HAL
open science

Étude de la structure de noyaux de mendélévium

Raphaël Briselet

To cite this version:

Raphaël Briselet. Étude de la structure de noyaux de mendélévium. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2016. Français. NNT : 2016SACLS429 . tel-01409787

HAL Id: tel-01409787

https://theses.hal.science/tel-01409787

Submitted on 6 Dec 2016

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.

NNT : 2016SACLS429

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD,
AU SEIN DU CEA SACLAY IRFU SPhN

ÉCOLE DOCTORALE N° 576 : PHENIICS
PARTICULES, HADRONS, ÉNERGIE, NOYAU, INSTRUMENTATION
IMAGERIE, COSMOS ET SIMULATION

SPÉCIALITÉ DE DOCTORAT : STRUCTURE ET RÉACTIONS NUCLÉAIRES
par

M. Raphaël Briselet

Étude de la structure de noyaux de mendélévium

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 4 octobre 2016

Composition du jury :

Directeur de thèse :	M. Christophe Theisen	Ingénieur chercheur (CEA-Saclay)
Président du jury :	M. Elias Khan	Professeur (IPN Orsay)
Rapporteurs :	M. Dieter Ackermann	Directeur de recherche (GANIL)
	M. Olivier Stézowski	Chargé de recherche (IPNL)
Examinateurs :	M. Michael Bender	Directeur de recherche (IPNL)
	Mme. Araceli Lopez-Martens	Directeur de recherche (CSNSM)

TABLE DES MATIÈRES

Introduction **7**

1 Généralités **9**
1.1 Contexte historique 9
1.1.1 Le modèle de la goutte liquide 10
1.2 La région des noyaux lourds 12
1.2.1 Les actinides 13
1.2.2 Îlot de stabilité 15
1.3 État des lieux 17
1.3.1 Motivation pour l'étude des noyaux impairs en proton ^{249}Md, ^{251}Md et ^{243}Es 18

2 Concepts et modèles **21**
2.1 Symétries en physique nucléaire 21
2.1.1 Théorème de Noether 21
2.1.2 Symétrie de parité 22
2.1.3 La rotation 22
2.1.4 Symétrie de renversement du temps 24
2.1.5 Symétrie de signature 25
2.1.6 Symétrie et dégénérescence 26
2.2 L'Hamiltonien nucléaire 26
2.2.1 L'hamiltonien phénoménologique de Nilsson 27
2.2.2 Notation de Nilsson et dégénérescence 30
2.3 Mouvements collectifs 30
2.3.1 La rotation 30
2.3.2 Le modèle du rotateur rigide 31
2.3.3 Moments d'inertie 36
2.4 La théorie de champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 38
2.4.1 Introduction 38

2.4.2 Principe variationnel . . . 39
2.4.3 La théorie Hartree-Fock . . . 39
2.4.4 La théorie Hartree Fock Bogoliubov . . . 41
2.5 Désexcitation du noyau . . . 43
2.5.1 Désintégration α et β, fission . . . 43
2.5.2 Transitions électro-magnétiques . . . 46
2.5.3 Conversion interne . . . 50
2.5.4 L'isomérisme . . . 54

3 Techniques et dispositif expérimental **57**
3.1 Principe du dispositif dédié à la spectroscopie des transfermiums à Jyväskylä . 57
3.2 SAGE (Silicon And GErmanium spectrometer) . . . 58
3.2.1 La détection des rayonnements gamma . . . 59
3.2.2 La détection des électrons . . . 64
3.2.3 Coefficients de conversion . . . 68
3.3 RITU (Recoil Ion Transport Unit) . . . 68
3.3.1 Les quadripôles électriques . . . 69
3.3.2 Le dipôle magnétique . . . 70
3.4 GREAT (Gamma Recoil Electron Alpha-Tagging) . . . 72
3.4.1 Le compteur proportionnel à fil (MWPC) . . . 73
3.4.2 Le DSSD (Double-sided Silicon Strip Detector) . . . 73
3.4.3 Les détecteurs germaniums et les "pins diodes" . . . 74
3.5 L'électronique . . . 74
3.6 Réactions de fusion-évaporation . . . 76
3.7 Principales techniques d'identification : Recoil Tagging (RT) et Recoil Decay Tagging (RDT) . . . 77

4 La spectroscopie du ^{251}Md **81**
4.1 État des lieux . . . 81
4.1.1 Spectroscopie prompte du ^{251}Md . . . 82
4.1.2 Décroissance α du ^{255}Lr . . . 83
4.2 Conditions expérimentales . . . 84
4.2.1 La section efficace . . . 85
4.2.2 Techniques et sélections utilisées . . . 86
4.2.3 Décroissance α du ^{251}Md . . . 87
4.3 Mouvement collectif : bandes rotationnelles . . . 89
4.3.1 La spectroscopie γ . . . 89
4.3.2 Spectroscopie prompte des électrons de conversion . . . 99
4.4 Spectroscopie retardée . . . 111
4.4.1 Désexcitation du ^{247}Es . . . 111
4.4.2 L'isomère du ^{251}Md . . . 112
4.5 Schéma de niveau . . . 115
4.6 Modélisation . . . 116

4.6.1 Résultats des théories HFB 116
4.6.2 Comparaison des moments d'inertie 117
4.7 Récapitulatif 125

5 La spectroscopie du ^{249}Md **127**
5.1 État des lieux 128
5.2 Cibles et section efficace 128
5.3 Spectroscopie γ prompte par la méthode RT 133
5.4 Décroissance α et technique RDT 134
5.5 Spectroscopie retardée 137
5.5.1 Désexcitation du ^{245}Es 137
5.6 Récapitulatif 138

6 Le ^{243}Es **139**
6.1 État des lieux 139
6.2 Section efficace 140
6.3 Discussion 141

Conclusions et perspectives **145**

Appendices **148**

A erreurs **149**

B Les régressions linéaires **151**

C Tableaux **155**

Bibliographie **156**

REMERCIEMENTS

Votre mission si vous l'acceptez est de réaliser une Thèse. Pour ce faire vous allez livrer bataille contre différentes engeances. Votre première mission prendra la forme anodine d'un ordinateur. Vous devrez donc installer de magnifiques programmes sans faire d'infarctus (librairies par dizaines, ROOT, paix à ceux qui ont essayé d'installer ce cher GEANT4...). Ensuite viendra l'ultime mission contre la Nature. Cette dernière n'aime pas qu'on tente de lui retirer quelques bribes d'informations. Statistiques en berne, détecteurs défaillants, nuit de shift, de réels plaisirs que vous allez peut-être connaître. Vous aurez aussi peut-être le plaisir d'aller dans ce beau pays qu'est la Finlande, -30 degrés en jean est une expérience insolite.
Néanmoins une fois l'habitude prise, une dose de masochisme intégré, vous vous extasierez sur l'émergence d'un petit signal parmi une forêt de bruit, un frisson d'accomplissement vous parcourra. Ainsi se construit petit à petit le docteur en devenir. Mais pour réussir cette ultime épreuve vous aurez besoin de compagnons de route.
Tout d'abord je tiens à remercier mon directeur de thèse qui eu la patience de m'encadrer pendant 3 ans, qui a su me conseiller toujours judicieusement sur les lectures et qui possède de réelles qualités pédagogiques. Je remercie Barbara qui avec sa bonne humeur et ses conseils m'ont apporté une aide précieuse, mais aussi le LENA, Antoine, Magda... Ensuite je tiens aussi à remercier les théoriciens qui m'ont beaucoup aidé à comprendre la physique notamment derrière les approches de champs moyen. Merci à Benjamin, Nathalie, Michel, Sophie et les théoriciens de la DAM. Je tiens aussi à souligner l'accueil des chercheurs Finlandais sans failles, merci à eux.
Je voudrais remercier tous les doctorants que j'ai croisé durant ma thèse. Tout d'abord ma co-bureau Maud qui a eu l'intelligence de fuir assez rapidement pour ne venir que quelques fois au CEA afin d'éviter l'élément perturbateur se trouvant au bureau en face et ainsi probablement augmenter sa productivité. Par conséquent c'est malheureusement les personnes de la pièce d'en face qui auront subit mes discussions hautement scientifiques, merci à Aurélie (qui va maintenant perdre inexorablement en efficacité) et Michal. Un petit plus à gauche, dans un espace protégé on peut trouver le bureau de Loïc qui ne désinstallera plus jamais python d'un ordinateur au milieu de la nuit. Je tiens aussi à remercier le groupe des théoriciens qui, bien que divaguant avec les diagrammes de Feynman (le gluon salvateur !) de Pierre, les fonctions de Green de Mehdi et les quasi-particules de Benjamin (le Highlander de la thèse), ont su garder un esprit

sain (dans un corps sain). Je n'oublie pas non plus les anciens thésards J-F et son lait abominable, Maxime, Clémentine... Je remercie aussi mon maître à penser dans la rigueur de l'informatique mais aussi pour la dynamique de la musique Valérian (par contre pas pour l'orthographe il ne faut pas abuser). Vue que je sais pertinemment que je vais oublier des prénoms, je remercie très génériquement tous les thésards, mais aussi tout le groupe nucléaire du SPhN avec qui j'ai vécu quelques jours dans le grand froid Finlandais. Finalement je remercie mes proches ; Alizée qui a été l'une des premières à sacrifier ses yeux sur mes premières versions de manuscrit mais aussi mes parents. Je remercie ma sœur, mon beau frère (il m'a sauvé avec son imprimante) et, évidement, tous mes amis.
Sur ces bonnes paroles je vous invite tous à un bon voyage en lisant les prochaines lignes de cette thèse, en espérant qu'elle vous sera utile.

INTRODUCTION

La découverte et l'étude de la structure des noyaux représentent aujourd'hui une part importante de la recherche dans le domaine de la physique nucléaire. L'accumulation des connaissances et la découverte de nouveaux phénomènes d'année en année nous incitent à étudier des phénomènes de plus en plus exotiques et des noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité. Ces recherches permettent de tester les modèles et les prédictions.

Depuis les années 30 nous savons que les effets quantiques de couches sont particulièrement importants en physique nucléaire. L'effet de couche le plus remarquable est probablement exprimé par les nombres magiques. Les noyaux magiques correspondent à des noyaux dont le nombre de protons et/ou de neutrons sont magiques ; ces noyaux sont plus stables que la moyenne. Les recherches actuelles en physique nucléaire sont souvent orientées vers la découverte de nouveaux nombre magiques. Afin de bien comprendre ces effets de couches dans leur globalité, il est important d'explorer toute la charte des noyaux. L'un des axes de cette recherche concerne l'étude des noyaux lourds et très lourds.

De nos jours, la recherche fondamentale en physique nucléaire se concentre plus particulièrement sur les nombres magiques déformés éloignés de la vallée de stabilité, et sur la découverte et la prédiction des prochains nombres magiques correspondant à des noyaux super-lourds sphériques. En effet, la plupart des modèles prédisent des nouveaux nombres magiques et plus globalement une région de noyaux très lourds ayant une stabilité accrue, appelée îlot de stabilité super-lourd.

L'existence même de cet îlot de stabilité n'est pas encore prouvée et cette région reste énigmatique. La raison de cette ignorance provient de la difficulté à produire des noyaux aussi lourds. Les sections efficaces de production par réaction de fusion-évaporation diminuent fortement avec le nombre de nucléons du noyau résiduel. Le noyau le plus lourd actuellement découvert possède 118 protons (il a été approuvé en 2016) et seulement 3 événements ont été observés [1, 2]. Ainsi l'étude de la structure de noyaux aussi lourds n'est pas encore possible actuellement, et cette région de noyaux de masse extrême reste encore peu connue. Par conséquent, les études de structure quantique détaillées sont réalisées pour des noyaux plus légers, autour de la région

du fermium (Z=100) puisqu'ils peuvent être peuplés avec des sections efficaces relativement importantes. D'autre part ces noyaux, grâce à leur déformation, nous donnent indirectement des informations sur les noyaux plus lourds sphériques (en lien avec l'îlot de stabilité) et permettent ainsi de tester plus précisément les modèles théoriques.

L'étude expérimentale de la structure des noyaux dans la région des transfermiums est réalisée à l'aide de leur spectroscopie. La spectroscopie peut être prompte via l'étude des rayonnements gamma et/ou des électrons émis par le noyau juste après sa synthèse, ou bien retardée via sa décroissance radioactive. Cette thèse se concentrera particulièrement sur deux isotopes du mendélévium : le ^{249}Md et le ^{251}Md explorés à l'université de Jyväskylä grâce à la méthode de spectroscopie prompte gamma et électron. Nous avons également étudié la faisabilité du ^{243}Es. Ainsi cette étude s'insère dans la recherche de structure quantique de noyaux lourds déformés. Ces noyaux font partie des derniers noyaux lourds impairs que l'on peut observer par spectroscopie prompte avec les instruments actuels, ce sont par conséquent de bons candidats pour des études de recherche fondamentale.

Les noyaux lourds déformés s'excitent majoritairement par des mouvements collectifs (la rotation) et par des excitations à une particule. C'est le rayonnement issu de leur désexcitation qui sera étudié. Nous nous intéresserons également à la présence d'états métastables : les isomères. De plus, le mendélévium a pour particularité d'être un noyau impair en proton ce qui induit des comportements caractéristiques comparé à un noyau pair-pair subissant l'appariement. En effet le proton célibataire permet de sonder les propriétés des orbitales, propriétés qui pourront alors être comparées à des prédictions de modèles auto-consistants de type Hartree-Fock-Bogoliubov.

Cette thèse s'insère dans la continuité d'autres études spectroscopiques réalisées précédemment dans cette région : elle confirme et complète des résultats obtenus précédemment pour le ^{251}Md et apporte de nouvelles données pour le ^{249}Md et le ^{243}Es.

La thèse s'articule autour de six chapitres. Le premier rappelle le contexte général dans lequel s'insère cette thèse ; le second présente les modèles théoriques sur lesquels s'appuie cette thèse pour interpréter les résultats expérimentaux. Le chapitre trois présente le dispositif expérimental utilisé à l'université de Jyväskylä qui a permis de collecter des données expérimentales sur le ^{249}Md, le ^{251}Md et le ^{243}Es. Par ailleurs il expose les techniques utilisées pour filtrer et traiter les noyaux. Les chapitres 4 et 5 présentent les résultats obtenus grâce à la spectroscopie prompte et retardée du ^{251}Md et du ^{249}Md, et les comparent aux prédictions théoriques. L'étude de la faisabilité du ^{243}Es au travers de l'estimation de sa section efficace par réaction de fusion-évaporation est exposée dans le chapitre 6. Enfin dans la conclusion, nous résumerons et essayerons de tirer quelques perspectives du travail de cette thèse.

CHAPITRE 1

GÉNÉRALITÉS

1.1 Contexte historique

La première mise en évidence de la radioactivité revient à Henry Becquerel en 1896. En étudiant des sels d'urane, il mit en évidence leurs radiations. Peu de temps après, Ernest Rutherford, qui peut être considéré comme l'un des pères de la physique nucléaire, a découvert les désintégrations α et β de l'uranium dès 1899 [3], mais aussi l'existence du noyau atomique en 1911 grâce à "l'expérience de Rutherford" menée par Hans Geiger et Ernest Marsden en 1909, qui démontre l'existence d'une forte densité de charges positives au centre de l'atome, contrairement aux théories de type pudding de l'époque [4]. En 1919, il prouve que des noyaux sont composés de noyaux d'hydrogène et découvre ainsi le proton. En 1932, James Chadwick (un assistant de Rutherford) découvre le neutron. Ainsi, on sait que les noyaux sont composés de protons et de neutrons. Ces découvertes ont permis de classifier les noyaux selon leur nombre de protons et de neutrons (Z et N). Enfin Heisenberg développa un modèle du noyau composé de protons et de neutrons tel qu'on le connaît actuellement [5, 6, 7]. Ainsi nous pouvons construire la charte des noyaux représentée sur la figure 1.1 qui ordonne les noyaux en fonction du nombre de protons (en ordonnée) et du nombre de neutrons (en abscisse). La vallée de stabilité est représentée par les noyaux de couleur noire, elle correspond aux noyaux stables connus. Pour les noyaux les plus légers elle suit la droite $Z = N$, puis s'en écarte pour $Z > 20$. En effet, la cohésion du noyau est petit à petit mise à mal par la force Coulombienne, et ainsi l'ajout de neutrons compense, en partie, cet effet déstabilisant en augmentant le nombre de nucléons ($A = Z + N$) sans augmenter la charge du noyau. Les noyaux au-dessus (en dessous) de la vallée de stabilité tendent à se désintégrer pour rejoindre la stabilité par désintégration β^+ (β^-). Pour expliquer l'énergie de liaison des noyaux et la plupart de ces comportements, une analogie entre les noyaux et un liquide incompressible confiné dans un volume a été développée durant les années 30 : le modèle de la goutte liquide.

