire un modèle avec n'importe quelle valeur d'équilibre de la déformation β et tout degré de rigidité. Dans la référence [65], il a été démontré que des valeurs de paramètre α dans l'intervalle $[0, 2.0]$ et de paramètre M dans l'intervalle $[10, 100]$ sont suffisantes pour décrire les déformations β et les rigidités des états collectifs nucléaires observés.

Pour décrire une déformation triaxiale du noyau, il est nécessaire d'ajouter une partie triaxiale dans l'hamiltonien du modèle. La présence du dernier terme proportionnel à $\cos^2 3\gamma$ peut faire apparaître un minimum triaxial dans la surface d'énergie potentielle (PES). Une compétition délicate entre les trois termes du potentiel déterminera si le minimum d'énergie potentielle reste à symétrie axiale (deuxième terme proportionnel à $\cos 3\gamma$ domine) ou sera conduit à un minimum triaxial par le dernier terme. Ainsi, le paramètre κ du dernière terme est lié au degré de déformation triaxiale.

Il convient de noter que la transition de forme prolate-oblate est obtenue trivialement en changeant le signe du paramètre χ , ce changement de signe ne produit aucun effet sur les spectres calculés. Ainsi, l'hamiltonien (4.5) est isospectral à l'égard de cette inversion de signe.

La figure 4.5 représente quelques exemples possibles du potentiel $V(\beta, \gamma)$ donné dans l'expression (4.5) pour différents paramètres M, α, χ, κ . Les potentiels présentés sur les deux figures 4.5a et 4.5d correspondent aux cas extrêmes. Le potentiel obtenu avec les paramètres $M = 100, \alpha = 0.8, \chi = 0.0, \kappa = 3.0$ correspond à la déformation triaxiale d'un noyau, le minimum de ce potentiel est localisé autour de $\gamma = 30^\circ$ (triaxialité maximum). Et le potentiel avec $M = 100, \alpha = 0.8, \chi = 0.0, \kappa = 0.0$ est lié aux vibrations de surface du noyau autour de sa forme d'équilibre prolate avec l'apparition d'une vallée indépendante de γ . Sur les figures 4.5a-d nous pouvons voir clairement l'évolution du potentiel de rotateur triaxial vers le potentiel pour un noyau γ -instable en variant le paramètre κ . La figure 4.5e correspond au potentiel utilisé dans le cadre du modèle Wilets-Jean qui décrit le mouvement collectif dans les noyaux comme un rotateur axial rigide en β mais mou en γ . Ce modèle sera présenté dans la section 4.2.3. Dans ce dernier, la faible variation du paramètre κ préserve la symétrie axiale, c'est-à-dire le potentiel est toujours indépendant de la coordonnée γ .

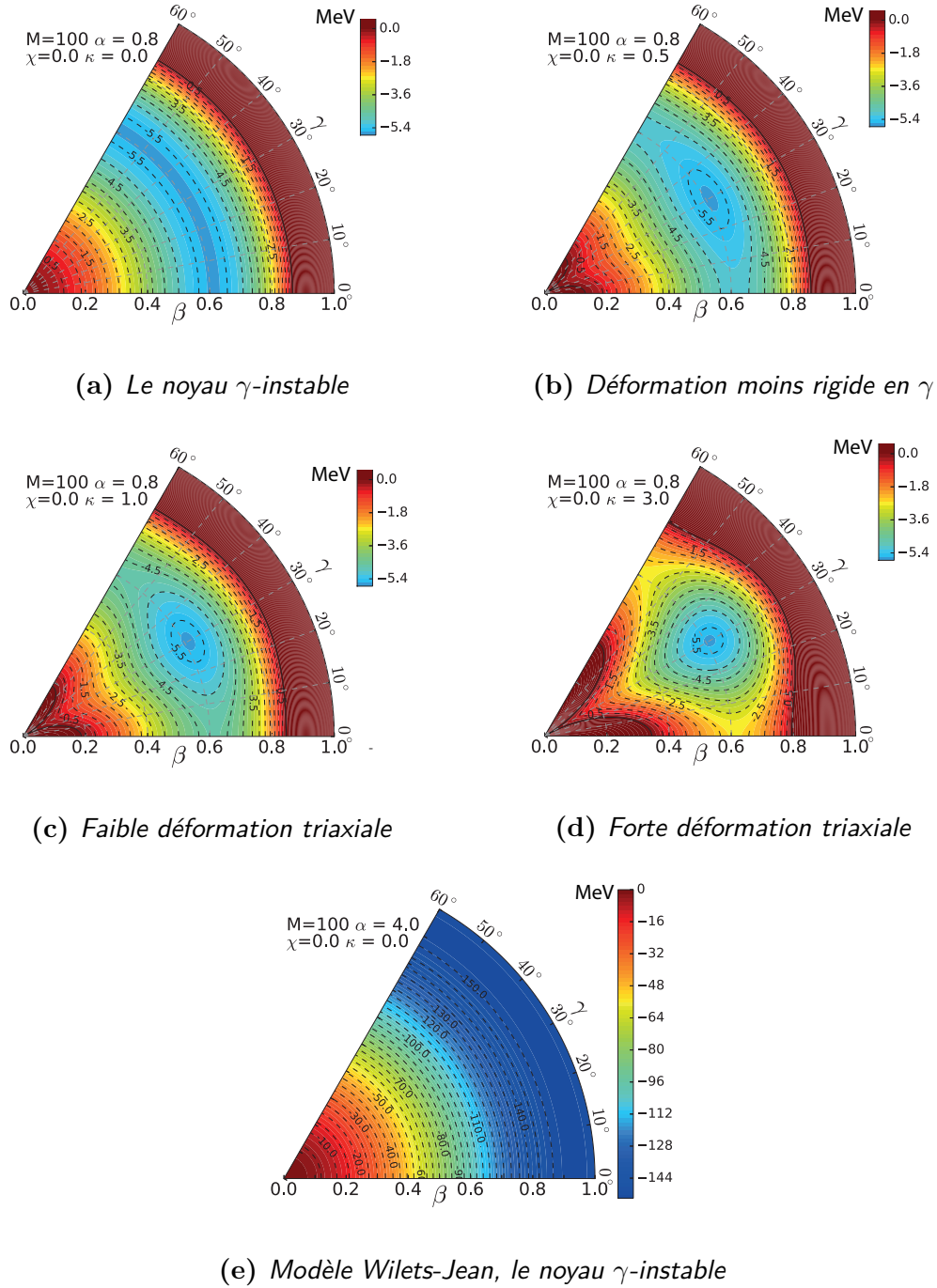


Figure 4.5 – Le potentiel nucléaire $V(\beta, \gamma)$ utilisé dans le modèle ACM pour les différents paramètres M , α , χ , κ . Chaque combinaison de coordonnée radiale β et l'angle γ correspond à la forme du noyau. Le long de l'axe horizontal $\gamma = 0^\circ$, la forme du noyau devient prolate avec l'augmentation β . Et le long de la ligne $\gamma = 60^\circ$, la forme du noyau devient oblate en fonction de la distance au bout de graphe.

4.2.2 Sous-modèle de l'oscillateur harmonique sphérique

L'hamiltonien de l'oscillateur harmonique a la forme mathématique :

$$\hat{H}_{HV} = \frac{\hbar^2}{2M} \Delta + \frac{1}{2} C \beta^2 \quad (4.7)$$

en utilisant l'ensemble de coordonnées généralisées $\{\hat{q}_m\}$ et $\{\hat{\pi}_m\}$ cette expression (4.7) peut être écrite comme :

$$\hat{H}_{HV} = \frac{1}{2M} \sum_m \left(\hat{\pi}_m \hat{\pi}^m + B^2 \omega^2 \hat{q}_m \hat{q}^m \right) \quad (4.8)$$

où l'ensemble $\{\hat{q}_m\}$ est défini selon l'expression (4.2) :

$$\hat{q}_m = \alpha_{\lambda m}^*, \quad \lambda = 2, \quad m = -2, \dots, 2 \quad (4.9)$$

et l'ensemble $\{\hat{\pi}^m\}$ de moments conjugués généralisés est

$$\hat{\pi}^m = -i\hbar \frac{\partial}{\partial q_m} \quad (4.10)$$

L'expression (4.8) de l'hamiltonien correspond à l'oscillateur harmonique à cinq dimensions avec la fréquence angulaire $\omega^2 = C/M$ et le paramètre de masse M . Cet oscillateur a cinq degrés de liberté puisqu'il existe cinq modes m d'oscillation indépendants q_m . Dans le cas de vibration quadrupolaire, l'hamiltonien (4.8) doit décrire un noyau avec une forme d'équilibre sphérique qui ne fait que de petits déplacements dans q_0 et q_2 . En utilisant les méthodes de seconde quantification l'hamiltonien de l'oscillateur harmonique à 5 dimensions [66] s'écrit

$$\hat{H}_{HV} = \left(\hat{N} + \frac{5}{2} \hat{I} \right) \hbar \omega, \quad \hat{N} = \sum_m d_m^\dagger d^m \quad (4.11)$$

où $\hat{I}$ est l'opérateur unitaire, $d_m^\dagger$ et d^m sont les opérateurs de création et d'annihilation pour des bosons respectivement :

$$d_m^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(a \hat{q}_m - \frac{i}{a\hbar} \hat{\pi}_m \right), \quad d^m = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(a \hat{q}^m + \frac{i}{a\hbar} \hat{\pi}^m \right) = (-1)^m d_{-m} \quad (4.12)$$

Ainsi, les états de d -phonon créés par les opérateurs de création $\{d_m^\dagger\}$ sont les états propres de $\hat{H}_{HV}$ avec des énergies

$$E_N = \left(N + \frac{5}{2} \right) \hbar \omega, \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (4.13)$$

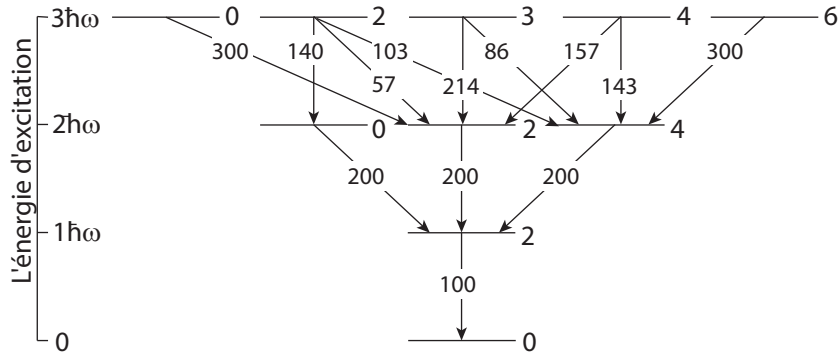


Figure 4.6 – Niveaux d'énergie correspondants à l'oscillateur harmonique sphérique. L'énergie des niveaux excités est normalisée par rapport à l'énergie d'excitation de l'état à un phonon. Les taux de transitions $E2$ sont normalisés par rapport au taux de décroissance de l'état à un phonon qui est égal à 100.

où N correspond au nombre de phonons. Une simple base orthogonale aux états propres pour l'oscillateur harmonique est donnée par les états non-couplés :

$$|N_{-2} \dots N_2\rangle = \prod_{m=-2}^2 \frac{1}{\sqrt{N_m!}} (d_m^\dagger)^{N_m} |0\rangle \quad (4.14)$$

Ces états ont les énergies données par l'équation 4.13 avec $N = \sum_m N_m$. Dans la pratique, nous avons besoin des états labellisés par les nombres quantiques de moment angulaire L , M . Ainsi, nous supposons que l'ensemble $\{|N, L, M\rangle\}$ sont les états propres de $\hat{H}_{HV}$.

Par exemple, pour la valeur $N = 2$ les états $\{|N, L, M\rangle\}$ sont définis par :

$$|2LM\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{m_1, m_2} (2m_1 \ 2m_2 | LM) d_{m_1}^\dagger d_{m_2}^\dagger |0\rangle \quad (4.15)$$

Le nombre quantique de moment angulaire L ne prend que les valeurs 0, 2, 4 pour l'état dégénéré à deux phonons. Ainsi, le système à deux phonons forme un multiplet. Les états $\{|3, L, M\rangle\}$ à trois phonons sont définis par couplage entre l'opérateur de création de phonons $d^\dagger$ et l'état dégénéré $N = 2$. Bien sûr, un facteur de normalisation doit être appliqué proportionnellement aux états à deux phonons. Du coup, l'expansion des états $\{|N, L, M\rangle\}$ peut être obtenu par calcul des éléments de matrice $\langle N+1, L', M' | d_m^\dagger | N, L, M\rangle$. La figure 4.6 montre le schéma des états pour l'oscillateur harmonique jusqu'à l'énergie $3\hbar\omega$.

En résumé, les méthodes algébriques offrent la voie analytique pour obtenir les états de l'oscillateur harmonique et sphérique ainsi que la probabilité de transitions quadrupolaires. La procédure de calcul de la probabilité de transition $B(E2)$ est aisément trouvable dans la littérature [67] et ne sera donc pas rappelée ici.

4.2.3 Sous-modèle Wilets-Jean

Considérons maintenant un noyau qui a une déformation d'équilibre non nulle, c'est-à-dire son paramètre de déformation β est confiné autour de $\beta_0 \neq 0$. Le potentiel pour un tel système a un minimum profond si β prend la valeur β_0 , et il est indépendant de γ (le paramètre de triaxialité). Un tel potentiel est souvent appelé γ -instable [68] puisque la coordonnée β est fixée tandis que la coordonnée γ est complètement libre. La forme d'équilibre non sphérique permet de considérer la rotation comme un mode possible d'excitation. Cependant, comme la déformation triaxiale n'est pas fixée, ce n'est pas un rotateur rigide. Ainsi, le modèle Wilets-Jean est dit mou en γ mais rigide en β . Le potentiel utilisé dans le cadre du modèle Wilets-Jeans est montré sur figure 4.5e.

La fonction d'onde du modèle Wilets-Jean est le produit de fonction d'onde de l'oscillateur harmonique $Y_{v\alpha LM}(\gamma, \Omega)$ et la fonction radiale $R_\nu(\beta)$, c'est-à-dire

$$\Psi_{\nu v\alpha LM}(\beta, \gamma, \Omega) = R_\nu(\beta)Y_{v\alpha LM}(\gamma, \Omega) \quad (4.16)$$

La rigidité de coordonnée bêta dans la limite de Wilets-Jean implique que les fonctions d'ondes radiales $R_\nu(\beta)$ sont des fonctions delta de Dirac. L'expression (4.6) de l'opérateur Laplacien contient le terme avec l'opérateur Casimir $\hat{\Lambda}^2$. L'opérateur $\hat{\Lambda}^2$ possède les fonctions propres données par l'oscillateur harmonique sphérique et satisfait l'équation :

$$\hat{\Lambda}^2 Y_{v\alpha LM}(\gamma, \Omega) = v(v+3)Y_{v\alpha LM}(\gamma, \Omega), \quad v = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.17)$$

où v est le nombre quantique de moment angulaire. Dans le cadre du modèle Wilets-Jean, la coordonnée β est fixée autour de la valeur non-nulle β_0 c'est-à-dire le degré de liberté en coordonnée β est éliminée. Ainsi, l'évolution du modèle Wilets-Jean rigide en β se déduit d'un hamiltonien :

$$\hat{H}_{WJ} = \frac{\hbar^2}{2M\beta_0^2} \hat{\Lambda}^2 \quad (4.18)$$

Et les énergies de ce modèle sont données par

$$E_v = \frac{\hbar^2}{2M\beta_0^2} v(v+3) \quad (4.19)$$

La figure 4.7 montre schématiquement le spectre des états excités obtenus dans le cadre du modèle Wilets-Jean.

La séquence et la dégénérescence des niveaux excités sur le spectre 4.7 pour toute valeur de séniorité v peuvent être déduites du spectre des états donnés par l'oscillateur harmonique. Comme présenté dans la section 4.2.2, l'oscillateur harmonique possède les niveaux excités comportant N -phonons de vibration. Le niveau de l'oscillateur harmonique est dégénéré et il contient les états avec la séniorité $v = N, N-2, \dots, 1$ ou 0 . Par exemple,

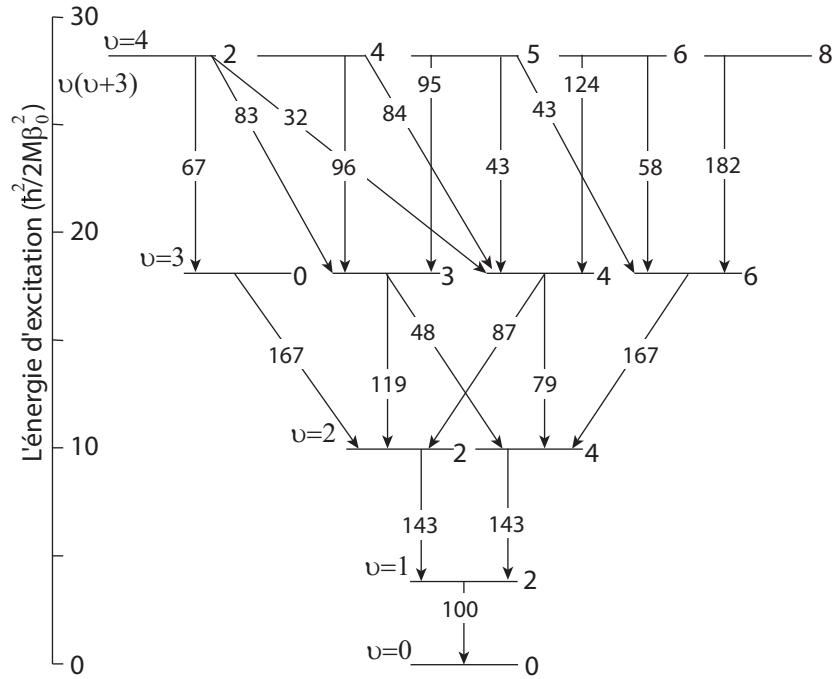


Figure 4.7 – Niveaux d'énergie générés par le modèle Wilets-Jean rigide en β . L'énergie des niveaux excités est normalisée par rapport à l'énergie d'excitation de l'état avec la séniorité $v = 1$. Les taux de transitions $E2$ sont normalisés par rapport au taux de décroissance de l'état $v = 1$ vers l'état $v = 0$ qui est égal à 100.

l'état fondamental $N = 0$, qui a le moment angulaire $L = 0$, a la séniorité $v = 0$. Le niveau $N = 1$, qui a le moment angulaire $L = 2$, a la séniorité $v = 1$. Le niveau $N = 2$, qui contient des états de moment angulaire $L = 0, 2, 4$, a la séniorité $v = 0, 2$. Sachant que l'état $v = 0$ a le moment angulaire $L = 0$, alors nous déduisons que l'état $v = 2$ doit avoir $L = 2, 4$ selon le principe d'exclusion de Pauli. De cette façon, nous avons obtenu les états de moment angulaire pour le modèle Wilets-Jean qui sont montrés sur la figure 4.7.

L'hypothèse du modèle rigide-bêta a un défaut en raison du fait que la rigidité complète et la fonction d'onde delta-Dirac sont non-physiques. Cependant, ce modèle serait appliqué dans la situation physique dans laquelle la fonction d'onde bêta atteindrait brutalement la valeur moyenne d'équilibre pour les excitations de degré de liberté bêta à haute énergie. Ainsi, ce modèle peut être perçue comme une limite des situations réalistes où le degré de liberté bêta a un rôle négligeable dans la dynamique de mouvement collectif à basse énergie. Le modèle Wilets-Jean peut être appliqué dans la région entre les noyaux ayant la vibration quadrupolaire et les noyaux qui montrent le comportement de rotateur. Ce modèle est aussi un bon point de départ pour l'interprétation des états de vibration γ à basse énergie.

4.2.4 Sous-modèle du rotateur rigide

Maintenant, nous considérons l'autre simplification du modèle de Bohr quand les deux coordonnées β et γ sont fixées. Ainsi, les paramètres β et γ prennent les valeurs fixées β_0 et γ_0 respectivement. Alors l'hamiltonien du modèle collectif est réduit à celui du rotateur :

$$\hat{H}_{Rot} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2 L_k^2}{2\mathfrak{I}_k} \quad (4.20)$$

où $\mathfrak{I}_k$ est le moment d'inertie du noyau par rapport à un axe k .

$$\mathfrak{I}_k = 4M\beta_0^2 \sin^2(\gamma_0 - 2\pi k/3) \quad (4.21)$$

Il est important de noter que le paramètre de masse M est assigné au flux de matière nucléaire irrotationnel. Cependant les valeurs de M , qui peuvent être obtenues expérimentalement, ne permettent pas de reproduire les moments d'inertie observés en utilisant l'expression (4.21). Il s'avère que l'hypothèse sur le flux irrotationnel est erronée. Selon les mesures expérimentales, le moment d'inertie du noyau est 2-3 fois plus grand que le moment d'inertie irrotationnel. D'autre part, le moment d'inertie du rotateur rigide est ~ 2 fois plus grand que celui mesuré expérimentalement. Ainsi, $\mathfrak{I}^{irr} < \mathfrak{I}^{exp} < \mathfrak{I}^{rig}$, c'est-à-dire, il existe un cœur rigide dans le noyau qui ne participe pas au mouvement rotatif.

Le spectre des niveaux d'énergie pour le rotateur de symétrie axiale est facilement déduit. Par exemple, nous supposons que $\mathfrak{I}_1 = \mathfrak{I}_2 \neq \mathfrak{I}_3$. Alors, l'hamiltonien du rotateur rigide peut être exprimé comme

$$\hat{H}_{Rot} = \frac{\hbar^2 \hat{L}^2}{2\mathfrak{I}_1} + \left(\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_3} - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_1} \right) L_3^2 \quad (4.22)$$

Ainsi, les valeurs propres de l'hamiltonien $\hat{H}_{Rot}$ sont données par

$$E_{KL} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_1} L(L+1) + \left(\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_3} - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_1} \right) K^2 \quad (4.23)$$

Si l'axe de symétrie est l'axe $k = 3$ alors le moment d'inertie associé à l'axe de symétrie $\mathfrak{I}_3$ disparaîtra et la projection du moment angulaire K deviendra égale à zéro. Les énergies des niveaux peuvent être obtenues par

$$E_L = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_1} L(L+1) \quad (4.24)$$

L'exemple schématique des bandes de rotation est montré sur la figure 4.8. Pour $\gamma_0 = 0^\circ$ ou 60° , nous avons le cas d'un ellipsoïde allongé qui forme les schémas des niveaux selon

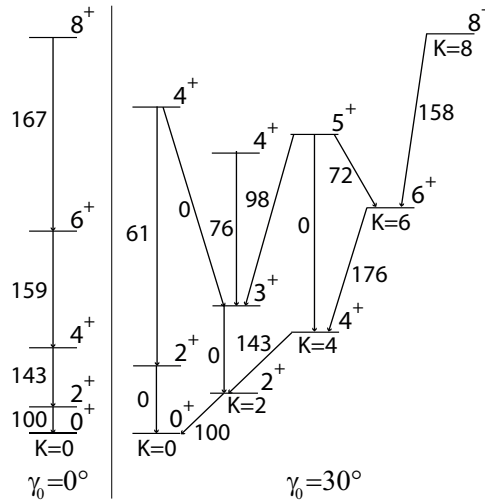


Figure 4.8 – Schémas de niveaux présentés schématiquement pour le modèle du rotateur rigide. Le schéma de gauche ($\gamma = 0^\circ$) correspond au rotateur axial. Le schéma de droite ($\gamma = 30^\circ$) représente la séquence de niveaux générée par le rotateur triaxial. Le label des flèches représentent la probabilité de transition $B(E2)$. Les taux de transitions $E2$ sont normalisés par rapport au taux de décroissance de l'état 2^+ vers l'état 0^+ qui est égale à 100.

l'expression (4.24). Ainsi, le modèle du rotateur rigide conduit en général à des schémas de niveaux avec le rapport d'énergie $E(4^+)/E(2^+) = 3.33$ entre deux niveaux 4^+ et 2^+ . Dans le cas d'une déformation triaxiale $\gamma_0 = 30^\circ$, l'énergie d'excitation d'un état avec la valeur donnée L diminue quand son nombre quantique K augmente. En fait, le nombre K n'est pas un bon nombre quantique pour un rotateur triaxial, du coup, l'assignation de valeur K aux bandes est basée sur la composante K dominante. En général, un mélange des valeurs K se produit dans les bandes de rotation qui sont générées par le rotateur triaxial.

Dans la nature, les bandes de rotation les plus caractéristiques appartiennent aux noyaux dits déformés, ayant l'allure d'un ellipsoïde allongé, forme d'équilibre que l'on rencontre dans les zones de masse situées juste au milieu de deux nombres magiques. C'est le cas des noyaux de la région des terres rares ($155 < A < 190$) et des actinides ($225 < A < 250$) auxquels on attribue cette forme car leur moment quadripolaire mesuré est positif.

4.3 Modèle quasiparticule plus phonon

Afin de compléter les résultats obtenus avec le modèle ACM présenté précédemment, un autre modèle a été utilisé : le Modèle quasiparticule plus un phonon (QPM). Ce modèle semi-microscopique décrit la structure des noyaux aux basses énergies d'excitation

en utilisant une approche théorique basée sur le couplage entre un phonon de vibration et un état d'une quasi-particule. Le modèle QPM a d'abord été développé pour l'étude des noyaux pairs, la base théorique sera présentée dans la sous-section 4.3.4. Au fil du temps, ce modèle a été élargi pour l'analyse des noyaux impairs. Ainsi, le modèle QPM est capable de décrire la structure des noyaux pairs et impairs à basses énergies et permet de déterminer la collectivité des états intrinsèques en termes de couplage entre l'état d'une quasi-particule occupé par le nucléon impair avec les phonons de vibration de surface (forme) du noyau correspondant au cœur pair-pair. Ce modèle permet de décrire les mélanges d'états vibrationnels dans les fonctions d'ondes à deux quasi-particules dans les noyaux impairs-impairs déformés. De cette façon, l'interprétation des données expérimentales des états excités aux basses énergies peut être effectuée par la prise en compte de toutes les possibilités de degrés de liberté du mouvement nucléaire (une particule-individuelle, un mouvement vibratoire et rotatif).

L'approche QPM est basée sur la théorie BCS (une théorie de la supraconductivité proposée par J. Bardeen, L.N. Cooper, et J. R. Schrieffer), le modèle de Nilsson pour les noyaux déformés et le modèle de QRPA (*Quasiparticle Random Phase Approximation*).

4.3.1 Modèle en couches déformé (modèle de Nilsson)

Dans le cadre du modèle en couches, le mouvement des nucléons occupant les orbitales non-remplies déforme le noyau et ajoute un effet non sphérique au potentiel. Afin de reproduire le comportement des noyaux déformés, il est nécessaire d'introduire un modèle prenant en compte ces déformations. Nilsson a proposé une telle approche qui ajuste le modèle en couches pour les noyaux déformés. Selon ce modèle, le développement de Taylor du potentiel Woods-Saxon peut être effectué avec les suppositions adoptées par Nilsson [69], qui introduit le potentiel de l'oscillateur harmonique anisotrope [70, 71] :

$$\hat{V} = \frac{1}{2}M(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2) \quad (4.25)$$

où $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ et l'axe z est l'axe de symétrie du noyau déformé.

Ensuite, il faut paramétriser les fréquences de rotation en tenant compte de la condition de conservation du volume nucléaire et en introduisant un paramètre de déformation ε_2 . Plus de détails peuvent être trouvés dans l'article [72]. La résolution de l'équation de Schrodinger avec ce nouveau potentiel donne les niveaux d'énergie $\Omega^\pi[Nn_z\Lambda]$ qui sont labellisés par les nombres quantiques suivants :

- N - le nombre de couche de l'oscillateur harmonique $N = n_x + n_y + n_z = n_z + 2n_\rho + \Lambda$,
- $n_z = 1, 2, 3, \dots, N$ - le nombre quantique principale selon l'axe de symétrie,
- Λ - la projection du moment angulaire orbital $\vec{l}$ sur l'axe de symétrie,
- Ω - la projection du moment angulaire totale J sur l'axe de symétrie $\Omega = \Lambda + \Sigma$,

Σ - la projection du spin intrinsèque sur l'axe de symétrie,

π - la parité de l'état $\pi = (-1)^N = (-1)^l$

Le diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$ et $0 \leq Z \leq 50$ en fonction de la déformation ε_2 calculé par Bengtsson et Ragnarsson [73] est présenté sur les figures 4.9 et 4.10. Ce type de diagramme est essentiel pour comprendre de nombreuses propriétés des noyaux déformés. Le paramètre de déformation ε_2 est relié au paramètre β de l'équation (4.3) par la relation $\varepsilon_2 \approx 0.95\beta$.

4.3. Modèle quasiparticule plus phonon

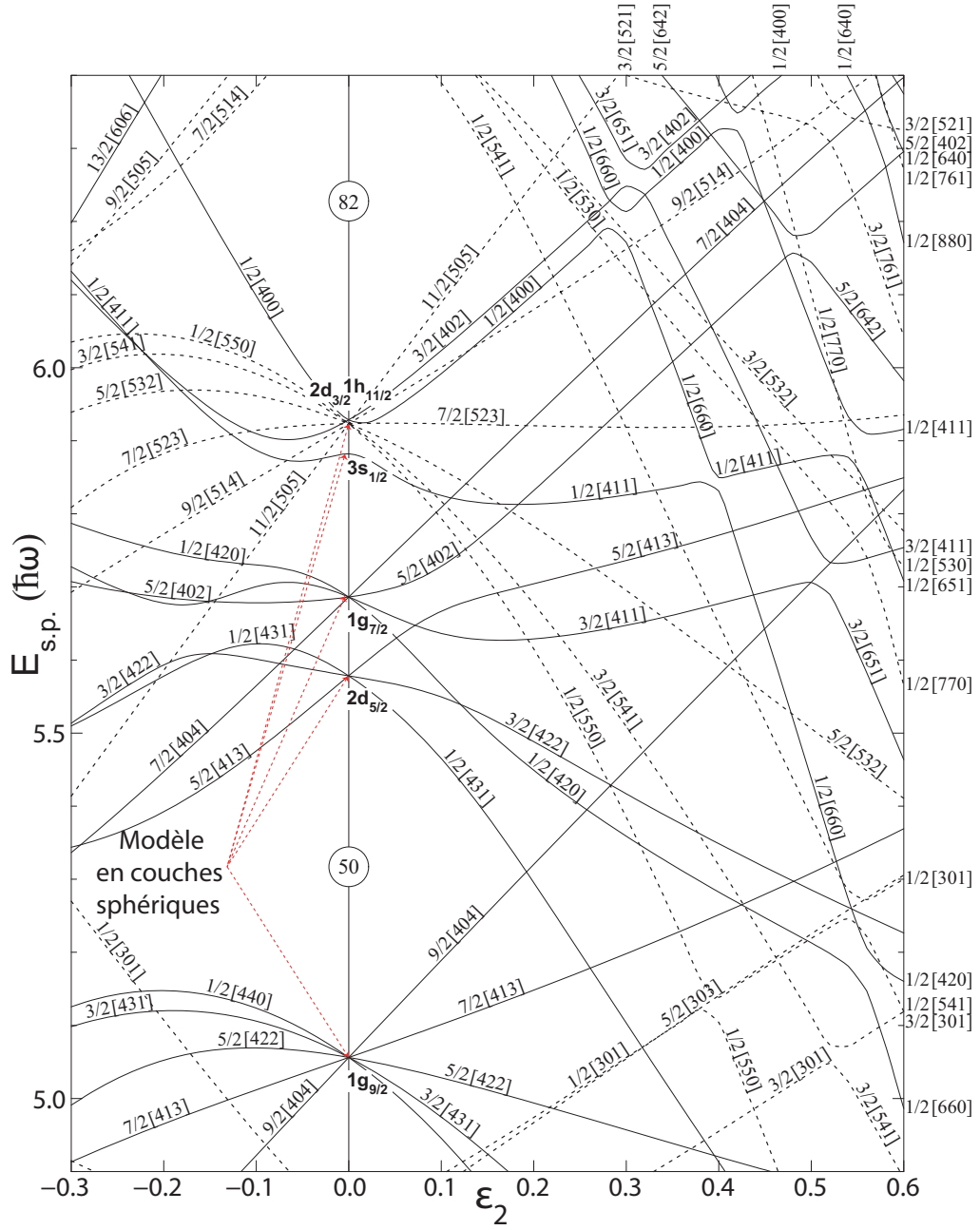


Figure 4.9 – Diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$, calculé par Bengtsson et Ragnarsson [73]. L'énergie de la particule individuelle E_{sp} en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ MeV est donnée en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2 .