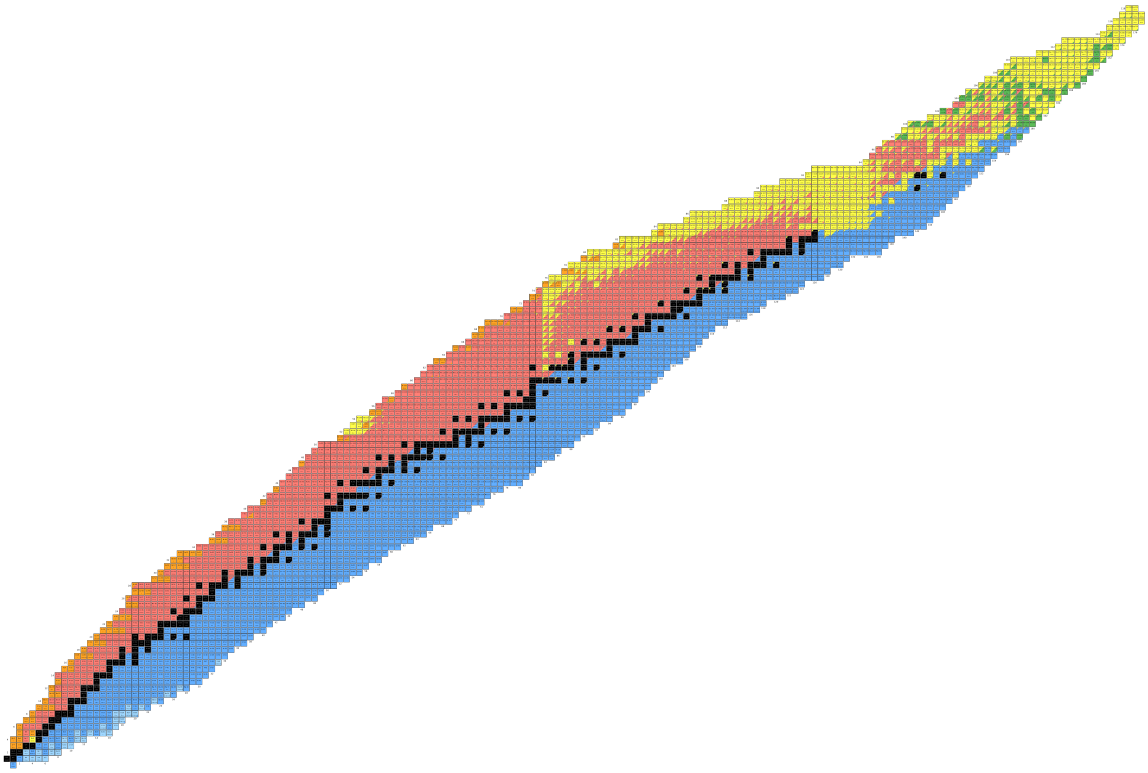

FIGURE 1.1 – *Charte des noyaux : le nombre de protons est selon l'ordonnée et le nombre de neutrons selon l'abscisse. Les noyaux noirs sont stables, les jaunes se désintègrent par émission α, les rouges par désintégration β^+ ou capture électronique, les bleus par β^-, les verts par fission, les oranges par émission(s) de proton(s) [8].*

1.1.1 Le modèle de la goutte liquide

Le modèle, simple, de la goutte liquide permet de comprendre de nombreux comportements des noyaux. Nous reprendrons ici la formule de Bethe-Weizsäcker :

$$B(A,Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_p A^{-\frac{1}{2}}, \tag{1.1}$$

avec :

- $B(A,Z)$ l'énergie de liaison du noyau telle que $M(A,Z)c^2 = Zm_pc^2 + (A-Z)m_nc^2 - B(A,Z)$, avec $M(A,Z)$, m_p et m_n la masse du noyau, du proton et du neutron et c la vitesse de la lumière.
- a_V le coefficient de l'énergie de volume, avec la supposition que $V \propto A$ (plus il y a de nucléons plus la cohésion est importante).
- a_s le coefficient de l'énergie de surface (plus la surface est grande moins l'énergie de liaison est forte).
- a_c le coefficient du terme Coulombien (en $\frac{Z^2}{r}$, il diminue l'énergie de liaison du noyau à cause de la répulsion entre les protons).
- a_a le coefficient d'asymétrie du noyau (si il y a plus de neutrons que de protons ou vice-versa, cela diminue l'énergie de liaison).

- a_p le coefficient d'appariement, le terme est positif quand le noyau est pair-pair (proton-neutron), négatif quand le noyau est impair-impair et enfin nul dans le cas d'un noyau impair-pair.

Grâce à cette formule nous pouvons reproduire, relativement fidèlement, la courbe d'Aston représentée figure 1.2 (c'est-à-dire l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons) :

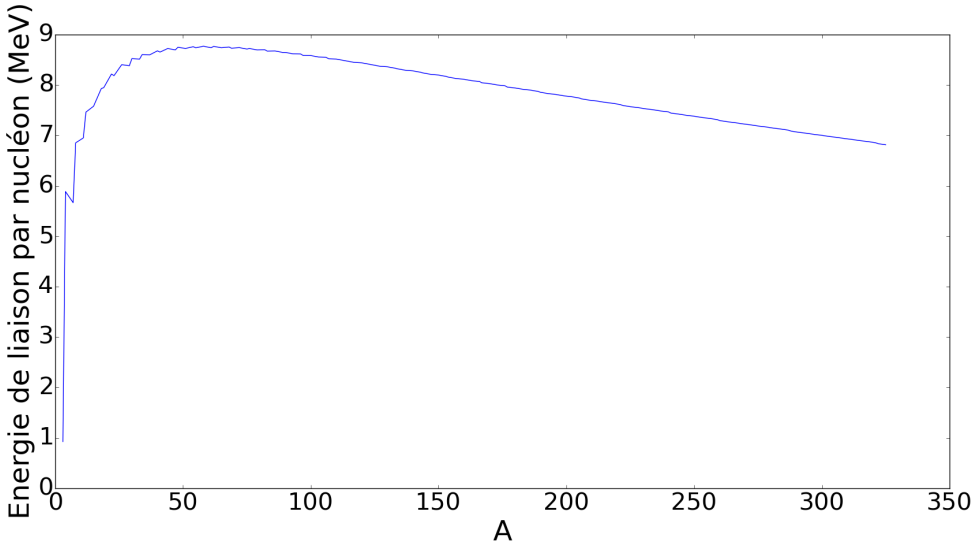

FIGURE 1.2 – *Énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons pour les noyaux les plus stables reproduite à l'aide de la formule de Bethe-Weizsäcker.*

Plus généralement nous pouvons tracer les noyaux de la charte en fonction de leur énergie de liaison par nucléon comme représenté figure 1.3.

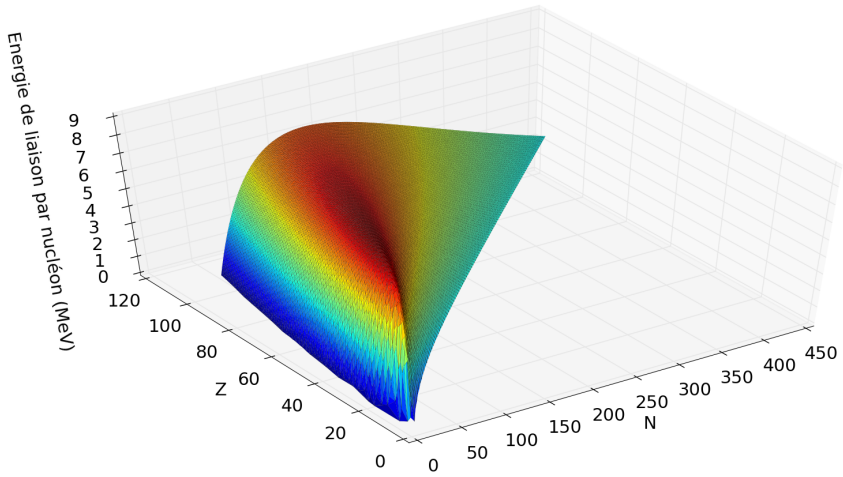

FIGURE 1.3 – *Énergie de liaison en fonction du nombre de protons et de neutrons reproduite à l'aide de la formule de Bethe-Weizsäcker.*

Les courbes 1.2 et 1.3 sont plutôt lisses dans leur ensemble et ne présentent pas de comportement spécifique pour certain noyaux (excepté pour l'hélium dont la grande stabilité ressort grâce

au terme d'appariement).

La fission a été, dès sa découverte, interprétée comme résultant d'une déformation progressive du noyau amenant à sa scission. En incorporant à la goutte liquide la déformation des noyaux et en utilisant un modèle semi-classique WKB (Wentzel Kramers Brillouin), il est possible d'estimer le temps de vie des noyaux vis-à-vis de la fission [9] :

$$T_{\frac{1}{2}} \approx ln(2)10^{-21}e^{2\pi S/\hbar\omega_f} \tag{1.2}$$

avec S la hauteur de la barrière de fission et $\hbar\omega_f$ correspondant à la fréquence de l'oscillateur harmonique pour la déformation d'équilibre (parfois appelé transparence). Les temps de vie des noyaux lourds calculés avec cette formule sont systématiquement plus faibles que ceux observés. La stabilité par rapport à la fission ne serait, du point de vue purement macroscopique, possible que jusqu'au rutherfordium (Z = 104) ; or nous observons expérimentalement des noyaux plus lourds.
Finalement, le modèle de la goutte liquide ne permet pas de rendre compte d'effets quantiques observés pour les noyaux. Plusieurs exemples témoignent de cette nature quantique : l'abondance d'isotopes stables pour des noyaux comme le calcium (Z=20), ou encore l'étain (Z=50), l'observation d'états excités à des énergies plus importantes que prévues, l'existence de noyaux très lourds, etc.
Des nombres "magiques" de protons et de neutrons correspondant à des noyaux plus stables sont mis en évidence (Z=2, 8, 20, 28, 50, 82 et N= 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Par analogie avec l'atomistique plusieurs modèles quantiques ont été construits pour expliquer ces phénomènes : les modèles de structure nucléaire. On y retrouve les modèles en couches, les modèles phénoménologiques, les modèles de champ moyen auto-consistants (Hartree-Fock), les modèles ab initio...

1.2 La région des noyaux lourds

La région qui nous intéresse est la région des noyaux lourds, plus précisément la région autour et au-dessus du fermium (Z=100), au nord-est de la figure 1.1. Cette région reste encore aujourd'hui peu connue. En effet, la technique pour produire la plupart des noyaux de cette charte est la fusion-évaporation c'est-à-dire la formation d'un noyau lourd à partir de la collision de deux noyaux plus légers. Pour produire des noyaux lourds, principalement deux types de réactions sont utilisés : la fusion froide avec une cible de Pb et la fusion chaude avec une cible d'actinide (voir paragraphe 3.6). Or la section efficace de production par fusion diminue, en première approximation, exponentiellement avec le nombre de protons de l'atome comme le montre la figure 1.4 (pour les réactions de fusion chaude, la stagnation, voire l'augmentation de la section efficace vers $Z = 114$ est attribuée à des effets de couche).

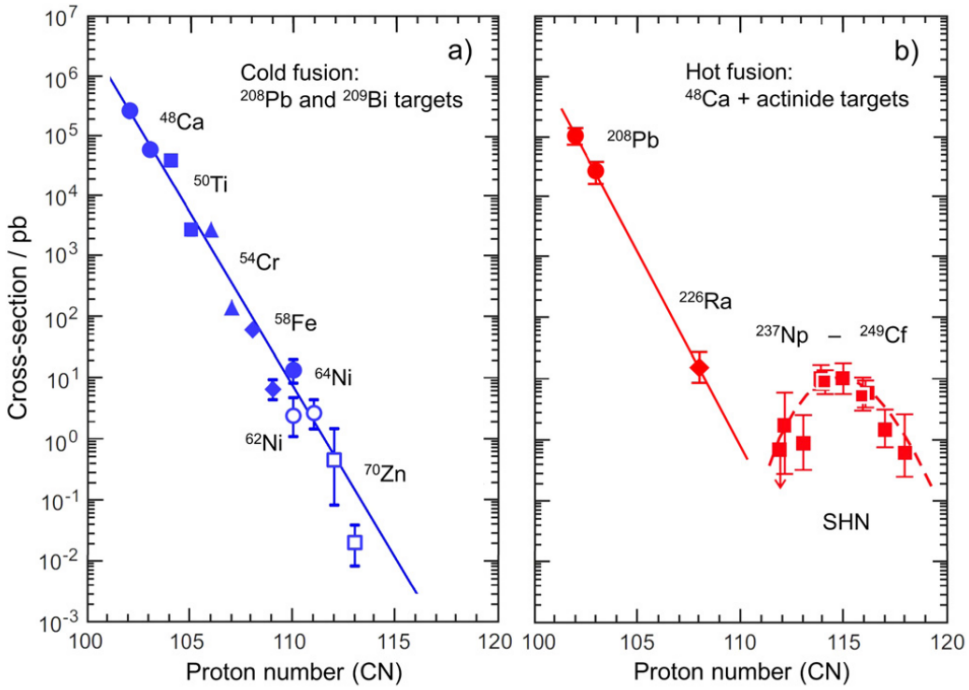

FIGURE 1.4 – *Section efficace de différentes réactions, à gauche par fusion froide, à droite par fusion chaude [10].*

La principale technique d'analyse dans cette région est la spectroscopie c'est-à-dire l'analyse de la désexcitation des noyaux par leurs décroissances et/ou rayonnements. Cela peut s'effectuer à l'aide de l'analyse de la structure fine du spectre de décroissance α mais aussi par l'étude de spectres de rayonnement gamma et électrons généralement dans la gamme des énergies de quelques centaines de keV. L'une des techniques de spectroscopie les plus utilisées est la spectroscopie prompte, en d'autres termes, l'analyse de la désexcitation du noyau au niveau de la cible. Or il est aujourd'hui inenvisageable d'effectuer une spectroscopie prompte de noyaux ayant des sections efficaces inférieures au nanobarn pour des raisons de taux de comptage acceptable pour les détecteurs et l'électronique, de puissance de faisceau ou bien encore de résistance des matériaux. De plus la nécessité d'avoir des cibles et des faisceaux stables, ou peu radioactifs, limite la possibilité de création des noyaux lourds. C'est pourquoi la plupart des expériences de spectroscopie de noyaux lourds sont concentrées dans la région autour du fermium, la spectroscopie des noyaux plus lourds pour $Z > 104$ étant actuellement impossible. Les faibles sections efficaces s'expliquent par de multiples facteurs. L'un des facteurs qui devient rapidement problématique est la probabilité de fission spontanée et/ou de quasi-fission qui devient prépondérante et empêche la création de noyaux par fusion. Un modèle semi-classique comme celui de la goutte liquide permet de rendre compte de cette importante probabilité de fission.

1.2.1 Les actinides

Les atomes qui nous intéressent font partie des actinides et des trans-actinides. Les actinides sont des métaux lourds appartenant au tableau périodique de Mendeleïev, ils s'étendent de l'actinium (Z=89) au Lawrencium (Z=103) et ils partagent tous des propriétés chimiques similaires (néanmoins une étude récente tend à montrer que le Lawrencium serait peut-être en dehors des actinides [11]). Les trans-actinides sont les atomes possédant un nombre de protons

supérieur à 103, ils sont assimilés à de métaux de transition ou à des éléments inclassables à cause de leur grand nombre de nucléons et d'électrons rendant difficile toute propriété chimique commune. Cette thèse se concentre particulièrement sur un des actinides : le mendélévium (Z=101).

1.2.1.1 Découverte du mendélévium

La découverte du premier isotope du mendélévium, le ^{256}Md, a été faite par Albert Ghiorso, Bernard G. Harvey, Gregory R. Choppin, Stanley G. Thompson et Glenn T. Seaborg en 1955 à l'aide de la réaction $^{243}_{99}$Es($^{4}_{2}$He,n)^{256}Md. L'élément a été identifié par un procédé chimique [12]. Cette thèse s'intéresse plus précisément aux isotopes ^{251}Md et ^{249}Md qui ont été, tous les deux, découverts en 1973 à Berkeley par P. Eskola à l'aide de réactions de fusion chaude $^{243}_{95}$Am($^{13}_{6}$C,5n)$^{251}_{101}$Md et $^{241}_{95}$Am($^{12}_{6}$C,4n)$^{249}_{101}$Md [13].

FIGURE 1.5 – *Albert Ghiorso, Torbjorn Sikkeland et John Walton (de gauche à droite), ayant découvert l'élément 102 en 1958 à l'aide du HILAC (Berkeley Heavy Ion Accelerator) [14]*

L'étude du mendélévium s'inscrit dans la recherche sur les noyaux lourds qui recoupe la recherche de l'îlot de stabilité.

1.2.2 Îlot de stabilité

Le comportement quantique des noyaux fait apparaître des nombres magiques qui ont été observés sur une large gamme de noyaux. Le noyau (doublement) magique le plus lourd connu est le $^{208}_{82}$Pb (82 protons et 126 neutrons). Est-ce le dernier noyau magique ? Cette question reste ouverte aujourd'hui. Comme évoqué précédemment les noyaux les plus lourds ne sont pas, pour le moment, accessibles expérimentalement. Néanmoins la plupart des modèles prédisent l'existence d'autres noyaux magiques au-delà de $^{208}_{82}$Pb.

La figure 1.6 présente, pour les protons, le schéma de particules individuelles résultant de plusieurs modèles. Intéressons-nous dans un premier temps au spectre de droite résultat de la résolution de l'équation de Schrödinger en utilisant un potentiel de type Woods-Saxon. Le prochain nombre magique prédit par ce modèle est de 114 protons. La nomenclature utilise les nombres quantiques nL_J (nombre quantique principal n, moment cinétique L et spin total J).

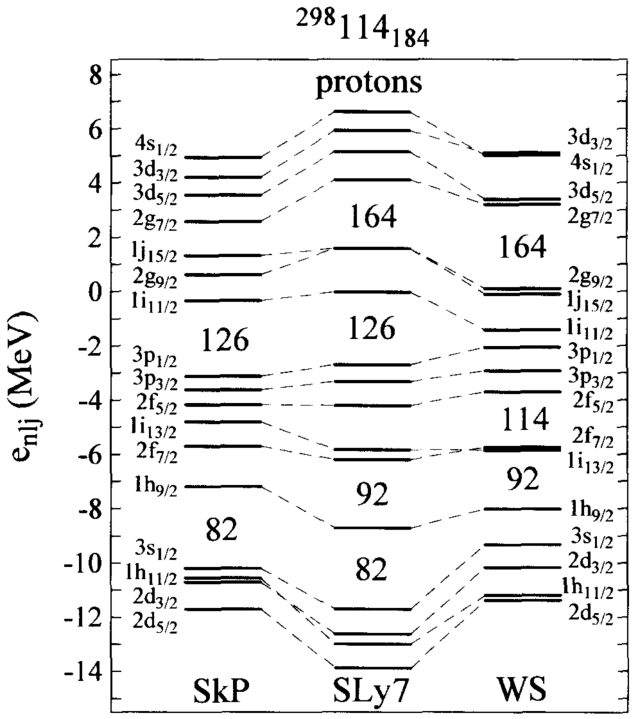

FIGURE 1.6 – *Énergies de particules individuelles protons pour le noyau* $^{298}114_{184}$ *prédit par le modèles HFB avec forces de Skyrme SkP et SLy7, ainsi qu'avec un potentiel Woods-Saxon [15].*

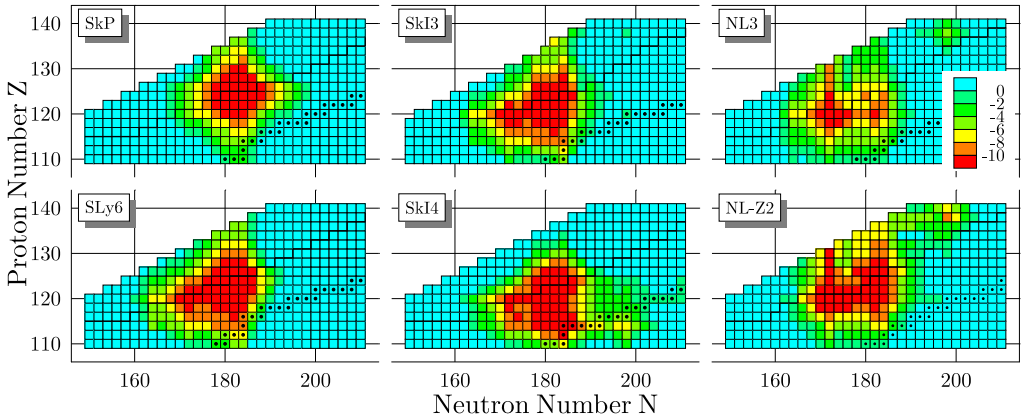

FIGURE 1.7 – *Prédiction des régions pour lesquelles d'importants effets de couches sont attendus et donc correspondant potentiellement à la présence d'un îlot de stabilité. Les deux premières colonnes représentent les prédictions basées sur quatre paramétrisations différentes de la théorie champ moyen Hartree-Fock, pour des noyaux sphériques, en utilisant une force effective de Skyrme. La dernière colonne représente les prédictions pour deux paramétrisations de théories de champ moyen relativistes. L'échelle de couleur représente les corrections d'énergie de couche dues à la nature quantique des noyaux (en MeV) [16].*

Cependant d'autres modèles prédisent d'autres résultats comme on peut le voir sur la figure 1.7. Cette dernière illustre des prédictions modernes des régions ou les effets de couches sont importants pouvant potentiellement conduire à la présence d'îlot de stabilité. Les prédictions ne s'accordent pas sur les nombres magiques, ici ils sont prédits à $Z = 124, 126$ et $N = 184$ pour les théories de champ moyen s'appuyant sur Skyrme et plutôt à $Z = 120$ et $N = 172$ pour les théories de champ moyen relativiste. Cette différence s'explique par de nombreux facteurs. Nous pouvons voir ici, par exemple, l'effet d'un changement de paramétrisation de l'interaction, ou bien l'effet de l'interaction elle-même. De plus comme le montre la figure 1.6, le terme de spin-orbite possède une véritable importance dans la prédiction des nombres magiques. Par exemple, le terme spin-orbite détermine l'écart entre les orbitales $2f_{5/2}$ et $2f_{7/2}$ qui conditionne la présence du gap $Z = 114$.

Observer les noyaux dans la région du fermium nous apporte des informations sur l'îlot de stabilité. En effet nous savons depuis 1935, grâce à H. Schüler et Th. Schmidt, que les noyaux ne sont pas tous sphériques [17]. En s'appuyant sur les travaux de Nilsson, il est alors possible d'ajouter une dimension au schéma de niveaux : la déformation. La figure 1.8 correspond à ce type de schéma.

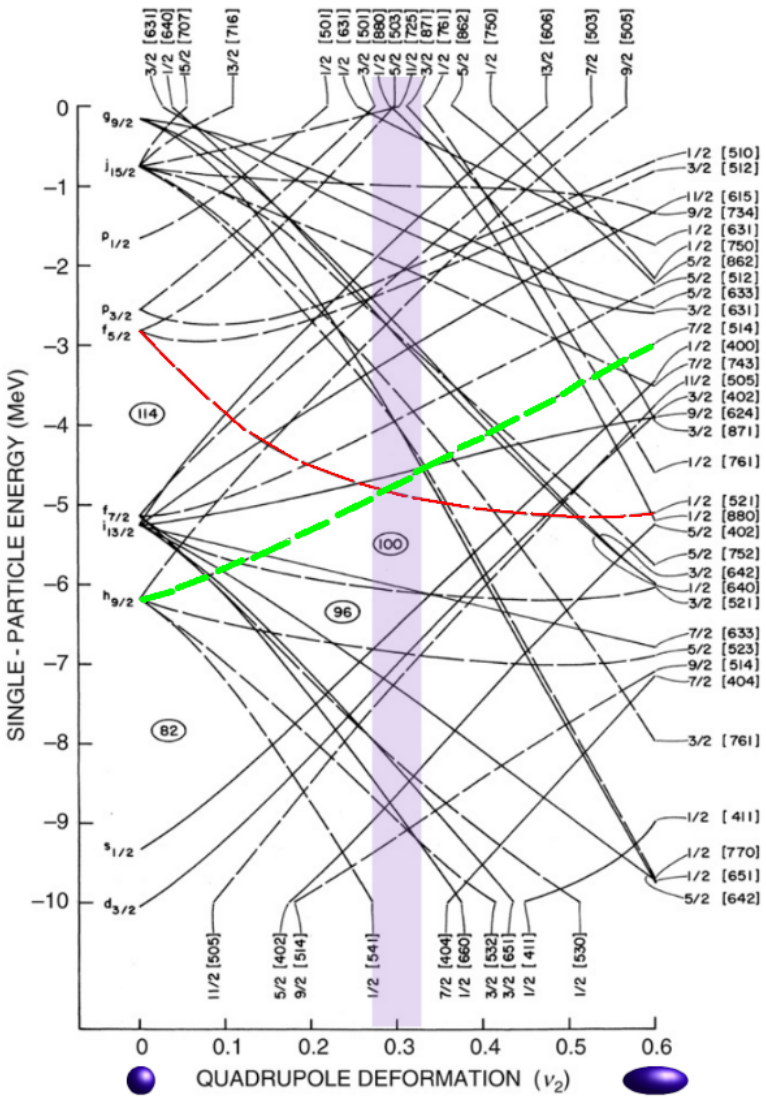

FIGURE 1.8 – *Schéma de niveaux de Nilsson pour les protons en fonction de la déformation du noyau. La déformation dans la région du Md est représentée en bleu, et les candidats à l'état fondamental d'un noyau de Md sont en vert et en rouge [18].*

La déformation des noyaux implique de nombreux changements : de nouveaux nombres magiques peuvent faire leur apparition. La figure 1.8 indique des nombres magiques possibles pour des noyaux déformés à $Z = 100$, ou encore $Z = 96$. Par ailleurs un noyau de Md ayant un paramètre de déformation voisin de 0.3 partagerait un état avec un noyau sphérique bien plus lourd de $Z > 114$ (ligne rouge). Finalement, observer et comprendre la région des noyaux lourds déformés nous donne des clefs pour mieux comprendre la zone des noyaux super lourds et prédire correctement les derniers nombres magiques.

1.3 État des lieux

La région des noyaux lourds est donc intéressante et reste encore peu connue. Peu d'expériences de spectroscopie promptes ont été réalisées dans cette région comme le révèle la figure 1.9.

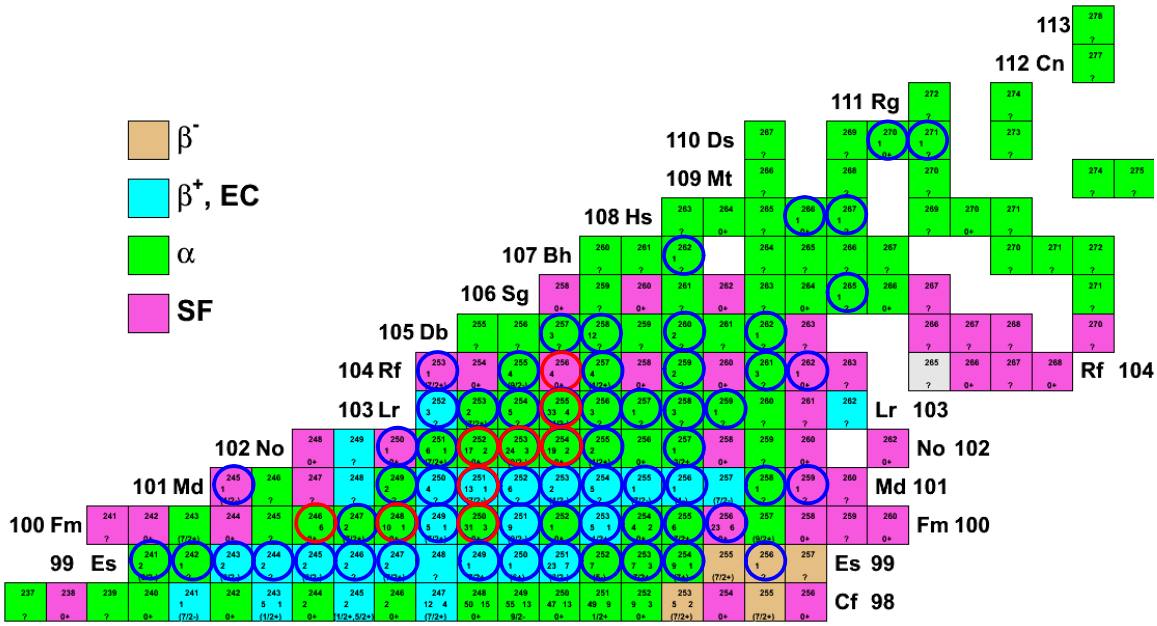

FIGURE 1.9 – *Etat des connaissances de la région des noyaux lourds. Les cercles bleus représentent les noyaux dont au moins un état excité est connu, les cercles rouges les noyaux dont la spectroscopie prompte a été effectuée.*

Cette thèse vise finalement à accroître notre connaissance sur le ^{249}Md, ^{251}Md et le ^{243}Es, notamment grâce à la spectroscopie.

1.3.1 Motivation pour l'étude des noyaux impairs en proton ^{249}Md, ^{251}Md et ^{243}Es

Les raisons qui ont poussé à l'étude de ces noyaux sont multiples. Tout d'abord les sections efficaces du ^{249}Md et du ^{251}Md restent encore assez importantes pour envisager une spectroscopie prompte, ce sont donc de bons candidats. La spectroscopie prompte du ^{251}Md a déjà été réalisée une première fois en 2003, mais sans données exploitables sur une partie des données (les électrons de conversion) et par conséquent est intéressante à reproduire. Quant au ^{249}Md, aucune spectroscopie prompte n'a encore été réalisée sur ce noyau. Le ^{243}Es est lui très peu connu, et une mesure de sa section efficace permettrait d'estimer la faisabilité d'une future spectroscopie. Enfin la spectroscopie de la région du fermium est encore loin d'être complète. Il est donc nécessaire d'étudier les noyaux encore peu connus.
Les noyaux sont souvent classés en trois catégories, les noyaux pair-pair c'est-à-dire avec un nombre pair de protons et de neutrons, les noyaux pair-impair avec un nombre pair de protons (neutrons) et un nombre impair de neutrons (protons) et enfin les noyaux impair-impair avec un nombre impair de protons et de neutrons. Cette classification provient de l'appariement de nucléons, ou encore corrélations de paires. Elle correspond au fait que les nucléons sont plus stables en formant des paires liées. Cet effet quantique est pris en compte dans la formule de Bethe-Weiszacker au travers du terme d'appariement (voir équation 1.1) ; par conséquent les noyaux pair-pair sont, en moyenne, plus liés que les noyaux impairs qui sont eux-mêmes plus liés que les noyaux impair-impair. D'un point de vue quantique, l'état fondamental des noyaux pair-pair est trivial : il s'agit d'un état 0^+ qui résulte en fait du mélange de configuration de plusieurs orbitales autour du niveau de Fermi. D'un point de vue théorique, la structure de noyaux impairs se traduit par une sensibilité plus importante. En effet une petite variation, par exemple,

de la déformation ou du potentiel peut amener à des croisements de niveaux et changer les prédictions. Cette densité est particulièrement visible pour la partie haute de la figure 1.8 qui fait apparaître une densité de niveaux élevée. Explorer un noyau impair, c'est donc être sensible à des détails qu'on verrait plus difficilement dans des noyaux pair-pair. Comme évoqué précédemment, l'appariement a pour conséquence de simplifier le spin et la parité de l'état fondamental des noyaux pair-pair (égal alors à 0^+). A contrario, les noyaux pair-impair comme le ^{251}Md et le ^{249}Md ont pour l'état fondamental un spin correspondant à l'état du dernier nucléon célibataire. La détermination de ce spin est alors une information importante, permettant par exemple, de tester les prédictions des théories.

Par exemple, à partir du modèle quantique basé sur le potentiel de Woods-Saxon (figure 1.8), le ^{251}Md aurait comme état fondamental l'état proton étiqueté $\frac{7}{2}^-[514]$ (figure 1.10).