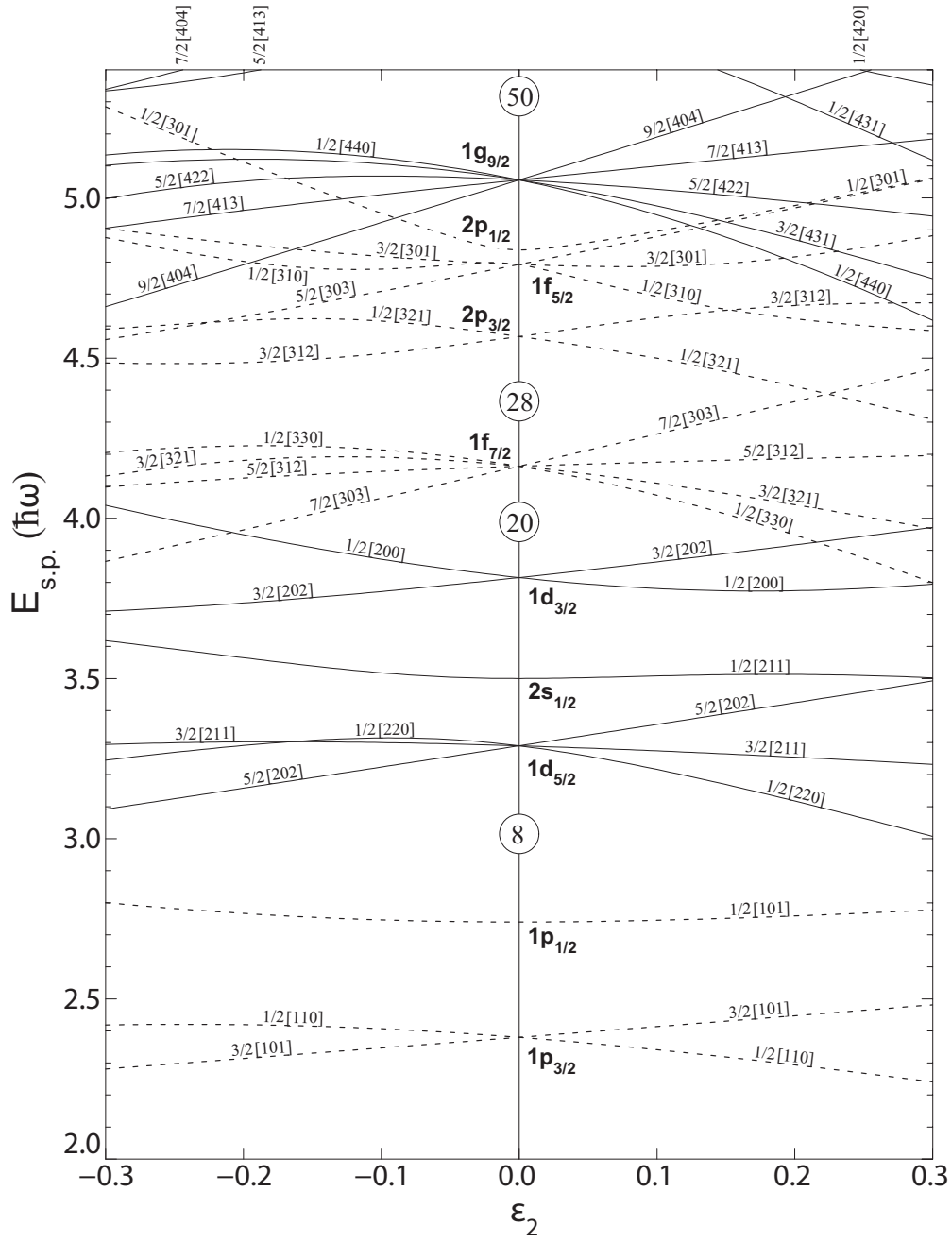


Figure 4.10 – Diagramme de Nilsson pour la région $0 \leq Z \leq 50$, calculé par Bengtsson et Ragnarsson [73]. L'énergie de la particule individuelle E_{sp} en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ MeV est donnée en fonction de la déformation quadrupolaire ϵ_2 .

4.3.2 L'approximation BCS

L'approximation BCS trouve son origine dans la théorie de la supraconductivité. La théorie BCS a été développée par Bogolyubov et Valatin. Dans le cadre de cette approximation, le mouvement des nucléons appariés peut être décrit par analogie avec les paires d'électrons corrélées dans un supraconducteur métallique. Notamment, dans un noyau, une paire de nucléons comme deux électrons sentent une force attractive résultant de l'échange de phonons en formant une paire de Cooper. Évidemment, le noyau peut être excité en brisant des paires de nucléons. Une paire brisée fait apparaître une particule sur l'orbite libre et un trou sur l'orbite occupée. Ainsi, le concept de particule-trou utilisé dans l'approche Hatree-Fock est remplacé par le concept des *quasi-particules BCS*. Dans le cadre de la théorie BCS, les quasi-particules n'interagissent pas entre elles et elles possèdent les propriétés des fermions.

Nous supposons qu'une fonction d'onde pour un noyau pair-pair peut être représentée comme :

$$|BCS\rangle = \prod_{\nu>0} (u_\nu + v_\nu a_\nu^\dagger a_{\bar{\nu}}^\dagger) |0\rangle \quad (4.26)$$

où u_ν et v_ν représentent les paramètres à varier dans le cadre du principe de variation. La grandeur u_ν^2 est la probabilité qu'une paire des états $(\nu; \bar{\nu})$ est non-occupée par les nucléons et la grandeur v_ν^2 est la probabilité qu'une paire des états $(\nu; \bar{\nu})$ est occupée, avec $u_\nu^2 + v_\nu^2 = 1$. Le vide est représenté par l'état $|0\rangle$ pour les opérateurs d'annihilation $\{a_\nu; a_{\bar{\nu}}\}$ et de création $\{a_\nu^\dagger; a_{\bar{\nu}}^\dagger\}$.

Les états $|BCS\rangle$ représentent un vide pour les quasi-particules BCS. En utilisant l'expression (4.26) nous pouvons déduire l'opérateur d'annihilation tel que $\alpha_\nu |BCS\rangle = 0$ ou $\alpha_{\bar{\nu}} |BCS\rangle = 0$. Ainsi, l'expression de l'opérateur d'annihilation des quasi-particules s'écrit :

$$\alpha_{\bar{\nu}} = u_\nu a_{\bar{\nu}} - v_\nu a_\nu^\dagger, \quad \alpha_\nu = u_\nu a_\nu - v_\nu a_{\bar{\nu}}^\dagger. \quad (4.27)$$

et l'opérateur de création des quasi-particules est donné par :

$$\alpha_{\bar{\nu}}^\dagger = u_\nu a_{\bar{\nu}}^\dagger + v_\nu a_\nu, \quad \alpha_\nu^\dagger = u_\nu a_\nu^\dagger + v_\nu a_{\bar{\nu}}. \quad (4.28)$$

Ces expressions sont nommées la transformation Bogolyubov. Cette transformation sera utile pour décrire l'effet d'appariement de nucléons dans le modèle QPM.

4.3.3 L'approximation RPA (Random Phase Approximation)

Les états collectifs à basse énergie observés au voisinage de certains noyaux doublement magiques correspondent aux modes de vibration de surface. Dans ces noyaux, ces états excités ne peuvent donc pas être aisément décrits en termes d'approche du modèle

Chapitre 4. L'approche macroscopique

en couches (c'est-à-dire comme des états impliquant une seule excitation particule-trou). En fait, ils peuvent être interprétés en termes de mélange de configurations de nombreuses excitations particule-trou. Cela signifie que de nombreux nucléons participent à ces vibrations de surface d'une manière très spécifique, dite cohérente. L'une des approches pour décrire le mouvement cohérent des nucléons est l'approximation des phases aléatoires (RPA).

Avant de dériver les équations RPA, nous supposons que la forme mathématique de l'opérateur $\hat{Q}_\nu^\dagger$, qui génère les états collectifs, est donnée par :

$$\hat{Q}_\nu^\dagger = \sum x_{mi}^\nu \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_i - \sum y_{mi}^\nu \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_m \quad (4.29)$$

Cette forme mathématique de l'opérateur $\hat{Q}_\nu^\dagger$ permet de créer les excitations particule-trou quand il agit sur l'état Hatree-Fock $|HF\rangle$:

$$|RPA\rangle = \hat{Q}_\nu^\dagger |HF\rangle = \sum x_{mi}^\nu \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_i |HF\rangle \quad (4.30)$$

Il est important de noter que $\sum y_{mi}^\nu \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_m |HF\rangle = 0$ parce qu'il n'a pas de particules à éliminer dans les états " m " au dessus du niveau Fermi et, en même temps, il n'a pas de places vacantes (trous) dans les états " i " en dessous de niveau Fermi pour mettre dedans une particule. Contrairement au cas des états $|HF\rangle$, l'opérateur $\hat{Q}_\nu^\dagger$ invoque la corrélation des excitations particule-trou dans l'état fondamental $|RPA\rangle$. Ainsi, l'état fondamental du noyau dans le cadre du modèle RPA contient de nombreuses excitations particule-trou. Cela signifie que l'opérateur $\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_m$ n'annihilera pas l'état fondamental RPA, c'est-à-dire $\sum y_{mi}^\nu \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_m |RPA\rangle \neq 0$. Cependant, la condition $\sum y_{mi}^\nu \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_i |RPA\rangle = 0$ signifie qu'une particule dans les états " i " ne peut pas être annihilée parce qu'elle n'est pas là, c'est-à-dire il y a un trou dans l'état $|RPA\rangle$. Ainsi, l'amplitude y_{mi}^ν mesure le degré de corrélation dans l'état $|RPA\rangle$.

La forme générale de l'équation de mouvement s'écrit :

$$\langle RPA | \delta \hat{Q}_\nu [\hat{H}, \hat{Q}_\nu^\dagger] | RPA \rangle = (E_\nu - E_0) \langle RPA | [\delta \hat{Q}_\nu, \hat{Q}_\nu^\dagger] | RPA \rangle \quad (4.31)$$

Nous ne pouvons pas résoudre ces équations et obtenir les amplitudes des excitations particule-trou X_{mi}^ν et Y_{mi}^ν parce que nous n'avons pas déterminé les fonctions d'onde $|RPA\rangle$. On peut dire que nous sommes dans une situation sans issue. L'unique voie de sortie consiste alors à utiliser l'hypothèse que les corrélations entre les particules-trous dans l'état fondamental $|RPA\rangle$ sont petites. Cette supposition complémentaire s'appelle l'approximation *quasi-boson*. Cela signifie que l'état fondamental peut être approximé par la solution de Hatree-Fock :

$$|RPA\rangle \approx |HF\rangle \quad (4.32)$$

Avec l'approximation quasi-boson, nous obtenons :

$$\langle RPA | [\hat{a}_n^\dagger \hat{a}_j, \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_i] | RPA \rangle \approx \langle HF | [\hat{a}_n^\dagger \hat{a}_j, \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_i] | HF \rangle = \delta_{ij} \delta_{mn} \quad (4.33)$$

Afin d'avoir l'effet de petites corrections à la solution HF, les amplitudes Y_{mi}^ν , qui décrivent les corrélations de l'état fondamental, doivent être beaucoup plus petites que les coefficients X_{mi}^ν . Avec l'approximation (4.32), nous pouvons réécrire l'équation de mouvement cohérent des nucléons (4.31) dans la forme matricielle bien connue :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ -\mathbf{B}^* & -\mathbf{A}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^\nu \\ Y^\nu \end{pmatrix} = \Omega \begin{pmatrix} X^\nu \\ Y^\nu \end{pmatrix} \quad (4.34)$$

où $\Omega = E_\nu - E_0$ est l'énergie d'excitation que nous pouvons maintenant déterminer. La normalisation des états $|RPA\rangle$ requière $\sum_{mi} (|X_{mi}^\nu|^2 + |Y_{mi}^\nu|^2) = 1$. Les matrices $\mathbf{A}$ et $\mathbf{B}$ sont définies par

$$\begin{aligned} A_{mi;nj} &= \langle HF | [\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_n, [H, \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_i]] | HF \rangle = (\varepsilon_m - \varepsilon_i) \delta_{ij} - V_{mi;nj}, \\ B_{mi;nj} &= \langle HF | [\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_n, [H, \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_m]] | HF \rangle = V_{mi;nj}. \end{aligned} \quad (4.35)$$

Il est important de noter que l'approximation quasi-boson ne signifie pas la similitude des états $|RPA\rangle$ et $|HF\rangle$ parce que l'amplitude Y_{mi}^ν n'est pas égale à zéro. Cette approximation utilisée indique que les corrélations particule-trou hors de l'approche Hatree-Fock sont très petites. L'approximation quasi-boson ne prend pas en compte l'appariement des nucléons.

En fait, comme on s'éloigne des noyaux doublement magiques, la corrélation des paires de nucléons devient importante et son influence sur le mouvement d'une particule-individuelle devrait être prise en compte. La méthode de RPA quasi-particule (QRPA) introduit cette influence. La forme de matrice de QRPA est la même que pour le modèle normal de RPA (4.34), sauf que les indices de matrice de QRPA prennent en compte toutes les configurations possibles dans l'espace de particules (m,n) , trous (i,j) ou particule-trou (m,i) . Ainsi, les principes de la théorie QRPA devraient être utilisés dans le modèle QPM pour décrire la vibration de surface nucléaire.

4.3.4 Une base théorique du modèle QPM

La description détaillée de ce modèle peut être trouvée dans les articles [74, 75, 66]. Dans ce manuscrit, nous allons présenter les idées fondamentales du modèle QPM. Tout d'abord, envisageons le système de rotateur axial avec les degrés de liberté intrinsèques. L'hamiltonien intrinsèque (4.36) pour les noyaux consiste en trois termes, le champ moyen phénoménologique du modèle de Nilsson $\hat{H}_{av}$, l'interaction résiduelle d'appariement à

Chapitre 4. L'approche macroscopique

courte portée $\hat{H}_{pair}$ dans la forme monopole-monopole et l'interaction résiduelle à longue portée $\hat{H}_{l,res}$ dans la forme multipole-multipole :

$$\hat{H}_{int} = \hat{H}_{av} + \hat{H}_{pair} + \hat{H}_{l,res} \quad (4.36)$$

où $\hat{H}_{pair}$ représente l'appariement entre protons et neutrons avec les constantes d'appariement G_p et G_n . Plus de détails se trouvent dans l'article [76]. Les interactions $\hat{H}_{pair}$ et $\hat{H}_{l,res}$ s'écrivent :

$$\hat{H}_{pair} = -G_n \sum_{ij \in n} a_i^+ a_i^+ a_j^- a_j^- - G_p \sum_{ij \in p} a_i^+ a_i^+ a_j^- a_j^- \quad (4.37)$$

et

$$\hat{H}_{l,res} = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=p,n} \sum_{\lambda\mu} \kappa_{\lambda\mu}^\tau M_{\lambda\mu}^{\tau+}(\hat{r}) M_{\lambda\mu}^\tau(\hat{r}) \quad (4.38)$$

où a_i^+ et a_i sont les opérateurs de création et d'annihilation d'une particule dans l'état de particule-individuelle i ; G_n et G_p sont les constantes d'appariement entre les neutrons et les protons respectivement ; $M_{\lambda\mu}^\tau$ sont les opérateurs multipôles de multipolarité λ et leur projection μ , et $\kappa_{\lambda\mu}$ est la constante d'interaction résiduelle à longue portée.

Le potentiel du champ moyen peut être représenté par l'hamiltonien de Nilsson pour une particule-individuelle $\hat{h}_i$ ou, alternativement, par le potentiel Wood-Saxon :

$$\hat{H}_{av} \approx \hat{H}_{Nilss} = \sum_{i \in n,p} \hat{h}_i \quad (4.39)$$

où $\hat{h}_i$ contient le terme spin-orbite (5.15) et le potentiel de Nilsson (4.25).

Les vecteurs propres et les valeurs propres de hamiltonien (4.36) seront calculés en deux étapes :

- 1) D'abord, nous devons utiliser la transformation Bogolyubov [77] qui consiste à substituer les opérateurs d'une particule-individuelle $\hat{a}_i^\dagger$ et $\hat{a}_i$ à ceux d'une quasi-particule $\hat{\alpha}_i^\dagger$ et $\hat{\alpha}_i$ pour créer le champ des quasi-particules [13]. Et du coup, nous obtenons les énergies d'une quasi-particule ε_i , les amplitudes d'occupation u_i et v_i et l'énergie d'appariement $\Delta_\tau = G_\tau \sum_i u_i v_i$. Plus de détails sont disponibles dans la référence [76].
- 2) La deuxième étape consiste à résoudre le problème de structure des états à basse énergie du cœur pair-pair dans le noyau d'intérêt avec A -impair [78]. Après la résolution de l'équation RPA (4.34), nous obtenons le vecteur propre RPA $|i\rangle = \hat{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger |RPA\rangle$ et les énergies correspondantes du phonon $\hbar\omega_i$. Ainsi, l'équation RPA

4.3. Modèle quasiparticule plus phonon

nous donne les amplitudes $X_{\nu,\nu'}^i$ et $X_{\nu,\nu'}^i$ dans l'opérateur de création des deux quasiparticules plus phonon $\hat{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger$. Cet opérateur est obtenu selon la transformation Bogolyubov en utilisant l'expression (4.29) :

$$\hat{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger = \sum_{\nu,\nu'} X_{\nu,\nu'}^i \hat{a}_\nu^\dagger \hat{a}_{\nu'}^\dagger - \sum_{\nu,\nu'} Y_{\nu,\nu'}^i \hat{a}_{\nu'} \hat{a}_\nu \quad (4.40)$$

où i énumère les phonons RPA avec multipolarité λ et ses projections μ .

Plus de détails sur la description du modèle QPM, se trouvent dans l'annexe D.1. Dans ce paragraphe, nous avons montré les étapes principales permettant d'effectuer les calculs théoriques de modèle QPM dans la section 6.4. L'opérateur de création des états de phonon $\hat{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger$ nous permettra d'établir le degré de collectivité dans le noyau d'intérêt ^{88}Se .

5 L'approche microscopique

Dans ce chapitre nous présenterons le *Modèle en Couches* (SM) comme l'un des modèles fameux microscopiques. Le modèle en couches du noyau atomique a été développé entre 1948 et 1950 et a permis d'expliquer un grand nombre de propriétés structurales du noyau. Ce modèle, essentiellement quantique, assigne aux nucléons l'occupation d'états définis par quelques nombres entiers (appelés nombres quantiques). Il suppose de plus une forte interaction entre le moment angulaire intrinsèque – ou spin – des nucléons et leur moment angulaire orbital. Cette hypothèse sera présentée dans le paragraphe 5.2.1. De nombreuses conséquences de cette hypothèse sur la structure des niveaux d'énergie des noyaux ont permis d'interpréter les observations expérimentales, par exemple des "nombres magiques" (c'est-à-dire 2, 8, 20, 28, 50, 82) de protons ou de neutrons constituant un noyau. L'existence de nombres magiques est une preuve de l'existence des couches dans la structure nucléaires. Les mesures expérimentales qui ont révélé l'existence d'un nombre magique dans la nature seront présentées dans la sous-section 5.1. Puis nous présenterons la description du modèle en couches dans la sous-section 5.2.1.

Sommaire

5.1	Les nombres magiques	116
5.2	Description du modèle en couches	118
5.2.1	Notions de base du modèle en couches sphérique	118
5.2.2	Problème à A corps dans le noyau	123
5.2.3	Espace de valence et cœur inerte	125
5.2.4	L'interaction effective	125
5.2.4.1	Le formalisme de la matrice G	126
5.2.4.2	L'interaction de renormalisation	126

5.1 Les nombres magiques

En physique nucléaire, un nombre magique est un nombre de protons ou de neutrons pour lequel un noyau atomique est particulièrement stable. Dans les noyaux magiques, l'énergie de liaison entre les nucléons est plus élevée par rapport à ses voisins les plus proches dans le tableau des nucléides. Pour les noyaux qui se situent près de la ligne de stabilité, les sept nombres magiques vérifiés expérimentalement [79] sont :

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 – *neutrons*

Il y a le cas particulier des noyaux "doublement magiques" dans lesquels le nombre de neutrons et le nombre de protons sont égaux à des nombres magiques. Dans la nature, il y a les noyaux doublement magiques suivants : ${}^4_2\text{He}_2$, ${}^{16}_8\text{O}_8$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$.

Les noyaux magiques possèdent des caractéristiques expérimentalement justifiées telles que :

- L'énergie de séparation du dernier neutron ou proton (l'énergie requise pour arracher le dernier neutron ou proton) décroît brutalement dès que le nombre des protons ou neutrons dans le noyau est supérieur aux nombres magiques. La courbe des énergies de séparation des neutrons pour les isotopes du sélénium est présentée sur la figure 5.1a. Dès que nous ajoutons un neutron en plus au noyau semi-magique (${}^{84}\text{Se}$), l'énergie de séparation diminue d'environ 2.5 MeV. La discontinuité dans les énergies de séparation est due à un excès d'énergie de liaison pour les noyaux magiques.
- Il existe un plus grand nombre d'isotopes stables si Z est un nombre magique, et d'isotones stables si N est un nombre magique.
- Les énergies des premiers états excités sont beaucoup plus élevées si N ou Z ou les deux sont des nombres magiques. L'évolution de l'énergie des états excités 2^+ dans la chaîne isotopique de sélénium est présentée sur la figure 5.1b. L'énergie du premier état excité du ${}^{84}\text{Se}$ ($N = 50$ - un noyau semi-magique) est beaucoup plus élevée par rapport aux autres isotopes du sélénium. Les autres nombres magiques sont présentés dans la figure 5.1d.
- Si N est un nombre magique, alors la section efficace d'absorption de neutrons est beaucoup plus faible par rapport à la capacité d'absorption de neutrons par les autres nucléides, la figure 5.1c.
- Les éléments avec Z égal à un nombre magique ont une abondance naturelle plus grande que celle des éléments voisins.

Afin d'expliquer les phénomènes décrits ci-dessus, le modèle en couches fut élaboré. Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer de quelle façon le modèle en couches interprète l'existence des nombres magiques.

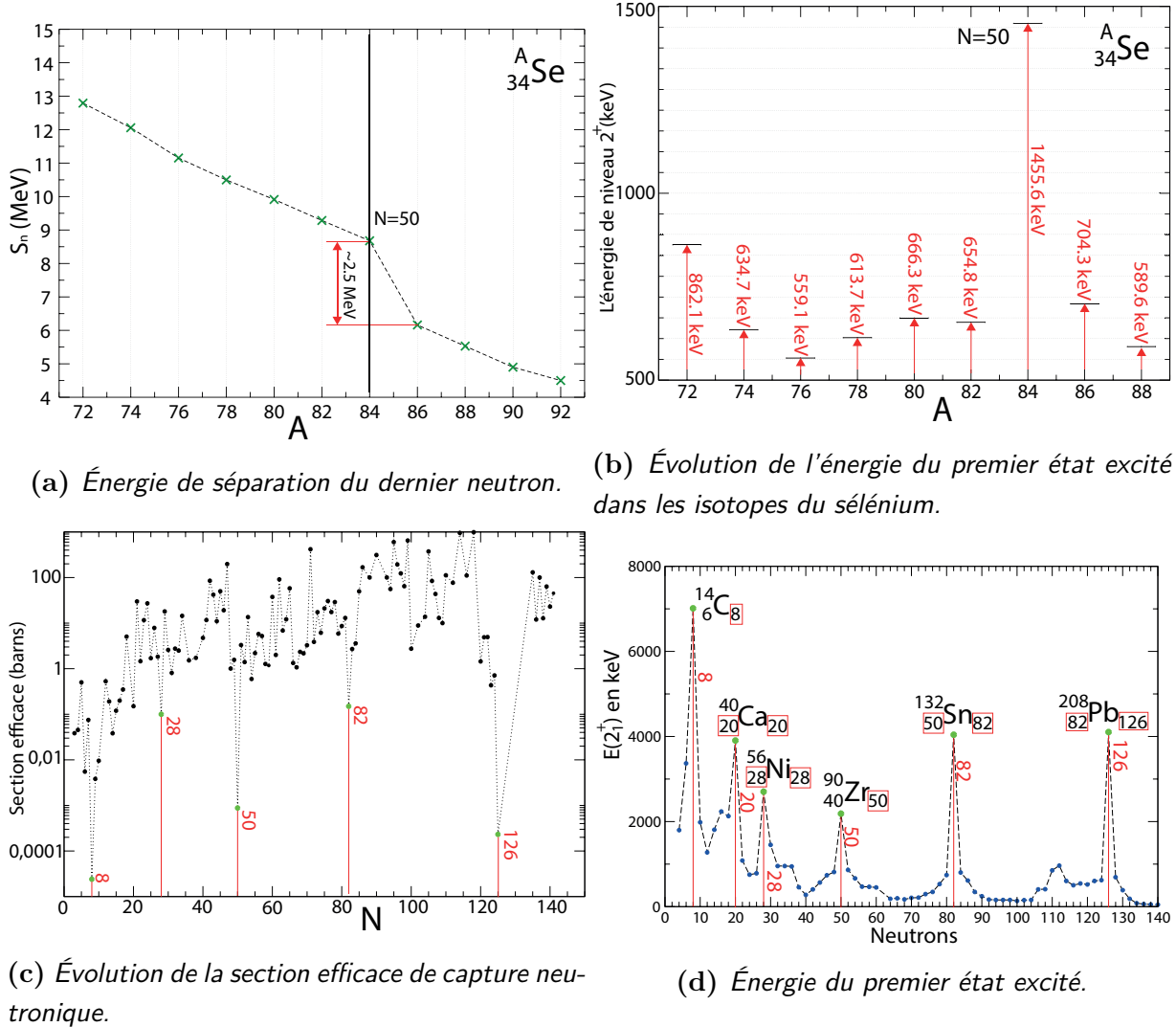


Figure 5.1 – a) Énergie de séparation du dernier neutron dans les noyaux pair-pair du sélénium en fonction du nombre de neutrons. On notera l'effet de couche remplie $N = 50$. b) Espacement entre le premier état excité 2_1^+ des isotopes pair-pair du sélénium et leur état fondamentale 0_1^+ . Le noyau magique avec le nombre de neutrons $N = 50$ exige beaucoup plus d'énergie pour devenir excité par rapport à ses voisins. c) Section efficace d'absorption d'un neutron en équilibre thermique avec le milieu à température 300 K. d) Évolution de l'énergie du premier état excité pour les différents noyaux pair-pair. Les noyaux ayant un nombre magique de neutrons sont représentés par les points verts.

5.2 Description du modèle en couches

Toutes ces caractéristiques décrites au-dessus laissent supposer l'arrangement des nucléons dans des couches. Lorsque la couche est fermée, l'excitation des nucléons est plus difficile, tant qu'elle n'est pas remplie, les nucléons sont plus "libres" à l'intérieur de la couche. A partir de telles explications, les nombres magiques signent la fermeture d'une couche, l'énergie supplémentaire à fournir pour exciter ce système provient de la nécessité de franchir le gap en énergie entre deux couches. Le modèle utilisé pour décrire la structure des noyaux en expliquant les nombres magiques est donc le modèle en couches nucléaire par analogie à celui de la physique atomique. Ce modèle doit produire des résultats qui concordent avec les propriétés nucléaires déjà connues et être capables de prédire de nouvelles propriétés qui peuvent être mesurées dans des expériences. Nous allons maintenant passer en revue les détails de ce modèle.

5.2.1 Notions de base du modèle en couches sphérique

Depuis 1950 et l'explication des nombres magiques [80], le modèle en couches est devenu un outil incontestable en physique nucléaire théorique. Il est basé sur une hypothèse selon laquelle les nucléons bougent indépendamment dans un potentiel, qui représente l'interaction moyenne avec les autres nucléons dans un noyau, en première approximation.

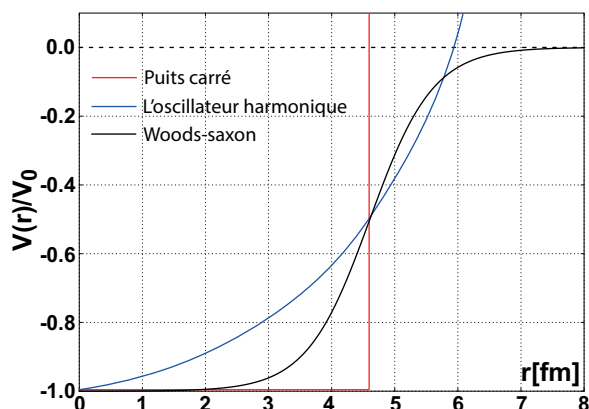


Figure 5.2 – Les trois différents types des potentiels. La ligne noire est le potentiel Woods-Saxon normalisé à V_0 pour $A=50$, $a=0.5$ fm.

situations réalistes car ce potentiel est similaire à la distribution de matière nucléaire dans le noyau. Il est presque constant quand $r < R_0$, R_0 - rayon du noyau, et il décroît rapidement quand r dépasse le rayon du noyau. Ce potentiel a la forme mathématique

Mais il y a des difficultés subtiles. L'interaction nucléaire est tout d'abord moins bien connue, de plus le potentiel dans lequel évolue chaque nucléon est créé par les nucléons eux-mêmes. C'est pourquoi il est nécessaire de faire l'hypothèse sur la forme du potentiel. Les potentiels de puits carré, d'oscillateur harmonique ou de Wood-Saxon sont en général utilisés comme champ moyen nucléaire, voir la figure 5.2.

Les observations expérimentales montrent que le potentiel d'oscillateur harmonique est plus souhaitable pour les noyaux légers. Le potentiel de Wood-Saxon est plus adapté aux

5.2. Description du modèle en couches

suivante :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(1/a)(r - R_0)]} \quad (5.1)$$

Les paramètres de ce potentiel sont déterminés selon des données de diffusion des neutrons sur les noyaux. V_0 est la profondeur du puits de potentiel et il dépend du nombre de protons Z et de nucléons A , typiquement $V_0 \approx 50$ MeV. Le paramètre d'épaisseur de la surface est $a \approx 0.6 fm$ [66]. Le rayon du noyau est déterminé par $R_0 = r_0 A^{1/3}$ où $r_0 \approx 1.2 fm$.

D'abord, nous considérons la séquence de niveaux excités donnée par l'oscillateur harmonique sphérique parce que nous pouvons trouver une solution analytique dédiée au problème du mouvement d'une particule individuelle dans un tel potentiel. La séquence de niveaux excités donnés par le potentiel Wood-Saxon peut être seulement trouvée numériquement. Le potentiel de l'oscillateur harmonique a la forme mathématique suivante :

$$V(r) = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r^2 \quad (5.2)$$

où M est la masse d'un nucléon et ω_0 est la fréquence d'oscillation. Le système d'une particule individuelle dans le potentiel du champ moyen $V(r)$ est décrit de manière non relativiste par l'équation de Schrödinger :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + V(r) - E\right)\psi = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{\hbar^2}{2M}\Delta = \frac{\hbar^2}{2Mr^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\hbar^2}{2Mr^2} \left[\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \quad (5.4)$$

$$= \frac{\hbar^2}{2Mr^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\hat{l}}{2Mr^2} \quad (5.5)$$

Nous avons réduit le deuxième terme du Laplacien en utilisant la définition de l'opérateur du moment orbital $\hat{l}$ en coordonnées sphériques. L'équation (5.3) a des solutions qui peuvent s'écrire sous la forme :

$$\psi_{nlm} = \frac{u_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\vartheta, \phi) \quad (5.6)$$

Les fonctions harmoniques $Y_{lm}(\vartheta, \phi)$ sont les fonctions propres de l'opérateur $\hat{l}^2$ avec la valeur propre $l(l+1)$ où l est le moment angulaires.

$$\hat{l}^2 Y_{lm}(\vartheta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm}(\vartheta, \phi) \quad (5.7)$$

Le nombre quantique n correspond au nombre des nœuds de la fonction d'onde, $n=1, 2, \dots$. L'opérateur l_z est la projection de l sur un axe z avec la valeur propre m . Les valeurs m sont

Chapitre 5. L'approche microscopique

$l, (l-1), \dots, 0, \dots, -(l-1), -l$. Ainsi, chaque niveau d'énergie d'oscillateur harmonique est $(2l+1)$ fois dégénéré et, par conséquent, l'énergie d'une particule individuelle est indépendante du nombre m . De cette façon, nous ne pouvons pas prendre en compte l'index m . La partie radiale de la fonction d'onde $u_{nl}(r)$ satisfait l'équation, selon la méthode de séparation des variables :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} (u_{nl}) = 0 \quad (5.8)$$

La solution de cette équation nous donne les valeurs propres E_N [81]

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2}\right) \omega_0 \hbar \quad (5.9)$$

où E_N est l'énergie d'une particule individuelle dans le champ moyen $V(r)$, $N = 2(n-1) + l$; N prend les valeurs 0, 1, 2, ...; les valeurs $l = 1, 2, \dots, (n-1)$. De cette façon, nous avons la règle de sélection des valeurs l en fonction de N : si N est un nombre entier pair, l aura les valeurs 0, 2, 4, ..., N ; si N est un nombre entier impair, $l = 1, 3, \dots, N$. Le nombre quantique N est liée aux valeurs l , alors il y a $2l+1$ valeurs propres de E_N pour chaque valeur donnée N . Ainsi, la valeur maximale de particules dans l'état dégénéré N :

$$n_N = \sum_l 2(2l+1) = (N+1)(N+2) \quad (5.10)$$

L'oscillateur harmonique génère les niveaux correspondants aux énergies des particules individuelles. Ces niveaux sont généralement notés par une paire de nombre entier (n, l) . Le nombre n indique combien de fois la valeur l apparaît dans la séquence des niveaux. Les valeurs de l sont dénotées souvent par les lettres :

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, \\ s, p, d, f, g, h, i, j, k,$$

Alors, par exemple, la séquence des niveaux commence avec $1s, 1p; 2s, 1d; 1f$, etc.

La figure 5.3 montre les états (n, l) d'une particule-individuelle dans le potentiel de l'oscillateur harmonique, ces états forment les couches nucléaires qui sont bien séparées les unes des autres. Les nombres (2, 8, 20, 40, 70, 112, 168, etc.) présentés sur le côté gauche de cette figure correspondent au nombre des neutrons ou protons pour lequel les couches sont remplies. Ces nombres, sauf les trois premiers, sont différents des nombres magiques (côté droite) issues des évidences expérimentales. Ainsi les nombres nécessaires de nucléons à remplir les couches devraient correspondre aux valeurs magiques si nous voulons interpréter les mesures expérimentales présentées dans le paragraphe 5.1. Afin d'ajuster le modèle en couches, il faudrait changer le potentiel ou modifier le potentiel $V(r)$, la formule (5.2).

5.2. Description du modèle en couches

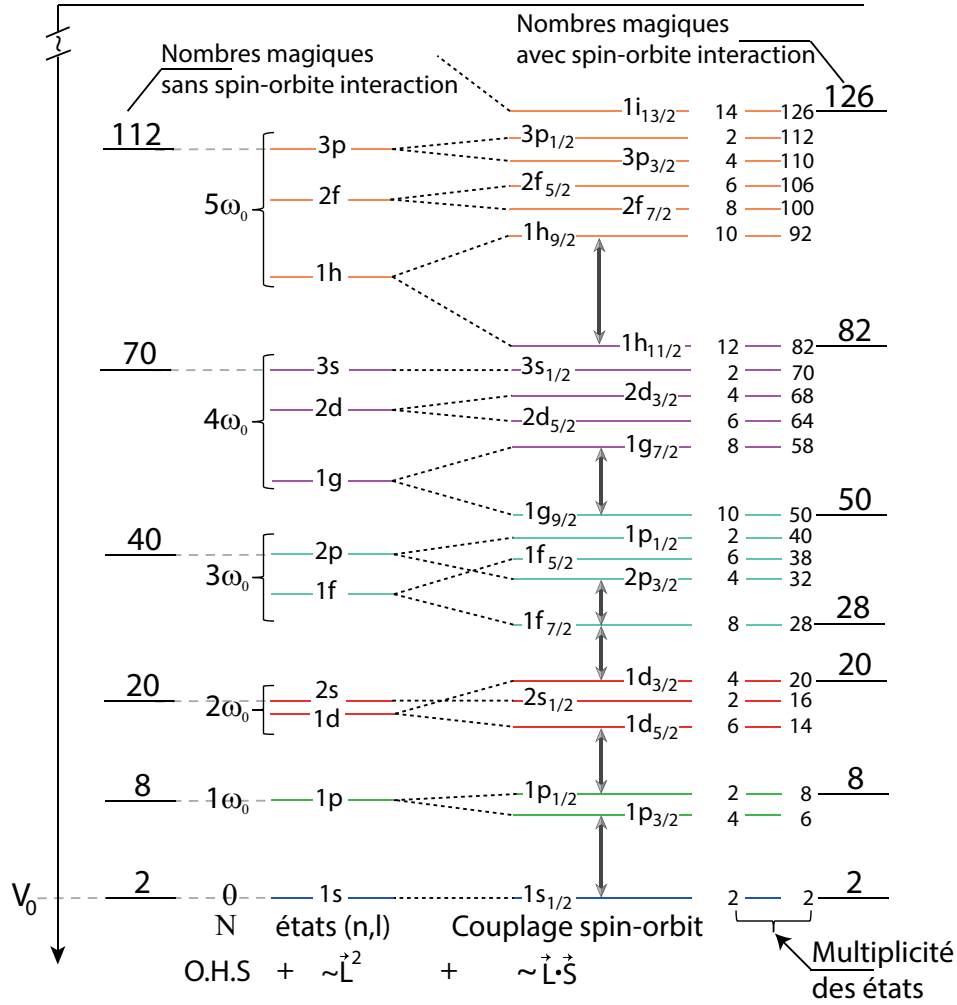


Figure 5.3 – Niveaux d'énergie d'une particule individuelle générés par le potentiel de l'oscillateur harmonique sphérique (O.H.S) avec le terme $\sim \hat{l}^2$, deux colonnes à gauche. Sur le côté droit, les niveaux découpés par le potentiel réaliste avec le terme $\sim \hat{l}^2$ et $\sim \hat{l} \cdot \hat{s}$.

Même si, lorsque le potentiel plus réaliste incluant le terme $\hat{l}^2$ est utilisé, il n'est pas possible de reproduire correctement les nombres magiques correspondants aux couches remplies. Ainsi, il est nécessaire d'introduire une nouvelle interaction qui brise la dégénérescence de l'oscillateur harmonique. Il est supposé qu'il y a une forte interaction entre le spin intrinsèque et le moment cinétique orbital d'un nucléon - l'interaction spin-orbite. Cette interaction permettrait de reproduire les nombres magiques empiriques. Le potentiel de l'interaction spin-orbite a la forme :

$$V_{so} = -V_{ls}(r)\hat{l} \cdot \hat{s} \quad (5.11)$$

où $\hat{s}$ et $\hat{l}$ sont des opérateurs de spin et de moment angulaire orbital pour un seul nucléon. La nécessité de prendre une constante négative $-V_{ls}$ s'explique par l'observation expéri-

Chapitre 5. L'approche microscopique

mentale $E(l + 1/2) < E(l - 1/2)$ et, du coup, le potentiel V_{so} doit aussi être négatif. Le potentiel spin-orbite V_{so} doit être ajouté au potentiel de champ moyen d'un seul nucléon $V(r)$, la formule (5.2). Ainsi, nous obtenons le nouveau potentiel $V_{nuc}(r) = V(r) + V_{so}$

Nous pouvons calculer le produit scalaire $\hat{l} \cdot \hat{s}$:

$$\langle \hat{l} \cdot \hat{s} \rangle = \frac{1}{2} \langle (\hat{j}^2 - \hat{l}^2 - \hat{s}^2) \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}] \quad (5.12)$$

où $\hat{j}$ est le moment angulaire total d'un nucléon. Alors que le spin intrinsèque d'un nucléon est égal à $\frac{1}{2}$, le moment angulaire total prend deux valeurs possibles $j = l \pm \frac{1}{2}$. Ainsi, le terme $j(j+1) - l(l+1) = (l \pm \frac{1}{2})(l \pm \frac{1}{2} + 1) - l(l+1)$ et nous obtenons :

$$\langle \hat{l} \cdot \hat{s} \rangle = \begin{cases} \frac{l}{2} & \text{pour } j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{l+1}{2} & \text{pour } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (5.13)$$

et le potentiel total est

$$V_{nuc}(r) = \begin{cases} V(r) - V_{ls} \frac{l}{2} & \text{pour } j = l + \frac{1}{2} \\ V(r) + V_{ls} \frac{l+1}{2} & \text{pour } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (5.14)$$

Deux cas sont possibles :

- lorsque le spin est **aligné** avec le moment angulaire ($j = l + \frac{1}{2}$), le potentiel devient plus négatif, c'est-à-dire que le puits du potentiel devient plus profond et l'état plus étroitement lié.
- lorsque le spin et le moment angulaire sont **anti-alignés**, l'énergie du système devient plus élevée et, par conséquent, l'énergie de liaison d'une particule individuelle dans le noyau devient plus faible.

Les niveaux d'énergie sont ainsi divisés par le couplage spin-orbite, voir la figure 5.3. Ce découpage est directement proportionnel au moment angulaire l (il est plus grand pour l plus élevé) : $\Delta E = \frac{1}{2}(2l+1)$. Par exemple, le niveau $N = 3\omega_0\hbar$ de l'oscillateur harmonique est divisé en deux niveaux $2p$ et $1f$ par le potentiel proportionnel à $\hat{l}^2$ et, à son tour, la dégénérescence du niveau $1f$ est levée par le couplage spin-orbite : $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$. Le niveau $1f_{7/2}$ est poussé vers le bas parce que le spin et le moment angulaire sont alignés et le gap en énergie ΔE entre ces deux niveaux est significatif en raison de la grande valeur de l . Grâce à ce découpage de niveau $1f$ nous pouvons reproduire le nombre magique 28. La brisure de dégénérescence des niveaux de l'oscillateur harmonique par le couplage spin-orbite permet d'obtenir les nombres magiques des nucléons, vue expérimentalement, pour

lesquels les couches sont remplies. A propos du potentiel spin-orbite (5.11), ce potentiel ne doit pas être significatif à l'intérieur du noyau parce que la force spin-orbite fait aligner le spin d'un nucléon avec son moment angulaire et, du coup, les nucléons situés sur la surface du noyau ont tendance à avoir les spins alignés. Par contre, les nucléons au milieu du noyau sont entourés par les autres nucléons avec toutes les orientations possibles de spin, cela ne permet pas de favoriser la force spin-orbite. Ceci suggère, bien que cela ne soit pas une preuve fiable, que la force de spin-orbite est principalement un phénomène qui domine sur la surface du noyau. C'est pourquoi la forme mathématique du potentiel spin-orbite doit avoir la forme :

$$V_{so} = -V_{ls}(r) \frac{\partial V(r)}{\partial r} \hat{l} \cdot \hat{s} \quad (5.15)$$

où $V(r)$ est le potentiel de l'oscillateur harmonique ou le Wood-Saxon qui sont représentés sur la figure 5.2.

Les couches nucléaires sur la figure 5.3 dans le potentiel Wood-Saxon ne seront pas changées en comparaison avec l'oscillateur harmonique car l'oscillateur harmonique est un potentiel qui correspond au premier ordre du développement en série de Taylor du potentiel de Wood-Saxon. Les positions des orbites dépendent du choix des paramètres du couplage spin-orbite.

Le modèle en couches que nous venons de présenter est un modèle assez simplifié. Cependant, il peut faire de nombreuses prédictions sur les propriétés des nucléides. Par exemple, ce modèle-là prédit le spin et la parité nucléaire, le moment dipolaire magnétique et le moment quadropolaire électrique, et il peut même être utilisé pour calculer la probabilité de transition d'un état à un autre initiée par désintégration radioactive ou par réaction nucléaire.

5.2.2 Problème à A corps dans le noyau

Dans le paragraphe précédent, nous avons fait la description du mouvement d'un nucléon comme une particule individuelle et indépendante dans le champ moyen. Cependant, dans la plupart des cas, il est nécessaire de considérer le mouvement de plusieurs nucléons dans le noyau. Supposons que nous avons A nucléons se déplaçant dans le noyau avec certaines énergies. Les énergies de ces nucléons se composent de deux parties : l'énergie cinétique ($\vec{p}_i^2/2m_i$) et l'énergie potentielle d'interaction entre les 2 nucléons. Les interactions entre 3 corps sont généralement négligées. Ainsi, nous obtenons l'hamiltonien d'un système de A nucléons :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i<j=1}^A \hat{V}(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \quad (5.16)$$

Cependant, l'expression de l'interaction nucléon-nucléon est mal connue et pas directement utilisable car il y a des forces répulsives entre deux nucléons à courte distance. Il est donc nécessaire de transformer l'expression (5.16) en introduisant un potentiel connu $\hat{U}(\vec{r}_i)$ pour simplifier ce problème. Ainsi, nous obtenons :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \left(\frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1}^A \hat{U}(\vec{r}_i) \right) + \left(\sum_{i < j=1}^A \hat{V}(\vec{r}_i, \vec{r}_j) - \sum_{i=1}^A \hat{U}(\vec{r}_i) \right) = \hat{H}_0 + \hat{H}_{res} \quad (5.17)$$

où l'hamiltonien $\hat{H}_0$ décrit le système de A nucléons indépendants évoluant dans un potentiel de champ moyen à symétrie sphérique $\hat{U}(\vec{r}_i)$ (le système non perturbé), tandis que $\hat{H}_{res}$ est un terme de perturbation décrivant les interactions résiduelles entre les nucléons.

De cette manière, le système à A corps est décrit de manière non relativiste par l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}\Psi_{1,2\dots A} = E\Psi_{1,2\dots A} \quad (5.18)$$

Afin de trouver une solution de cette équation, nous devons déterminer la fonction d'onde propre $\Psi_{1,2\dots A}$ du système à A corps pour laquelle nous cherchons la valeur propre E . Pour simplifier l'équation (5.18), il est préférable de choisir la fonction d'onde (l'antisymétrisation n'est pas prise en compte) comme :

$$\Psi_{1,2\dots A}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_A) = \prod_{i=1}^A \psi_{nlm}(\vec{r}_i) \quad (5.19)$$

où $\psi_{nlm}(\vec{r}_i)$ est la fonction d'onde d'une particule indépendante, voir la formule (5.6). Chacune de ces fonctions d'ondes est associée à l'énergie ϵ_i et à l'orbite du modèle en couches 5.3. Puisque les nucléons sont des fermions, les fonctions d'ondes Ψ doivent être antisymétriques selon le principe d'exclusion de Pauli, cette fonction est donc un déterminant de Slater. Il est évident que la fonction d'onde du système $\Psi_{1,2\dots A}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_A)$ correspond à une répartition de tous les nucléons du noyau sur les différentes orbites des particules indépendantes. Ainsi, l'ensemble des nucléons forme des groupes d'états avec les nombres quantiques n_i , l_i et j_i . Un tel groupe d'états est appelé une *configuration nucléaire* [82]. Chacune de ces configurations est composée de plusieurs états avec l'énergie ϵ_i en l'absence d'interaction entre les nucléons. Alors, selon l'équation (5.18), l'énergie totale du système non perturbé ($\hat{H}_{res} = 0$) à A corps est :

$$\Psi \hat{H}_0 \Psi^* = E_0 = \sum_{i=1}^A \epsilon_i \quad (5.20)$$

où $\Psi = \Psi_{1,2\dots A}$. Dans le cas du système à A corps perturbé par l'interaction nucléon-nucléon, l'énergie de perturbation est :

$$\Psi \hat{H}_{res} \Psi^* = E_{res}; \quad E_{res} \ll E_0 \quad (5.21)$$

Selon la théorie de perturbation, l'énergie E_{res} doit être minimisée.

Ainsi, l'interaction résiduelle sera donc responsable du changement de l'énergie E_0 , et de l'évolution des couches vis-à-vis de celles obtenues par le traitement de l'hamiltonien non perturbé. Il convient de préciser que la résolution du problème à A corps est de diagonaliser l'hamiltonien dont les éléments diagonaux contiennent les énergies des particules-individuelles dans l'espace de valence et les éléments restant correspondent à l'interaction effective à deux corps. Du coup, la diagonalisation de cet hamiltonien nous amènera à la situation quand les orbites du modèle en couches interagissent. Dans ce cas, les états excités du noyau peuvent être provenir des combinaisons linaires de différentes configurations nucléaires.

5.2.3 Espace de valence et cœur inerte

Les calculs de modèle en couches décrivent ainsi de façon très fiable la spectroscopie de basse énergie des noyaux. Ils ont toutefois l'inconvénient d'être très coûteux à mettre en œuvre à cause de la taille des espaces d'hamiltonien qui augmente très rapidement avec :

- le nombre de nucléons,
- le nombre de couches

Bien entendu les ressources d'ordinateur pour diagonaliser un tel hamiltonien sont limitées, il est donc évident que l'espace de l'hamiltonien doit être réduit en limitant le nombre de particules interagissantes. Nous pouvons considérer le noyau comme un ensemble de A_v *nucléons de valence* gravitant dans un nombre fini (mais le plus grand possible) de couches autour d'un cœur composé de $A_c = A - A_v$ *nucléons inertes* (généralement choisi doublement magique). Seuls les nucléons de valence participeront aux excitations dans le cadre du calcul. Cette hypothèse permet de réduire le nombre de couches dans le noyau au nombre de couches de valence. Aussi, nous pouvons réduire l'espace utilisé par des considérations énergétiques ou de symétrie. Par exemple, les hamiltoniens sont invariants par rotation et donc diagonaux par blocs dans une base dépendante du moment angulaire. Nous pourrions ainsi diagonaliser l'hamiltonien dans l'espace de chaque bloc de moment angulaire bien défini indépendamment des autres.

5.2.4 L'interaction effective

L'interaction la plus fondamentale à 2 nucléons $\hat{V}(\vec{r}_i, \vec{r}_j)$ (dans l'expression (5.17)) est l'élément capital dans la modélisation du noyau. Il y a beaucoup de potentiels qui correspondent à l'interaction entre deux nucléons libres dans le vide. Par exemple, le potentiel de Hamada-Johnston (cœur rigide), potentiel de Nijmegen, potentiel de Bonn,

potentiel de Reid pour un cœur mou, potentiel de CD-Bonn etc. Ce dernier a été utilisé pour les calculs du présent manuscrit. Les paramètres de ces potentiels étaient obtenus selon les données de diffusion nucléon-nucléon. En effet les données de diffusion élastique nucléon-nucléon servant à ajuster les paramètres de ces potentiels phénoménologiques s'élèvent jusqu'à des énergies d'environ 350 MeV. Cependant, l'interaction entre deux nucléons a un comportement répulsif à courte distance (environ 0.4 fm), ce qui rend impossible le calcul pratique en utilisant la théorie de perturbation. De plus, l'interaction entre 2 nucléons dans le noyau n'est pas la même que celle entre deux nucléons dans le vide, et son potentiel reste inconnu. C'est pourquoi les potentiels d'interaction nucléon-nucléon libres doivent être modifiés pour prendre en compte l'interaction avec le milieu nucléaire avant d'être appliquées pour la description des noyaux, dite interaction effective.

Il existe au moins deux méthodes plus connues pour contourner les problèmes précédemment présentés et déterminer le potentiel d'interaction effective $\hat{V}_{eff}$: le formalisme de la matrice G et l'interaction de renormalisation V_{low-k} .

5.2.4.1 Le formalisme de la matrice G

La voie traditionnelle pour obtenir l'interaction effective du modèle en couches est très souvent le calcul de la matrice G . Le formalisme de la matrice G permet de calculer un potentiel effectif en partant de l'interaction entre deux nucléons dans le vide prenant en compte le principe de Pauli et les espaces tronqués du modèle en couches (l'espace de valence). Ainsi, la matrice G décrit la diffusion d'un nucléon par un autre dans le milieu nucléaire. Plus de détails peuvent être trouvés dans l'article [83].

5.2.4.2 L'interaction de renormalisation

Une alternative à l'utilisation de la matrice G est l'interaction de renormalisation appelée V_{low-k} . La méthode V_{low-k} consiste en une approche par les équations du groupe de renormalisation afin d'éliminer la force répulsive d'interaction entre deux nucléons aux faibles distances tout en préservant leurs comportements aux plus basses énergies. Un potentiel nucléon-nucléon V_{low-k} est dérivé des potentiels de deux nucléons en éliminant les composantes du moment de l'interaction nucléon-nucléon à haute énergie dans l'approche du groupe de renormalisation [84].

Le V_{low-k} est utilisé comme le potentiel initial pour les calculs du modèle en couches au lieu de la matrice Brueckner G . Grâce à cette approche, il est possible de diminuer la sensibilité à la dépendance de la masse nucléaire de l'interaction d'entrée que l'on trouve dans l'approche matricielle G , ainsi que d'éliminer l'effet du mouvement spurieux du centre de masse.

6 Interprétation des résultats

Ce chapitre reprend les résultats obtenus pour les noyaux de $^{86,88}\text{Se}$ pour en offrir une interprétation à la lumière des calculs théoriques récemment effectués. Il est divisé en quatre sections :

Dans la première section, nous reparlerons des études systématiques dans la région autour du noyau d'intérêt ^{88}Se .

La deuxième section présente les calculs de modèle en couches qui reproduisent bien le schéma de décroissance γ dans le noyau ^{88}Se en utilisant un cœur de ^{78}Ni . Le modèle en couches montre que les interactions entre les particules sur les orbites $\pi f_{5/2p}$ et νsd sont responsables de la collectivité dans le noyau étudié.

La troisième section évoque l'interprétation faite en utilisant le formalisme du Modèle Algébrique Collectif (ACM) développé par D.J Rowe. Nous testerons les différents scénarios d'interprétation du schéma de niveaux du noyau ^{88}Se . Les calculs ACM proposent une bonne description des énergies d'excitation et des positions relatives de la bande fondamentale et de la bande γ dans le noyau d'intérêt. La comparaison entre les résultats théoriques donnés par le modèle en couches et les calculs du modèle ACM indique que le ^{88}Se est un noyau de transition.

Dans la quatrième section, nous présenterons le résultat des calculs récemment réalisés en utilisant le modèle Quasiparticule-plus-Phonon (QPM). Ce modèle a été appliqué pour décrire le mouvement nucléaire dans ^{86}Se et ^{88}Se .

Sommaire

6.1 Étude systématique des noyaux de $N = 50 - 58$	128
6.1.1 Structure des noyaux au voisinage de ^{88}Se	129
6.2 Résultats des calculs du modèle en couches	130
6.2.1 Polarisation du cœur	131
6.2.2 Calculs du modèle en couches pour le noyau ^{88}Se	131
6.3 Résultats des calculs du modèle ACM	133
6.3.1 Limite de Wilets-Jean ou noyau γ -instable	133
6.3.2 La possibilité de la triaxialité rigide dans le noyau ^{88}Se	136
6.3.3 Le noyau ^{88}Se comme noyau de transition	138
6.3.3.1 Prédiction de l'énergie de l'état 0_2^+	143
6.4 Résultats des calculs du modèle QPM	143
6.4.1 État 2_2^+ de la bande γ dans le ^{86}Se	144
6.4.2 État 2_2^+ de la bande γ dans le ^{88}Se	147

6.1 Étude systématique des noyaux de $N = 50 - 58$

Avant d'aborder les calculs de modèle en couches, ACM ou QPM, il convient de rappeler les résultats des études systématiques dans la région autour du noyau ^{88}Se .

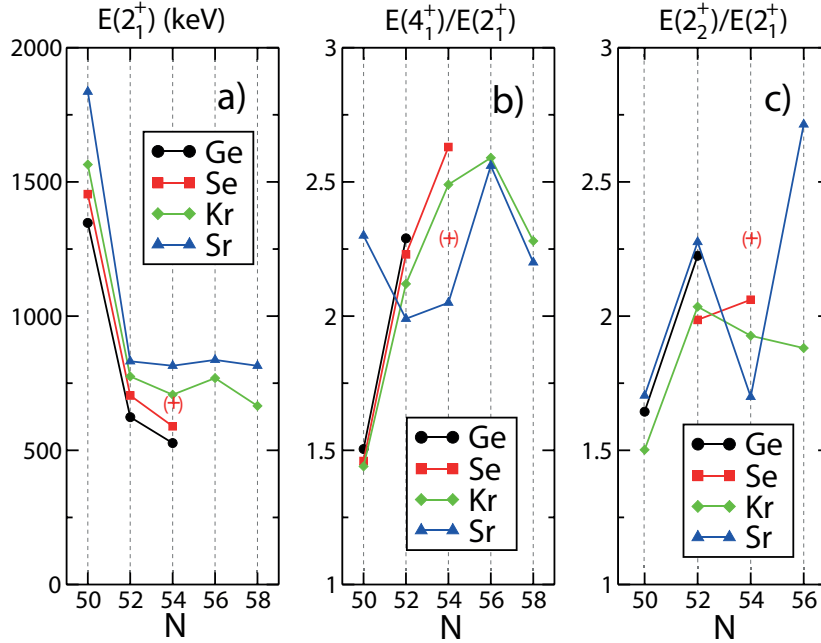


Figure 6.1 — Systématique des états excités des isotopes de Ge, Se, Kr et Sr en fonction du nombre de neutrons dans l'intervalle $50 \leq N \leq 58$: a) Évolution des énergies des états 2_1^+ , b) rapport des énergies $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ et c) $E(2_2^+)/E(2_1^+)$. Le symbole (+) représente les valeurs prédites par les calculs du modèle en couches pour ^{88}Se .

L'évolution de l'énergie des états excités 2_1^+ dans les isotopes de Ge, Se, Kr et Sr $50 \leq N \leq 58$ est montrée sur la figure 6.1a. L'état 2_1^+ de ^{88}Se à 589.4 keV est situé entre celui de ^{86}Ge et ^{90}Kr . Les énergies d'état 2_1^+ de chaque chaîne isotopique entre $N = 52$ et $N = 58$ décroît lorsque l'on passe de Sr ($Z = 38$) à Ge ($Z = 32$) indiquant une déformation quadrupolaire plus forte. Le rapport d'énergies $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ pour $N = 52$ varie entre 2.0 et 2.3, ces valeurs sont typique pour les excitations vibratoire, figure 6.1b. Pour les isotopes $N = 54$, ce rapport prend les valeurs de 2.5 à 2.6 correspondant aux valeurs typiques pour les noyaux de transition ou γ -instables. La collectivité augmente en fonctions du nombre de neutrons dans chaque chaîne isotopique. Cela est confirmé par l'accroissement des valeurs $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ de ~ 10 à 20 W.u. (unité de Weisskopf) lorsque l'on passe de ^{88}Kr à ^{94}Kr [85, 86, 87]. Les valeurs similaires de $E(2_1^+)$ et le ratio $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ indiquent que les états excités à basse énergie dans $^{86,88}\text{Se}$ peuvent avoir les caractéristiques d'une collectivité comparables à celles des noyaux voisins.

Le paramètre de déformation quadrupolaire β a été estimé à 0.24(2) pour ^{86}Ge dans

l'article [21], utilisant la formule empirique de Raman qui associe le paramètre de déformation β au $E(2_1^+)$ et la masse du noyau [88]. La même formule a permis d'obtenir un $\beta = 0.22(2)$ pour le noyau ^{88}Se . Il est également important de noter que le rapport $E(4_1^+)/E(2_1^+) = 2.63$ pour ^{88}Se est plus élevé par rapport à celui des noyaux voisins. Ce fait indique que la rigidité du noyau augmente. Ainsi, la déformation quadrupolaire et la rigidité des isotopes $\text{Ge}(Z = 32)$ et $\text{Se}(Z = 34)$ sont plus élevées que celles de leurs homologues $\text{Kr}(Z = 36)$ et $\text{Sr}(Z = 38)$. Cela signifie que la fermeture des sous-couches $Z = 38$ ou 40 joue un rôle important à générer la forme des noyaux mous. De plus, les figures 6.1b et 6.1c montrent que la sous-couche $N = 56$ a un effet plus prononcé sur le noyau Sr .

L'énergie du niveau 2_2^+ de ^{88}Se est l'une des énergies la plus basse connue dans la région. Ce niveau est situé en-dessous de l'état 4_1^+ et indique une souplesse triaxiale du noyau ou une dépendance faible en fonction de γ . Cependant, comme le montre le rapport $E(2_2^+)/E(2_1^+)$ sur la figure 6.1c, il y a aussi des quelques noyaux dans cette région qui deviennent plus sensibles à la déformation triaxiale.

Il sera aussi utile de présenter la comparaison des schémas de niveaux expérimentaux correspondants aux noyaux situés dans la région du ^{88}Se .

6.1.1 Structure des noyaux au voisinage de ^{88}Se

Nous allons, à présent, nous intéresser à la comparaison des schémas de niveaux expérimentaux pour les noyaux ^{84}Ge , ^{86}Se et $^{90,92}\text{Kr}$ avec la structure nucléaire du ^{88}Se obtenue dans cette étude, voir la figure 6.2. Les noyaux ^{84}Ge , ^{86}Se et $^{90,92}\text{Kr}$ sont placés dans la même région que le noyau d'intérêt ^{88}Se .

Dans cette étude systématique, les états 2_1^+ , 4_1^+ et 2_2^+ sont approximativement situés à la même énergie pour les noyaux de ^{84}Ge , ^{86}Se , $^{90,92}\text{Kr}$ et ^{88}Se . Les deux états de spins 4^+ et 2_2^+ ont presque le même espacement d'énergie dans les noyaux $^{90,92}\text{Kr}$, ^{86}Se et ^{88}Se , ce qui indique que les noyaux $^{90,92}\text{Kr}$, ^{86}Se possèdent une déformation similaire au noyau ^{88}Se . Concernant le noyau ^{84}Ge , ses états excités de spins 4_1^+ et 2_2^+ sont presque dégénérés, comme cela avait été prédit dans le calcul du modèle de Wilets-Jean avec le paramètre de triaxialité $\kappa = 0$, figure 4.7.

En résumé, nous allons tester l'approche du modèle de Wilets-Jean dans la section 6.3.1 pour reproduire la structure nucléaire du noyau ^{88}Se . Comme sa structure ressemble à celles des noyaux de ^{84}Ge , ^{86}Se et $^{90,92}\text{Kr}$, ce modèle pourrait être appliqué aux noyaux au voisinage de ^{88}Se . Ainsi, ce modèle nous propose l'un des scénarios pour l'interprétation de leurs structures nucléaires. Sans connaître l'information sur le paramètre de déformation β_2 obtenu expérimentalement ou les états de hauts spins du noyau ^{88}Se et de ses voisins, aucune réponse définitive n'est pas possible. Le manque d'information sur les états de

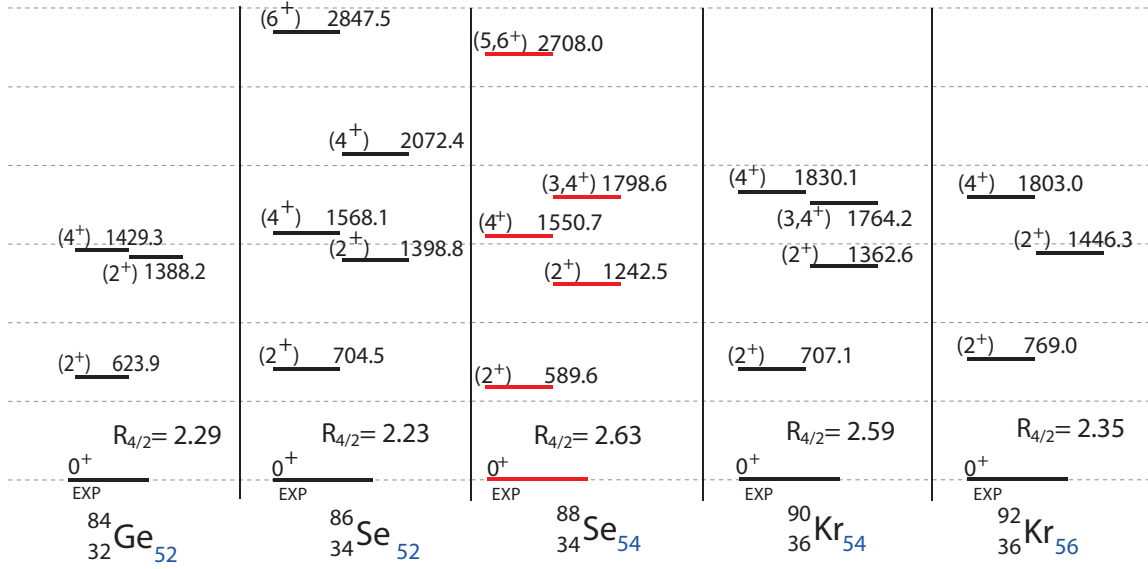


Figure 6.2 — Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ⁸⁸Se en rouge avec les schémas de niveaux expérimentaux pour les noyaux ⁸⁴Ge, ⁸⁶Se et ^{90,92}Kr.

hauts spins nous amène aux autres scénarios d'interprétation de la structure nucléaire du noyau ⁸⁸Se qui seront présentés ci-après.