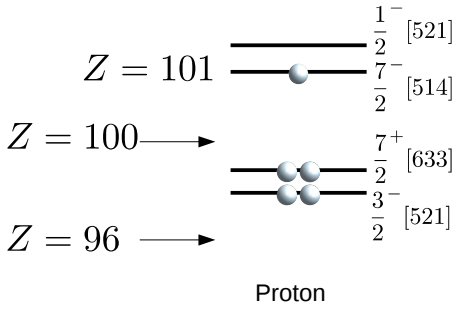

FIGURE 1.10 – *Vue schématique des états calculés vers $Z = 100$, avec un potentiel de Woods-Saxon déformé. Les niveaux sont remplis avec les protons du ^{251}Md. L'état fondamental est prédit comme correspondant à l'orbitale $\frac{7}{2}^-[514]$.*

Dans la région du fermium, la spectroscopie prompte permet d'accéder à des états excités des noyaux qui se désexcitent la plupart du temps au travers des bandes rotationnelles. Cette désexcitation présente des nuances selon qu'il s'agit d'un noyau pair-pair, pair-impair, ou impair-impair, notamment dans la détection de transitions électromagnétiques de multi-polarité M1. Celles-ci sont beaucoup plus présentes dans le cas d'un noyau pair-impair ou impair-impair que dans le cas d'un noyau pair-pair (essentiellement composé de transitions de multi-polarité E2 pour la bande construite sur l'état fondamental). Ces transitions de multi-polarité M1 engendrent fréquemment des électrons de conversion ; par conséquent l'étude des électrons de conversion est importante pour l'étude d'un noyau pair-impair, là où pour un noyau pair-pair elle est moins cruciale.
L'étude d'un noyau pair-pair lourd n'est pas aisée (il possède une densité d'états déjà importante, différents états excités, des isomères, etc.). L'étude d'un noyau pair-impair comme le ^{251}Md et le ^{249}Md augmente la difficulté d'interprétation notamment à travers la détermination du spin et la mesure des transitions de type M1. L'étude d'un noyau impair-impair est la plus difficile, elle met en jeu l'interaction proton-neutron (un proton célibataire et un neutron célibataire), et le spin de l'état fondamental correspond à l'addition de deux spins déjà difficiles à déterminer. Finalement, étudier des noyaux pair-impair est un bon compromis entre la sensibilité aux modèles et la difficulté d'interprétation des spectres.

CHAPITRE 2

CONCEPTS ET MODÈLES

2.1 Symétries en physique nucléaire

Dans ce chapitre nous introduirons brièvement les concepts de base qui nous seront utiles pour la discussion et la compréhension des expériences (modèle de Nilsson, rotateur rigide...). Nous détaillons également les modèles théoriques qui ont été utilisés dans cette thèse pour comparer expérience et théorie, en particulier le modèle Hartree-Fock Bogoliubov.

2.1.1 Théorème de Noether

La symétrie est un outil essentiel pour le physicien. Le principe énoncé par Pierre Curie dès 1894 est précurseur des liens entre physique et symétrie : "Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits" [19].
Dans la continuité des liens entre la physique et la symétrie l'une des principales découvertes théoriques est due à la mathématicienne Emmy Noether [20].

Théorème 1. *L'invariance par symétrie d'un modèle est équivalente à la conservation et l'existence d'une quantité.*

Mathématiquement cela se traduit en termes de variable(s) cyclique(s), c'est-à-dire de variables absentes du Lagrangien ou de l'Hamiltonien. Par exemple pour un oscillateur harmonique l'Hamiltonien s'écrit comme :

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 r^2. \tag{2.1}$$

En coordonnées sphériques, les variables ϕ et θ sont absentes de l'Hamiltonien, ce qui témoigne de l'invariance par rotation (la dépendance ne concerne que le module de $\vec{r}$). La quantité conservée associée à cette invariance est le moment cinétique $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$. Dans le cas de l'oscillateur harmonique "déformé", l'Hamiltonien devient en coordonnées cylindriques :

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m(\omega_\perp^2 \rho^2 + w_z^2 z^2). \tag{2.2}$$

La symétrie ici concernée est celle de révolution autour de z. La variable ϕ étant absente de l'Hamiltonien, la quantité conservée associée est la projection de L sur l'axe z (L_z). Plus généralement cette propriété est explicitée avec l'équation de Euler-Lagrange :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}}\right) = 0. \tag{2.3}$$

Dans notre deuxième exemple on obtient :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}}\right) = 0, \\
&\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}}\right) = mr^2\dot{\theta} = \text{constante} \Leftrightarrow L_z = \text{constante}.
\end{aligned}$$

Ces invariances permettent de définir les systèmes étudiés et sont primordiales dans la construction du Lagrangien du système. En mécanique quantique, les symétries définiront aussi la dégénérescence des états étudiés (cf section 2.2.2).

2.1.2 Symétrie de parité

La parité ou symétrie par rapport à l'origine consiste à transformer un vecteur en son opposé :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ -z \end{pmatrix}. \tag{2.4}$$

L'opérateur couramment utilisé pour définir la parité est Π. Les relations de commutation pour les principaux vecteurs s'écrivent :

$$[\Pi, L] = [\Pi, S] = [\Pi, J] = \{\Pi, p\} = \{\Pi, r\} = 0. \tag{2.5}$$

Π est unitaire, hermitique et $\Pi^2 = 1$. De plus il possède comme valeurs propres $\pi = \pm 1$. Les états possédant comme valeur propre $+1$ sont des états dit pairs, les états possédant comme valeur propre -1 sont des états impairs.

2.1.3 La rotation

L'opérateur de rotation en 3 dimensions tournant d'un angle θ autour de l'axe $\vec{n}$ est défini comme [21] :

$$R_{\vec{n},\theta} = e^{\frac{1}{i\hbar}\theta\vec{n}\cdot\vec{L}}, \tag{2.6}$$

$\vec{L}$ représentant le moment cinétique et θ l'angle de rotation. Dans l'approche champ moyen, un noyau déformé dans son état fondamental brise la symétrie de rotation et peut faire émerger de(s) spectre(s) rotationnelle(s). En effet pour un noyau sphérique l'application de la rotation sur les fonctions d'onde du problème ajoute un simple facteur de phase. Or la fonction d'onde est définie à un facteur de phase près puisque c'est le carré du module de celle-ci qui est observé

($|e^{i\theta}\Psi|^2 = |\Psi|^2$). Par la suite nous considérons un noyau de symétrie axiale en rotation autour de l'axe perpendiculaire à la symétrie [22].

L'invariance euclidienne (l'espace est isotrope) permet toujours d'écrire l'Hamiltonien H du système sous transformation par rotation :

$$H' = R_{\vec{n},\theta} H R^{-1}_{\vec{n},\theta}. \tag{2.7}$$

Lorsque le système est invariant par rotation (comme pour un noyau sphérique par exemple), il vient :

$$H' = H = R_{\vec{n},\theta} H R^{-1}_{\vec{n},\theta}. \tag{2.8}$$

Soit :

$$[H, R] = 0. \tag{2.9}$$

L'Hamiltonien du système commute avec l'opérateur de rotation. Puisque L^2 commute avec toutes les composantes de $\vec{L}$, on obtient aussi :

$$[H, L^2] = 0. \tag{2.10}$$

Il est possible de généraliser l'opérateur de rotation au spin S et enfin à J, le moment cinétique total d'un noyau :

$$R_{\vec{n},\theta} = e^{\frac{1}{i\hbar}\theta\vec{n}\cdot\vec{J}}. \tag{2.11}$$

L'axe $\vec{n}$ peut être défini à l'aide de 2 des 3 angles d'Euler (α, β), θ correspondant au troisième angle (γ).

$$R_{\vec{n},\theta} = R(\alpha, \beta, \gamma). \tag{2.12}$$

2.1.3.1 Orientation dans l'espace

L'orientation d'un corps à 3 dimensions dans un repère peut être décrite par les 3 angles d'Euler (α, β, γ). De plus, en mécanique quantique la fonction d'onde d'un tel système peut être représenté par 3 nombres quantiques [23] illustrés figure 2.1 :

- le moment angulaire total I.
- La composante de I selon z : $I_z = M$ (dans le repère O, x, y, z du laboratoire).
- Les composantes de I dans un repère intrinsèque du noyau (repère O, x', y' ,z') ; plus précisément la troisième composante nommée $K = I_{z'}$.

Les états seront notés à l'aide de ces trois nombres quantiques : $|IKM\rangle$.

Le passage d'un référentiel à l'autre s'exprime à l'aide des matrices $\mathcal{D}$:

$$\mathcal{D}^I_{MK}(\alpha, \beta, \gamma) = \langle IM| R(\alpha, \beta, \gamma) |IK\rangle , \tag{2.13}$$

$$|IKM\rangle_{oxyz} = \sum_{M'} \mathcal{D}^I_{MM'}(\alpha, \beta, \gamma) |IKM'\rangle_{ox'y'z'} . \tag{2.14}$$

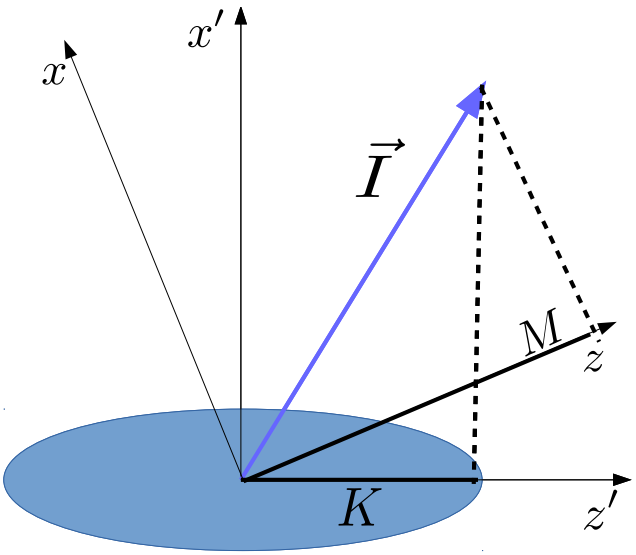

FIGURE 2.1 – *Schéma d'un noyau axial. Le repère (O,x,y,z) représente le repère du laboratoire, et le repère (O,x',y',z') celui du noyau.*

Dans notre cas, le repère intrinsèque du noyau est considéré tel que $(\alpha, \beta, \gamma) = 0$. Par conséquent :

$$\Psi_{IKM}(\alpha, \beta, \gamma) = \langle (\alpha, \beta, \gamma) | \, IKM \rangle \,, \tag{2.15}$$

$$\Psi_{IKM}(\alpha, \beta, \gamma) = \mathcal{D}^{I}_{MK}(\alpha, \beta, \gamma) \, \langle (\alpha, \beta, \gamma) = 0 | \, IKM' = K \rangle_{ox'y'z'} \,. \tag{2.16}$$

Finalement :

$$\Psi_{IKM}(\alpha, \beta, \gamma) \propto \mathcal{D}^{I}_{MK}(\alpha, \beta, \gamma). \tag{2.17}$$

Ces relations seront utiles pour l'étude de la rotation des noyaux (cf : 2.3.1).

2.1.4 Symétrie de renversement du temps

La symétrie par renversement du temps peut se définir comme le passage :

$$t \longrightarrow -t. \tag{2.18}$$

Par conséquent le vecteur position $\vec{r}$ reste inchangé par renversement du temps, la vitesse étant quant à elle changée en son opposée ($v \longrightarrow -v$). Habituellement l'opérateur de renversement du temps est nommé T. C'est un opérateur anti-unitaire c'est-à-dire $T^{\dagger} = T^{-1}$ et il change un état propre en son complexe conjugué :

$$T\Psi(\vec{r}, t) = \Psi^{*}(\vec{r}, -t). \tag{2.19}$$

Similairement à l'opérateur de rotation, l'Hamiltonien qui resterait inchangé par renversement du temps obéirait à :

$$H' = H = THT^{\dagger} \Leftrightarrow [H, T] = 0. \tag{2.20}$$

L'application de T aux différents opérateurs donne :

$$\{T, L\} = \{T, \vec{p}\} = \{T, S\} = \{T, J\} = [T, r] = 0. \tag{2.21}$$

En conséquence, un terme dépendant de J, L, S ou $\vec{p}$ présent dans l'Hamiltonien brisera la symétrie par renversement du temps. De plus, l'opérateur renversement du temps possède la propriété suivante qui permet de conserver le produit scalaire :

$$T^2 \left|\Psi\right\rangle = \pm \left|\Psi\right\rangle. \tag{2.22}$$

Cette propriété du renversement du temps implique l'orthogonalité entre $T\left|\Psi\right\rangle$ et $\left|\Psi\right\rangle$ lorsque $T^2\left|\Psi\right\rangle = -\left|\Psi\right\rangle$. Pour un Hamiltonien invariant par renversement du temps ces 2 états seront alors dégénérés : c'est la dégénérescence de Kramers.

2.1.5 Symétrie de signature

La symétrie de signature est équivalente à une rotation d'un angle π autour d'un axe, elle est bien adaptée aux problèmes de symétrie axiale. La z signature elle est définie comme :

$$S_z = e^{-i\pi I_z} = (-1)^{I_z}, \tag{2.23}$$

I_z étant la projection de I, le moment cinétique total, sur l'axe z.

Les valeurs propres sont alors définies comme :

$$s_z = e^{-i\pi\alpha I} = \pm 1 \ (I \text{ entier}), \tag{2.24}$$
$$s_z = e^{-i\pi\alpha I} = \pm i \ (I \text{ demi entier}). \tag{2.25}$$

La convention utilisée par Bohr et Mottelson [23] est équivalente et se rapporte au nombre quantique α :

$$e^{-i\pi\alpha} = \pm 1 \Rightarrow \alpha = 0 \text{ ou } 1, \tag{2.26}$$
$$e^{-i\pi\alpha} = \pm i \Rightarrow \alpha = \mp 1/2. \tag{2.27}$$

Le lien entre le spin et les valeurs propres selon les deux conventions est résumé dans le tableau 2.1 :

I	α	s_z
Pair : $0, 2, 4, 6...$	0	1
Impair : $1, 3, 5, 7...$	1	-1
$\frac{1}{2} + 2n : (\frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}...)$	$\frac{1}{2}$	-i
$\frac{3}{2} + 2n : (\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}...)$	$-\frac{1}{2}$	i

TABLE 2.1 – Lien entre la signature et le spin.

Par ailleurs la symétrie de signature est liée à la symétrie par renversement du temps. Les deux symétries anticommutent entre elles $\{T, S_z\} = 0$, et l'application du renversement du temps sur un état de signature s_z le transforme en un état de signature -s_z (dans le cas d'un noyau triaxial) [24]. Il est par conséquent possible de caractériser un état renversé dans le temps par la z-signature.

2.1.6 Symétrie et dégénérescence

Lorsque l'opérateur U d'une symétrie commute avec l'Hamiltonien $[H, U] = 0$, il induit le plus fréquemment une dégénérescence du système. En effet si $|\Psi\rangle$ est un vecteur propre de H de valeur propre E on aura :

$$H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle,$$
$$HU|\Psi\rangle = UH|\Psi\rangle = UE|\Psi\rangle = EU|\Psi\rangle.$$

Si $U|\Psi\rangle \perp |\Psi\rangle$ il y aura 2 vecteurs propres pour une seule valeur propre. Par conséquent, les états $|\Psi\rangle$ et $U|\Psi\rangle$ seront dégénérés en énergie.
A contrario lorsque la symétrie est brisée, par exemple lorsqu'un noyau est en rotation, il y a levée de dégénérescence.

2.2 L'Hamiltonien nucléaire

Les noyaux sont des structures complexes. Le système est "mésoscopique", c'est-à-dire que le nombre de constituants ni faible ni élevé ne permet ni d'appliquer le problème à N corps, ni d'appliquer les lois de la physique statistique. Il n'est par ailleurs pas possible de résoudre analytiquement un problème à N corps pour $N > 3$, et la demande en temps de calcul pour résoudre ce problème de façon approchée reste trop importante pour les super-calculateurs. De plus l'interaction forte n'est pas une force centrale.

Les calculs de structure nucléaire reposent couramment sur l'approximation de champ moyen. L'idée sous-jacente est de transformer un problème complexe d'équations à N corps, en un problème de N équations à 1 corps. Ceci se justifie par la faible portée de l'interaction et par

le principe d'exclusion de Pauli. L'Hamiltonien d'un noyau avec Z protons et N neutrons dans l'approximation d'une force à 2 corps est :

$$H = \sum_{i=1}^{Z} \frac{P_i^2}{2m_p} + \sum_{j=1}^{N} \frac{P_j^2}{2m_n} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{A} \sum_{j \neq i; j=1}^{A} V(r_{ij}), \tag{2.28}$$

avec P_i et P_j respectivement l'impulsion des protons et des neutrons. V_{ij} représente le potentiel entre 2 nucléons.

L'approximation de champ moyen correspond au fait que chaque nucléon se déplace dans un potentiel moyen $V(r_i)$ représentant le champ moyen créé par les autres nucléons. Le nouvel Hamiltonien H^{moy} s'écrit alors :

$$H^{moy} = \sum_{i=1}^{Z} \frac{P_i^2}{2m_p} + \sum_{j=1}^{N} \frac{P_i^2}{2m_n} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{A} V^{moy}(r_i). \tag{2.29}$$

Un problème à A corps est alors transformé en A problèmes à un corps. On peut aussi faire l'approximation $m_p = m_n = m$:

$$H^{moy} = \sum_{i=1}^{A} \frac{P_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{A} V^{moy}(r_i). \tag{2.30}$$

Pour un noyau possédant A nucléons, il suffit de résoudre l'équation de Schrödinger à un corps et d'ajouter un à un les nucléons sur les états calculés en prenant soin de vérifier le principe de Pauli.