6.2 Résultats des calculs du modèle en couches

Nous allons, à présent, nous intéresser aux résultats des prédictions théoriques utilisant le modèle en couches, à l'évolution de forme des noyaux dans la région de masse étudiée $A \sim 90$ et aux études systématiques obtenus pour le noyau ⁸⁸Se.

La région des noyaux riches en neutrons au-dessus de la fermeture de couche $N = 50$, où le noyau d'intérêt ⁸⁸Se est placé, apparaît comme étant particulièrement intéressante pour l'étude des propriétés quadrupolaires. Selon le point de vue du modèle en couches, les noyaux au-dessus de ⁷⁸Ni peuvent être décrits dans l'espace de valence comprenant notamment les orbites $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$, $1h_{11/2}$ pour les neutrons et $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ pour les protons. Ceci signifie que seuls les nucléons évoluant dans ces couches sont autorisés à réaliser des excitations. Dans le cas du noyau d'intérêt ⁸⁸Se₃₄, la collectivité et la déformation axiale proviennent d'une interaction quadrupolaire entre les orbites occupées $\pi(1f_{5/2}, 2p)$ et $\nu(2d, 3s_{1/2}, 1g_{7/2})$ quand 4 neutrons et 6 protons sont ajoutés au cœur ⁷⁸Ni doublement magique ($N = 50$ et $Z = 28$). En effet, les résultats des calculs du modèle en couches pour le noyau ⁸⁸Se sont en accord avec les résultats du groupe algébrique pseudo-SU(3). Plus de détails sur la description du modèle se trouvent dans l'article de

K.Sieja [23].

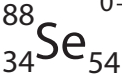
6.2.1 Polarisation du cœur

Nous avons supposé que le cœur doublement magique dans le noyau étudié est inerte. Mais si le cœur du noyau a tendance à se déformer alors des excitations particule-trou seront permises à partir du cœur de ^{78}Ni . Ce phénomène s'appelle *la polarisation du cœur*. La polarisation du cœur oblige de prendre en compte une charge effective qui permet d'introduire l'ouverture du cœur dans le modèle. La charge effective de $e_{\pi}^{eff} = 1.7e$ et $e_{\nu}^{eff} = 0.7e$ a été utilisée pour les protons et neutrons afin de rendre compte des contributions des états de l'espace du cœur (*de facto* exclus de l'espace de valence) aux excitations dans le noyau étudié. Une telle procédure a permis de reproduire le taux de transition expérimental.

6.2.2 Calculs du modèle en couches pour le noyau ^{88}Se

Un calcul de modèle en couches a été réalisé par K.Sieja (IPHC Strasbourg) avec le code *ANTOINE*, développé et entretenu par le groupe de physique nucléaire théorique de l'IPHC de Strasbourg. L'interaction effective utilisée dans l'espace de valence au-dessus du cœur doublement magique ^{78}Ni a été obtenue et décrite dans l'article [89]. L'interaction effective est basée sur l'analyse et l'ajustement des données expérimentales disponibles pour les isotopes $^{57}_{28}\text{Ni}_{29}$ - $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ et les isotones $^{79}_{29}\text{Cu}_{50}$ - $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$. En utilisant l'approche de la matrice G décrite dans le paragraphe 5.2.4.1, la procédure d'ajustement donne une interaction réaliste *Ni78-II* basée sur les potentiels CD-Bonn nucléon-nucléon avec des corrections. Dans l'étude réalisée pour le noyau ^{88}Se , l'interaction proton-proton, l'interaction neutron-neutron appelée *GCN5082* et l'interaction proton-neutron ont été prises en compte. L'interaction obtenue *Ni78-II* entre les nucléons reproduit bien l'évolution des couches pour les noyaux de masse $A \sim 90$ dans la chaîne isotopique $Z = 32 - 40$. Ainsi, les résultats de calculs représentés sur la figure 6.3 se substituent à ceux pour ^{88}Se publiés dans l'article [23].

Le modèle en couches reproduit bien le schéma de niveaux expérimental, de même que les rapports $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ et $E(2_2^+)/E(2_1^+)$ qui sont marqués par les croix sur la figures 6.1b et 6.1c. Les énergies des états prédits de la bande γ n'ont augmenté que de 150 à 250 keV par rapport aux données expérimentales. Les énergies des états prédits de spin 4_1^+ et 6_1^+ sont supérieurs de ~ 200 et ~ 400 keV respectivement par rapport aux états expérimentaux. Les résultats des calculs sont présentés dans la figure 6.3 où les intensités prédites des transitions sont proportionnelles à la largeur des flèches. Il y a un bon accord entre les intensités calculées et celles expérimentalement mesurées. Aussi, le modèle en couches a donné les valeurs du taux de transition $B(E2)$ qui sont indiquées



les orbites $\pi 7/2[303]$ et $\nu 9/2[404]$ s'approchent de la surface de Fermi pour $Z = 34$ et $N = 54$ sur les diagrammes de Nilsson. Ainsi, ces deux orbites commencent à contribuer aux excitations dans le noyau ^{88}Se et, du coup, ils forment les blocs supplémentaires quasi-SU(3). De plus, K.Sieja et F.Nowacki [92] ont démontré l'impossibilité de décrire les transitions de phase dans l'espace de valence naturel en-dehors du cœur ^{78}Ni . Ainsi, l'espace de valence élargi offre une meilleure compréhension de la collectivité dans la région de noyaux plus exotiques de masse $A \sim 90$, en particulier, dans le noyau ^{88}Se .

6.3 Résultats des calculs du modèle ACM

Le modèle ACM est un outil utile pour effectuer des calculs de modèle collectif pour pratiquement n'importe quel hamiltonien du modèle de Bohr collectif avec des potentiels correspondant au degré de liberté des paramètres β et γ . L'objectif de la présente analyse est l'interprétation de la structure nucléaire du noyau ^{88}Se . Pour atteindre cet objectif, les schémas de niveaux expérimentaux du ^{88}Se et de ses voisins ^{86}Se , $^{84,86}\text{Ge}$, $^{90,92}\text{Kr}$ doivent être analysés pour divers paramètres M , α , χ , κ de l'hamiltonien du modèle ACM. Cette analyse nous amènera aux trois scénarios dans lesquels notre connaissances sur les propriétés nucléaires du noyau ^{88}Se pourraient être étendues. Ainsi, cette section représente une tentative de donner une interprétation générale dans les trois scénarios où un choix particulier de l'hamiltonien a été fait.

6.3.1 Limite de Wilets-Jean ou noyau γ -instable

A présent que la description général du modèle de Wilets-Jean a été effectuée, nous nous intéressons aux résultats des calculs concernant le noyau ^{88}Se . Avec le modèle de Wilets-Jean qui est le sous-modèle de ACM, ce noyau est modélisé comme un rotateur rigide en β possédant une déformation triaxiale instable. Le potentiel dans lequel les nucléons bougent collectivement a été obtenu pour les quatre paramètres $M = 100$, $\alpha = 4$, $\chi = 0$ et $\kappa = 0$, figure 4.5e. L'expression mathématique du potentiel nucléaire est donnée par l'hamiltonien (4.5). Dans cette étude, les calculs ont été effectués dans le cadre du modèle Wilets-Jean. Les résultats de ceux-ci, pour les états observés expérimentalement dans ce manuscrit, sont présentés sur la figure 6.4. Cette figure présente aussi le rapport d'énergie entre les deux premiers niveaux excités 4_1^+ et 2_1^+ qui varie autour de la valeur 2.5. Cela signifie que la structure nucléaire du noyau d'intérêt ^{88}Se peut être interprétée comme un noyau γ -instable ou mou en γ .

Afin de comparer plus facilement les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe 3.1.3.5 avec les résultats de calculs, les états calculés ont été placés de part et d'autre des états excités observés expérimentalement dans le noyau ^{88}Se , voir la figure 6.4.

Chapitre 6. Interprétation des résultats

Le schéma de niveaux à gauche correspond bien à la séquence de niveaux prédite théoriquement et présentée sur la figure 4.7 pour le cas de la limite de Wilets-Jean. Sur ce schéma de niveaux calculé, les états 4_1^+ et 2_2^+ forment le doublet d'énergie 1472.4 keV, tandis que les états d'énergie 2650.1 keV forment le triplet. Dans le cas de la limite de Wilets-Jean, le ratio $R_{4/2} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$ doit prendre la valeur 2.5. Les calculs dans le cadre de ACM reproduisent bien cette valeur caractéristique pour les paramètres $M = 100$, $\alpha = 4.0$, $\chi = 0$ et $\kappa = 0$. Il faut aussi noter que l'énergie d'état 2_1^+ est donnée afin d'effectuer les calculs dans le cadre du modèle ACM.

Les états calculés de spins 4_1^+ et 6_1^+ sont en très bonne adéquation avec les résultats expérimentaux. Mais le modèle Wilets-Jean ne peut pas ajuster le deuxième état 2_2^+ d'énergie 1242.5 keV observé expérimentalement. Concernant le doublet 3_1^+ , 4_2^+ prédit

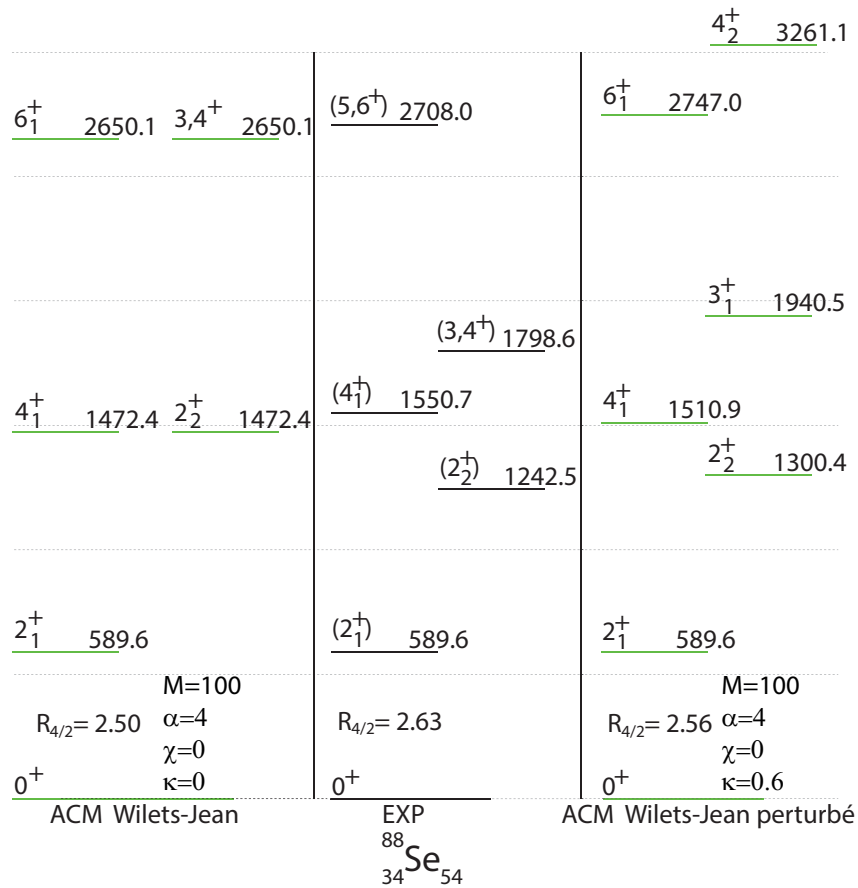


Figure 6.4 – Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se avec le résultat du calcul utilisant le modèle ACM. Le schéma de niveaux au milieu de la figure représente les états excités observés expérimentalement, le schéma à gauche correspond aux états calculés dans le cadre du modèle Wilets-Jean ($\kappa = 0$) et le schéma à droite montre les résultats de calculs pour le paramètre κ non-nul.

6.3. Résultats des calculs du modèle ACM

par le calcul, il a une énergie nettement plus haute que l'énergie de l'état $(3, 4)^+$ observé expérimentalement. La différence d'énergie entre ces deux états est de 851.5 keV.

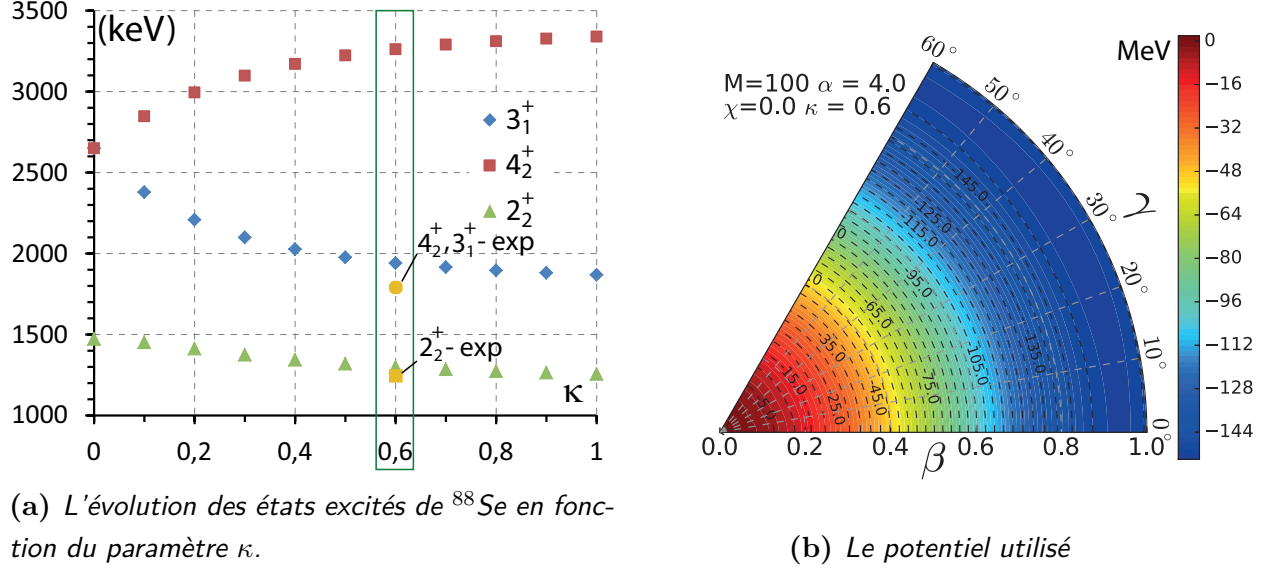


Figure 6.5 — a) Évolutions des états de spins 2_2^+ , 3_1^+ , 4_2^+ de ^{88}Se en fonction du paramètre κ . Les états qui ajustent le mieux l'observation expérimental sont entourés en vert sur cette systématique. b) Potentiel nucléaire $V(\beta, \gamma)$ utilisé dans le modèle ACM avec les paramètres $M = 100$, $\alpha = 4$, $\chi = 0$, $\kappa = 0.6$.

Pour de meilleurs ajustement entre les résultats de calcul et les états excités expérimentaux, nous avons décidé de varier le paramètre de triaxilité κ par pas $\Delta\kappa = 0.1$. Les résultats de calcul sont exposés dans la figure 6.5a. Pour le paramètre $\kappa = 0$, les états de spins 3_1^+ , 4_2^+ sont dégénérés, comme c'est prédit par le modèle Wilets-Jean. Lorsque le paramètre κ est non-nul, la dégénérescence de ces états se brise. Du coup, l'énergie de l'état de spin 3_1^+ baisse tandis que l'énergie du deuxième état excité 4_2^+ augmente en fonction de κ . L'énergie de l'état de spin 2_2^+ diminue quand la valeur κ augmente. La valeur $\kappa = 0.6$ donne la solution la plus optimale dans le cadre du modèle Wilets-Jean pour des noyaux γ -instables. Les états calculés sont présentés sur le schéma de niveaux à droite dans la figure 6.4. L'énergie de l'état calculé 2_2^+ est en très bonne adéquation avec le deuxième état 2_2^+ observé expérimentalement.

Concernant l'état d'énergie 1798.6 keV déterminé expérimentalement, nous remarquons que le spin de cet état excité ne peut pas être attribué avec certitude, mais une hypothèse sur une assignation de spin 3_1^+ ou 4_2^+ peut être effectuée. Cela nous donne une idée de la nature du spin de cet état. Cette hypothèse a été confirmée par le modèle du rotateur rigide possédant une déformation triaxiale instable, c'est-à-dire le modèle du noyau γ -instable (modèle Wilets-Jean). La forme du potentiel du noyau γ -instable est in-

dépendante de la variable γ . De petites variations de paramètre de triaxialité κ préservent la forme du potentiel et, du coup, ses lignes équipotentielles sont indépendantes de la variable γ . Comme nous pouvons le voir dans la figure 6.5b, le potentiel nucléaire du modèle reste pratiquement indépendant de γ quand le paramètre κ est égal à 0.6. Ce potentiel est presque identique à celui de la figure 4.5e.

Il est important de noter que si les paramètres du potentiel χ et κ sont égaux à 0, alors les états calculés seront caractérisés par le bon nombre quantique v de séniorité, comme le montre le schéma de niveaux de la figure 4.7. Les transitions avec $\Delta v = 1$ sont plus favorisées, par contre la transition $4_2^+(v = 3) \rightarrow 2_1^+(v = 1)$ qui réduit la séniorité d'état de 2 unités $\Delta v = 2$ est beaucoup moins probable. Pour que les transitions avec $\Delta v = 2$ deviennent possibles, il faudrait mélanger les séniorités en prenant en compte les paramètres χ et κ non nuls. Expérimentalement, la transition $(3_1, 4_2)^+ \rightarrow 2_1^+$ n'était pas observée avec certitude à cause de sa faible intensité. De ce fait, il s'avère que le mélange de séniorités ne peut pas être trop grand. Les calculs ACM confirment que la petite perturbation des paramètres χ et κ n'introduit pas un grand mélange de séniorités d'états excités. Ainsi, dans le cadre du scénario présent, le modèle de Wilets-Jean avec le paramètre de triaxialité $\kappa = 0.6$ perturbé est acceptable et ne favorise pas les transitions avec $\Delta v = 2$.

Pour conclure, le modèle de Wilets-Jean nous amène au scénario d'interprétation du schéma de niveaux expérimental du ^{88}Se où l'état à 1798.6 keV peut être assigné à un spin de 3^+ . L'état expérimental à 2708.0 keV peut être identifié avec l'état prédit à 2747.0 keV dans les calculs de modèle du noyau γ -instable et le spin 6^+ peut lui être attribué. Toutes ces correspondances doivent être confirmées par d'autres études, car elles ne sont que des hypothèses.

6.3.2 La possibilité de la triaxialité rigide dans le noyau ^{88}Se

Les prédictions du calcul réalisé avec le modèle du noyau rigide en γ vont être présentées pour le noyau ^{88}Se dans cette sous section. La comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats du calcul de modèle ACM réalisé avec les paramètres du potentiel nucléaire $M = 70$, $\alpha = 0.9$, $\chi = 0.1$ et $\kappa = 3$ est présentée sur la figure 6.7. Le potentiel nucléaire $V(\beta, \gamma)$ utilisé dans les calculs est présenté sur la figure 6.6. Nous remarquons que le minimum de ce potentiel est localisé autour de $\gamma = 30^\circ$, ce qui correspond à la triaxialité rigide dans le noyau modélisé. En utilisant ce potentiel nous pouvons considérer le noyau ^{88}Se comme un noyau possédant une déformation triaxiale statique, c'est-à-dire un noyau γ -stable.

Les états excités sont très bien reproduits avec le calcul du modèle ACM pour les noyaux triaxiaux rigides présenté dans cette étude. Les états calculés sont en très bon

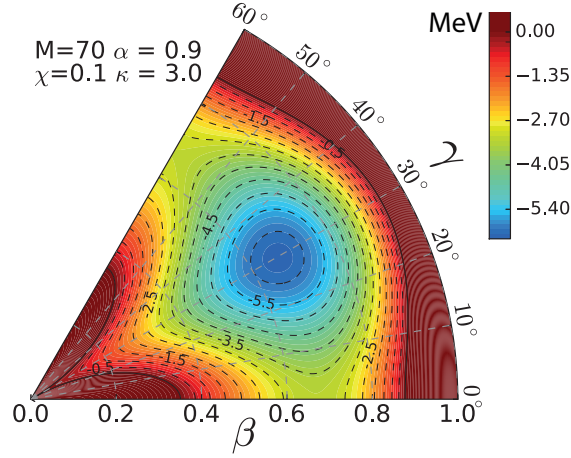


Figure 6.6 – La surface d'énergie potentielle $V(\beta, \gamma)$ utilisée avec le modèle ACM pour les paramètres $M = 70$, $\alpha = 0.9$, $\chi = 0.1$, $\kappa = 3.0$

accord avec les résultats expérimentaux, puisqu'ils correspondent aux énergies à plus ou moins 50 keV. Grâce à ces calculs, nous avons constaté que l'état de spin 6_1^+ prédit par le calcul du modèle ACM, pourrait correspondre au niveau à 2708.0 keV, un spin de 6^+ pourrait aussi être attribué à ce niveau dans le cadre de notre modèle théorique.

Le spin du niveau d'énergie 1798.6 keV n'est pas déterminé avec certitude dans cette étude. Un état de spin 3^+ est prédit à 1843.0 keV dans les calculs, il peut correspondre à l'état d'énergie 1798.6 keV déterminé expérimentalement.

Il est donc nécessaire de pouvoir effectuer d'autres études permettant l'assignation de spin, telle que les corrélations angulaires ou explorer les schémas de niveaux de hauts spins. Mais, dans le cadre de cette étude, il n'est pas possible d'effectuer ces analyses à cause de la faible statistique.

En résumé, le scénario d'interprétation du schéma de niveaux expérimental du ^{88}Se en utilisant le modèle du noyau rigide en γ est moins probable parce que la déformation triaxiale stable n'est pas aperçue dans les noyaux voisins. De plus, l'espacement des énergies des états 3_1^+ et 4_2^+ est très significatif, ce qui contredit les calculs du modèle en couches où les états de spins 3_1^+ et 4_2^+ sont presque dégénérés. Ainsi, il est peu probable d'avoir une triaxialité rigide dans le noyau ^{88}Se avec quelques nucléons au-dessus de la fermeture de couche $N = 50$.



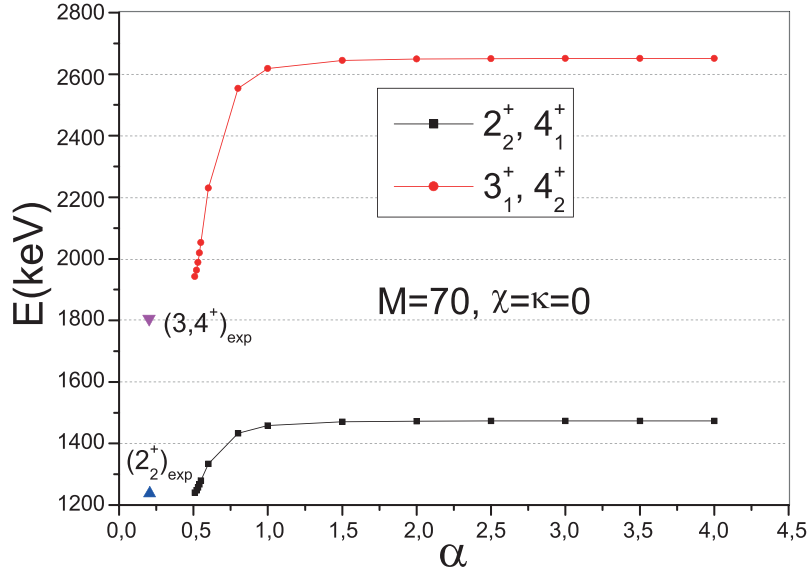


Figure 6.8 – Énergie des doublets $2_2^+, 4_1^+$ et $3_1^+, 4_2^+$ en fonction du paramètre α .

les noyaux de transition. Les figures 4.7 et 6.8 montrent que le noyau modélisé par les paramètres $M = 70, \chi = \kappa = 0$ reste rigide dans l'intervalle $1 < \alpha < 4$, et de plus les énergies des doublets $2_2^+, 4_1^+$ et $3_1^+, 4_2^+$ sont très élevées par rapport aux valeurs expérimentales. Quand la valeur du paramètre α tend vers 0.5, les énergies des états calculés $2_2^+, 4_1^+$ et $3_1^+, 4_2^+$ vont de plus en plus correspondre aux états d'énergies 1242.5 et 1798.6 keV déterminés expérimentalement.

Afin de modéliser les noyaux de transition dans le cadre du modèle ACM, nous avons choisi les paramètres du potentiel nucléaire suivants : $M = 70, \alpha = 0.55, \chi = 0.8$ et $\kappa = 0$. Le paramètre χ non-nul a été pris en compte pour introduire la faible déformation axiale dans le noyau étudié. Le minimum du potentiel correspondant n'est pas localisé autour d'une valeur fixe de β . Ainsi, le potentiel atteint son extremum sur l'intervalle $0 < \beta < 0.3$, comme le montre la figure 6.9. En utilisant un tel potentiel nous pouvons interpréter le schéma de niveaux du noyau faiblement déformé dite intermédiaire.

Les résultats des calculs du modèle ACM avec les paramètres choisis sont montrés sur la figure 6.10. De plus, un calcul du modèle en couches (SM) avait aussi été effectué par Kamila Sieja (IPHC de Strasbourg) avec le code *ANTOINE*. Nous pouvons constater l'accord satisfaisant entre les deux bandes de vibration γ prédites par le modèle en couches et les calculs d'ACM. Par contre, le modèle du noyau de transition ne décrit pas bien la bande fondamentale observée expérimentalement. Les résultats des prédictions de ce calcul sont comparés aux résultats de calculs du modèle ACM obtenus dans cette étude. Dans ces deux schémas donnés par ces deux modèles, nous observons la levée de dégénérescence des états de spins 3_1^+ et 4_2^+ , l'espacement d'énergie entre ces niveaux étant

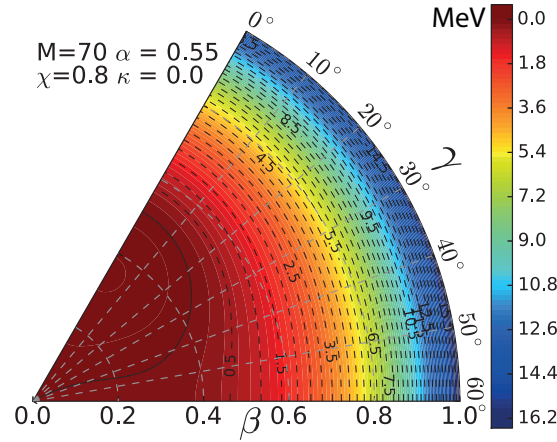


Figure 6.9 – La surface d'énergie potentielle $V(\beta, \gamma)$ utilisée dans le modèle ACM avec les paramètres $M = 70$, $\alpha = 0.55$, $\chi = 0.8$ et $\kappa = 0$. Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.5 MeV.

similaire. La position du deuxième état 2^+ prédit par ces modèles est en bon d'accord avec l'énergie expérimentale. Les états de spins 4_1^+ , 6_1^+ prédits par le modèle ACM ont des positions trop basse énergie par rapport aux résultats expérimentaux et aux prédictions du modèle en couches. Cela est inévitable dans le cadre du modèle ACM parce que l'étirage centrifuge agit sur le rotateur souple, et du coup, l'énergie des états excités de la bande fondamentale baisse. L'étirage centrifuge est dominant pour les spins élevés mais, dans le cas du potentiel nucléaire très mou, il peut se manifester aussi à bas spins. La comparaison avec la figure 6.7, où le modèle du noyau est plus rigide, permet de conforter l'idée de la centrifugation dans le noyau modélisé.

Dans le cadre du présent scénario, le modèle du noyau de transition avec le paramètre $\chi = 0.8$ est acceptable et ne favorise pas des transitions entre les états qui correspondraient à $\Delta v = 2$ dans la limite de Wilets-Jean, où v représente la séniorité. Cette conclusion a été confirmée par les calculs du modèle en couches (SM) présentés sur la figure 6.10. La probabilité $B(E2)$ de transitions $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ($B(E2) \approx 0$) ou $2_2^+ \rightarrow g.s$ avec $\Delta v = 2$ n'est pas forte par rapport aux transitions avec $\Delta v = 1$ (dans la limite de Wilets-Jean). Ainsi, le modèle en couches et les calculs ACM confirment bien l'interprétation de la structure nucléaire du ^{88}Se comme un noyau de transition.

Il est important de noter que les calculs du modèle en couches ont prédit un rapport $R_1 = B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \approx 0.15$ qui est évidemment plus petit que celui obtenu dans le cadre du modèle ACM (1.24). Cela aurait pu être expliqué au vu de l'évolution de la probabilité de transition $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ sur la figure 6.11a. Comme la valeur du paramètre correspondant à la transition de phase entre la forme du noyau

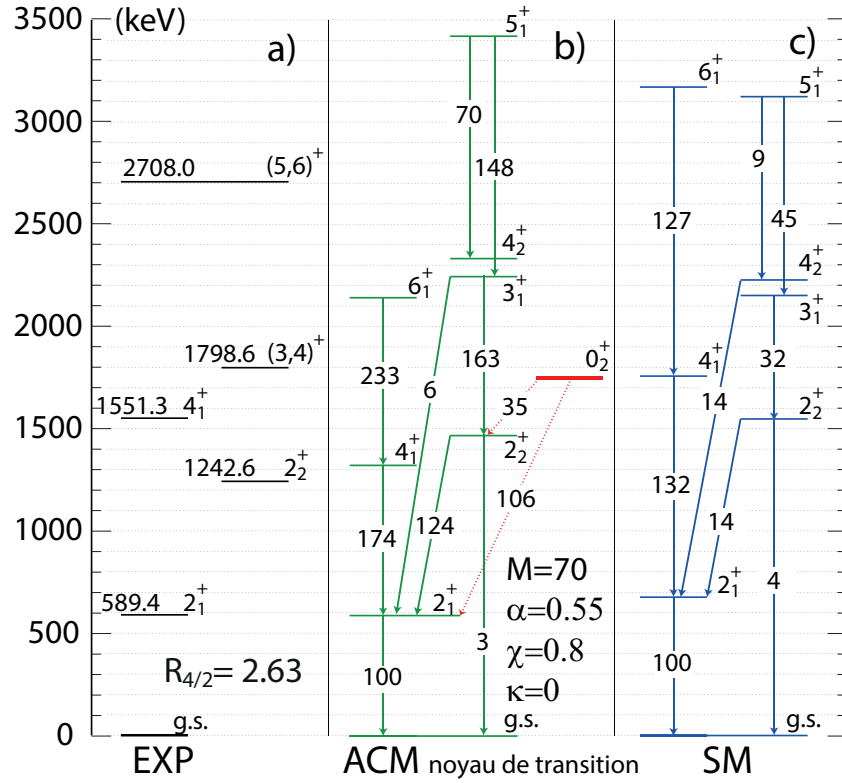


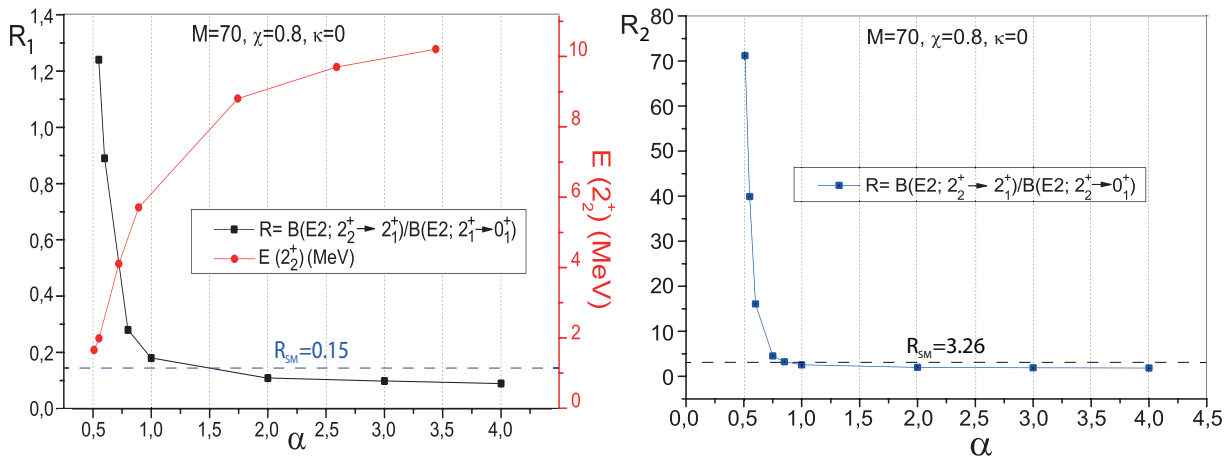
Figure 6.10 – Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se avec le résultat du calcul utilisant le modèle ACM et le modèle en couches (SM). Les flèches dans ces schéma de niveaux représentent la probabilité de transition $B(E2)$ en % normalisée à la transition vers l'état fondamental $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

sphérique et déformée est $\alpha = 0.5$, l'énergie de l'état 2_1^+ décroît, par contre le rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ s'accroît brutalement. Ce comportement s'explique par le fait que le noyau sphérique a tendance à vibrer et, du coup, la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ($\Delta N = 1$) avec le changement d'un seul phonon de vibration est favorisée. Par contre, comme on s'éloigne de la phase sphérique ($\alpha > 0.7$), le rapport $R_1 = B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ tend vers la valeur de 0.15 prédite par le modèle en couches.