2.2.1 L'hamiltonien phénoménologique de Nilsson

En 1955 [25], Nilsson a décrit les noyaux déformés à l'aide d'un potentiel d'oscillateur harmonique déformé. Dans ce travail de thèse nous utiliserons la notation de Nilsson pour les orbitales.

Le potentiel de l'oscillateur harmonique modifié s'écrit, pour un noyau sphérique, comme :

$$H = -\hbar^2 \frac{\boldsymbol{\nabla}^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 - C\vec{l} \cdot \vec{s} - D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N). \tag{2.31}$$

Cet Hamiltonien est composé de plusieurs parties :

- Le potentiel de l'oscillateur harmonique illustré par la figure 2.2 est le point de départ du modèle (il peut être vu comme un développement limité de V au second ordre : $V(r) = V(0) + \frac{1}{2}\frac{d^2V}{dr^2}_{r=0} r^2$. Il est utilisé autant de part sa résolution analytique, que par ses propriétés : il reproduit à lui seul les trois premiers nombres magiques observés expérimentalement (2, 8, 20).

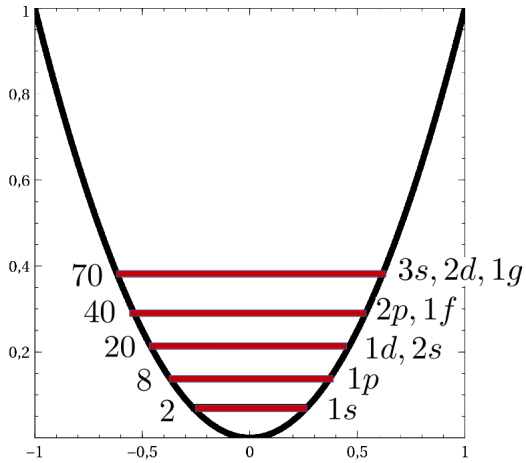

FIGURE 2.2 – *Potentiel de l'oscillateur harmonique et ses nombres magiques (unités arbitraires).*

- Le terme de spin orbite. Les nucléons sont dotés d'un spin non nul qui interagit avec le moment cinétique orbital. Par conséquent il s'accompagne d'une levée de dégénérescence et change la position des couches de manière plus réaliste.

- Le terme $D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N)$ permet, quant à lui, de se rapprocher d'un potentiel plus réaliste de type Woods-Saxon. Il reproduit un comportement radial intermédiaire entre le puits carré et l'oscillateur harmonique. Un terme en l^2 seul aurait eu pour conséquence la compression générale des niveaux, d'où la nécessité du terme $\langle l^2 \rangle_N$. Cette correction ainsi que le terme spin orbite permettent de reproduire, entres autres, les nombres magiques observés expérimentalement (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126).

Ce potentiel décrit bien la structure en couche de la majorité des noyaux pair-pair sphériques. Afin de prendre en compte la déformation, Nilsson utilise un potentiel d'oscillateur harmonique déformé avec une élongation différente selon l'axe z comparativement aux axes x et y (déformation axiale) :

$$H = -\hbar^2 \frac{\boldsymbol{\nabla}^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega_\perp^2 (x^2 + y^2) + \omega_z z^2 - C\vec{l} \cdot \vec{s} - D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N). \tag{2.32}$$

Nilsson utilise une paramétrisation commune aux 2 fréquences de l'oscillateur harmonique :

$$\omega_z = \omega_0 (1 - \frac{2}{3}\epsilon),$$
$$\omega_\perp = \omega_0 (1 + \frac{1}{3}\epsilon).$$

Or le paramètre d'élongation ($\epsilon = (\omega_\perp - \omega_z)/\omega_0$) est relié lui-même à la déformation des noyaux. L'analogie du noyau avec un ellipsoïde permet de paramétrer la forme en termes d'harmoniques sphériques. En effet les harmoniques sphériques forment une base de la sphère unité, et sont donc particulièrement bien adaptées à la description de formes proches d'une sphère. Le rayon

du noyau $R(\theta, \phi)$ est alors décomposé en harmoniques sphériques (en coordonnées sphérique) :

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{\beta=-\alpha}^{\alpha} C_{\alpha\beta} Y_{\alpha\beta}(\theta, \phi)). \tag{2.33}$$

Les paramètres de déformation β_n s'apparentent aux coefficients C_{n0} du développement de la forme du noyau en harmoniques sphériques pour les noyaux axiaux ; les autres coefficients étant nuls par symétrie.

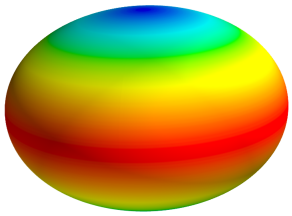

FIGURE 2.3 – *Noyau de forme oblate développé sur des harmoniques sphériques avec un coefficient* $\beta_2 \approx -0.40$.

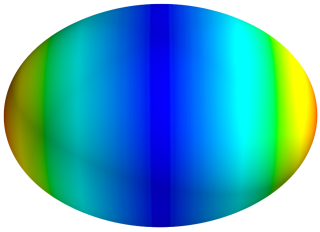

FIGURE 2.4 – *Noyau de forme prolate développé sur des harmoniques sphériques avec un coefficient* $\beta_2 \approx +0.35$.

Comme indiqué sur les figures 2.3 et 2.4, les formes oblates et prolates des noyaux sont principalement obtenues à l'aide du deuxième coefficient des harmoniques sphériques $C_{20} = \beta_2$, aussi appelé déformation quadripolaire. Il est possible d'exprimer le paramètre d'élongation ϵ en fonction de la déformation β_2 ; au premier ordre on aura :

$$\epsilon \approx 0.95\beta_2. \tag{2.34}$$

A l'instar de l'exemple donné au paragraphe 2.1.1, l'une des variables cycliques de l'Hamiltonien déformé de Nilsson, en coordonnée cylindrique, est ϕ. La quantité conservée est alors le moment $I_z = \Omega = \Lambda + \Sigma$. En effet l'introduction d'un oscillateur harmonique déformé brise la symétrie par rotation autour de l'axe x et par conséquent lève en partie la dégénérescence liée à cette symétrie. Après un changement de coordonnées, il est possible de montrer que les états décrivant le problème sont les états $|Nn_z\Lambda\Sigma\rangle$. Les différents nombres quantiques sont alors :

- le nombre quantique N qui correspond au nombre principal de l'oscillateur harmonique. Ce nombre est composé de 2 parties $N = n_\perp + n_z$.
- n_z est le nombre quantique de l'oscillateur harmonique à une dimension lié à l'axe z ($n_\perp$ lié à l'oscillateur harmonique selon les directions x et y).
- Ω correspond à la projection de I sur l'axe z, ou bien, de manière équivalente ses composantes Λ et Σ ($|Nn_zj\Omega\rangle = \sum_{\Lambda\Sigma} \langle Nn_z\Lambda\Sigma|\ Nn_zj\Omega\rangle\ |Nn_z\Lambda\Sigma\rangle$).

2.2.2 Notation de Nilsson et dégénérescence

La déformation quadripolaire du système entraîne un certain nombre de brisures de symétrie et par conséquent de levées successives de dégénérescence comme illustré figure 2.5.

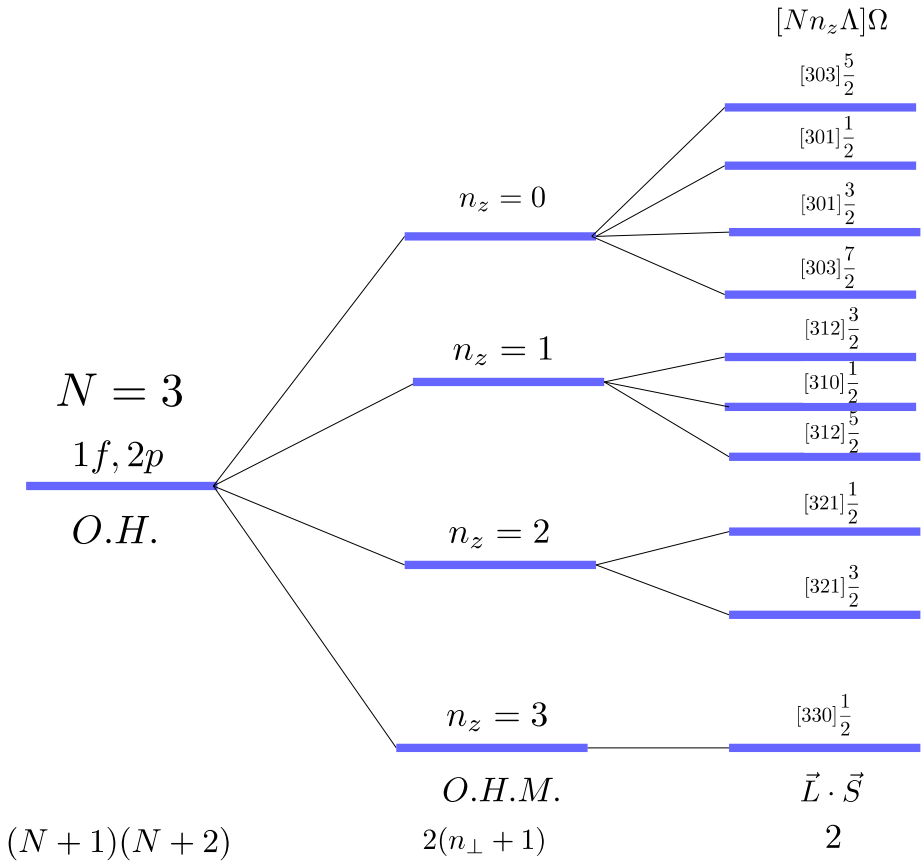

FIGURE 2.5 – *Levées de dégénérescences successives pour un niveau de l'oscillateur harmonique N=3 dues aux différents termes de l'Hamiltonien déformé de Nilsson.*

Le premier terme du potentiel de Nilsson est un terme d'oscillateur harmonique. Un oscillateur harmonique possède pour chaque niveau une dégénérescence de $(N+1)(N+2)$. L'introduction de la déformation amène une levée de dégénérescence, chaque niveau étant divisé en $(N+1)$ niveaux (n_z allant de 0 à N). Chaque niveau n_z est dégénéré $2(n_\perp + 1)$ fois. Enfin l'addition du terme de spin orbite laisse les niveaux dégénérés 2 fois. Les autres termes ne font que changer le niveau des états et ne brisent plus de symétrie.

2.3 Mouvements collectifs

2.3.1 La rotation

La déformation des noyaux brise la symétrie par rotation autour de l'axe x. Par conséquent elle permet, de manière quantique, des mouvements collectifs comme la rotation. Pour prendre en compte ces excitations collectives, il est nécessaire de rajouter un terme de rotation à l'Hamiltonien.

Le développement qui suit s'appuie sur le cas classique pour introduire le mouvement collectif de rotation quantique :

$$\frac{\widehat{P}^2}{2m} = -\hbar^2 \frac{\Delta}{2m}. \tag{2.35}$$

Or, on peut définir l'opérateur moment cinétique :

$$\widehat{L} = \widehat{\vec{r}} \wedge \widehat{\vec{p}}. \tag{2.36}$$

En coordonnées cylindriques on a : $\vec{v} = \frac{d}{dt}(r\vec{e}_r) = \frac{dr}{dt}\vec{e}_r + r\frac{d\theta}{dt}\vec{e}_\theta$,

$$\vec{v} \cdot \vec{v} = v^2 = (\frac{dr}{dt})^2 + r^2(\frac{d\theta}{dt})^2. \tag{2.37}$$

Par conséquent :

$$L = \vec{r} \wedge \vec{p} = mr^2 \frac{d\theta}{dt}, \tag{2.38}$$

et

$$\frac{P^2}{2m} = m\frac{(\frac{dr}{dt})^2 + r^2(\frac{d\theta}{dt})^2}{2} = m\frac{\mathrm{v}^2}{2} + \frac{L^2}{2mr^2}. \tag{2.39}$$

Le moment d'inertie est défini comme $\mathcal{J} = \sum m_i r_i^2$. D'où :

$$\frac{P^2}{2m} = m\frac{\mathrm{v}^2}{2} + \frac{L^2}{2\mathcal{J}}. \tag{2.40}$$

En mécanique quantique, L et P sont des opérateurs. Une fois appliqués à un des vecteurs de sa base propre on obtient les valeurs propres :

$$\widehat{H}_{rot} = \frac{\widehat{L}^2}{2\mathcal{J}} \rightarrow \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathcal{J}}. \tag{2.41}$$

Il est possible de généraliser le moment angulaire collectif $\widehat{L}$ par $\widehat{I}$ le spin total du noyau.

$$\widehat{H}_{rot} = \frac{\widehat{I}^2}{2\mathcal{J}}. \tag{2.42}$$

$\widehat{H}$, $\widehat{I}^2$ et $\widehat{I}_z$ commutent entre eux. La base commune à ces 3 opérateurs est celle des fonctions harmoniques sphériques couplés aux spineurs χ (états propres de S^2 et S_z) notés $Y_I^m(\theta, \phi) \otimes \chi$. Leurs valeurs propres sont $\hbar^2 I(I+1)$.

2.3.2 Le modèle du rotateur rigide

Il est commode de s'appuyer sur le modèle du rotateur rigide [9] puisqu'il donne une intuition classique du problème et permet d'en comprendre les principales caractéristiques. Son utilisation est assez transversale en mécanique quantique, il est utilisé aussi bien en chimie, en physique atomique, qu'en physique nucléaire. Ce modèle considère le noyau comme un haltère, c'est-à-

dire avec deux poids considérés comme ponctuels, reliés par une tige rigide infiniment mince (figure : 2.6).

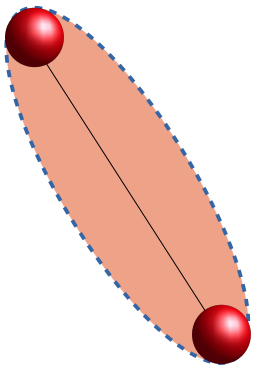

FIGURE 2.6 – *Représentation d'un rotateur rigide, en orange une forme fictive du noyau est représentée.*

L'énergie potentielle associée à un tel système peut s'écrire à l'aide d'un terme provenant de l'oscillateur harmonique ainsi que d'un terme rotationnel :

$$V_{rotateur} = E_0 + \frac{1}{2}m\omega^2\hat{r}^2 + \frac{\hat{I}^2}{2\mathcal{J}}, \tag{2.43}$$

$$V_{rotateur} \approx E_0 + \hbar\omega(n + \frac{1}{2}) + \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{J}}. \tag{2.44}$$

avec $m = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$; m_1 et m_2 représentant la masse de chaque poids du rotateur, et r la distance entre les 2 poids. Le premier terme correspond à l'énergie au fond du puits de potentiel, le second terme à la partie vibrationnelle du rotateur, et le dernier terme à la partie rotationnelle de celui-ci. L'écart d'énergie entre 2 niveaux de la bande rotationnelle pour $\Delta I = 1$ est donné par $E = \frac{\hbar^2(I+1)(I+2)}{2\mathcal{J}} - \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{J}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(2I+2)$. C'est la partie rotationnelle qui va nous intéresser dans ce qui suit.

Le moment d'inertie $\mathcal{J}$ est une variable qu'il est possible d'extraire des bandes rotationnelles expérimentales. Les mesures de ces moments d'inertie sont en général 25 à 50 % plus basses que les valeurs données dans le modèle d'un rotateur rigide [9]. Cela provient de la "super-fluidité" des noyaux, des corrélations de paires que ne prend pas en compte un modèle simpliste comme le rotateur rigide. Il faut alors se tourner vers des modèles plus réalistes comme les modèles de champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov ou Hartree-Fock + Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) pour obtenir des valeurs plus proches des données expérimentales.