La valeur du rapport $R_2 = B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 5.4(2.0)$ a été obtenue selon le rapport d'embranchement mesuré expérimentalement en prenant en compte du facteur dépendant de l'énergie de transition. Les calculs du modèle en couches ont prédit le rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) \approx 3$, en assez bon accord avec la valeur expérimentale. Le modèle ACM avec les paramètres de la figure 6.10b donne une valeur beaucoup plus grande (41) que la valeur expérimentale. Il faut néanmoins prendre en compte le fait qu'on est près du point de transition entre la phase sphérique et déformé ($\alpha = 0.5$) où les énergies et les transitions varient brusquement comme en témoigne

la figure 6.11. Ainsi, une légère augmentation du paramètre α conduit aux valeurs des rapports R_1 et R_2 proches des valeurs expérimentales et des valeurs données par le modèle en couches, voir figure 6.11 et 6.10b.

Le noyau ^{88}Se a été étudié récemment dans l'article [61]. La valeur expérimentale du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 24(4)$ a été calculée à partir des valeurs des énergies des états excités et des rapports d'embranchement mesurés en utilisant les détecteurs à scintillation. Vu la mauvaise résolution des scintillateurs, il faut prendre la valeur du rapport donnée dans cette publication avec précaution. Il convient de noter que le modèle SCCM (*Symmetry-Conserving Configuration Mixing*) a donné la valeur du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 49$ [61]. De façon générale, un état excité 2_2^+ à basse énergie et un rapport élevé de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ sont attendus pour les noyaux mous en γ (les rotateurs instables en γ). De plus, les calculs SCCM [61] et Gogny-D1M EDF [93] donnent les surfaces d'énergie potentielle du $^{86,88}\text{Se}$ étendus dans la direction γ , de même que le potentiel nucléaire de la figure 6.9 obtenu dans le cadre du modèle ACM.



(a) Évolution du taux de transition $B(E2)$ et de l'énergie de l'état 2_1^+ .

(b) Évolution du taux de transition $B(E2)$.

Figure 6.11 – a) Évolution du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (courbe noire) et de l'énergie de l'état excité 2_1^+ (courbe rouge) en fonction du paramètre α . b) Évolution du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ en fonction du paramètre α .

De plus, les calculs ACM et modèle en couches indiquent que le spin 5_1^+ ou 6_1^+ peut être attribué à l'état d'énergie 2708.0 keV identifié expérimentalement dans le travail présenté ici. Des corrélations angulaires avec suffisamment de statistiques pourraient trancher entre ces deux assignations de spin.

En résumé, selon l'étude systématique des noyaux au voisinage de ^{88}Se et les prédic-

tions du modèle en couches et du modèle ACM, le noyau ^{88}Se peut être interprété comme un noyau de transition de déformation triaxiale instable. Ce scénario d'interprétation du noyau d'intérêt est le plus probant.

6.3.3.1 Prédiction de l'énergie de l'état 0_2^+

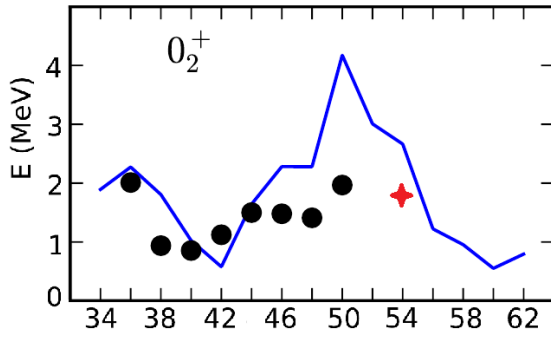


Figure 6.12 – Évolution de l'énergie de l'état 0_2^+ prédit par le modèle IBM en fonction du nombre de neutrons [93]. Les cercles noirs représentent les données expérimentales pour les isotopes de sélénium. L'étoile rouge représente l'énergie de l'état 0_2^+ du ^{88}Se obtenue par les calculs ACM. La courbe bleu représente l'évolution de l'énergie du 0_2^+ .

celle de $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$, figure 6.10. Cela signifie que l'état 0_2^+ appartient plutôt à la bande vibrationnelle β mais la valeur significative de $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ indique qu'un mélange de différentes configurations intrinsèques pourrait être attendu dans l'état 0_2^+ .

L'énergie de l'état 0_2^+ pour les isotopes de sélénium a été prédite par diagonalisation de l'hamiltonien du modèle IBM, la courbe bleue sur la figure 6.12. Comme on peut le voir, les calculs IBM [93] donnent des résultats concordant assez bien avec la systématique expérimentale. L'apparition des états 0_2^+ peut être attribuée aux excitations intruses et considérée comme la signature d'une coexistence de formes. L'énergie $E(0_2^+) = 1752 \text{ keV}$ du ^{88}Se prédite par le modèle ACM est en bon accord avec les résultats des calculs du modèle IBM, comme le montre la figure 6.12. Dans le cadre du modèle ACM, l'état 0_2^+ est interprété comme une vibration β . Selon les calculs ACM, la probabilité de transition $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ est supérieure à

6.4 Résultats des calculs du modèle QPM

Dans cette section, nous voudrions estimer le degré de collectivité dans la chaîne isotopique du sélénium en utilisant le modèle QPM. Récemment, les évidences expérimentales ont montré la présence d'un comportement collectif dans les isotopes riches en neutrons de Se, à savoir le début de la bande γ dans ^{86}Se - l'état de spin 2_2^+ et l'anomalie $j - 1$ qui a été interprétée comme le renforcement de la collectivité dans la couche semi remplie de protons [45]. Le noyau suivant dans la chaîne isotopique pair-pair du sélénium est ^{88}Se . Selon notre étude, l'état 2_2^+ à 1242.5 keV est le début de la bande γ dans ce noyau. Le but de cette étude théorique est de montrer quelles orbites de Nilsson contribuent au mouvement collectif pour les noyaux pair-pair ^{86}Se et ^{88}Se . Il est important de noter que le modèle QPM a d'abord été développé pour l'étude des noyaux pairs, mais ensuite ce

modèle a été élargi pour l'analyse des noyaux impairs-pairs et impairs-impairs. Actuellement, le modèle QPM est surtout dédié à l'analyse des noyaux pairs-pairs qui peuvent être traités comme des cœurs pairs-pairs de ces noyaux impairs. Ainsi, dans le cadre du modèle QPM, les noyaux d'intérêt ^{86}Se et ^{88}Se seront traités comme un cœur pair-pair.

Pour interpréter la structure des états excités des noyaux ^{86}Se et ^{88}Se , tout d'abord, les composantes de la fonction d'onde de l'état excité 2_2^+ de ces noyaux ont été calculées en utilisant le code WMONITOR, voir section 6.4.1 et 6.4.2. Ce programme a été développé pour réaliser des calculs basés sur la théorie du modèle QPM. L'hamiltonien de ce modèle dans la base fortement couplée, avec les éléments de matrice à une particule non-appariée interagissant avec le cœur vibrant du noyau ont été traités, comme décrit dans la section 4.3.4. Les paramètres d'entrées de ce modèle sont le nombre de nucléons A et le nombre de protons Z constituant le noyau impair étudié, le nombre de nucléons $A_{\text{cœur}}$ et le nombre de protons $Z_{\text{cœur}}$ constituant le cœur pair-pair, l'énergie de l'état excité du noyau étudié (dans notre cas, c'est l'énergie de l'état 2_2^+), les paramètres de déformation $\varepsilon_2, \varepsilon_4$, où l'indice correspond au multipolarité, et l'énergie d'appariement pour les neutrons Δ_n et les protons Δ_p . Dans le modèle QPM, les corrélations d'appariement ont été incluses, via une approximation standard BCS. Le paramètre d'appariement G peut être estimé en utilisant les valeurs de Δ_n et Δ_p .

6.4.1 État 2_2^+ de la bande γ dans le ^{86}Se

La nature de l'état 2_2^+ à 1398.8 keV dans le noyau ^{86}Se est intéressante à étudier. Le noyau ^{86}Se est composé de 34 protons et 52 neutrons soit 2 neutrons au-dessus de la couche magique $N = 50$. Nous pouvons nous attendre à des effets collectifs dans le noyau ^{86}Se , ce qui semble être confirmé par les résultats expérimentaux pour le noyau ^{84}Ge avec 2 neutrons au-dessus de la fermeture de couche.

Table 6.1 – Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle QPM pour le noyau ^{86}Se . Ce tableau répertorie les amplitudes des configurations majoritaires des nucléons de valences pour l'état excité 2_2^+ . Les configurations dominantes sont indiquées en vert. La configuration des orbites s'exprime en nombres quantiques de Nilsson $\Omega[N, n_z, \Lambda]$.

$\varepsilon_2 = 0.12, \varepsilon_4 = 0.02, \Delta_n = 0.916 \text{ MeV}, \Delta_p = 1.202 \text{ MeV}$							
Neutrons				Protons			
orbites	$X^2 - Y^2$	X	Y	orbites	$X^2 - Y^2$	X	Y
3/2[422]⊗1/2[431]	53%	0.74	0.15	3/2[312]⊗1/2[310]	13%	0.39	0.12

Afin d'effectuer des calculs QPM, tout d'abord, il faut choisir les paramètres de forme du noyau dans son état fondamental ε_2 et ε_4 . Ces paramètres ne sont pas connus expé-

mentalement avec certitude c'est pourquoi nous avons pris $\varepsilon_2 = 0.12$ et $\varepsilon_4 = 0.02$ donnés par les calculs théoriques de Moller [94, 95]. Dans notre calcul, nous avons pris en compte les paramètres d'appariement $\Delta_n = 0.916$ MeV et $\Delta_p = 1.202$ MeV qui sont donnés dans les références [96, 97]. Ensuite, nous devons indiquer l'énergie de l'état 2_2^+ établie dans notre étude expérimentale. Finalement, le modèle QPM nous donne les amplitudes X_{mi}^ν , Y_{mi}^ν pour les différentes configurations et la différence des amplitudes aux carrées $X^2 - Y^2$. Les résultats des calculs QPM sont indiqués dans le tableau 6.1. Ce tableau représente les configurations des orbites de Nilsson qui contribuent à la création de l'état excité de spin 2_2^+ . Seules les configurations avec des contributions $> 5\%$ sont présentées. Le paramètre Y mesure les corrélations des quasi-particules dans l'état fondamental. Le fait que $Y \ll X$ signifie que l'utilisation de la méthode QRPA est bien justifiée. Ainsi, le modèle QPM fonctionne bien si ces corrélations sont très petites. Plus de détails peuvent être trouvés dans la section 4.3.3.

Nous avons sélectionné les trois configurations principales : la configuration protonique dominante $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ (figure 4.10 dans l'annexe) et les deux configurations neutroniques telles que la configuration $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ qui est dominante dans la région des grandes déformations quadrupolaires et la configuration $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ qui domine dans la région des petites déformations quadrupolaires (voir figure 4.9). L'évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ en fonction d'une déformation quadrupolaire ε_2 pour les trois différentes valeurs de ε_4 est présenté sur les figures 6.13a-c. L'évolution de la probabilité d'occupation des orbites de Nilsson ne change pas fortement en fonction de ε_4 .

La figure 6.13b montre la compétition entre les deux configurations dominantes $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$. Pour les valeurs de déformation quadrupolaire $\varepsilon_2 < 0.15$, la composante $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ est plus forte. Cela signifie que l'excitation de deux quasi-particules est plus favorable que la vibration de surface du noyau. Par contre, si le noyau devient plus déformé $0.15 < \varepsilon_2 < 0.18$ alors les trois orbites de Nilsson $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$, $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ jouent un rôle important dans l'excitation du noyau. Dans le cas d'une déformation forte $\varepsilon_2 > 0.18$, une seule composante $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ devient dominante.

Si on considère la valeur de déformation quadrupolaire $\varepsilon_2 = 0.12$ prédite par les calculs théoriques de Moller, alors les orbites de Nilsson $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ avec les probabilités de 53% et 13% $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ correspondent à l'état excité 2_2^+ du noyau ^{86}Se . Selon les calculs QPM, les autres orbites de Nilsson avec une amplitude $< 5\%$ contribuent à la création d'état excité 2_2^+ . Cela signifie que le degré de collectivité est faible, par contre les deux orbites de Nilsson $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ restent dominantes dans l'excitation du noyau pour les différentes valeurs ε_4 , comme le montre la figure 6.13.

Ensuite, nous avons décidé d'étudier l'évolution des amplitudes des composantes de la fonction d'onde en deux quasi-particules ($\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$)

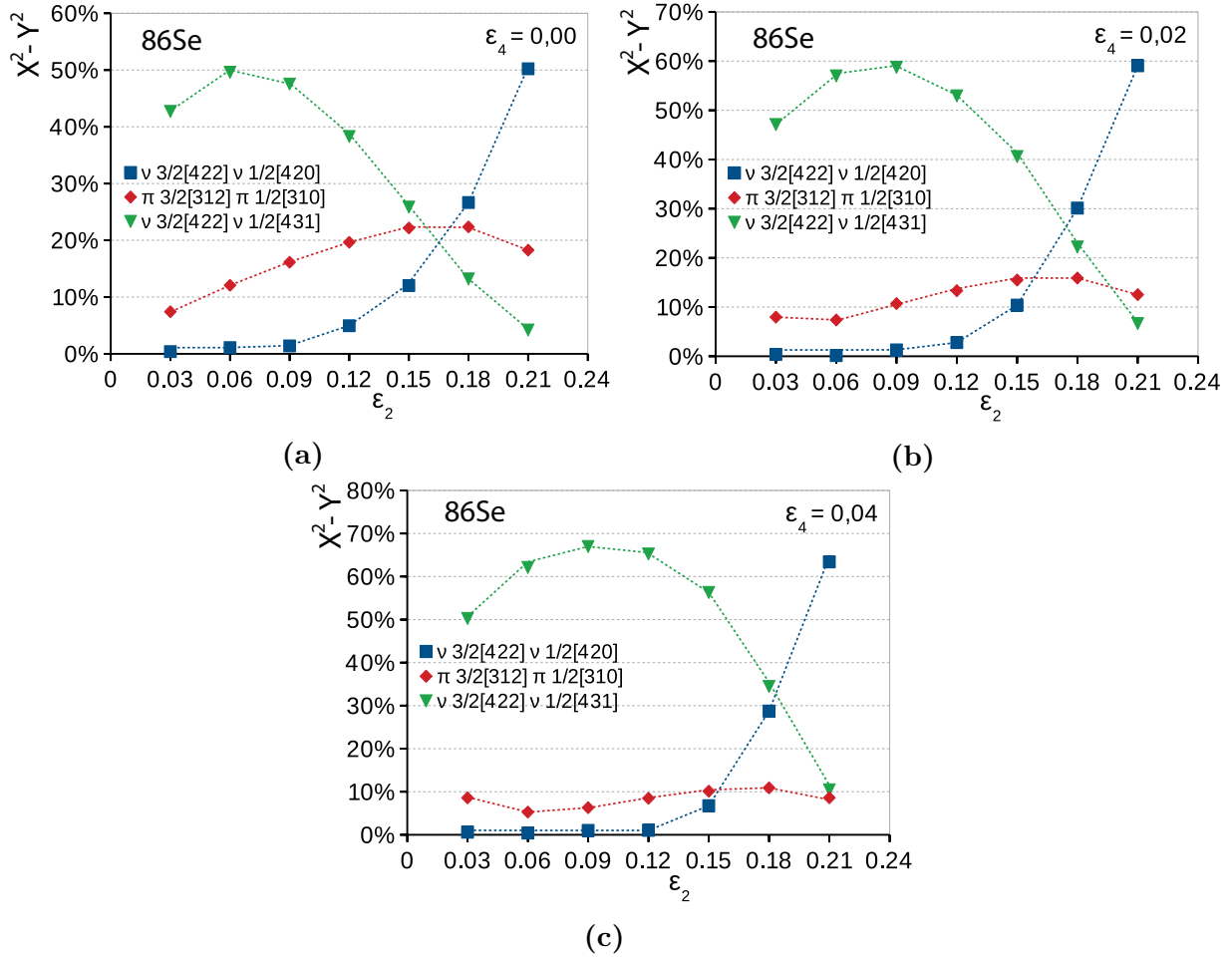


Figure 6.13 – Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{86}Se en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2 pour les trois différentes valeurs de ε_4 . Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées. Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$, $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$.

en fonction de l'énergie d'appariement Δ_n et Δ_p . La figure 6.14a montre que la probabilité $X^2 - Y^2$ de l'excitation de deux quasi-particules $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ diminue avec l'augmentation de l'énergie d'appariement entre neutrons, alors que la vibration de surface du noyau commence à jouer un rôle majeur dans la structure de la bande γ . Cet effet résulte de l'augmentation de l'influence de la force d'appariement empêchant d'arracher un neutron et de le placer sur une des orbites libres. En conséquent, l'état excité 2_2^+ devient plus collectif. Pour $\Delta_n \sim \Delta_p$, les probabilités des configurations dominantes $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ dans la fonction d'onde de l'état 2_2^+ deviennent les mêmes.

La figure 6.14b montre que l'excitation des quasi-particules reste toujours dominante

6.4. Résultats des calculs du modèle QPM

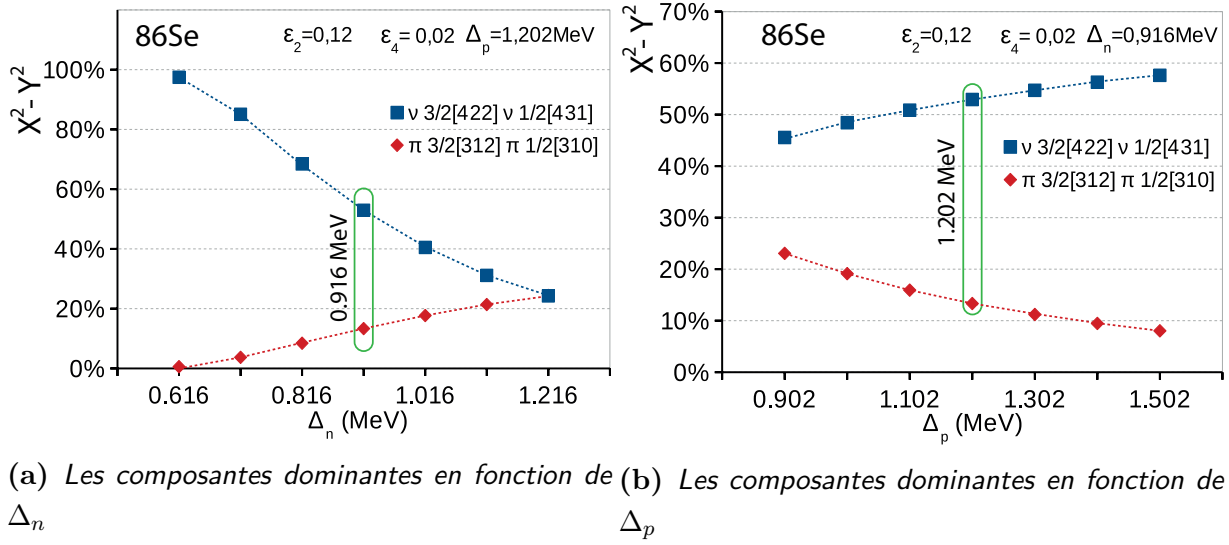


Figure 6.14 – Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{86}Se en fonction de l'énergie d'appariement Δ_n et Δ_p . Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$.

avec l'augmentation de l'énergie d'appariement entre protons. En conclusion, l'état excité 2_2^+ du noyau ^{86}Se a été essentiellement créé par l'excitation des quasi-particules $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ si les valeurs d'énergie d'appariement sont égales à 0.916 MeV et 1.202 MeV pour les neutrons et les protons respectivement.

6.4.2 État 2_2^+ de la bande γ dans le ^{88}Se

Dans cette sous-section, nous allons étudier la nature de l'état 2_2^+ à 1242.5 keV dans le noyau ^{88}Se . Le noyau ^{88}Se est composé de 34 protons et 54 neutrons soit 4 neutrons au-dessus de la couche magique $N = 50$. Ainsi, nous pouvons nous attendre à ce que les effets collectifs dans le noyau ^{88}Se deviennent plus significatifs que dans le noyau ^{86}Se . Les résultats des calculs QPM sont indiqués dans le tableau 6.2. Ce tableau représente

Table 6.2 – Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle QPM pour le noyau ^{88}Se . Ce tableau répertorie les amplitudes des configurations majoritaires des nucléons de valences pour l'état excité 2_2^+ . Les configurations dominantes sont indiquées en vert. La configuration des orbites s'exprime en nombres quantiques de Nilsson $\Omega[N, n_z, \Lambda]$.

$\varepsilon_2 = 0.166, \varepsilon_4 = 0.02, \Delta_n = 0.957 \text{ MeV}, \Delta_p = 1.185 \text{ MeV}$							
Neutrons				Protons			
orbites	$X^2 - Y^2$	X	Y	orbites	$X^2 - Y^2$	X	Y
3/2[422] $\otimes$ 1/2[420]	50%	-0.72	-0.16	3/2[312] $\otimes$ 1/2[310]	11%	0.36	0.14

les configurations des orbites de Nilsson qui contribuent à la création de l'état excité de spin 2_2^+ . Les deux configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$. Les autres configurations ont une contribution $< 5\%$ dans la fonction d'onde de l'état 2_2^+ .

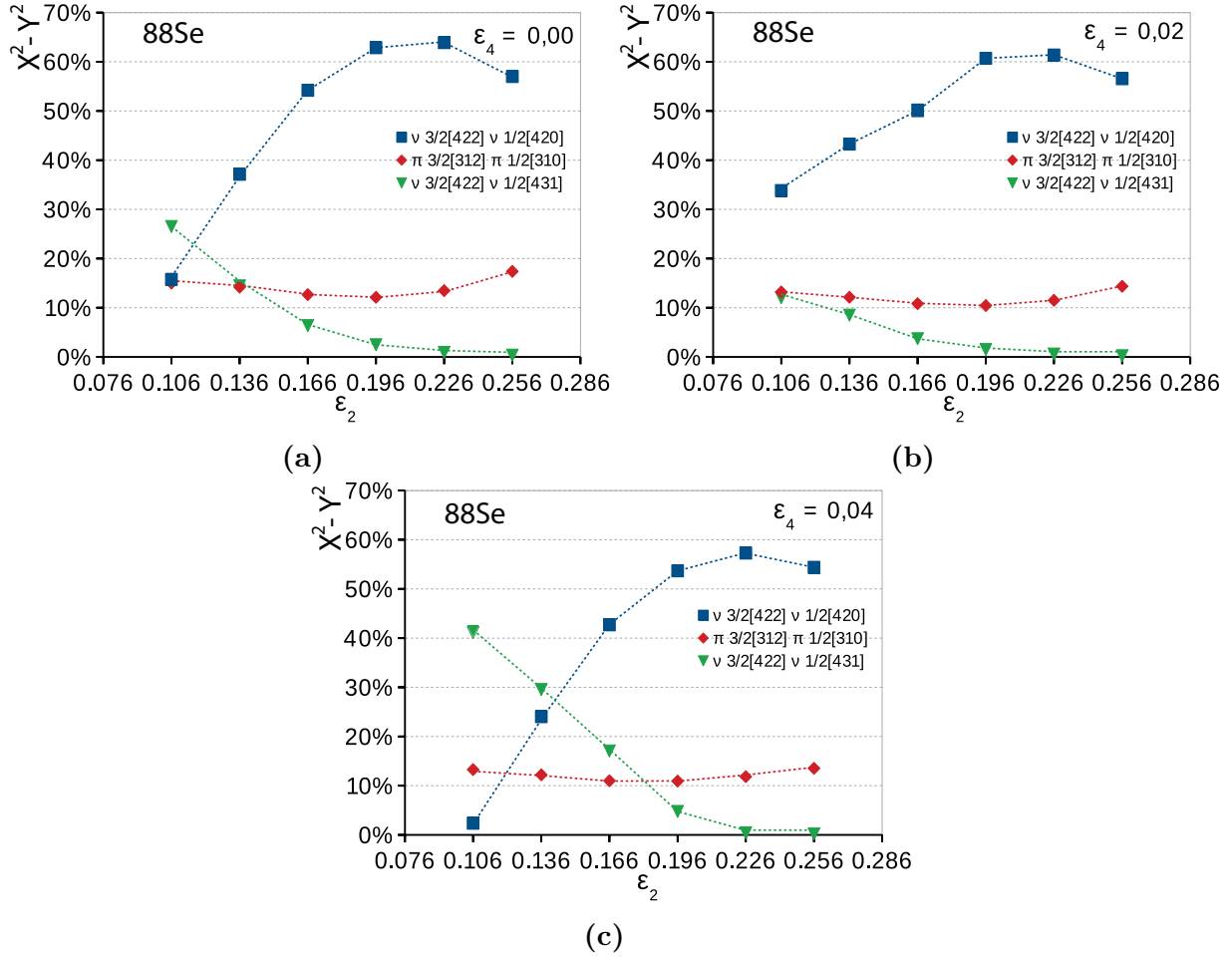


Figure 6.15 – Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{88}Se en fonction de la déformation quadrupolaire ϵ_2 pour les trois différentes valeurs de ϵ_4 . L'échelle de l'axe horizontal a été choisie de façon à montrer l'évolution de la probabilité autour de la valeur $\epsilon_2 = 0.166$ donnée par la systématique de Moeller. Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$, $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$.

Dans le cas de noyau ^{88}Se , la composante à deux quasi-particules $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ est essentiellement indépendante des paramètres de déformation ϵ_2 et ϵ_4 . Par contre, les deux configurations $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ sont sensibles au changement de la déformation quadrupolaire ϵ_2 , comme le montrent les figures 6.15a-c. La configuration $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ est toujours dominante sauf dans le cas d'une

6.4. Résultats des calculs du modèle QPM

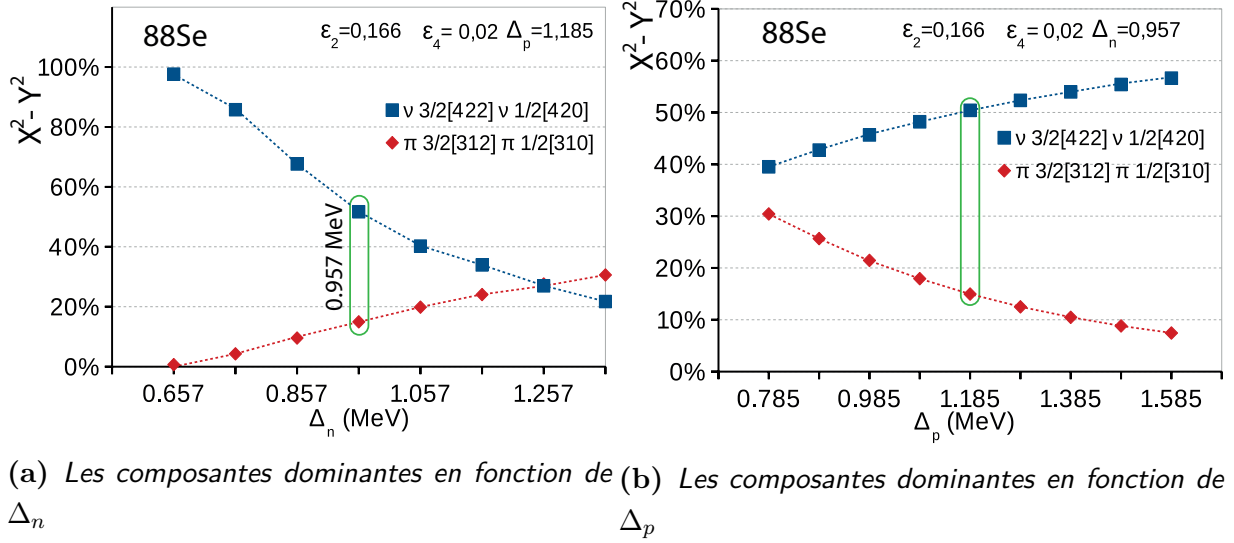


Figure 6.16 – Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{88}Se en fonction de l'énergie d'appariement Δ_n et Δ_p . Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$.

déformation faible $\varepsilon_2 \lesssim 0.136$, voir figure 6.15. Les calculs théoriques de Moller prédisent des paramètres de déformations $\varepsilon_2 = 0.166$ et $\varepsilon_4 = 0.02$ pour le noyau ^{88}Se . Pour ces valeurs de déformation, le modèle QPM prédit les deux configurations dominantes $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ avec des probabilités de 50% et 11% respectivement, comme le montre la figure 6.15b. Ainsi, l'état excité 2_2^+ du noyau ^{88}Se est principalement créé par l'excitation d'une quasi-particule $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$. Les deux orbites déformées pour les neutrons $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ jouent un rôle principal dans l'état excité 2_2^+ . Ces orbites sont originaires des orbites sphériques $\nu d_{5/2}, g_{7/2}$ qui conduisent à la déformation quadrupolaire, selon les calculs du modèle en couches effectués dans l'article [98]. Les calculs QPM montrent que les orbites νdg contribuent essentiellement aux états excités du noyau ^{88}Se , en particulier à l'état 2_2^+ qui est le début de la bande γ . Ainsi, le degré de collectivité de l'état 2_2^+ est faible parce qu'une composante neutronique reste dominante dans la structure de la bande γ .

Il est important de noter que le paramètre de déformation quadrupolaire ε_2 n'avait pas été mesuré expérimentalement pour le noyau ^{88}Se . Ainsi, si ce noyau est faiblement déformé $\varepsilon_2 < 0.136$, alors la structure de la bande γ aurait une contribution suffisamment large du comportement collectif des nucléons. Comme le montre la figure 6.16a, la bande γ pourrait être essentiellement créée par la vibration de surface du noyau pour $\varepsilon_2 = 0.166$ si l'énergie d'appariement entre neutrons était plus grande que 1.1 MeV. Il faut remarquer que l'augmentation de l'énergie d'appariement entre les protons n'exerce aucune influence sur la nature de l'état 2_2^+ du ^{88}Se ayant d'une quasi-particule l'excitation assez forte, comme le montre la figure 6.16b.

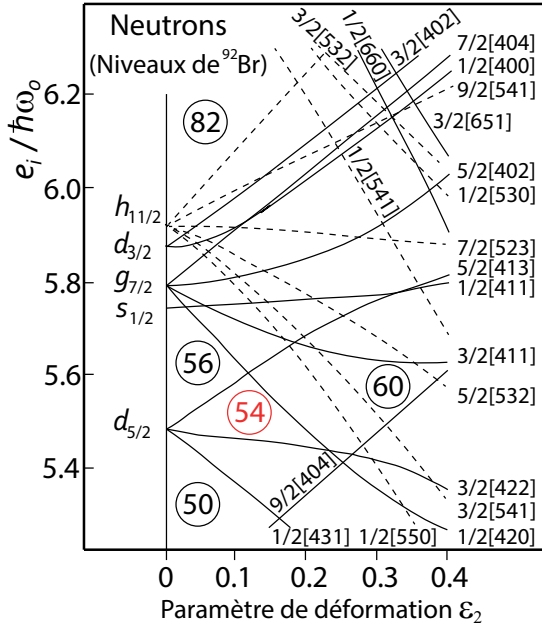


Figure 6.17 – Diagramme de Nilsson pour le ^{92}Br [99]

ont été effectués avec les paramètres standards de la monographie de Soloviev qui ne sont pas adaptés aux noyaux riches en neutrons de la région de masse $A = 80 - 90$. Ainsi, il sera nécessaire d'ajuster les paramètres du modèle de Nilsson pour cette région de masse. Une telle analyse, avec des paramètres plus adaptés sera effectuée dans l'avenir et les résultats seront publiés dans l'article dédié aux calculs de QPM (travail en cours de préparation). De façon générale, on s'attend à ce que l'énergie de l'orbite neutronique $\nu g_{7/2}$ augmente sensiblement en diminuant le nombre de protons occupant l'orbite $\pi g_{9/2}$. Dans la région de masse $A = 80 - 90$, il y a de fortes indications que l'orbite $\nu g_{7/2}$ se trouve au-dessus de l'orbite $\nu s_{1/2}$. Néanmoins, pour la déformation en question ($\varepsilon_2 = 0.166$ pour le ^{88}Se) il semble que l'orbite $\nu 1/2[420]$ originaire de $\nu g_{7/2}$ va toujours jouer un rôle principal dans l'état excité 2_2^+ , comme le montre la figure 6.17. Nous nous attendons à ce que les principaux résultats obtenus dans cette étude ne vont pas changer dramatiquement avec l'ajustement du modèle QPM et surtout que l'état excité 2_2^+ va rester faiblement collectif. Néanmoins la comparaison des deux modèles (modèle en couches et QPM) fait ressortir des questions importantes qu'il faudra étudier plus en détail.

En résumé, l'état excité 2_2^+ du noyau ^{88}Se possède deux configurations majoritaires avec l'excitation des deux quasi-particules $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$ avec les probabilités de 50% et 11% respectivement. Ces probabilités ont été obtenues en supposant que $\varepsilon_2 = 0.166$, $\Delta_n = 0.957$ MeV et $\Delta_p = 1.185$ MeV. De plus, les données expérimentales sur les mesures d'énergie de séparation d'un proton S_p ou d'un neutron S_n montre que $\Delta_n = 0.971(3)$ MeV et $\Delta_p = 1.481(110)$ MeV. Ainsi, ces valeurs expérimentales correspondent bien aux valeurs utilisées dans les calculs de QPM. Il faut aussi noter que l'orbite $\nu 1/2[420]$ a pour origine l'orbite sphérique $g_{7/2}$. Ce résultat est en désaccord avec le modèle en couches où l'orbite $g_{7/2}$ est faiblement occupée. Il est important de rappeler que les calculs de QPM

7 Conclusion

La spectroscopie des noyaux $^{84,85,86,87,88}\text{Se}$ loin de la vallée de stabilité est une étape essentielle à l'étude de leurs structures nucléaires. Les résultats spectroscopiques obtenus expérimentalement apportent de nouvelles informations importantes sur le phénomène de développement de collectivité dans la région de masse $A \approx 90$.

Les noyaux $^{84,85,86,87,88}\text{Se}$ ont été étudiés à l'Institut Laue-Langevin et le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (Grenoble) à l'aide des données issues d'une expérience de fission induite par neutrons thermiques sur une cible d' ^{235}U . Un grand nombre d'états excités appartenant principalement aux états yrast ont été peuplés par cette réaction. L'émission γ issue de la désexcitation des fragments de fission a été détectée par le spectromètre EXILL (EXOGAM@ILL). Le système d'acquisition de cette expérience a fonctionné dans un mode d'enregistrement total de toutes les données générées par les détecteurs sans déclenchement. Et, à la fin de l'expérience, une grande quantité de données a été enregistrée. Afin d'extraire les résultats physiques de l'expérience utilisant ces données, une grande partie du travail repose sur l'autocalibration, l'alignement en temps, la correction de "time walk" et le développement du triage informatique des données. Pour compléter ce travail et traiter cette grande quantité de données produites par le multidétecteur EXILL, des programmes d'analyse ont été développés. Ces programmes ont été codés en C++, BASH et basés sur le logiciel ROOT. Finalement, les données brutes ont été traitées en utilisant les ressources informatiques du Centre de Calcul à Lyon. Enfin, ces données ont été rangées dans un histogramme tri-dimensionnel où elles deviennent exploitables et analysables. Grâce à cet histogramme appelé le cube de coïncidences triples, différentes conditions ont pu être posées afin d'analyser les données issues de cette expérience.

Dans le présent manuscrit, les états excités du ^{88}Se ont été identifiés pour la première fois ainsi que de nouveaux états excités qui ont complétés les schémas de niveaux existants des noyaux $^{84,85,86,87}\text{Se}$. Différents canaux de production des noyaux d'intérêt ont été observés pour effectuer l'analyse de corrélation en masse entre les noyaux d'intérêt et ses

partenaires de fission. La corrélation en masse a permis d'identifier les fragments de fission complémentaires et de déterminer leur masse moyenne pour chaque noyau dans la chaîne isotopique de sélénium.

La structure nucléaire du ^{88}Se fournit des éléments de comparaison pour les différents calculs théoriques. Les calculs théoriques alors effectués ont permis de mieux comprendre la structure de ce noyau d'intérêt. L'analyse du noyau ^{88}Se est un véritable défi pour les modèles théoriques. Ce noyau riche en neutrons est localisé dans une région de masse où une coexistence de différentes formes nucléaires est possible. De plus, dans cette région, l'existence d'une déformation triaxiale instable (molle en γ) a été signalée. Dans ce manuscrit, l'analyse de ce noyau a permis de dégager des informations sur sa déformation et les configurations majoritaires de ses états. D'une part, son schéma de niveaux a été établi, et d'autre part différents calculs théoriques utilisant trois types de modèles, le modèle en couches (SM), le modèle collectif algébrique (ACM) et le modèle de quasiparticule plus phonon (QPM), ont été effectués afin d'interpréter le comportement du noyau d'intérêt ^{88}Se .

Les calculs du modèle en couches avec un cœur de ^{78}Ni reproduisent bien les données expérimentales correspondant au noyau ^{88}Se , de même que les rapports $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ et $E(2_2^+)/E(2_1^+)$. Il y a un bon accord entre les intensités calculées et celles expérimentalement mesurées. Le paramètre de déformation $\beta = 0.23$ a été obtenu pour l'état fondamental selon la formule de Kumar en prenant en compte les valeurs $B(E2)$ données par le calcul du modèle en couches. De même, un état doublet $3_1^+, 4_2^+$ est caractéristique du noyau γ instable. Cependant, cette caractéristique n'était pas confirmée dans le schéma de niveaux expérimental, en raison du fait que la fission favorise la population des états "yrasts". L'inspection de la fonction d'onde du modèle en couches montre que les orbitales πpf et νsd sont dominantes et semblent responsables de la présence d'une collectivité dans le ^{88}Se . La collectivité dans ces noyaux est due à la configuration $\nu d_{5/2}^3$ et, en particulier, son couplage aux états vibrationnels $\pi 2^+$.

Dans le cadre du modèle QPM, nous nous sommes plus particulièrement focalisés sur la recherche des configurations dominantes qui peuvent contribuer aux états 2_2^+ du ^{88}Se . En résultat, la structure de l'état 2_2^+ a été confirmée comme l'excitation de deux quasiparticules $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ selon les calculs de QPM. En conséquent, l'état de spin 2_2^+ est prédit pour avoir une forte composante à deux quasi-particules et toutes les propriétés de cet état non-collectif ne pourraient pas être décrites justement avec les calculs du modèle collectif ACM. Ce dernier modèle a donné une valeur du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 41$, ce qui est beaucoup plus grand que la valeur expérimentale (5.4).

L'existence de noyaux triaxiaux a fait l'objet d'un débat de longue date. La possibilité d'une triaxialité instable ou rigide a été proposée très tôt et de nombreuses études

et modèles théoriques ont été consacrés à ce phénomène intrigant. L'un de ces modèles théoriques qui peuvent être appliqués pour étudier la structure nucléaire dans ^{88}Se est le modèle collectif algébrique. En général, l'ACM donne une bonne description des énergies d'excitation et des positions relatives des bandes fondamentales et des bandes vibrationnelles β et γ . La dernière partie de ce manuscrit est dévolue aux différents scénarios d'interprétation de la structure nucléaire du noyau d'intérêt ^{88}Se qui ont été faits sur la base de calculs ACM. Le modèle collectif comme l'ACM a permis de réaliser l'étude de certaines excitations collectives du noyau ^{88}Se . Selon l'étude systématique des noyaux au voisinage de ^{88}Se et les prédictions du modèle en couches et du modèle SCCM, la structure nucléaire du noyau ^{88}Se peut être interprétée comme un noyau transitoire avec une déformation triaxiale instable. Ce scénario d'interprétation du noyau d'intérêt semble le plus probant.

Annexes

A Calibration en efficacité des détecteurs

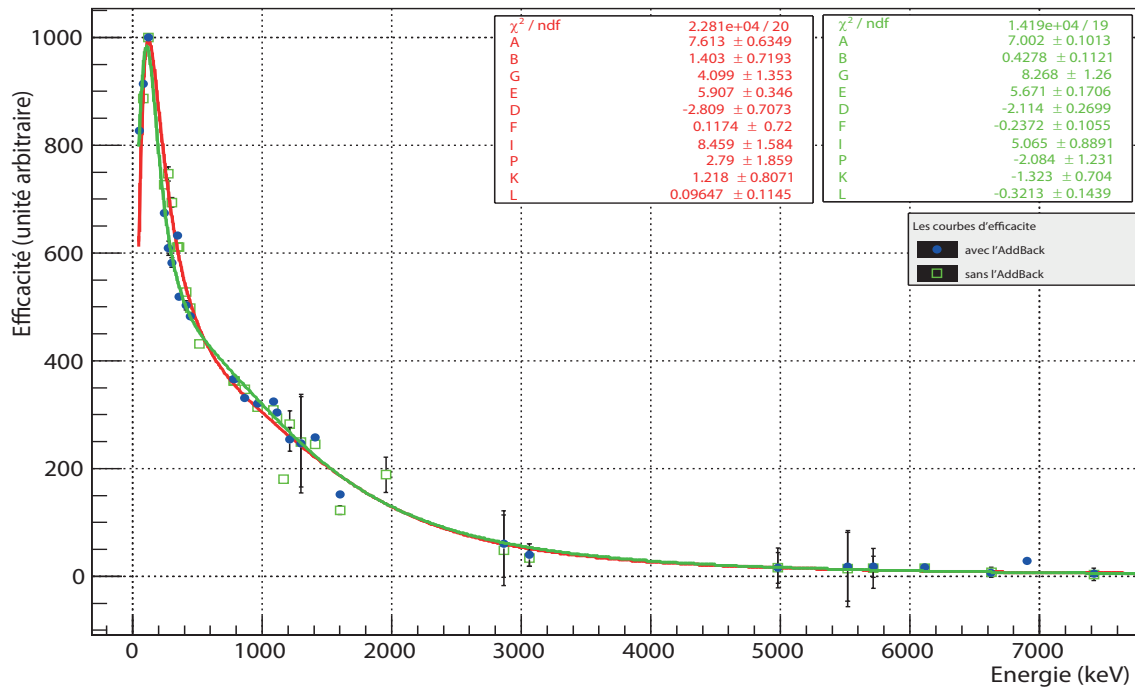


Figure A.1 – La courbe d'efficacité relative pour les 6 détecteurs GASP. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.

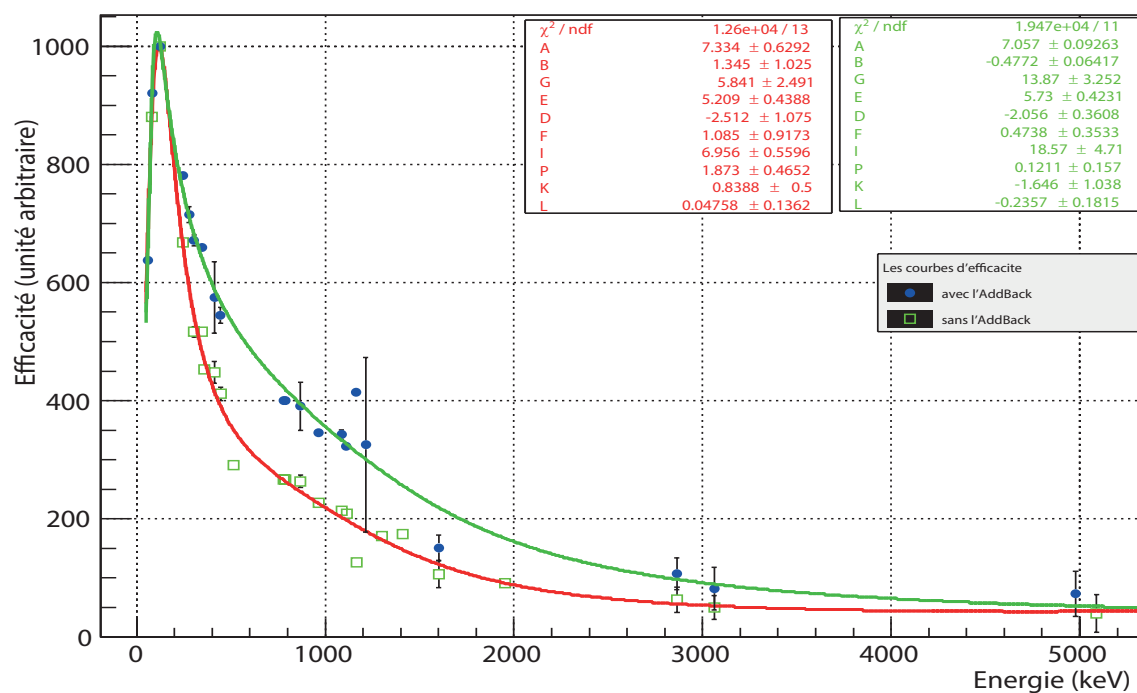


Figure A.2 – La courbe d'efficacité relative pour les 2 détecteurs LOHENGRIN. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.

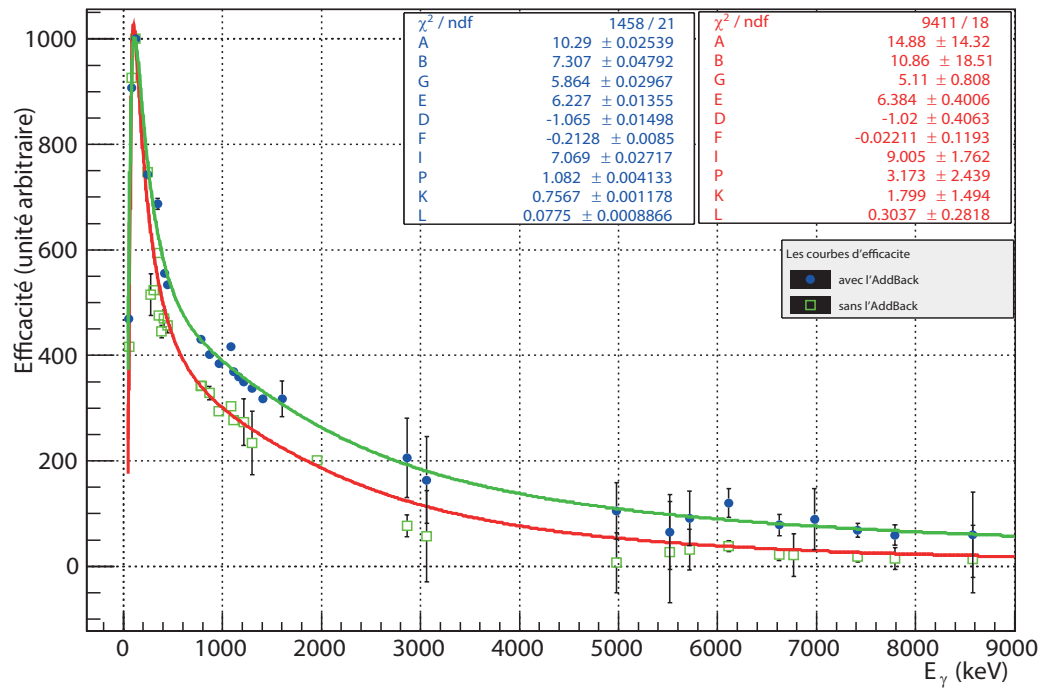


Figure A.3 – La courbe d'efficacité relative pour tous les 16 détecteurs d'EXILL. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.

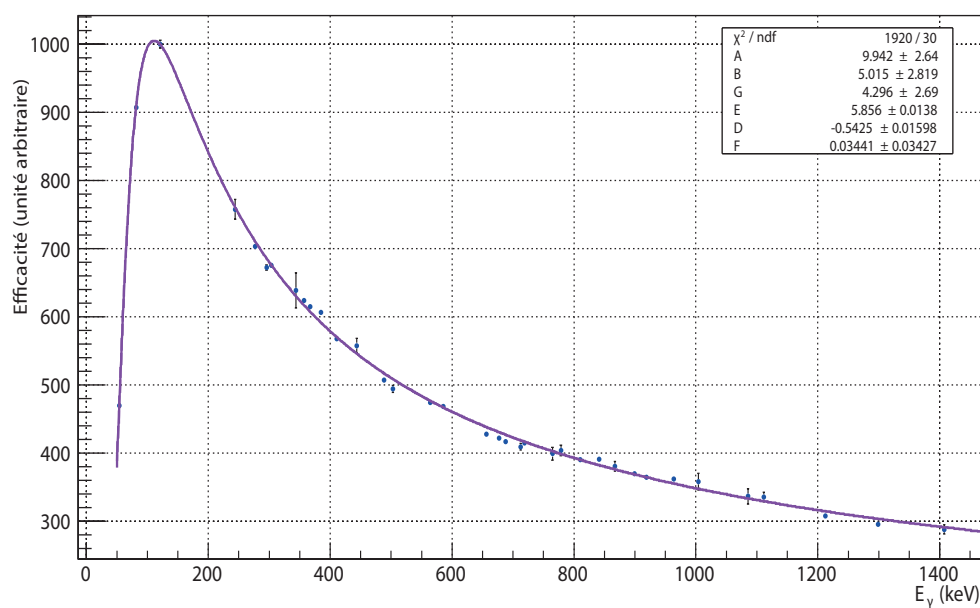


Figure A.4 – La courbe d'efficacité relative dans l'intervalle d'énergie [50 keV, 1400 keV] pour tous les 16 détecteurs d'EXILL. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.

$E(keV)$	I_{ref}	I_{ref}/I_{max}	N_{mes}	N_{mes}/N_{max}	ε_{tot}
^{152}Eu					
121,782	28,58(6)	1	7,214E+006(2)	1,00000	1,000(1)
244,697	7,58(2)	0,27	1,442E+006(1)	0,19988	0,753(7)
344,279	26,5(4)	0,93	4,759E+006(2)	0,65836	0,710(3)
411,117	2,23(1)	0,08	344226(586)	0,04771	0,61(3)
444,000	3,15(2)	0,11	460560(678)	0,06384	0,57(2)
778,905	12,94(2)	0,45	1,493E+006(1)	0,207	0,457(17)
867,380	4,25(2)	0,15	474068(688)	0,06571	0,4424(6)
964,100	14,61(2)	0,51	1,514E+006(1)	0,20992	0,410(11)
1085,837	10,21(3)	0,36	1,153E+006(1)	0,15992	0,447(8)
1112,076	13,64(1)	0,48	1,365E+006(2)	0,18792	0,393(49)
1212,948	1,42(1)	0,05	130228(360)	0,01805	0,362(45)
1299,142	1,62(3)	0,06	135429(368)	0,01877	0,330(6)
1408,013	21,01(2)	0,73	1,810E+006(1)	0,25075	0,341(5)
^{36}Cl					
517,1	23,23(15)	0,81	1,450E+006(1)	0,20101	0,247(1)
788,4000	16,1222(15)	0,56	1,540E+006(1)	0,21359	0,3786(7)
1164,9	27,08(51)	0,95	1,362E+006(1)	0,18886	0,1993(51)
1601,1	3,66(19)	0,13	161297(401)	0,02236	0,1746(76)
1951,1	17,42(40)	0,61	722417(849)	0,10014	0,1642(5)
2845,5	5,52(3)	0,19	174271(417)	0,02416	0,125(32)
3061,800	3,64(11)	0,13	84184,4(290)	0,01167	0,091(18)
4979,800	3,74(11)	0,13	56523(237)	0,00783	0,059(88)
5517,300	1,67(12)	0,06	28676(169)	0,00397	0,068(22)
5715,200	5,48(15)	0,19	93955(306)	0,01302	0,067(9)
6110,800	20,18(32)	0,71	410092(640)	0,05684	0,080(3)
6627,800	12,6(14)	0,44	125097(353)	0,01734	0,039(2)
6977,800	2,31(20)	0,08	31373(177)	0,00435	0,053(14)
7414,000	10,33(27)	0,36	124527(352)	0,01726	0,047(2)
7790,300	8,45(25)	0,3	91561(302)	0,01269	0,0429(17)
8578,600	2,82(12)	0,1	31320(177)	0,00434	0,043(23)
^{133}Ba					
53,16	2,20(2)	0,08	129840(360)	0,01800	0,233(1)
81	34,06(27)	1,19	3,501E+006(2)	0,48578	0,407(7)
276,4	7,16(1)	0,25	540652(735)	0,07494	0,298(13)
302,85	18,33(2)	0,64	1,364E+006(1)	0,18826	0,293(8)
356,02	62,05(6)	2,17	4,328E+006(2)	0,60001	0,276(2)
383,85	8,94(5)	0,31	618682(786)	0,08576	0,274(21)

Table A.1 – *Le tableau des données pour ADC32.*

B Distribution de masse pour les isotopes de cérium

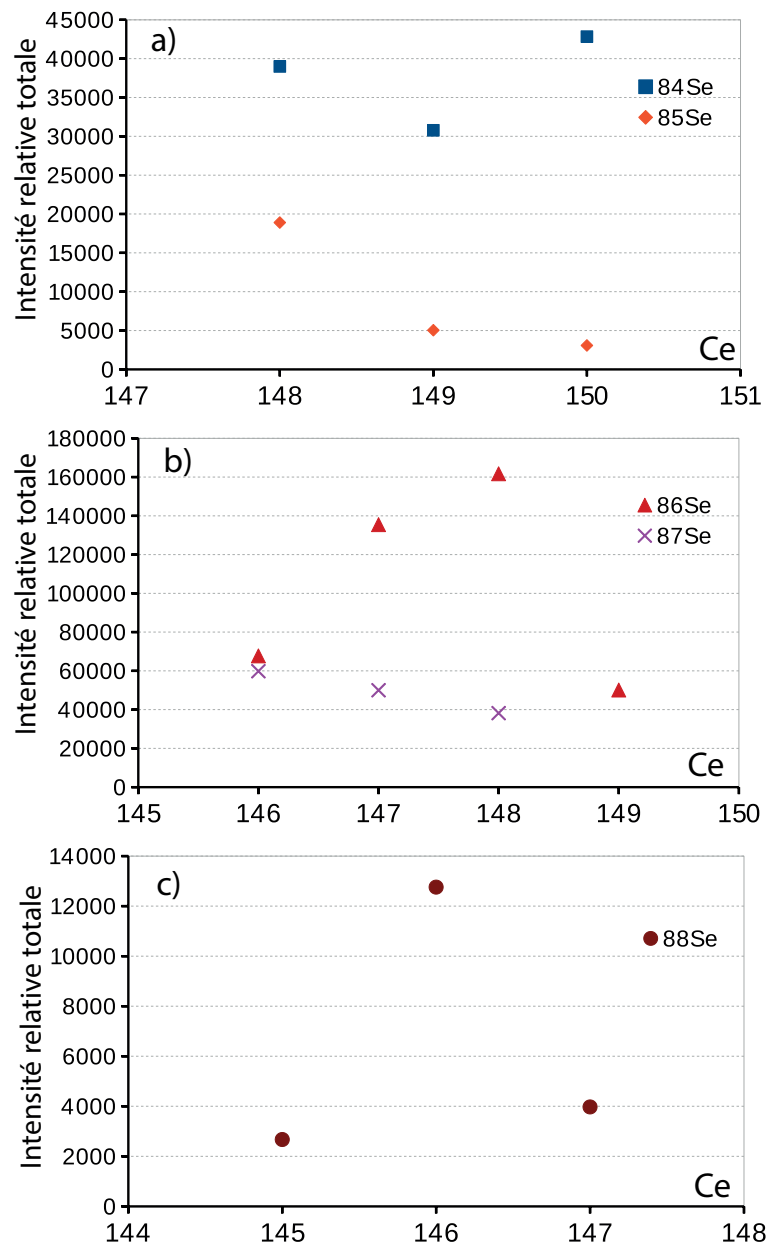


Figure B.1 — Intensités relatives des transitions correspondant aux transitions vers l'état fondamental des noyaux de cérium en coïncidence avec a) $^{84,85}\text{Se}$ b) $^{86,87}\text{Se}$ c) ^{88}Se , en fonction de la masse atomique des noyaux de cérium complémentaires repérés dans le spectre de la figure 3.2.

C Corrélation angulaire

Il est bien connu que l'émission individuelle des rayonnements γ par les fragments de fission ne montrent aucune anisotropie. Cependant, la corrélation angulaire d'une paire de raies γ émises successivement par le même fragment est significative et directement reliée à la multipolarité des transitions et donc aux spins des états excités. Ainsi, en mesurant les intensités des deux raies γ en coïncidences en fonction de θ , l'angle entre deux détecteurs Ge, il est possible de déterminer le spin d'un état excité. Dans ce chapitre, nous allons tester la méthode d'analyse de distributions angulaires entre des transitions γ dont les multipolarités sont connues. Une fois que la méthode aura été validée, nous pourrons étendre la détermination de la multipolarité à des transitions γ peu connues.

C.1 Méthode d'analyse des corrélations angulaires

La symétrie de l'emplacement des détecteurs Ge nous permet de mesurer facilement la corrélations angulaires. Dans la géomètre EXILL, il y a au total quatre angles entre les détecteurs : 0° , 45° , 60° et 90° . Dans notre étude, nous avons utilisé l'ensemble des détecteurs EXOGAM qui sont placés sur un plan orthogonal au faisceau de neutrons. Nous avons choisi d'utiliser uniquement les détecteurs EXOGAM, en raison du fait qu'ils sont très similaires les uns les autres. Ils présentent en effet des efficacités similaires et des propriétés géométriques identiques.

L'analyse de corrélation angulaire est basée sur la théorie des corrélations angulaires présentée dans la référence [100]. Cependant nous n'avons pas considéré le coefficient δ pour des transitions de multipolarité mixte. Selon cette théorie, la distribution angulaire entre deux transitions suit une somme de polynômes de Legendre :

$$W(\theta) = A_0 \sum_{\substack{i=0 \\ i \neq 1,3}}^4 A_i P_i(\cos(\theta)) \quad (\text{C.1})$$

Dans cette formule, θ est l'angle entre deux raies γ , P_i est le polynôme de Legendre, i

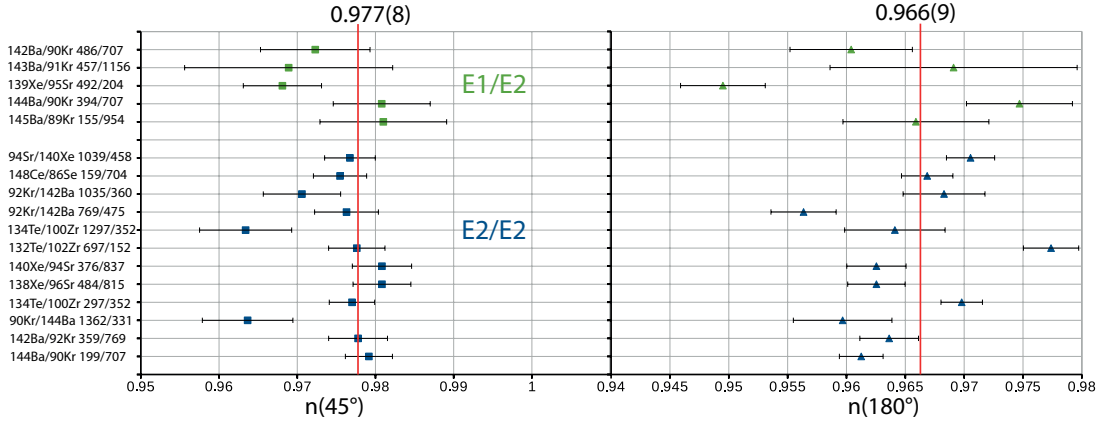


Figure C.1 – L'analyse du coefficient de normalisation $n(\theta)$.

est le nombre pair correspondant à l'ordre de polynôme de Legendre. La valeur A_0 est le facteur de normalisation de la fonction $W(\theta)$ entre les différentes configurations de paires de détecteurs.

En générale, les transitions au sein d'une cascade possèdent des moments dipolaires ($L=1$), quadrupolaires ($L=2$) ou un mélange des deux. C'est pourquoi nous avons seulement besoin des polynômes de Legendre à l'ordre $i \leq 4$ dans la formule (C.1).

$$W_{th}(\theta) = 1 + q_2 A_2^{exp} P_2(\cos(\theta)) + q_4 A_4^{exp} P_4(\cos(\theta)) \quad (C.2)$$

Nous utilisons la fonction (C.2) pour effectuer un ajustement entre les valeurs expérimentales $W_{exp}(\theta)$ et les valeurs théoriques $W_{th}(\theta)$. Dans cette fonction, les coefficients $A_i^{exp} = A_i/A_0$ seront obtenus par minimisation de la différence entre $W_{exp}(\theta)$ et $W_{th}(\theta)$. Afin d'extraire les valeurs expérimentales $W_{exp}(\theta)$, nous avons construit les trois matrices $\gamma - \gamma$ pour les trois différents angles 45° , 90° et 180° .

En général, nous avons $C_8^2 = 28$ paires de détecteurs non-identiques. Dans notre installation, en raison de la symétrie d'installation des détecteurs EXOGAM sur le plan, l'angle 45° entre deux détecteurs est équivalent à 135° , 90° est équivalent à 270° et 180° est équivalent à 0° . Au total, nous avons 16 paires de détecteurs correspondant aux angles 45° ou 90° et 8 paires des détecteurs à 180° . Nous devons normaliser les trois matrices $\gamma - \gamma$ pour les trois différents angles 45° , 90° et 180° par rapport au nombre de paires de détecteurs situés à ces mêmes angles. Après normalisation, les matrices $\gamma - \gamma$ nous permettent d'obtenir la distribution angulaire $N_{\gamma\gamma}(\theta)$ et enfin $W_{exp}(\theta) = N_{\gamma\gamma}(\theta)/N_{\gamma\gamma}(90^\circ)$.

Les détecteurs EXOGAM utilisés dans notre analyse sont similaires. Cependant ces détecteurs présentent des variations d'efficacité et chaque paire de détecteurs présente sa propre efficacité. Le coefficient $n(\theta)$ qui corrige la variation de l'efficacité d'une paire de détecteurs est obtenu expérimentalement.

C.1. Méthode d'analyse des corrélations angulaires

Afin de déterminer le coefficient $n(\theta)$, il est nécessaire de s'intéresser à des couples de raies non-corrélées. En effet, dans ce cas, la distribution angulaire $N_{\gamma\gamma}(\theta)/n(\theta)$ est indépendante de θ . Par exemple, dans notre mesure, les deux raies γ qui sont émises par deux fragments de fission différents, c'est-à-dire une raie γ émise par un fragment de fission et l'autre raie γ émise par son fragment complémentaire, sont non-corrélées. Bien sûr, nous devons normaliser les coefficients $n(\theta)$ par rapport à $n(90^\circ)$. Par défaut $n(90^\circ) = 1$ et son erreur est inclut dans les erreurs des autres coefficients $n(\theta)$.

La figure C.1 montre l'exemple de $n(\theta)$ déterminés à l'aide de raies γ non-corrélées. Un ajustement linéaire de ces données, nous permet d'obtenir les valeurs moyennes de $n(45^\circ) = 0.977(8)$ et $n(180^\circ) = 0.966(9)$. Les points bleus représentent les valeurs de $n(\theta)$ obtenues pour les deux transitions de multipolarité $E2$ émises par les deux fragments de fission. Les points verts représentent les valeurs de $n(\theta)$ obtenues pour les deux transitions, une de multipolarité $E1$ et une autre de $E2$, émises par les deux fragments de fission. Ces points-là correspondent à la même tendance linéaire (ligne rouge), cela signifie que l'émission γ issue de deux fragments de fission différents est non-corrélée. Autrement dit, le dispositif expérimental EXILL ne permet pas de mesurer l'anisotropie de l'émission de deux partenaires de fission.

Une fois que les coefficients de correction $n(\theta)$ ont été obtenus nous devons déterminer les valeurs d'atténuation q_i pour notre installation expérimentale. Les valeurs d'atténuations sont liées à la géométrie des détecteurs EXOGAM. Les coefficients d'atténuation q_i dépendent de l'angle solide des détecteurs ainsi que de la taille de la cible d'uranium. Les valeurs de ces coefficients ont été obtenus par l'ajustement de la distribution angulaire expérimentale des couples de raies γ bien connues présentant une forte anisotropie. Cette procédure est décrite en détails dans la référence [101] qui traite de la campagne EXILL. Nous avons emprunté les valeurs d'atténuation $q_2 = 0.870(30)$ et $q_4 = 0.575(20)$ qui sont déterminées dans cet article.