Pour un noyau pair-pair ayant un pur mouvement collectif de rotation ($I = R$), le spectre rotationnel suit la loi :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{J}}. \tag{2.45}$$

Pour un noyau impair, c'est le nucléon supplémentaire (de moment cinétique j) qui détermine la plupart des propriétés des états quantiques (nombre quantique K, spin, etc). C'est ensuite sur ces

états que sont construites les bandes rotationnelles : voir figure 2.7. La rotation s'exprime alors en fonction du spin du nucléon supplémentaire et du spin total $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$:

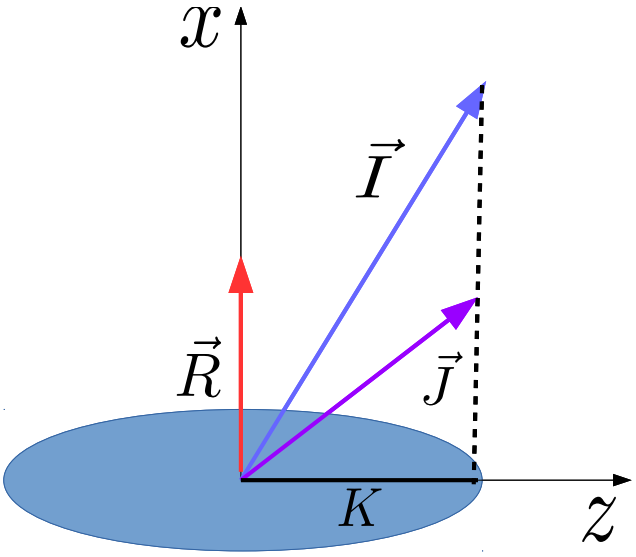

FIGURE 2.7 – *Schéma d'un noyau impair axial tournant suivant l'axe x, le moment angulaire total I (bleu), la rotation R (rouge) et le moment angulaire j (violet) du nucléon impair y sont représentés.*

$$\widehat{H}_{rot} = \frac{(\widehat{I} - \widehat{j})^2}{2\mathcal{J}}, \tag{2.46}$$

$$\widehat{H}_{rot} = \frac{(\widehat{I}^2 + \widehat{j}^2 - 2\vec{I} \cdot \vec{j})}{2\mathcal{J}}. \tag{2.47}$$

En utilisant le fait que $2I_z j_z = I_z^2 + j_z^2$ et $2(I_x j_x + I_y j_y) = I_+ j_- + I_- j_+$, il vient :

$$\widehat{H}_{rot} = \frac{(\widehat{I}^2 - \widehat{I_z}^2 + \widehat{j_x}^2 + \widehat{j_y}^2 - (I_+ j_- + I_- j_+))}{2\mathcal{J}}. \tag{2.48}$$

Le premier terme $(I^2 - I_z^2)$ correspond principalement à la rotation sur l'axe x. Le second terme $j_x^2 + j_y^2$ ne dépend que du nucléon impair, il ne variera pas le long de la bande rotationnelle (il est constant). Enfin le dernier terme $(I_+ j_- + I_- j_+)$ est le terme de Coriolis, il couple la rotation au spin du nucléon impair suivant les axes x et y.

2.3.2.1 Approximation du couplage fort

L'approximation du couplage fort s'appuie sur l'approximation adiabatique : les mouvements collectifs du noyau sont considérés comme lents par rapport à la vitesse des nucléons. Autrement dit le nucléon impair ne subit que peu l'influence de la rotation du noyau. Dans cette approximation, le terme de Coriolis $(I_+ j_- + I_- j_+)$ est considéré comme faible et traité dans la théorie des perturbations au premier ordre [26], c'est-à-dire :

$$E_{tot} = |E_n - E_{Fermi}| + E_{rot} + E_{Coriolis}. \tag{2.49}$$

Avec

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2(I(I+1) - K^2)}{2\mathcal{J}}, \tag{2.50}$$

$$E_{Coriolis} = \langle IKM| \left(I_+ j_- + I_- j_+\right) |IKM\rangle \,, \tag{2.51}$$

$|E_n - E_{Fermi}|$ représentant l'énergie du nucléon impair par rapport à l'énergie de Fermi. Finalement, afin d'appliquer $I_\pm$ et $j_\pm$ au vecteur $|IKM\rangle$, il faut définir ce dernier. Comme vu précédemment, on peut exprimer les vecteurs $|IKM\rangle$ en fonction des matrices de rotation $\mathcal{D}$ mais aussi, dans le cas d'un noyau impair, en fonction de l'orbitale du nucléon impair $\phi_K(q)$ (de variable intrinsèque q) :

$$\Psi_{IKM} \propto \mathcal{D}^I_{MK}(\alpha, \beta, \gamma)\phi_K(q). \tag{2.52}$$

Les noyaux étudiés possèdent une symétrie axiale selon z et une symétrie de réflexion perpendiculairement à ce même axe. Ces deux symétries imposent que $\Psi_{IKM} = R_z(\pi)\Psi_{IKM}$. Pour prendre en compte ces symétries, la fonction d'onde peut se transformer comme :

$$\mathbf{\Psi_{IKM}} = \Psi_{IKM} + R_z(\pi)\Psi_{IKM} \propto \mathcal{D}^I_{MK}(\alpha, \beta, \gamma)\phi_K(q) + (-1)^{K+I} D^I_{M-K}(\alpha, \beta, \gamma)\phi_{\bar{K}}(q). \tag{2.53}$$

En appliquant cette nouvelle définition de Ψ_{IKM} à $I_\pm$ et $j_\pm$:

$$E_{tot} = |E_n - E_{Fermi}| + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}[I(I+1) - K^2 + \delta_{K\frac{1}{2}} a(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I + \frac{1}{2})]. \tag{2.54}$$

Avec le paramètre de découplage $a = \langle \phi_K(q)| \, j_+ \, |\phi_{\bar{K}}(q)\rangle = \langle \phi_{\bar{K}}(q)| \, j_- \, |\phi_K(q)\rangle$.

Nous utiliserons couramment cette dernière expression pour l'interprétation des expériences de cette thèse. Bien qu'approximative, elle permet de comprendre les grandes lignes des spectres observés expérimentalement pour les noyaux lourds de déformation proche de $\beta \approx 0.3$ tels que le ^{253}No [27], ^{255}Lr [28], ^{251}Md, ^{249}Md, etc.

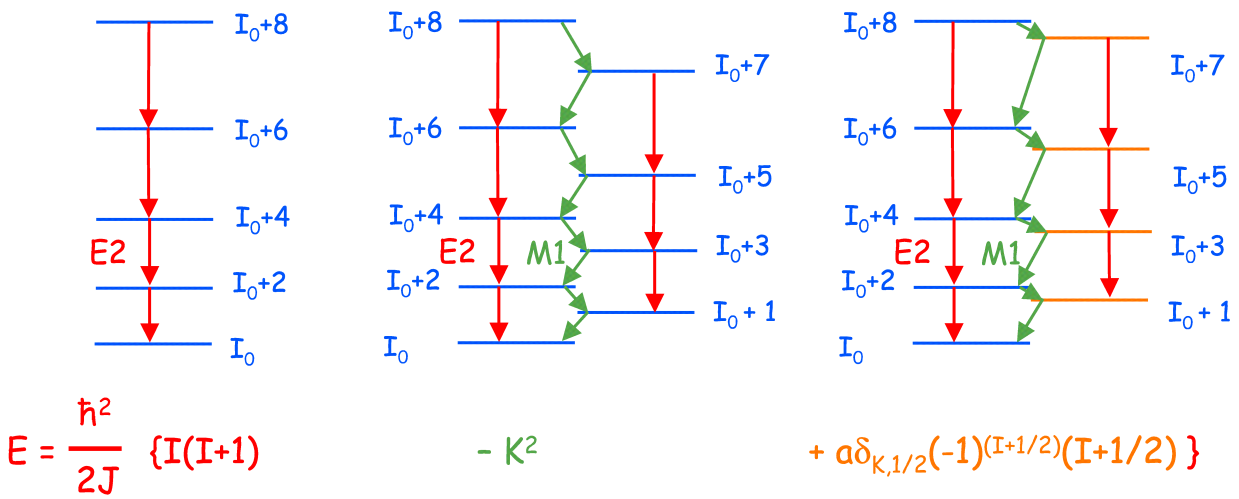

FIGURE 2.8 – *Spectres rotationnels : de gauche à droite les cas $K = 0$, $K \neq 0$ et $K = \frac{1}{2}$ [29].*

Il est notable, pour les noyaux pair-pairs, que $\Psi_{I0M} =\propto \mathcal{D}^I_{M0}(\alpha,\beta,\gamma)\phi_0(q)+(-1)^I D^I_{M0}(\alpha,\beta,\gamma)\phi_0(q)$ est nul si I impair. C'est pourquoi les transitions observées pour les noyaux pair-pairs de tête de bande $K = 0$ ne procèdent qu'entre des niveaux de spin total I pair : voir figure 2.8. Les bandes rotationnelles des noyaux impairs sont, quant à elles, bâties sur le nombre quantique K puis I augmente par pas de un ($I = K$, $I = K + 1$, $I = K + 2$, etc). Une exception pour $K = \frac{1}{2}$ apparaît dans la relation 2.54, elle débouche sur un facteur supplémentaire qui tend à découpler les 2 bandes rotationnelles (a est nommée paramètre de découplage). Ce découplage peut amener dans la cas où $a = 1$ au fait que les deux partenaires en signature ont des énergies proches (l'énergie du niveau $I + 1$ est alors quasi égale au niveau $I + 2$, etc).

2.3.2.2 Approximation du couplage faible

Lorsque le terme de rotation devient le terme le plus important par rapport à la force de Coriolis, il n'est plus possible de découpler la rotation de la déformation intrinsèque du noyau. La rotation prend le pas sur la déformation intrinsèque, et le spin du nucléon impair se couple à celle-ci. La minimisation de l'équation $\widehat{H}_{rot} = \frac{(\widehat{I}^2+\widehat{j}^2-2\vec{I}\cdot\vec{j})}{2\mathcal{J}}$ tend à ce que la valeur de I rejoigne celle de j. Lorsque la rotation (R) est fortement couplée au nucléon impair, la rotation étant selon l'axe x, le spin I aura tendance à s'aligner sur la rotation R comme illustré figure 2.9.

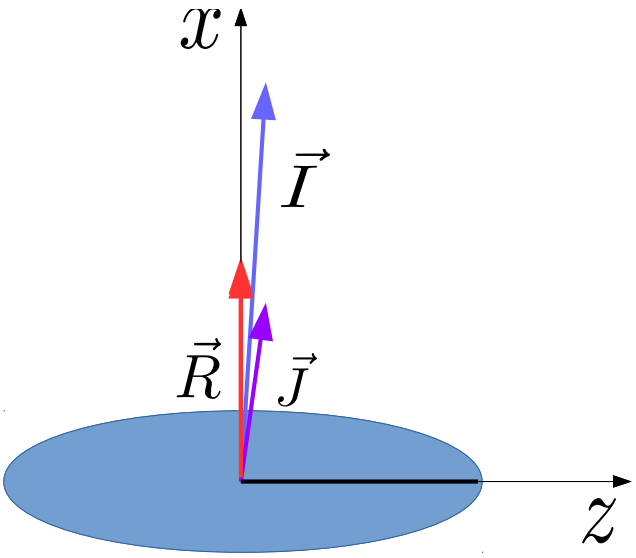

FIGURE 2.9 – *Schéma d'un noyau impair axial tournant suivant l'axe x dans la limite du couplage faible. L'alignement de j sur la rotation est dû à la force de Coriolis.*

Supposons $\vec{j} \parallel \vec{I}$ orienté selon x :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2(I(I+1)+j(j+1)-2Ij)}{2\mathcal{J}} = \frac{\hbar^2((I-j)(I-j+1)+2j)}{2\mathcal{J}}. \tag{2.55}$$

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 R(R+1)}{2\mathcal{J}} + \text{constante}. \tag{2.56}$$

Avec $R = I - j$. Les bandes rotationnelles seront alors similaires à celles des noyaux pair-pairs voisins mais décalées en énergie par une constante.

2.3.3 Moments d'inertie

Expérimentalement nous avons accès aux transitions entre états de bandes rotationnelles : les quantités mesurées sont par conséquent des différences d'énergies. C'est, entres autres, pour cela que les variables habituellement utilisées pour comparer la théorie et l'expérience sont les moments d'inertie. Le moment d'inertie n'est pas une constante contrairement à un modèle de rotateur rigide, mais bien une variable qui dépend de la fréquence de rotation du système. Par la suite nous définissons les moments d'inertie utilisés pour comparer théorie et expérience. La rotation est supposée autour de l'axe x ($I_x \sim I$). Tout d'abord la fréquence de rotation est définie, en s'inspirant de la mécanique classique ($I = mr^2\omega = \mathcal{J}\omega$) soit en passant en mécanique quantique $\omega = \frac{\hbar I}{\mathcal{J}}$ [30].

$$E_{rot} = \frac{\widehat{I_x}^2}{2\mathcal{J}} = \frac{1}{2}\mathcal{J}\omega^2. \tag{2.57}$$

$$\frac{dE_{rot}}{dI_x} = \hbar\frac{dE_{rot}}{\mathcal{J}d\omega} = \hbar\omega. \tag{2.58}$$

Expérimentalement la fréquence de rotation est obtenue en utilisant les approximations suivantes :

$$\hbar\omega \approx \frac{\Delta E_{rot}}{\Delta I} = \frac{\Delta E_{rot}}{\sqrt{I(I+1)} - \sqrt{(I-1)(I-2)}} \approx \frac{\Delta E_{rot}}{I(1+\frac{1}{2I}) - I(1-\frac{3}{2I})} = \frac{\Delta E_{rot}}{2}. \tag{2.59}$$

Nous utiliserons indifféremment $\Delta E_{rot} = E_\gamma$. Deux variables de moment d'inertie sont couramment utilisées afin d'avoir une vision plus complète du phénomène de rotation [31] :

- **Le moment d'inertie dynamique** $J^{(2)}$.
- **Le moment d'inertie cinématique** $J^{(1)}$.

2.3.3.1 Le moment d'inertie dynamique

Le moment d'inertie dynamique est défini à l'aide de $E(I) = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{J}}$:

$$\frac{d^2E(I)}{dI_x^2} = \frac{d}{dI_x}\frac{\hbar^2(2I_x+1)}{2J^{(2)}} = \frac{\hbar^2}{J^{(2)}}. \tag{2.60}$$

Par conséquent :

$$J^{(2)} = \hbar^2\left(\frac{d^2E(I)}{dI_x^2}\right)^{-1}. \tag{2.61}$$

Le système étant quantifié, cette définition est équivalente à :

$$J^{(2)} = \hbar^2\frac{(2I+1)-(2I-3)}{\Delta^2E(I)} = \hbar^2\frac{4}{E(I+2\longrightarrow I) - E(I\longrightarrow I-2)}. \tag{2.62}$$

Vu que le moment d'inertie dynamique $J^{(2)}$ dépend, expérimentalement, uniquement des différences d'énergies E_γ mesurées, cette quantité n'est pas sensible aux hypothèses sur le spin de la tête de bande.

Le moment d'inertie dynamique est l'une des variables qui sera comparée dans ce travail aux calculs théoriques. Il permet aussi de comparer les noyaux de la région des transfermiums entre eux.

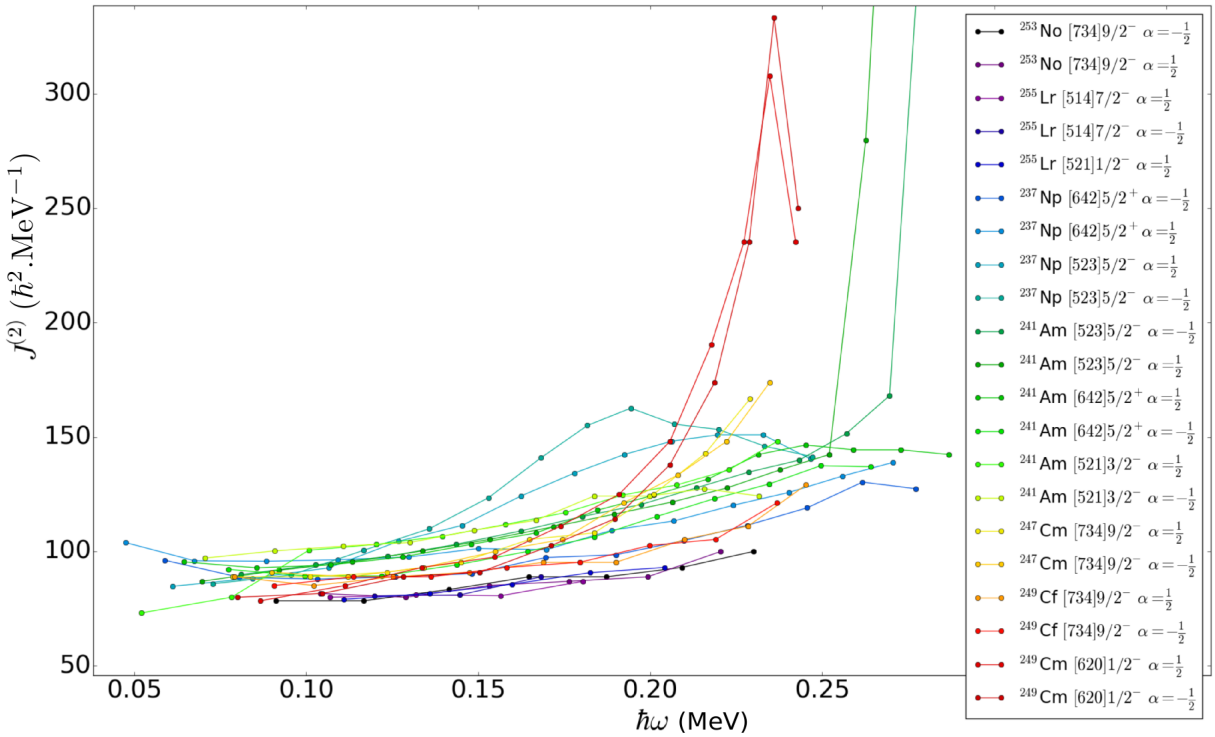

FIGURE 2.10 – *Moment d'inertie dynamique des noyaux lourds impairs dans la région du Md. Les états sont notés selon la nomenclature de Nilsson avec α le nombre quantique de signature. La figure est produite à l'aide des données de [32] [33] [34] [35].*

La figure 2.10 montre que dans la région des noyaux lourds impairs ($Z \sim 100$) le comportement du moment d'inertie dynamique est relativement similaire (il varie entre 100 et 150 $\hbar^2$MeV^{-1}) pour des fréquences de rotation entre 0.05 et 0.20 MeV. Pour les cas particuliers de ^{249}Cm $[620]1/2^-$ et ^{241}Am $[523]5/2^-$, l'augmentation brutale du moment d'inertie est interprétée comme la brisure d'une paire de nucléon et à leur alignement le long de l'axe de rotation [34] [35].