Ensuite, nous avons testé notre analyse de corrélation angulaire pour un cas bien connu. Nous avons analysé les transitions du noyau ^{92}Zr qui est peuplé non pas par fission, comme nous l'avons jusqu'à présent, mais par capture sur le backing en Zr de la cible d'uranium. Les résultats sont donnés dans le tableau C.1 et la figure C.2. Les deux transitions pures quadrupolaire-quadrupolaire (560.9 et 934.5 keV) et les deux transitions quadrupolaire-dipolaire (1405.1- et 934.5 keV) sont présentées sur la figure C.2a. Les transitions avec une multipolarité mixte (1132.1, 934.5 keV et 912.7, 934.5 keV) sont données sur la figure C.2c. Afin de confirmer le résultat, la distribution angulaire pour le couple (511, 934.5 keV) qui est strictement isotropique est également présenté sur la figure C.2b. Enfin, les distributions pour deux couples de raies très intenses dans les noyaux de ^{100}Zr et ^{137}I sont également présentées figure C.2d.

Il est possible de faire une analyse plus développée pour les cascades de transitions

Annexe C. Corrélacion angulaire

Table C.1 – Valeurs expérimentales et théoriques A_2 , A_4 pour trois transitions pures (les trois premières), une transition isotropique (511 keV) et deux transitions mixtes (les deux dernières) dans le noyau ^{92}Zr . La transition a 934.5-keV est strictement quadrupolaire.

$\gamma_1 - \gamma_2(\text{keV})$	J_1, J_2, J_3	A_2^{exp}	A_4^{exp}	A_2^{th}	A_4^{th}
560.9 – 934.5	4 – 2 – 0	0.103(6)	-0.017(18)	0.102	0.009
1405.1 – 934.5	3 – 2 – 0	-0.067(9)	-0.002(29)	-0.071	0.000
448.2 – 934.5	0 – 2 – 0	0.357(15)	1.143(33)	0.357	1.143
511 – 934.5	<i>isotropique</i>	0.005(9)	0.093(27)	0.000	0.000
1132.1 – 934.5	0 – 2 – 0	0.171(14)	0.385(37)		
912.7 – 934.5	0 – 2 – 0	0.140(10)	0.009(28)		

non-pures présentant un mélange de multipolarités. Dans la plupart des situations où une des deux transitions en cascade présente une multipolarité connue et l'autre une mélange de multipolarité inconnue, on ajoute un paramètre de mélange δ . Par définition, $\delta^2 = I(E2)/I(M1)$ où I représente l'intensité de la transition de multipolarité $E2$ ou $M1$. Afin de déterminer le paramètre δ les coefficients $A_i(\delta)$ doivent être calculé en fonction de δ pour chacune des hypothèses de spin et de multipolarité. Ensuite il suffit de comparer les valeurs calculées $A_i(\delta)$ avec la valeur expérimentale A_i^{exp} en utilisant le test de χ^2 .

C.2 Distributions angulaires des rayons γ en coïncidences

Dans cette sous-section, la méthode pour la détermination des corrélations angulaires que nous avons décrit dans le paragraphe C.1 va être mise en œuvre pour le cas des noyaux bien étudiés ^{145}Ba , ^{139}Xe et $^{141,143}\text{Cs}$. Ce type d'étude permet de connaître la limite expérimentale pour effectuer des corrélations angulaires apportant des informations pertinentes.

Le tableau C.2 représente les valeurs expérimentales des corrélations angulaires pour les transitions intenses de multipolarité non mélangée $E2$, $E1$ ou $M1$ ("stretched"). Ces résultats expérimentaux sont comparés aux valeurs A_2/A_0 et A_4/A_0 des corrélations angulaires expérimentales obtenues à l'aide des données de l'expérience de GAMMASPHERE. Les paramètres des distributions angulaires A_2/A_0 et A_4/A_0 obtenus dans notre travail semblent le plus en adéquation avec les données publiées précédemment, compte tenu de l'erreur de mesure. Ainsi, nous pouvons constater que les algorithmes fonctionnent correctement et ils nous permettent d'effectuer la détermination des corrélations angulaires expérimentales pour tous les noyaux produits dans l'expérience d'EXILL. Cependant, la

C.2. Distributions angulaires des rayons γ en coïncidences

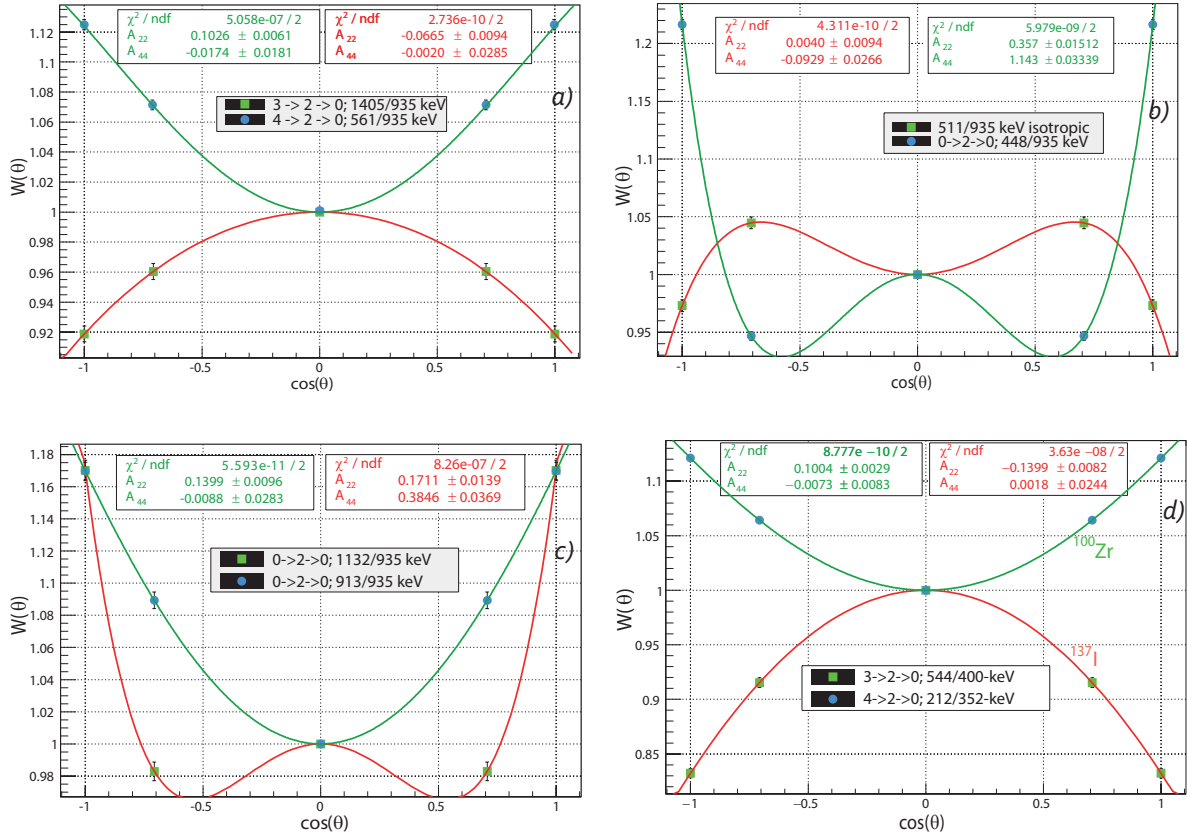


Figure C.2 – Corrélation angulaire pour plusieurs paires γ dans le noyau ^{92}Zr (a, b, c) peuplé par la réaction de capture neutronique. d) Corrélation angulaire pour deux paires γ dans les noyaux ^{100}Zr et ^{137}I .

faible statistique d'expérience va limiter l'apport des corrélations angulaires.

En observant les résultats expérimentaux des corrélations angulaires, nous pouvons constater que les données d'EXILL permettent d'étudier les transitions de multipolarité $E2$ pour les noyaux avec le taux de production de l'ordre de 0.5% ou plus. Par contre, vue la faible intensité des transitions de multipolarité $E1$ ou $M1$, le problème statistique va augmenter et, du coups, il n'est donc pas possible d'avoir des résultats probants pour ces transitions. Cependant, l'observation montre que des corrélations angulaires peuvent apporter des informations sur la multipolarité $E1$ ou $M1$ des transitions d'intensité relative $\sim 20\%$ pour des noyaux ayant été produits avec le rendement minimal de $\sim 1.5\%$. Autrement, l'augmentation d'efficacité de détection ou du temps de collection des rayons γ pourrait donc permettre d'obtenir des informations sur la multipolarité des transitions encore plus faibles.

Annexe C. Corrélation angulaire

Table C.2 – Mesures de corrélation angulaire pour les transitions des noyaux : ^{145}Ba , ^{139}Xe , $^{141,143}\text{Cs}$ dans l'étude présente. Les résultats de notre travail sont comparés avec ceux publiés dans les articles de W.Urban et al.

Noyau	Cascade (keV)	A_2/A_0		A_4/A_0	
		Étude présente	Urban et al.	Étude présente	Urban et al.
^{145}Ba	112.2-350.0	-0.088(18)	-0.146(30)	-0.103(54)	-0.012(40)
	154.6-185.4	0.181(17)	0.163(17)	0.071(50)	0.021(30)
	154.6-248.6	-0.071(19)	-0.058(13)	0.043(56)	0.000(21)
	248.6-374.3	0.132(20)	0.112(12)	0.023(59)	0.005(21)
^{139}Xe	397.5-581.9	-0.053(7)	-0.100(20)	0.051(22)	-0.04(4)
	491.0-571.2	-0.049(9)	-0.03(1)	-0.022(24)	0.01(1)
	585.4-571.2	0.102(8)	0.09(1)	0.006(23)	0.02(1)
	630.4-585.4	0.089(28)	0.100(10)	0.024(87)	0.01(1)
^{141}Cs	388.9-473.3	-0.053(34)	-0.07(2)	-0.011(102)	0.06(2)
	481.0-369.7	0.110(7)	0.09(2)	0.008(19)	-0.04(2)
^{143}Cs	396.6-282.0	0.091(23)	0.08(1)	0.016(59)	-0.03(2)

C.2.1 Résultats des corrélations angulaires pour $^{84,86,87,88}\text{Se}$

A présent que la méthode utilisée pour l'étude des corrélations angulaires dans notre travail a été exposée, elle va être appliquée aux noyaux $^{84,86,87,88}\text{Se}$.

Tout d'abord, nous allons mesurer la distribution angulaires entre les deux transitions $E2 - E2$ "stretched", c'est-à-dire pour lesquelles le moment angulaire du photon est égal à la différence maximum de spins entre les deux états excités. Dans le cas du noyau ^{84}Se , nous avons imposé une condition sur la transition vers l'état fondamental à 1455.1 keV ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) et sur celle de 667.1 keV ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$). Nous avons alors obtenu le résultat présenté sur la figure C.3a, qui correspond à la corrélation angulaire $W(\theta)$ normalisée par rapport à 90° , déterminée expérimentalement et ajustée en utilisant la courbe théorique (C.2). Les valeurs $A_2/A_0 = 0.105(20)$ et $A_4/A_0 = -0.017(59)$ des corrélations angulaires expérimentales obtenues dans cette étude correspondent bien aux valeurs théoriques pour les transitions $E2 - E2$ de multipolarité non-mélangée, voir la table C.1.

Le même type de transitions $E2 - E2$ ont été sélectionnées dans le ^{86}Se pour mesurer la distribution angulaires entre les deux transitions d'énergies 704.4 keV et 863.5 keV. Le résultat de cette étude est présenté dans la figure C.3b. Pour ces transitions, la corrélation angulaire théorique représentée en vert et qui semble le plus en adéquation avec les données de $W(\theta)_{exp}$.

C.2. Distributions angulaires des rayons γ en coïncidences

Ensuite, nous avons obtenu de résultats expérimentaux concernant les corrélations angulaires pour le noyau ^{87}Se . La figure C.3b représente la distribution angulaire entre les deux transitions d'énergies 92.2 keV et 886.2 keV dans le ^{87}Se . L'ajustement des données expérimentales $W(\theta)_{exp}$ permet d'obtenir les paramètres des corrélations angulaires $A_2/A_0 = 0.059(11)$ et $A_4/A_0 = -0.043(33)$ qui sont en bonne adéquation avec les valeurs $A_2^{th} = -0.071$ et $A_2^{th} = 0.000$ théoriques pour les transitions $M1 - E2$. Ainsi, il est possible d'attribuer la multipolarité $M1$ à la transition de 92.2 keV et la multipolarité $E2$ à la transition de 886.2 keV. Par conséquent, nous pouvons confirmer expérimentalement l'hypothèse de l'assignation des spins $3/2 - 5/2 - 9/2$ pour l'état fondamental et les niveaux excités d'énergies 92.2 keV et 978.4 keV respectivement proposée dans l'article de W.Urban *et al.* [45].

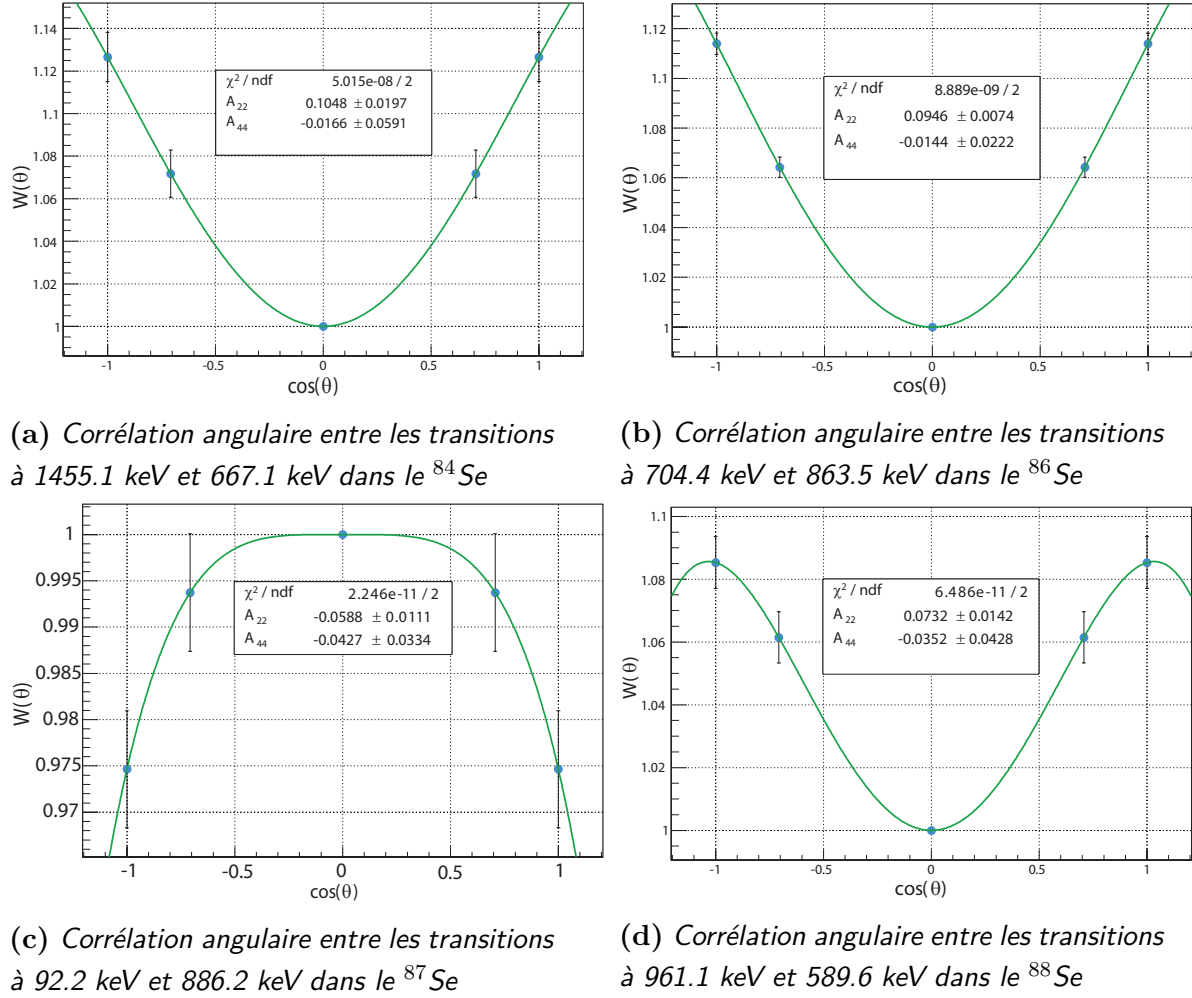


Figure C.3 – Corrélations angulaires expérimentales normalisées pour les noyaux $^{84,86,87,88}\text{Se}$. Ces résultats sont présentés avec leurs barres d'erreurs respectives déterminées par propagation des erreurs dans l'expression de $W(\theta)$ utilisée. La courbe d'ajustement est présentée en vert.

Annexe C. Corrélation angulaire

Le même type d'étude a été réalisé pour les transitions d'énergies 589.6 keV et 961.1 keV du ^{88}Se . Le résultat de cette étude est présenté dans la figure C.3d. Les valeurs des corrélations angulaires obtenues expérimentalement ne correspondent pas aux transitions $E2 - E2$ dites "stretched". A cause de la faible production de noyau ^{88}Se (0.226%), nous ne pouvons donc pas avoir de résultats probants pour ses transitions. Étant donné que les transitions présentées dans le noyau ^{88}Se sont encore moins peuplées que celles dans les noyaux étudiés précédemment $^{84,86,87}\text{Se}$, il est difficile d'interpréter la distribution angulaires avec certitude. Nous sommes donc à la limite expérimentale pour effectuer des corrélations angulaires apportant des informations certaines pour ce noyau due au manque de statistiques. Ainsi, les valeurs des corrélations angulaires obtenues expérimentalement n'est pas capable de confirmer l'hypothèse de l'attribution de la multipolarité $E2 - E2$ aux transitions d'énergies 589.6 keV et 961.1 keV du noyau d'intérêt ^{88}Se .

D Information supplémentaire sur les modèles théoriques

D.1 QPM

- Dans le troisième étape, il faudra prendre en compte le couplage entre le nucléon impair et la vibration de corps pair-pair. Le principe variationnel nous permet d'obtenir les amplitudes $C_\nu^{\rho K^\pi}$ des composants d'une quasi-particule individuelle donnée par l'approximation BCS (4.26) et les amplitudes $D_{\nu\lambda\mu i}^{\rho K^\pi}$ des composants d'une quasiparticule-phonon $\hat{\alpha}_\nu^\dagger \hat{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger | \rangle$ pour l'état intrinsèque du noyau A -impair

$$|\rho K^\pi\rangle = \left(\sum_\nu C_\nu^{\rho K^\pi} \hat{\alpha}_\nu^\dagger + \sum_{\nu\lambda\mu i} D_{\nu\lambda\mu i}^{\rho K^\pi} \hat{\alpha}_\nu^\dagger \hat{Q}_{\lambda\mu i}^\dagger \right) | \rangle \quad (\text{D.1})$$

avec l'énergie associée intrinsèque $E_{K\pi\rho}$ [102]. Le symbole $| \rangle$ est le vide de phonon pour le corps du noyau pair-pair par analogie à l'état de vide pour l'opérateur des quasiparticules de valence.

- La dernière étape consiste dans le choix d'une base des fonctions d'ondes symétrisées $|IMK^\pi\rho\rangle$ dans le système du laboratoire sur laquelle des éléments de la matrice de l'hamiltonien seront calculés.

$$\langle \Theta | I^\pi MK\rho \rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I(\Theta) |\rho K^\pi\rangle + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I(\Theta) |\rho K^\pi\rangle \right] \quad (\text{D.2})$$

où Θ représente les angles d'Euler entre le système des coordonnées intrinsèque et le système du laboratoire. Les $D_{MK}^I(\Theta)$ sont les fonctions de Wigner, I est le moment angulaire total et K est la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie. L'index ρ énumère les vecteurs propres de $\hat{H}_{int}$ avec la projection donnée K et la parité π .

Après la diagonalisation de l'hamiltonien pour chaque valeur du spin total I et la parité π nous obtenons le spectre final d'énergies $E_\sigma(I^\pi)$ avec les fonctions d'ondes correspondantes sous forme de combinaisons linéaires d'une base de l'espace de fonctions

d'ondes D.1 :

$$\Psi_{I^\pi M \sigma}(\Theta) = \langle \Theta | I^\pi M \sigma \rangle = \sum_{\rho K} d_{\rho K}^{I^\pi \sigma} \langle \Theta | I^\pi M K \rho \rangle \quad (\text{D.3})$$

L'index σ est le label des états finaux avec I^π donné. Les termes ρK dans la décomposition D.3 prévalent pour chaque valeur σ , c'est pourquoi les vecteurs propres de l'hamiltonien forment les bandes de rotation selon ces composants ρK dominants.

Dans le cas des noyaux impair-impair, l'hamiltonien intrinsèque dans l'expression contient les deux autres termes : le second terme de champ moyen Nilsson $\hat{H}_{av}$ pour protons (ou neutrons) et le terme décrivant l'interaction proton-neutron $\hat{H}_{np}$ [103, 104, 105].

Table des figures

2.1	<i>Un zoom sur la carte des noyaux avec les régions peuplées par la fission induite de ^{235}U. Les carrés noirs représentent les noyaux stables. Les couleurs représentent le taux de production des noyaux lors des réactions de fission de $^{236}\text{U}^*$.</i>	6
2.2	<i>Rendements de fission en fonction de la masse du fragment de fission, selon la base des données nucléaires FPY-2011, JAEA. La courbe bleue correspond au rendements de la réaction de fission induite $^{235}\text{U}(n,f)$ utilisée dans notre étude. Les courbes rouges et vertes représentent les rendements de la fission spontanée de ^{248}Cm et ^{252}Cf respectivement.</i>	8
2.3	<i>Représentation schématique des bandes de conduction et de valence dans un élément. Différents cas sont possibles, le cas du métal où il y a chevauchement des deux bandes, le cas du semi-conducteur où le gap est très étroit autour du niveau de Fermi et le cas d'un isolant où le gap est trop important, empêchant le déplacement des électrons.</i>	9
2.4	<i>a) Jonction N-P à l'équilibre thermodynamique. b) Diagramme d'énergie de l'électron à l'équilibre thermodynamique montrant le potentiel de contact V_0. c) Densité de charge. d) Intensité de champ électrique.</i>	11
2.5	<i>Schémas représentatifs des trois interactions d'un photon avec la matière : a) effet photoélectrique, b) effet Compton, c) création de paires électron-positron.</i>	13
2.6	<i>Schémas du détecteurs EXOGAM. a) Coupe d'un détecteur EXOGAM de géométrie tronconique inséré dans son enceinte anti-diffusion Compton. b) Vue frontale de détecteur EXOGAM. c) Regroupement de quatre cristaux de germanium formant un détecteur de géométrie trèfle.</i>	14
2.7	<i>Configuration du spectromètre EXILL avec la position de différents types de détecteurs. Dispositif installé sur la ligne de neutrons de froids PF1b à l'ILL (Institut Laue Langevin à Grenoble).</i>	16
2.8	<i>Coupe schématique d'EXILL [29] et composition de la cible de ^{235}U.</i>	16
2.9	<i>Système électronique simplifié pour chaque cristal du spectromètre EXILL.</i>	17

Table des figures

2.10	a) Signal électrique au niveau du préamplificateur (PA) dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement. b) Filtrage trapézoïdal du signal de préamplificateur.	18
2.11	a) Schéma représentatif de la méthode de tri. Les γ -instantanés sont en rouge, les γ -retardés sont en vert. b) Le format de données adapté à notre analyse contenant l'événement _i plié. Le nombre de γ -enregistrés dans les événements-pliés de $m_i \geq 3$ est 6.6×10^{10}	20
2.12	Spectre en énergie de tous les détecteurs germanium pour ^{152}Eu avec (blue) ou sans (rouge) de la correction d'Add-Back.	22
2.13	Spectre en énergie de tous les détecteurs Ge pour ^{36}Cl avec (blue) ou sans (rouge) de la correction d'Add-Back. L'insertion est un zoom pour les hautes énergies.	23
2.14	La courbe d'efficacité relative pour les 8 détecteurs EXOGAM. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.	25
2.15	Facteur additionnel f en fonction de l'énergie des raies γ pour tous Clovers du spectromètre d'EXILL	27
2.16	Diagramme de la différence en temps entre le déclenchement de deux cristaux. Il montre le décalage du temps de chaque segment des détecteurs en unité de timeStamp. Les zones blanches représentent les cristaux manquants. 28	
2.17	a) Schéma représentatif de la technique de calibration automatique des cristaux germanium pour chaque run. Une run correspond à une heure d'expérience dont la durée totale est de 228 heures. b) Schéma illustratif de la résolution en énergie des détecteurs avant et après l'application de l'algorithme d'alignement en énergie. La résolution en énergie des détecteurs germanium se dégrade avec le temps sans l'application d'algorithme.	30
2.18	a) Effet du décalage temporel dans un discriminateur. Les signaux coïncidents A et B d'amplitudes différentes dépassent un même seuil à des temps différents. b) La figure représente les valeurs relatives de retard d'enregistrement des signaux analogiques $\Delta t = t_b - t_a$ en fonction de l'énergie des rayons γ générant ces signaux. L'axe X correspond à l'énergie des transitions en coïncidences avec les trois transitions de 244.7, 344.3 et 444.0 keV. 31	

2.19	a) Dessin représentatif du cube γ - γ - γ en coïncidences. La ligne pointillée représente une section plane (une projection). La section perpendiculaire à l'axe Z s'appelle une matrice 2D qui contient toutes transitions en coïncidences avec une transition d'énergie E_z . b) Exemple d'une matrice 2D γ - γ conditionnée obtenue dans cette étude. La condition est posée sur une première transition du noyau ^{146}Ce d'énergie 258.2 keV. Les tranches rouges représentent la zone de bruit de fond (BF).	34
3.1	La fission induite de ^{235}U	38
3.2	Spectres des trois isotopes de cérium : ^{146}Ce , ^{148}Ce et ^{150}Ce obtenus par double coïncidences avec les raies (209.1 et 300.7 keV dans ^{150}Ce), (295.4 et 158.8 keV dans ^{148}Ce) et (258.2 et 502.8 keV dans ^{146}Ce) respectivement. Les transitions liées aux partenaires de fission tels que ^{84}Se , ^{85}Se , ^{86}Se et ^{87}Se sont indiqués en rouge. Dans ces trois spectres, les transitions liées aux isotopes de cérium sont en vert et la première identification de ^{88}Se est indiquée en rose. Un canal est équivalent à 3 keV.	40
3.3	Schémas de niveaux expérimentaux partiels des noyaux : ^{146}Ce , ^{148}Ce et ^{150}Ce (les noyaux complémentaires des noyaux $^{84,85,86,87,88}\text{Se}$), publiés dans les articles [40], [41] et [42].	41
3.4	a) Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 283.5 et 251.4 keV du ^{147}Ce . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant aux isotopes de sélénium sont indiquées en rouge et celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux de ^{147}Ce . Un canal est équivalent à 3 keV. b) et c) Schémas de niveaux expérimentaux des noyaux : ^{147}Ce , et ^{145}Ce , publiés dans l'article [43].	42
3.5	Corrélation en masse. Ce graphique représente la moyenne des masses atomiques des noyaux complémentaires de cérium en fonction des masses atomiques des noyaux de sélénium. Les chiffres en bleu sont les énergies des deux raies γ dans les noyaux des isotopes de sélénium avec lesquelles les spectres de sélénium ont été obtenus par double coïncidences.	43
3.6	Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 1455.3 et 209.1 keV dans les noyaux ^{84}Se et ^{150}Ce respectivement. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions approuvant dans le noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles-ci indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire ^{150}Ce et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.	46

Table des figures

3.7	<i>Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 1455.3 et 703.8 keV dans les noyaux ^{84}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics.</i>	46
3.8	<i>Spectre des raies γ en coïncidences avec les transitions de 1455.3 et 667.1 keV du ^{84}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires et celles qui sont indiquées en noir demandent des justifications supplémentaires.</i>	47
3.9	<i>Spectre de raies γ obtenus par double coïncidence avec les raies 1455.3 keV et 197.8, 836.5, 1039.9, 1750.5, 1015.3 keV dans le noyau ^{84}Se. Un canal est équivalent à 3 keV.</i>	48
3.10	<i>a) Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 1249.0 keV du ^{84}Se. b) Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 577.9 keV du ^{84}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	50
3.11	<i>Spectre des raies γ en coïncidence avec les transitions de 1455.3 et 1415.8 keV du ^{84}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	51
3.12	<i>Somme des quatre spectres des raies γ en coïncidences avec les transitions de 1455.3 et 1415.8, 164.6, 1580.5, 667.1 keV du ^{84}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{84}Se sont indiquées en rouge.</i>	51
3.13	<i>a) Schéma de niveaux du ^{84}Se publié dans l'article [44]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se obtenu dans notre travail. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.</i>	53
3.14	<i>Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies dans la paire des noyaux ^{150}Ce, ^{85}Se (l'énergie de 209.1 et 1436.6 keV respectivement) et ^{148}Ce, ^{85}Se (l'énergie de 295.4 et 1436.6 keV respectivement). L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{85}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires ^{150}Ce ou ^{148}Ce et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	54

3.15	<i>Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies dans le noyau ^{85}Se (a) l'énergie de 1436.6 et 539.2 keV, b) l'énergie de 1436.6 et 397.5 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{85}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent aux noyaux complémentaires ^{150}Ce, ^{149}Ce ou ^{148}Ce et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	56
3.16	<i>a) Schéma de niveaux du ^{85}Se publié dans l'article [50]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{85}Se obtenu dans notre travail. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.</i>	56
3.17	<i>a) Spectre somme des raies γ obtenues par double coïncidence entre la raie 704.4 keV dans le ^{86}Se et trois raies 158.8, 295.4, 386.1 keV dans le noyau ^{148}Ce. b) Spectre de raies γ obtenues par double coïncidence entre les raies de 704.4 et 695.1 keV de ^{86}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	59
3.18	<i>a) Schéma de niveaux du ^{86}Se publié dans l'article [57, 46]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se obtenu dans notre travail. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.</i>	60
3.19	<i>Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies de 704.4 et 863.5 keV dans le noyau ^{86}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	61
3.20	<i>a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences entre la raie 863.5 keV dans le ^{86}Se et la raie 258.2 keV dans le noyau ^{146}Ce. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 704.4 et 561.5 keV dans ^{86}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	62

3.21	<i>Spectre somme de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie de 863.5 keV et deux raies de 1494.8 et 505.1 keV dans le ^{86}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions correspondant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	63
3.22	<i>a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 989.5 et 505.1 keV dans le ^{86}Se. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence entre les raies de 989.5 et 863.5 keV. c) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 989.5 et 1027.6 keV dans le ^{86}Se. Les transitions appartenant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge.</i>	64
3.23	<i>Spectre somme de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 704.4 keV et cinq raies 1494.8, 1027.6, 505.1, 989.5 ou 863.5 keV dans le ^{86}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{86}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	65
3.24	<i>a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 886.2 keV dans le noyau ^{87}Se et 258.2 keV dans son noyau complémentaire ^{146}Ce. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	66
3.25	<i>a) Spectre somme de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 985.6, 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 494.1 et 886.2 keV dans le noyau ^{87}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.</i>	68
3.26	<i>Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies de 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées. Un canal est égale à 3 keV.</i>	69

3.27	a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 745.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 745.2 et 635.7 keV dans le noyau ^{87}Se . c) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 745.2 keV dans le noyau ^{87}Se et 258.2 keV dans son noyau complémentaire ^{146}Ce . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics.	69
3.28	a) et b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 1420.2 keV et deux raies 92.2 ou 886.2 keV dans le ^{87}Se . c) Spectre obtenu par double coïncidence avec les raies 1162.2 et 886.2 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge.	70
3.29	a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 92.2 keV et 494.1 keV dans le ^{87}Se . b) Spectre obtenu par double coïncidences avec les raies 92.2 et 635.7 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{87}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire cérium.	71
3.30	a) Schéma de niveaux du ^{87}Se publié dans l'article [45]. b) Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{87}Se obtenu dans notre travail. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En noir, les transitions déterminées et confirmées dans cette étude.	73
3.31	Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 283.5, 391.5 et 251.4 keV dans le noyau ^{147}Ce . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant aux isotopes de sélénium sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire ^{147}Ce . Les candidats pour les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en violet.	74
3.32	Le rapport entre les intensités des raies dans le ^{147}Ce	75
3.33	a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 503.8 keV dans le noyau ^{146}Ce et 589.6 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 283.5 keV dans le noyau ^{147}Ce et 589.6 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les candidats pour les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en violet, les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire $^{146,147}\text{Ce}$ et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées.	76