2.3.3.2 Le moment d'inertie cinématique

Le moment d'inertie cinématique $J^{(1)}$ permet également une comparaison entre la théorie et l'expérience. Il possède de plus, expérimentalement, une dépendance en spin, par conséquent il ne peut aussi être utilisé que si l'on connaît le spin des transitions et par conséquent le spin $I_0 = K$ de la tête de bande.

$$J^{(1)} = \hbar^2 I_x \left(\frac{dE}{dI_x}\right)^{-1} = \hbar\frac{I_x}{\omega}. \tag{2.63}$$

En discrétisant l'équation et en utilisant un changement de variable on obtient :

$$J^{(1)} = \frac{\hbar^2}{2}\frac{dI_x^2}{dE} = \frac{\hbar^2}{2}\frac{I(I+1)-(I-1)(I-2)}{\Delta E(I)} = \hbar^2\frac{2I-1}{E(I \longrightarrow I-2)}. \tag{2.64}$$

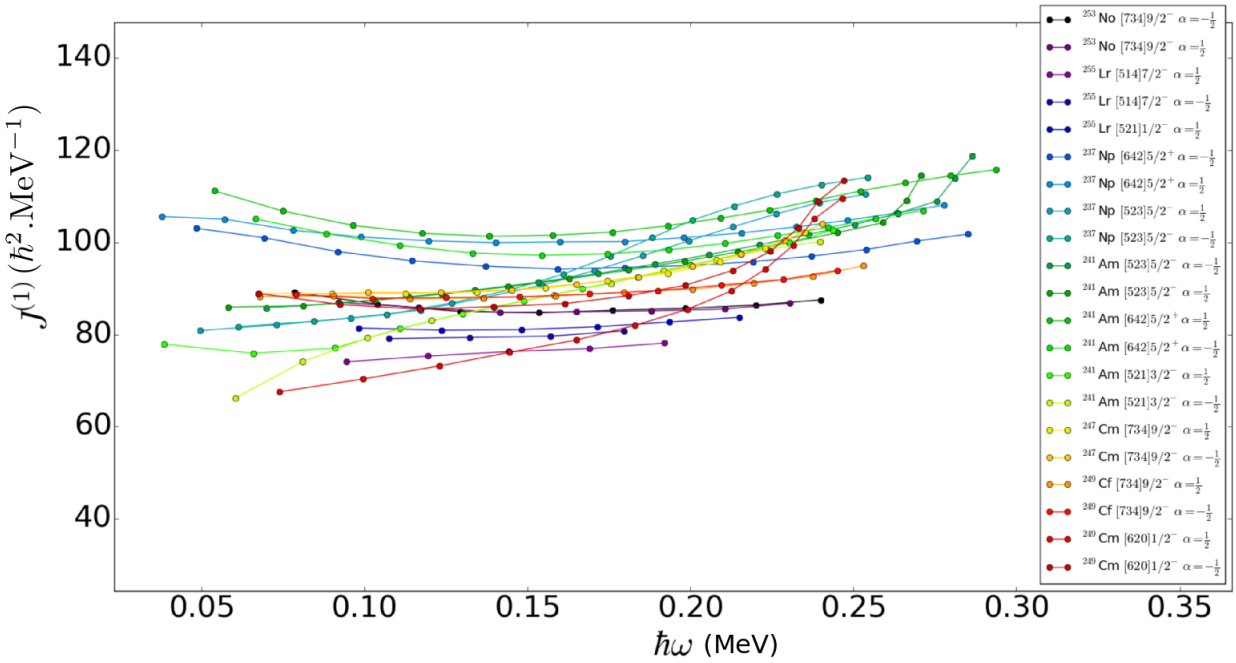

FIGURE 2.11 – *Moment d'inertie cinématique des noyaux lourds impairs dans la région du Md. Les états sont notés selon la nomenclature de Nilsson avec α le nombre quantique de signatures. La figure est produite à l'aide des données de [32] [33] [34] [35]).*

Comme pour le moment d'inertie dynamique, les moments d'inertie cinématique évoluent dans des ordres de grandeurs similaires pour les noyaux lourds impairs de la région des lourds ($Z \sim 100$). Les valeurs varient de 60 à 120 $\hbar^2\mathrm{MeV}^{-1}$ pour des fréquences entre 0.05 et 0.25 MeV.

On peut également noter une augmentation brutale du moment d'inertie cinématique pour ^{249}Cm $[620]1/2^-$ et ^{241}Am $[523]5/2^-$, cependant moins marquée que pour le moment d'inertie dynamique. En effet, le moment d'inertie dynamique accentue les irrégularités dans le comportement des bandes rotationnelles.

Dans ce travail, les différents moments d'inertie seront utilisés pour comparer les résultats expérimentaux aux calculs de type HFB.

2.4 La théorie de champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)

2.4.1 Introduction

La description microscopique des noyaux est l'un des enjeux théorique de la physique nucléaire. Les théories de champs moyen font partie des approches les plus efficaces pour décrire la région des noyaux lourds. En effet, elles permettent d'associer l'aspect intrinsèquement quantique des noyaux avec un temps de calcul raisonnable. Parmi les théories de type de champs

moyen, nous nous intéresserons à la théorie HFB qui a déjà révélé ses atouts pour décrire la région des transfermiums et plus précisément le ^{251}Md [36]. Historiquement la théorie HFB découle de la théorie Hartree-Fock (HF) et la généralise en y incorporant les corrélations de paires. Nous utiliserons, en particulier, le modèle HFB+D1S (paramétrisation D1S de la force de Gogny) développé à Bruyères-le-Châtel et le modèle HFB+SLy4 (paramétrisation SLy4 de la force Skyrme développé principalement à Lyon). Ces résultats sont obtenus grâce à une collaboration avec les théoriciens de Bruyères-le-Châtel et du CEA Saclay. Avant d'expliquer succinctement le principe de la théorie Hartree-Fock puis de la généraliser à HFB, nous rappellerons en quoi le modèle HF découle de principes variationnels.

2.4.2 Principe variationnel

En premier lieu, la méthode HF se base sur un Hamiltonien de champ moyen, et plus précisément sur une interaction effective entre les nucléons du noyau. Nous considérerons donc un Hamiltonien comportant des opérateurs agissant sur un et deux corps pouvant s'écrire comme :

$$\widehat{H} = \sum_{i=1}^{N} \frac{\widehat{P}_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1,\\ j\neq i}}^{N} \widehat{V}(\vec{r}_i, \vec{r}_j). \tag{2.65}$$

Nous appliquons alors le théorème de Ritz.

Théorème 2. *Principe variationnel de Ritz : La valeur moyenne de l'Hamiltonien $\widehat{H}$ du système, pour un état quantique quelconque $|\psi\rangle$, est toujours supérieure ou égale à l'énergie de l'état fondamental E_0 :*

$$\forall \, |\psi\rangle \, , \qquad E = \langle\psi| \, \widehat{H} \, |\psi\rangle \geq E_0. \tag{2.66}$$

Puisqu'il n'est pas toujours possible de connaître la fonction d'onde de l'état fondamental (tel que $\widehat{H} \, |\psi_0\rangle = E_0 \, |\psi_0\rangle$), le théorème de Ritz stipule que l'une des meilleures approximation de l'état fondamental sera celle de plus basse énergie. Par conséquent il faut minimiser la fonctionnelle :

$$E(\psi) = \langle\psi| \, \widehat{H} \, |\psi\rangle \, . \tag{2.67}$$

Afin de minimiser cette fonctionnelle, la méthode des multiplicateurs de Lagrange est généralement utilisée. Lorsqu'une fonction $F(x_1...x_N)$ doit être minimisée, sa différentielle doit s'annuler $dF = \sum_i \frac{\partial F}{\partial x_i} dx_i = 0$, avec comme conditions supplémentaires la positivité des dérivées secondes autour de la solution et la nécessité d'avoir un minimum qui n'est pas seulement local. De plus les variables peuvent être soumises à des contraintes.

2.4.3 La théorie Hartree-Fock

La théorie Hartree-Fock consiste à la minimisation de la fonctionnelle $\langle\psi| \, \widehat{H} \, |\psi\rangle$ en respectant le principe de Pauli pour des fermions. C'est-à-dire que les fonctions d'ondes utilisées lors de la

minimisation doivent être antisymétriques (par exemple des déterminants de Slater) :

$$\psi(x_1, x_2, ...x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \phi_{\alpha_1}(x_1) & \phi_{\alpha_2}(x_1) & ... & \phi_{\alpha_N}(x_1) \\ \phi_{\alpha_1}(x_2) & \phi_{\alpha_2}(x_2) & ... & \phi_{\alpha_N}(x_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{\alpha_1}(x_N) & \phi_{\alpha_2}(x_N) & ... & \phi_{\alpha_N}(x_N) \end{vmatrix} \tag{2.68}$$

$\phi_{\alpha_1}(x_1)$ représente la fonction d'onde à une particule du nucléon 1 dans l'état α_1 (α représente les nombres quantiques, par exemple (n, l, j, m)), avec $|\vec{x}_1\rangle \approx |\vec{r}_1\sigma_1\tau_1\rangle$. De plus la contrainte associée à cette minimisation est la normalisation ($\int \phi^*_{\alpha_i}(\vec{x})\phi_{\alpha_j}(\vec{x})d^3x = \delta_{ij}$). Finalement la fonction F à minimiser sera :

$$\delta F = \delta \left[\langle\psi| \widehat{H} |\psi\rangle - \sum_{ij} \lambda_{ij} \int \phi^*_{\alpha_i}(\vec{x})\phi_{\alpha_j}(\vec{x})d\vec{x} - \delta_{ij} \right]. \tag{2.69}$$

Avec λ_{ij} les multiplicateurs de Lagrange. L'équation d'Hartree Fock est alors obtenue après résolution de l'équation $\delta F = 0$ et en utilisant le fait que $\lambda_{ki} = \delta_{ki}\epsilon_k$ [37] :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2 + V_{HF}(\phi_\alpha) \right] \phi_{\alpha_i} = \epsilon_{\alpha_i}\phi_{\alpha_{\alpha_i}} \qquad i = 1, ..., N. \tag{2.70}$$

$V_{HF}(\phi_\alpha)$ dépend, lui-même, des fonctions d'ondes ϕ_α. Il est donc nécessaire de résoudre un système de N équations auto-cohérentes et non linéaires. Schématiquement la méthode Hartree-Fock est un procédé itératif séparée en plusieurs étapes :

- Le choix d'une fonction d'onde de départ $\phi^{initial}$.
- Il est alors possible de construire le champ moyen de l'Hamiltonien de départ.
- L'énergie initiale est alors calculée $E_{initial}$.
- La résolution de l'équation d'Hartree-Fock donne alors de nouvelles fonctions d'ondes $\phi^{(1)}$.
- Ces solutions permettent de construire un nouveau Hamiltonien, puis de calculer une énergie $E^{(1)}$ et enfin de résoudre à nouveau l'équation d'Hartree-Fock.
- Le processus est itéré n fois jusqu'à ce que la différence entre $\phi^{(n-1)}$ et $\phi^{(n)}$ soit considérée comme faible.

La nature autocohérente de l'équation de HF, contrairement à la résolution classique de l'équation de Schrödinger dans l'approximation du champ moyen, conduit à un spectre de particules différent pour chaque noyau. La théorie HF, puisqu'elle est construite sur des déterminants de Slater, est particulièrement adaptée aux noyaux doublement magiques possédant donc un grand écart en énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau d'excitation [38].

La théorie d'Hartree-Fock ne peut pas prendre en compte les corrélations de paire, par conséquent elle est incomplète. En effet, les nucléons de spin opposés s'attirent et forment des paires de Cooper : ils s'apparient.

2.4.4 La théorie Hartree Fock Bogoliubov

La première théorie à avoir explicité le phénomène d'appariement pour les électrons est la théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) en s'appuyant sur un modèle de fluide dans les supraconducteurs (interaction entre les électrons et les phonons). La difficulté à reproduire ces corrélations de paires apparaissant dans les données expérimentales amène à remettre en cause la notion de particules indépendantes des états HF. La nouvelle forme utilisée sera alors celle de paires de Cooper indépendantes, mais cela passe aussi par la redéfinition des opérateurs de particules en opérateurs de quasi-particules. Le formalisme couramment utilisé est le formalisme de seconde quantification. La fonction d'onde Hartree-Fock ou BCS s'écrivent alors pour un noyau pair-pair :

$$|\psi\rangle = \prod_{\alpha>0} (a_\alpha^\dagger a_{\bar{\alpha}}^\dagger) |0\rangle . \tag{2.71}$$

$$|\psi\rangle_{BCS} = \prod_{\alpha>0} (u_\alpha + v_\alpha a_\alpha^\dagger a_{\bar{\alpha}}^\dagger) |0\rangle . \tag{2.72}$$

avec :

1. $a_\alpha^\dagger$ et a_α correspondent respectivement aux opérateurs de création et d'annihilation d'un nucléon dans l'état ϕ_α.
2. $|0\rangle$ le vide de particule tel que $a_\alpha |0\rangle = 0$.
3. $\phi_{\bar{\alpha}}$ l'état ϕ_α renversé dans le temps, ce sont les états appariés.
4. u_α et v_α représentent respectivement la densité de probabilité de non occupation ou de l'occupation d'une paire $\alpha\bar{\alpha}$ et respectent la normalisation $u_\alpha + v_\alpha = 1$.

Ce changement dans la définition de la fonction d'onde implique la non conservation du nombre de nucléons. Afin de conserver le nombre de nucléons, la méthode des multiplicateurs de Lagrange est employée. Par conséquent le terme $\lambda(\langle\psi| \widehat{A} |\psi\rangle - A)$ est rajouté comme nouvelle contrainte dans la minimisation de l'Hamiltonien, avec $\widehat{A}$ l'opérateur nombre de nucléons et A le nombre de nucléons du noyau étudié. Dans le cas de la théorie BCS, de nouveaux opérateurs de création et d'annihilation sont définis à partir des précédents. Ce sont les opérateurs de création de quasi-particule qui sont définis tels que :

$$\eta_\alpha = u_\alpha a_\alpha - v_\alpha a_{\bar{\alpha}}^\dagger, \tag{2.73}$$

$$\eta_\alpha^\dagger = u_\alpha a_\alpha^\dagger - v_\alpha a_{\bar{\alpha}}. \tag{2.74}$$

$$\tag{2.75}$$

La théorie BCS définit alors un nouveau vide de quasi-particule tel que $\eta |\psi\rangle_{BCS} = 0$.
La méthode HFB généralise ces transformations telles que [38] :

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix} . \tag{2.76}$$

De même un nouveau vide de quasi particules sera construit tel que $\eta \left|\psi\right\rangle_{HFB} = 0$. Finalement l'énergie du système sera donnée par $E = \left\langle\psi\right|_{HFB} H \left|\psi\right\rangle_{HFB}$ similairement à la théorie HF. Les excitations particule-trou (transfert d'une particule d'une orbite de basse énergie vers une orbite de plus haute énergie) caractéristiques de la théorie HF sont transformées en excitations de quasi-particules qui peuvent parfois s'apparenter, dans certaines limites, à des excitations particule-trou ou bien à des brisures d'appariement de paire.