Table des figures

- 3.34 a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 409.6 keV dans le noyau ^{146}Ce et 961.1 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 283.5 keV dans le noyau ^{147}Ce et 961.1 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les candidats pour les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en violet, les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire $^{146,147}\text{Ce}$ et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ contaminées. 76
- 3.35 Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 381.0 keV dans le noyau ^{145}Ce et 961.1 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{88}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire ^{145}Ce 77
- 3.36 a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 961.1 et 589.6 keV dans le noyau ^{88}Se . b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidences avec les raies 961.1 et 1157.3 keV dans le noyau ^{88}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les raies du noyau ^{88}Se sont indiqués en rouge, les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire $^{145,146,147}\text{Ce}$ 78
- 3.37 Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 589.6 et 961.1 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se . Ce spectre a été donné selon l'analyse des données de JUROGAM II réalisée par G. Simpson. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions appartenant au noyau ^{88}Se sont indiquées en rouge, celles indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire le Pr. 78
- 3.38 a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 589.6 keV du ^{88}Se et les trois transitions en cascade du ^{147}Ce : 118.0, 251.4, 391.5 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 589.6 keV du ^{88}Se et les trois transitions en cascade du ^{146}Ce : 258.2, 409.6, 502.3 keV. c) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 704.1 keV de ^{86}Se et les trois transitions en cascade du ^{146}Ce : 258.0, 409.6, 502.3 keV. 79
- 3.39 a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 625.5 keV du ^{88}Se et les trois transitions en cascade du ^{147}Ce : 118.0, 251.4, 283.5 keV. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 625.5 keV du ^{88}Se et les deux transitions dans la cascade du ^{146}Ce : 258.2, 409.6, 502.3 keV. 79

3.40	<i>Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 652.1 keV et 589.6 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire de cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ des contaminants.</i>	80
3.41	<i>Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{88}Se obtenu dans notre travail. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude.</i>	81
3.42	<i>a) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec la raie 1242.1 keV dans le noyau d'intérêt ^{88}Se et la raie 258.2 keV du ^{146}Ce. b) Spectre de raies γ obtenu par double coïncidence avec les raies 1242.1 et 556.1 keV dans le noyau ^{88}Se. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Les transitions indiquées en vert appartiennent au noyau complémentaire de cérium et celles qui sont indiquées en noir correspondent aux raies γ des contaminants.</i>	82
4.1	<i>Évolution en temps de modes vibratoires. a) L'oscillation monopolaire avec des variations de taille sans changement de forme. b) L'excitation dipôle isoscalaire correspond au mouvement du noyau autour de son centre de masse. c) Dans les vibrations quadrupolaire, un noyau change sa forme de prolate à oblate et inversement. d) L'oscillation octupolaire.</i>	91
4.2	<i>a) Forme quadrupolaire d'un noyau pour le cas de symétrie axiale ($\gamma = 0$) en haut de la figure, et exemple de déformation triaxiale ($0^\circ < \gamma < 60^\circ$) présenté en bas de cette figure. b) Évolution de la forme nucléaire dans le plan (β, γ). Quand γ n'est pas un multiple de 60° le noyau prend une forme triaxiale (la déformation non-axiale).</i>	93
4.3	<i>Illustration schématique des vibrations de forme.</i>	95
4.4	<i>Le potentiel harmonique $V_\alpha(\beta)$ en fonction de β pour les différentes valeurs α.</i>	96
4.5	<i>Le potentiel nucléaire $V(\beta, \gamma)$ utilisé dans le modèle ACM pour les différents paramètres M, α, χ, κ. Chaque combinaison de coordonnée radiale β et l'angle γ correspond à la forme du noyau. Le long de l'axe horizontal $\gamma = 0^\circ$, la forme du noyau devient prolate avec l'augmentation β. Et le long de la ligne $\gamma = 60^\circ$, la forme du noyau devient oblate en fonction de la distance au bout de graphe.</i>	98
4.6	<i>Niveaux d'énergie correspondants à l'oscillateur harmonique sphérique. L'énergie des niveaux excités est normalisée par rapport à l'énergie d'excitation de l'état à un phonon. Les taux de transitions E2 sont normalisés par rapport au taux de décroissance de l'état à un phonon qui est égal à 100.</i>	100

Table des figures

4.7	Niveaux d'énergie générés par le modèle Wilets-Jean rigide en β . L'énergie des niveaux excités est normalisée par rapport à l'énergie d'excitation de l'état avec la séniorité $\nu = 1$. Les taux de transitions E2 sont normalisés par rapport au taux de décroissance de l'état $\nu = 1$ vers l'état $\nu = 0$ qui est égal à 100.	102
4.8	Schémas de niveaux présentés schématiquement pour le modèle du rotateur rigide. Le schéma de gauche ($\gamma = 0^\circ$) correspond au rotateur axial. Le schéma de droite ($\gamma = 30^\circ$) représente la séquence de niveaux générée par le rotateur triaxial. Le label des flèches représentent la probabilité de transition $B(E2)$. Les taux de transitions E2 sont normalisés par rapport au taux de décroissance de l'état 2^+ vers l'état 0^+ qui est égale à 100.	104
4.9	Diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$, calculé par Bengtsson et Ragnarsson [73]. L'énergie de la particule individuelle E_{sp} en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ MeV est donnée en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2	107
4.10	Diagramme de Nilsson pour la région $0 \leq Z \leq 50$, calculé par Bengtsson et Ragnarsson [73]. L'énergie de la particule individuelle E_{sp} en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ MeV est donnée en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2	108
5.1	a) Énergie de séparation du dernier neutron dans les noyaux pair-pairs du sélénium en fonction du nombre de neutrons. On notera l'effet de couche remplie $N = 50$. b) Espacement entre le premier état excité 2_1^+ des isotopes pair-pair du sélénium et leur état fondamentale 0_1^+ . Le noyau magique avec le nombre de neutrons $N = 50$ exige beaucoup plus d'énergie pour devenir excité par rapporte à ses voisins. c) Section efficace d'absorption d'un neutron en équilibre thermique avec le milieu à température 300 K. d) Évolution de l'énergie du premier état excité pour les différents noyaux pair-pair. Les noyaux ayant un nombre magique de neutrons sont représentés par les points verts.	117
5.2	Les trois différents types des potentiels. La ligne noire est le potentiel Woods-Saxon normalisé à V_0 pour $A=50$, $a=0.5$ fm.	118
5.3	Niveaux d'énergie d'une particule individuelle générés par le potentiel de l'oscillateur harmonique sphérique (O.H.S) avec le terme $\sim \hat{l}^2$, deux colonnes à gauche. Sur le coté droite, les niveaux découpés par le potentiel réaliste avec le terme $\sim \hat{l}^2$ et $\sim \hat{l} \cdot \hat{s}$	121

6.1	<i>Systématique des états excités des isotopes de Ge, Se, Kr et Sr en fonction du nombre de neutrons dans l'intervalle $50 \leq N \leq 58$: a) Évolution des énergies des états 2_1^+, b) rapport des énergies $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ et c) $E(2_2^+)/E(2_1^+)$. Le symbole (+) représente les valeurs prédites par les calculs du modèle en couches pour ^{88}Se.</i>	128
6.2	<i>Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se en rouge avec les schémas de niveaux expérimentaux pour les noyaux ^{84}Ge, ^{86}Se et $^{90,92}\text{Kr}$.</i>	130
6.3	<i>Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se avec le résultat du calcul du modèle en couches utilisant le code ANTOINE et l'interaction effective Ni78-II.</i>	132
6.4	<i>Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se avec le résultat du calcul utilisant le modèle ACM. Le schéma de niveaux au milieu de la figure représente les états excités observés expérimentalement, le schéma à gauche correspond aux états calculés dans le cadre du modèle Wilets-Jean ($\kappa = 0$) et le schéma à droite montre les résultats de calculs pour le paramètre κ non-nul.</i>	134
6.5	<i>a) Évolutions des états de spins 2_2^+, 3_1^+, 4_2^+ de ^{88}Se en fonction du paramètre κ. Les états qui ajustent le mieux l'observation expérimental sont entourés en vert sur cette systématique. b) Potentiel nucléaire $V(\beta, \gamma)$ utilisé dans le modèle ACM avec les paramètres $M = 100$, $\alpha = 4$, $\chi = 0$, $\kappa = 0.6$. . . .</i>	135
6.6	<i>La surface d'énergie potentielle $V(\beta, \gamma)$ utilisée avec le modèle ACM pour les paramètres $M = 70$, $\alpha = 0.9$, $\chi = 0.1$, $\kappa = 3.0$</i>	137
6.7	<i>Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se avec le résultat du calcul utilisant le modèle ACM. Les valeurs indiquées sur les flèches dans le schéma de niveaux théorique représentent la probabilité de transition $B(E2)$ en % normalisée à la transition vers l'état fondamental $2^+ \rightarrow 0^+$.</i>	138
6.8	<i>Énergie des doublets $2_2^+, 4_1^+$ et $3_1^+, 4_2^+$ en fonction du paramètre α.</i>	139
6.9	<i>La surface d'énergie potentielle $V(\beta, \gamma)$ utilisée dans le modèle ACM avec les paramètres $M = 70$, $\alpha = 0.55$, $\chi = 0.8$ et $\kappa = 0$. Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.5 MeV.</i>	140
6.10	<i>Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{88}Se avec le résultat du calcul utilisant le modèle ACM et le modèle en couches (SM). Les flèches dans ces schéma de niveaux représentent la probabilité de transition $B(E2)$ en % normalisée à la transition vers l'état fondamental $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.</i>	141

Table des figures

6.11	a) Évolution du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (courbe noire) et de l'énergie de l'état excité 2_1^+ (courbe rouge) en fonction du paramètre α . b) Évolution du rapport $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ en fonction du paramètre α	142
6.12	Évolution de l'énergie de l'état 0_2^+ prédit par le modèle IBM en fonction du nombre de neutrons [93]. Les cercles noirs représentent les données expérimentales pour les isotopes de sélénium. L'étoile rouge représente l'énergie de l'état 0_2^+ du ^{88}Se obtenue par les calculs ACM. La courbe bleu représente l'évolution de l'énergie du 0_2^+	143
6.13	Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{86}Se en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2 pour les trois différentes valeurs de ε_4 . Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées. Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$, $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$. . .	146
6.14	Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{86}Se en fonction de l'énergie d'appariement Δ_n et Δ_p . Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$	147
6.15	Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{88}Se en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2 pour les trois différentes valeurs de ε_4 . L'échelle de l'axe horizontal a été choisie de façon à montrer l'évolution de la probabilité autour de la valeur $\varepsilon_2 = 0.166$ donnée par la systématique de Moeller. Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$, $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[431]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$	148
6.16	Évolution de la probabilité $X^2 - Y^2$ pour ^{88}Se en fonction de l'énergie d'appariement Δ_n et Δ_p . Les configurations dominantes sont $\nu 3/2[422] \otimes \nu 1/2[420]$ et $\pi 3/2[312] \otimes \pi 1/2[310]$	149
6.17	Diagramme de Nilsson pour le ^{92}Br [99]	150
A.1	La courbe d'efficacité relative pour les 6 détecteurs GASP. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.	155
A.2	La courbe d'efficacité relative pour les 2 détecteurs LOHENGRIN. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.	156
A.3	La courbe d'efficacité relative pour tous les 16 détecteurs d'EXILL. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.	157

A.4	<i>La courbe d'efficacité relative dans l'intervalle d'énergie [50 keV, 1400 keV] pour tous les 16 détecteurs d'EXILL. Les valeurs d'efficacité sont obtenues par une normalisation des intensités des raies par rapport à la raie à 121 keV.</i>	158
B.1	<i>Intensités relatives des transitions correspondant aux transitions vers l'état fondamental des noyaux de cérium en coïncidence avec a) $^{84,85}\text{Se}$ b) $^{86,87}\text{Se}$ c) ^{88}Se, en fonction de la masse atomique des noyaux de cérium complémentaires repérés dans le spectre de la figure 3.2.</i>	161
C.1	<i>L'analyse du coefficient de normalisation $n(\theta)$.</i>	164
C.2	<i>Corrélation angulaire pour plusieurs paires γ dans le noyau ^{92}Zr (a, b, c) peuplé par la réaction de capture neutronique. d) Corrélation angulaire pour deux paires γ dans les noyaux ^{100}Zr et ^{137}I.</i>	167
C.3	<i>Corrélations angulaires expérimentales normalisées pour les noyaux $^{84,86,87,88}\text{Se}$. Ces résultats sont présentés avec leurs barres d'erreurs respectives déterminées par propagation des erreurs dans l'expression de $W(\theta)$ utilisée. La courbe d'ajustement est présentée en vert.</i>	169

Liste des tableaux

2.1	<i>Combinaisons possibles de doubles coïncidences entre des transitions en cascade et les trois transitions de référence à 244.7, 344.3 et 444.0 keV. Le noyau ^{152}Sm est produit par capture électronique de ^{152}Eu et le noyau ^{152}Sm est obtenu par décroissance β^- de ^{152}Eu.</i>	33
3.1	<i>Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{84}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [47, 49, 46]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.</i>	52
3.2	<i>Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{85}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [50, 53, 51]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.</i>	57
3.3	<i>Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [46, 57, 54]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.</i>	65
3.4	<i>Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{87}Se produit dans le cadre de cette étude et avec différentes réactions nucléaires [59, 45]. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.</i>	72

- 3.5 *Tableau récapitulatif des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{88}Se dans le cadre de notre étude et d'étude menée simultanément à RIKEN (Japon) [61]. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses en concernant le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage et la troisième colonne correspond aux énergies en keV de l'état initial.* 83
- 3.6 *Tableaux des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{84}Se . L'aire des raies γ indiquées a été mesurée dans les spectres obtenus par double coïncidence entre les transitions 1455.3 et 209.1 keV (tableau de gauche) et 1455.3 et 667.1 keV (tableau de droite).* 84
- 3.7 *Le tableau de gauche montre le rapport d'intensité entre les deux premières transitions 1436.6 et 539.2 keV dans le noyau ^{85}Se dans le spectre obtenu par double coïncidence entre les transitions 241.4 et 142.6 keV du ^{149}Ce . Le tableau de droite présente les intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{85}Se* 84
- 3.8 *Le tableau de gauche montre le rapport d'intensité entre les deux premières transitions 704.4 et 863.5 keV dans le noyau ^{86}Se dans le spectre obtenu par double coïncidence entre les transitions 2158.8 et 295.4 keV du ^{148}Ce . Le tableau de droite présente les intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se* 85
- 3.9 *Tableau des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se . L'aire des raies γ indiquées a été mesurée dans les spectres obtenus par double coïncidence entre les transitions 704.4 et 258.2 keV (tableau en haut à gauche), 704.4 et 863.5 keV (tableau en haut à droite), 863.5 et 295.4 keV (tableau en bas à gauche), 704.4 et 158.8 keV (tableau en bas à droite). . .* 86
- 3.10 *Tableau des intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{87}Se . L'intégrale des raies γ indiquées a été calculé dans le spectre obtenus par double coïncidence entre les transitions à 886.2 et 258.2 keV (tableau en haut à gauche), 886.2 et 92.2 keV (tableau en haut à droite), 92.2 et 258.2 keV (tableau en bas à droite). Le tableau en bas à gauche montre le rapport d'intensité entre deux premières transitions à 886.2 et 92.2 keV dans le noyau ^{87}Se* 87
- 3.11 *Tableau de droite : intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{88}Se . Tableau de gauche : rapport d'intensité entre les deux premières transitions à 589.6 et 961.1 keV du noyau ^{88}Se* 88

6.1	<i>Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle QPM pour le noyau ^{86}Se. Ce tableau répertorie les amplitudes des configurations majoritaires des nucléons de valences pour l'état excité 2_2^+. Les configurations dominantes sont indiquées en vert. La configuration des orbites s'exprime en nombres quantiques de Nilsson $\Omega[N, n_z, \Lambda]$.</i>	144
6.2	<i>Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle QPM pour le noyau ^{88}Se. Ce tableau répertorie les amplitudes des configurations majoritaires des nucléons de valences pour l'état excité 2_2^+. Les configurations dominantes sont indiquées en vert. La configuration des orbites s'exprime en nombres quantiques de Nilsson $\Omega[N, n_z, \Lambda]$.</i>	147
A.1	<i>Le tableau des données pour ADC32.</i>	159
C.1	<i>Valeurs expérimentales et théoriques A_2, A_4 pour trois transitions pures (les trois premières), une transition isotropique (511 keV) et deux transitions mixtes (les deux dernières) dans le noyau ^{92}Zr. La transition a 934.5-keV est strictement quadrupolaire.</i>	166
C.2	<i>Mesures de corrélation angulaire pour les transitions des noyaux : ^{145}Ba, ^{139}Xe, $^{141,143}\text{Cs}$ dans l'étude présente. Les résultats de notre travail sont comparés avec ceux publiés dans les articles de W.Urban et al.</i>	168

Bibliographie

- [1] E. Rutherford. *The scattering of alpha and beta-particles by matter and the structure of atoms*. Phil. Mag. **21** 669–698 (1911).
- [2] J. Chadwick. *The Existence of a Neutron*. The Royal Society **136**, 830 692–708 (1932).
- [3] C. F. V. Weizsäcker. *Zur Theorie der Kernmassen*. Zeitschrift für Physik **96** 431–458 (1935).
- [4] L. Meitner *et al.* *Disintegration of Uranium by Neutrons : A New Type of Nuclear Reaction*. Nat. **143** 239–240 (1939).
- [5] M. G. Mayer. *On Closed Shells in Nuclei*. Phys. Rev. **74** 235–239 (1948).
- [6] M. G. Mayer. *On Closed Shells in Nuclei. II*. Phys. Rev. **75** 1969–1970 (1949).
- [7] M. G. Mayer. *Nuclear Configurations in the Spin-Orbit Coupling Model. I. Empirical Evidence*. Phys. Rev. **78** 16–21 (1950).
- [8] G. C. Baldwin *et al.* *Photo-Fission in Heavy Elements*. Phys. Rev. **71** 3–10 (1947).
- [9] M. Goldhaber *et al.* *On Nuclear Dipole Vibrations*. Phys. Rev. **74** 1046–1049 (1948).
- [10] C. H. Townes *et al.* *Nuclear Quadrupole Moments and Nuclear Shell Structure*. Phys. Rev. **76** 1415–1416 (1949).
- [11] A. Bohr *et al.* *Interpretation of Isomeric Transitions of Electric Quadrupole Type*. Phys. Rev. **89** 316–317 (1953).
- [12] A. Bohr *et al.* *Rotational States in Even-Even Nuclei*. Phys. Rev. **90** 717–719 (1953).
- [13] A. Bohr *et al.* *Nuclear Structure : Volume 2, Nuclear deformations*. Nuclear Structure. Benjamin (1969).
- [14] J. Bardeen *et al.* *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev. **108** 1175–1204 (1957).
- [15] A. Bohr *et al.* *Possible Analogy between the Excitation Spectra of Nuclei and Those of the Superconducting Metallic State*. Phys. Rev. **110** 936–938 (1958).
- [16] K. Heyde *et al.* *Shape coexistence in atomic nuclei*. Rev. Mod. Phys. **83** 1467–1521 (2011).

Bibliographie

- [17] K. Sieja *et al.* *Erratum : Shell model description of zirconium isotopes*. Phys. Rev. C **80** 019905 (2009).
- [18] T. Togashi *et al.* *Quantum Phase Transition in the Shape of Zr isotopes*. Phys. Rev. Lett. **117** 172502 (2016).
- [19] M. Lebois *et al.* *Experimental study of ^{84}Ga β decay : Evidence for a rapid onset of collectivity in the vicinity of ^{78}Ni* . Phys. Rev. C **80** 044308 (2009).
- [20] T. Rząca-Urban *et al.* *New excited states in ^{82}Ge : Possible weakening of the $N = 50$ closed shell*. Phys. Rev. C **76** 027302 (2007).
- [21] K. Miernik *et al.* *Large β -Delayed One and Two Neutron Emission Rates in the Decay of ^{86}Ga* . Phys. Rev. Lett. **111** 132502 (2013).
- [22] T. Materna *et al.* *Low spin structure of ^{86}Se : Confirmation of γ collectivity at $N = 52$* . Phys. Rev. C **92** 034305 (2015).
- [23] K. Sieja *et al.* *Laboratory versus intrinsic description of nonaxial nuclei above doubly magic ^{78}Ni* . Phys. Rev. C **88** 034327 (2013).
- [24] W. Blum *et al.* *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer (1994).
- [25] A. Lyoussi *et al.* *Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire*. EDP Science (2010).
- [26] S. Shepherd *et al.* *Measurements on a prototype segmented Clover detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **434**, 2 373 – 386 (1999).
- [27] G. Duchêne *et al.* *The Clover : a new generation of composite Ge detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **432**, 1 90 – 110 (1999).
- [28] <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/exogam/exogamdetectors>.
- [29] P. Mutti *et al.* *A trigger-less acquisition system for the EXILL large Ge detector arrays*. In *ANNIMA Conference* (2013).
- [30] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Press (1994).
- [31] CAEN. *Application Note AN2508CAEN - Digital Pulse Height Analyser, a digital approach to Radiation Spectroscopy*. Technical report, CAEN (2011).
- [32] M. Shibata *et al.* *Relative intensities of prompt γ -rays from the $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ reaction with thermal neutrons as secondary γ -ray intensity standards*. Applied Radiation and Isotopes **27**, 60-67 (2013).
- [33] C. Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge University Press (1996).
- [34] W. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle*. Physics Experiments, Springer, 2ème (1994).

-
- [35] D. Radford *et al.* *Nucl. Instr. Meth.* **297**, A361 (1995).
- [36] T. Faul. *Etude de la Structure des Noyaux Riches en Neutrons autour du Noyau Doublement Magique ^{78}Ni* . Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2007).
- [37] A. G. Smith *et al.* *Automated peak searching and fitting of data from gamma-ray coincidence experiments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **350**, 1 314 – 321 (1994).
- [38] M. Czerwiński *et al.* *Neutron-proton multiplets in the nucleus ^{88}Br* . Phys. Rev. C **92** 014328 (2015).
- [39] S. A. Badikov *et al.* *IAEA Scientific and Technical Report*. STI/PUB/1292 (2007).
- [40] S. J. Zhu *et al.* *Identification of ^{152}Ce and Unexpected Variations in Moments of Inertia with Neutron Number and Spin in $^{142-148}\text{Ba}$, $^{144-150}\text{Ce}$, and $^{146-156}\text{Nd}$* . Journal of Physics **G21**, L75 (1995).
- [41] Y. Chen *et al.* *Search for octupole correlations in neutron-rich ^{148}Ce nucleus*. Phys. Rev. C **73**, 054316 (2006).
- [42] S. Zhu *et al.* *Observation of new levels and proposed octupole correlations in neutron-rich ^{150}Ce* . Phys. Rev. C **85**, 014330 (2012).
- [43] H. J. Li *et al.* *Reinvestigation of high spin states and proposed octupole correlations in ^{147}Ce* . Phys. Rev. C **90**, 047303 (2014).
- [44] E. F. Jones *et al.* *Identification of ^{88}Se and new levels in $^{84,86}\text{Se}$* . Phys. Rev. C **73**, 017301 (2006).
- [45] M. Czerwinski *et al.* *First observation of excited states in ^{87}Se : Collectivity and j-1 anomaly at $N=53$* . Phys. Rev. C **88**, 034302 (2013).
- [46] F. Drouet *et al.* *Prompt gamma ray-spectroscopy of $N = 50$ fission fragments*. EPJ Web of Conferences **62**, 01005 (2013).
- [47] 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).
- [48] P. Hoff *et al.* *The Decay of ^{84}As* . Z.Phys. **A338** 285 (1991).
- [49] A. Prévost *et al.* *Medium-spin excitations of the neutron-rich ^{84}Se isotope : Possible decrease in energy of the $N = 50$ neutron-core excitation*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei **22**, 3 391–395 (2004).
- [50] J. Kurpeta *et al.* *Low-spin structure of ^{85}Se and the β -n branching of ^{85}As* . Phys. Rev. C **85**, 027302 (2012).

Bibliographie

- [51] M. G. Porquet *et al.* *High-spin excitations of $^{81,82,83,85}\text{Se}$: Competing single-particle and collective structures around $N = 50$.* The European Physical Journal A **39**, 3 295–306 (2009).
- [52] <http://www.ndc.jaea.go.jp/cgi-bin/>.
- [53] G. de Angelis. *Nuclear Structure far from Stability at LNL : From high intensity stable to radioactive nuclear beams.* Nuclear Physics A **787**, 1 74 – 83 (2007). Proceedings of the Ninth International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions.
- [54] J. Litzinger *et al.* *Transition probabilities in neutron-rich $^{84,86}\text{Se}$.* Phys. Rev. C **92** 064322 (2015).
- [55] C. Mazzocchi *et al.* *Beta Decay of the Most Neutron-rich Isotopes Close to ^{78}Ni .* Acta Phys.Pol. **B46**, 713 (2015).
- [56] A. Korgul *et al.* *Experimental study of β and β - n decay of the neutron-rich $N = 54$ isotone ^{87}As .* Phys. Rev. C **92** 054318 (2015).
- [57] M. Czerwinski *et al.* *Yrast excitations in the neutron-rich $N = 52$ isotones.* Phys. Rev. C **88**, 044314 (2013).
- [58] T. England *et al.* *Fission Product Yields per 100 Fissions for ^{235}U Thermal Neutron Induced Fission Decay.* LA-UR-94-3106 ENDF-349 (1994).
- [59] C. Mazzocchi *et al.* *New half-life measurements of the most neutron-rich arsenic and germanium isotopes.* Phys. Rev. C **87** 034315 (2013).
- [60] S. J. Zhu *et al.* *Research on octupole correlations in neutron-rich even-even Ce isotopes.* WSPC-Proceedings **23/08**, 348 (2012).
- [61] S. Chen *et al.* *Low-lying structure and shape evolution in neutron-rich Se isotopes.* Phys. Rev. C **95** 041302 (2017).
- [62] D. J. Rowe *et al.* *Fundamentals of Nuclear Models; Foundational Models.* World Scientific, Singapore **Vol. 2** (2010).
- [63] F. Iachello. *Phase Transitions in Angle Variables.* Phys. Rev. Lett. **91** 132502 (2003).
- [64] P. S. Turner *et al.* *Phase transitions and quasidynamical symmetry in nuclear collective models. II. The spherical vibrator to gamma-soft rotor transition in an $SO(5)$ -invariant Bohr model.* Nucl. Phys. **A756** 333–355 (2005).
- [65] D. J. Rowe *et al.* *Bohr model as an algebraic collective model.* Phys. Rev. C **79** 054304 (2009).
- [66] V. Soloviev. *Theory of complex nuclei.* Pergamon Press (1976).
- [67] D. Rowe *et al.* *Fundamentals of Nuclear Models : Foundational Models.* World Scientific (2010).

-
- [68] L. Wilets *et al.* *Surface Oscillations in Even-Even Nuclei*. Phys. Rev. **102** 788–796 (1956).
- [69] S. G. Nilsson. *Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei*. Dan Mat Fys Medd **29** (1955).
- [70] D. L. Hill *et al.* *Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena*. Phys. Rev. **89** 1102–1145 (1953).
- [71] O. Haxel *et al.* *On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure*. Phys. Rev. **75** 1766–1766 (1949).
- [72] W. Nazarewicz *et al.* *Nuclear Deformation. Oxford studies in nuclear physics*. Clarendon Press Oxford (1996).
- [73] T. Bengtsson *et al.* *Rotational bands and particle-hole excitations at very high spin*. Nucl. Phys. **A436** 14–82 (1985).
- [74] A. Aas *et al.* *Enhanced and quenched $B(E1)$ transition rates between parity doublet bands in ^{227}Ra* . Nuclear Physics A **611**, 2 281 – 314 (1996).
- [75] C. F. Liang *et al.* ^{219}Fr , a transitional reflection asymmetric nucleus. Phys. Rev. C **44** 676–688 (1991).
- [76] P. Alexa *et al.* *Microscopic analysis of low-lying states in odd-A Tm isotopes*. J. Phys. **G36** 045103 (2009).
- [77] P. Ring *et al.* *The Nuclear Many-Body Problem*. Physics and astronomy online library. Springer (2004).
- [78] N. Lo Iudice *et al.* *Microscopic structure of low-lying 0^+ states in the deformed ^{158}Gd* . Phys. Rev. **C70** 064316 (2004).
- [79] R. V. F. Janssens. *Elusive magic numbers*. Nature **435** 897–898 (2005).
- [80] M. G. Mayer. *On Closed Shells in Nuclei. II*. Phys. Rev. **75** 1969–1970 (1949).
- [81] D. Blokhintsev. *Quantum Mechanics*. D. Reidel Publishing Company (1964).
- [82] A. Messiah. *Mécanique Quantique Tome 2*. Dunod (1995).
- [83] K. A. Brueckner *et al.* *Two-Body Forces and Nuclear Saturation. I. Central Forces*. Phys. Rev. **95** 217–228 (1954).
- [84] S. Bogner *et al.* *Low momentum nucleon-nucleon potential and shell model effective interactions*. Phys. Rev. **C65** 051301 (2002).
- [85] D. Mücher *et al.* *Coulomb excitation of ^{88}Kr and ^{92}Kr in inverse kinematics*. Progress in Particle and Nuclear Physics **59**, 1 361 – 363 (2007). International Workshop on Nuclear Physics 28th Course.
- [86] J.-M. Régis *et al.* $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ value in ^{90}Kr . Phys. Rev. C **90** 067301 (2014).

Bibliographie

- [87] M. Albers *et al.* *Shape dynamics in neutron-rich Kr isotopes : Coulomb excitation of ^{92}Kr , ^{94}Kr and ^{96}Kr .* Nuclear Physics A **899** 1–28 (2013).
- [88] S. Raman *et al.* *Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides.* Atomic Data and Nuclear Data Tables **78**, 1 1–128 (2001).
- [89] A. F. Lisetskiy *et al.* *New $T = 1$ effective interactions for the $f_{5/2} p_{3/2} p_{1/2} g_{9/2}$ model space : Implications for valence-mirror symmetry and seniority isomers.* Phys. Rev. C **70** 044314 (2004).
- [90] K. Kumar. *Intrinsic Quadrupole Moments and Shapes of Nuclear Ground States and Excited States.* Phys. Rev. Lett. **28** 249–253 (1972).
- [91] B. Pritychenko *et al.* *Tables of $E2$ transition probabilities from the first states in even–even nuclei.* Atomic Data and Nuclear Data Tables **107** 1 – 139 (2016).
- [92] K. Sieja *et al.* *Shell model description of zirconium isotopes.* Phys. Rev. C **79** 064310 (2009).
- [93] K. Nomura *et al.* *Structural evolution in germanium and selenium nuclei within the mapped interacting boson model based on the Gogny energy density functional.* Phys. Rev. C **95** 064310 (2017).
- [94] P. Möller *et al.* *Nuclear Ground-State Masses and Deformations.* Atomic Data and Nuclear Data Tables **59**, 2 185 – 381 (1995).
- [95] P. Möller *et al.* *Nuclear properties for astrophysical and radioactive ion beam applications.* Atomic Data and Nuclear Data Tables **66**, 2 131 – 343 (1997).
- [96] <http://t2.lanl.gov/nis/data/astro/molnix96/molnix.html>.
- [97] P. Möller *et al.* *Nuclear ground-state masses and deformations : FRDM(2012).* Atomic Data and Nuclear Data Tables **109–110** 1–204 (2016).
- [98] I. N. Gratchev *et al.* *Identification of excited states and collectivity in ^{88}Se .* Phys. Rev. C **95** 051302 (2017).
- [99] A. Woehr. Ph.D. thesis, Johannes-Gutenberg Universitaet Mainz (1992).
- [100] K. Krane *et al.* Nucl. Data Tab. **11**, 351 (1973).
- [101] M. Jentschel *et al.* *The EXILL campagne - a high efficiency, high resolution setup for γ -spectroscopy at an intense cold neutron beam.* JINST (2016).
- [102] V. Soloviev *et al.* *On Vibrational States in Deformed Odd-A Nuclei.* Z.Phys. **A309** 353 (1983).
- [103] K. Heyde *et al.* *g -boson excitations in the interacting boson model.* Nucl. Phys. **A398** 235–252 (1983).
- [104] S. Kuyucak *et al.* *Shapes and phase transitions in generalized boson models.* Phys. Lett. **B255** 305–310 (1991).

- [105] S. Kuyucak *et al.* *Dynamic shape transitions in the interacting boson model*. Phys. Lett. **B263** 146–152 (1991).