2.4.4.1 Le modèle de "cranking"

Les résultats HFB ne permettent pas de reproduire les bandes rotationnelles observées expérimentalement. Pour remédier à ce problème et donc prendre mieux en compte le mouvement collectif du noyau, la méthode de "cranking" est utilisée. Celle-ci consiste à appliquer à la minimisation une nouvelle contrainte à l'aide de la méthode des multiplicateurs de Lagrange soit :

$$\delta F = \delta \left[\left\langle\psi\right| \widehat{H} \left|\psi\right\rangle - \hbar\omega \left(\left\langle\psi\right| \widehat{I}_x \left|\psi\right\rangle - \sqrt{I(I+1) - K^2} \right) \right] . \tag{2.77}$$

Ce qui coïncide à la condition $\left\langle\psi\right| \widehat{I}_x \left|\psi\right\rangle = \sqrt{I(I+1) - K^2}$. Le multiplicateur de Lagrange correspond ici à la fréquence de rotation $\lambda = \hbar\omega$. La prise en compte de ce nouveau terme brise des symétries. En effet comme exprimé dans la section 2.1.4, l'opérateur renversement du temps anti-commute avec le spin total I. Par conséquent la dégénérescence de Kramers est levée ; habituellement les états quantiques sont étiquetés par leur parité et leur signature $|\pi, \alpha\rangle$ pour les noyaux impairs : voir figure 2.12.

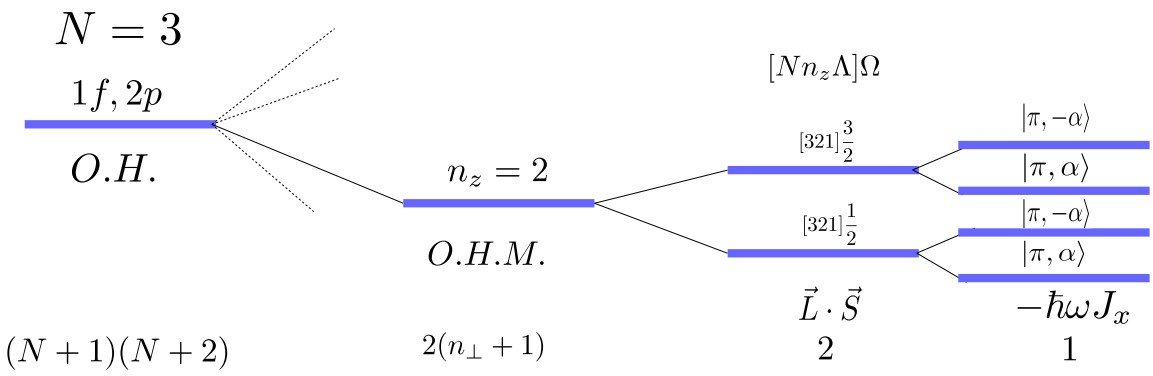

FIGURE 2.12 – *Levée de dégénérescence due à l'introduction de la rotation.*

2.4.4.2 Les interactions effectives

L'élément clef de l'Hamiltonien Hartree-Fock est la force effective utilisée pour définir le potentiel. Ces interactions sont phénoménologiques c'est-à-dire que leurs paramètres sont déduits empiriquement en reproduisant des propriétés de la matière nucléaire.

Les théories HFB utilisent couramment deux types forces :

1. La force de Skyrme [39], qui est une interaction à portée nulle. La portée nulle permet de simplifier les calculs numériques. Mathématiquement elle est représentée par une

distribution de Dirac $\delta(\vec{r})$ [38] :

$$V(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = t_0(1+x_0P_\sigma)\delta(\vec{r}) + \frac{1}{2}t_1(1+x_1P_\sigma)[\vec{P}^{*2}\delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r})\vec{P}^2] + t_2(1+x_2P_\sigma)\vec{P}^*\cdot\delta(\vec{r})\vec{P}$$
$$+\frac{1}{6}t_3(1+x_3P_\sigma)[\rho(\vec{R})]^\alpha\delta(\vec{r}) + iW_0\vec{\sigma}\cdot[\vec{P}^*\wedge\delta(\vec{r})\vec{P}].$$

2. La force de Gogny [40] développée à Bruyères-le-Châtel est une force de portée finie. Cette fois-ci ce n'est plus la distribution de Dirac qui est utilisée mais une somme de gaussiennes facilitant, elles aussi les calculs, et permettant de traiter de manière plus réaliste la portée à courte distance.

$$V(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \sum_{i=1}^{2}[W_i + B_iP_\sigma - H_iP_\tau - M_iP_\sigma P_\tau]e^{-\frac{r^2}{\mu_i}} + t_3(1+x_3P_\sigma)[\rho(\vec{R})]^\alpha\delta(\vec{r})$$
$$+iW_O\vec{\sigma}\cdot[\vec{P}^*\wedge\delta(\vec{r})\vec{P}].$$

Avec comme notation : $x_i, t_i, \alpha, M_i, H_i, B_i, W_0$ les paramètres de l'interaction, $\vec{P} = \frac{1}{2i}(\boldsymbol{\nabla}_1 - \boldsymbol{\nabla}_2)$, $\vec{P}^*$ le complexe conjugué de $\vec{P}$ agissant sur la gauche, $r = r_1 - r_2$, $R = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$, $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ l'opérateur de spin et $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1\cdot\sigma_2)$. Les résultats théoriques présents dans cette thèse sont effectués à l'aide de ces deux forces effectives.

2.5 Désexcitation du noyau

2.5.1 Désintégration α et β, fission

Sur environ 3000 noyaux connus actuellement, un peu moins de 300 sont stables. Les principales voies de désintégration d'un noyau instable sont les désexcitations α, β et la fission spontanée. Pour qu'une voie de désexcitation soit possible il faut que le bilan énergétique lui soit favorable c'est-à-dire que la réaction soit exoénergétique.
La désintégration radioactive suit une loi de décroissance exponentielle, autrement dit le taux de noyaux évolue proportionnellement à sa valeur :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t) \Rightarrow N(t) = N_0e^{-\lambda t}. \tag{2.78}$$

Le temps de demi-vie correspond au temps nécessaire pour que la moitié des noyaux se soient désintégrés soit : $t_{1/2} = \frac{ln(2)}{\lambda}$. Les noyaux pères ($N_1$) se désintègrent sur des noyaux fils, eux aussi instables, la loi de décroissance pour les noyaux fils (N_2) d'écrit alors :

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1N_1 - \lambda_2N_2 \Rightarrow N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}N_1^0(e^{-\lambda_1t} - e^{-\lambda_2t}) + N_2^0e^{-\lambda_2t}. \tag{2.79}$$

2.5.1.1 La désintégration α

La désintégration par émission d'une particule α concerne particulièrement les noyaux lourds et très lourds ou bien les noyaux de $Z \sim 50$ déficients en neutrons. Les noyaux d'hélium sont des noyaux particulièrement stables, ils possèdent une énergie de liaison d'environ 7 MeV/A

[41] : c'est le noyau léger le plus stable. En première approximation, un noyau émetteur α peut être vu comme composé d'un noyau fils et d'un noyau d'hélium. Le noyau d'hélium possède une probabilité de traverser la barrière coulombienne par effet tunnel (cf figure : 2.13).

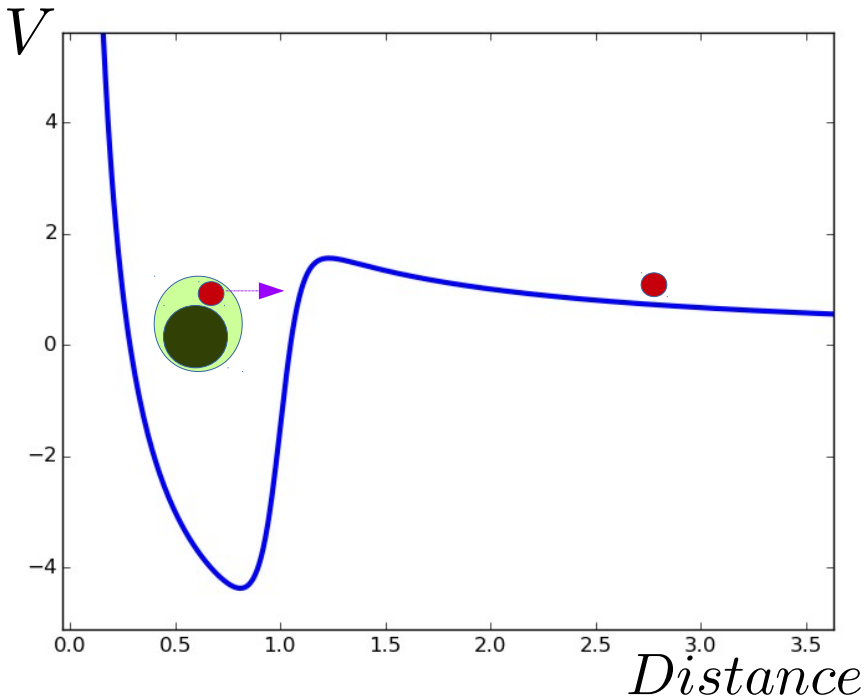

FIGURE 2.13 – *Schéma de la désintégration α, le noyau est représenté en vert clair, il est composé d'une particule α en rouge, et d'un noyau fils en vert foncé. La particule α traverse la barrière coulombienne par effet tunnel. Le potentiel est composé d'une partie coulombienne et d'un potentiel nucléaire. Les unités sont arbitraires.*

Le bilan de la désintégration s'écrit :

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\text{He}. \tag{2.80} $$

Le bilan énergétique de cette réaction est alors :

$$ Q_\alpha = M_X c^2 - M_Y c^2 - M_{He} c^2 = E_\alpha + E_Y. \tag{2.81} $$

Q_α doit être positif pour que la désintégration soit possible. L'énergie Q_α se partage entre le noyau fils (E_Y) et le noyau d'hélium (E_α) en respectant la conservation de l'impulsion, il vient alors :

$$ Q_\alpha = \frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{P_Y^2}{2m_Y} \Leftrightarrow E_\alpha = \frac{M_Y}{M_\alpha + M_Y} Q_\alpha \text{ ou } E_Y = \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_Y} Q_\alpha. \tag{2.82} $$

Dans le cas des noyaux lourds, la fraction d'énergie cinétique absorbée par le noyau fils est très faible devant celle absorbée par la particule α. Pour le ^{251}Md, on a $E_\alpha = 0.984 Q_\alpha$. Par conséquent 98.4 % de l'énergie cinétique se retrouve dans la particule α ; E_α est donc très proche de Q_α [41].

2.5.1.2 La désintégration β

La désintégration β et la capture électronique sont des marqueurs de la force faible. Elles permettent aux noyaux de rejoindre rapidement la vallée de stabilité. Les noyaux instables riches en proton effectueront une désintégration β^+ ou bien une capture électronique :

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + \nu_e. \tag{2.83} $$

$$ {}^{A}_{Z}X + e^- \longrightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu_e. \tag{2.84} $$

Ainsi, le nombre de protons diminue alors que le nombre de neutrons augmente : les noyaux obtenus sont plus stables. Un proton est donc "transmuté" en un neutron avec l'émission d'un positron et d'un neutrino (afin de conserver le nombre leptonique).
A contrario, quand le noyau est riche en neutrons les noyaux effectueront une désintégration β^- :

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}_e. \tag{2.85} $$

Cette fois ci c'est le nombre de neutrons qui diminue au profit du nombre de protons. Un neutron est donc "transmuté" en un proton avec l'émission d'un électron et d'un anti-neutrino (afin de conserver le nombre leptonique).
Ces désintégrations, qui peuvent être successives, concernent quasiment tous les noyaux. Seuls les noyaux très lourds décroissent préférentiellement par fission ou α. Les transfermiums connus sont majoritairement riches en protons et sont dominés par les désintégrations β^+, α et la fission spontanée.

2.5.1.3 La fission spontanée

Bien que étudiée depuis sa découverte en 1938 par Otto Hahn, Fritz Strassmann et Lise Meitner, la fission reste un phénomène difficile à modéliser en raison de sa complexité [42] [43].

La fission correspond à la section en deux d'un noyau. Elle témoigne de l'importance de la force Coulombienne. La fission concerne donc avant tout les noyaux lourds ($Z > 90$) elle est peu présente dans les noyaux plus légers car le nombre de protons et la taille de ces noyaux ne permettent pas à la force de Coulomb de concurrencer l'interaction forte.

La fission produit deux fragments et évapore un certain nombre de neutron. Comme pour les autres types de décroissance c'est une réaction exothermique, elle produit donc de l'énergie sous forme d'énergie cinétique emportée par les fragments. La fission peut être symétrique (les deux noyaux créés ont des masses voisines), comme asymétrique.

C'est un processus quantique, dynamique, microscopique et statistique, elle est donc particulièrement difficile à décrire. Aucun modèle théorique ne décrit, actuellement, le processus de manière globale.

Dans le modèle de la goutte liquide, la fission s'explique par la compétition entre l'énergie Coulombienne et l'énergie de surface. L'augmentation du nombre de protons augmente l'importance de la force coulombienne, or la force coulombienne est moins importante pour des

déformations élevées. L'énergie du noyau est alors minimisée pour des configurations déformées. Si la déformation devient trop importante, le noyau fissionne. En reprenant la formule de Bethe-Weizsäcker et en imposant une déformation ellipsoïdale au noyau on peut montrer que l'énergie de la barrière de fission est proportionnelle à [44] :

$$\Delta E \propto (2a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}). \tag{2.86}$$

La disparition de la barrière de fission correspond à la condition :

$$\frac{Z^2}{A} \geqslant \frac{2a_s}{a_c} \approx 49. \tag{2.87}$$

Microscopiquement, la fission se produit lorsque le noyau passe la barrière de fission grâce à l'effet tunnel, similairement à la désintégration alpha. Le maximum de cette barrière se nomme le point selle. Lorsqu'un noyau se déforme assez pour arriver au niveau de ce point, la force de Coulomb domine et le noyau continue à se déformer jusqu'à se fragmenter en deux. Prédire la distribution de fragments de fission est délicat : la nature des fragments dépend des états quantiques et de l'énergie disponible lors de la fission.

Les noyaux lourds sont principalement instables vis-à-vis de la fission et de la désintégration α, ceci explique leur absence à l'état naturel et limite la création de ces noyaux à des méthodes artificielles.

2.5.2 Transitions électro-magnétiques

Les noyaux sont composés de particules chargées, or la présence de particules chargées en mouvement, et le spin intrinsèque de ces particules conduit à la présence d'un champ électromagnétique. Ce champ électromagnétique permet l'émission ou l'absorption de rayonnements gamma. Afin de prendre en compte ce phénomène il faut ajouter à l'Hamiltonien les termes de champ provenant des protons, des neutrons, des photons et des électrons. De plus, l'émission de rayonnements gamma est un processus dynamique, il est donc dépendant du temps. L'un des modèles les plus simples expliquant ce phénomène se dérive à l'aide de la théorie des perturbations. Prenons un Hamiltonien classique H_0 et ajoutons lui une perturbation W responsable de l'émission de rayonnement gamma [45] :

$$H = H_0 + W. \tag{2.88}$$

La probabilité de transition d'un noyau dans un état $|\psi_i\rangle$ en ce même noyau dans un état $|\psi_f\rangle$ est donnée par [21] :

$$P_{i\to f} = \langle \psi_f | \, \psi(t) \rangle \, , \;\; \psi(t_0) = \psi_i. \tag{2.89}$$

Par conséquent, afin de déterminer l'évolution dans le temps de $\psi(t)$, il est nécessaire de résoudre l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$i\hbar \frac{\partial \psi\left(t, \vec{r}\right)}{\partial t} = H \psi\left(t, \vec{r}\right). \tag{2.90}$$

Moyennant quelques calculs, il est possible de montrer que la probabilité d'émission est liée au carré du terme :

$$\langle \psi_f | W | \psi_i \rangle = \int \psi_f^* W \psi_i d\vec{r}. \tag{2.91}$$

La répartition des charges dans le noyau engendre un champ électrique. Il est possible d'exprimer le champ électrique en fonction des polynômes de Legendre. Le champ électrique est partie intégrante de l'énergie de l'Hamiltonien et donc de W :

$$W_{elec} \sim qr^l P_l(cos(\theta)). \tag{2.92}$$

La probabilité d'émission s'exprimera alors :

$$\langle \Psi_f | W_{elec} | \Psi_i \rangle \sim \int \Psi_f^* qr^l P_l(cos(\theta)) \Psi_i d\tau. \tag{2.93}$$

Avec l le multipôle de la transition, et $P_l(cos(\theta))$ les polynômes de Legendre. Le premier multipôle ($l = 1$) correspond au dipôle électrique, le second ($l = 2$) au quadripôle électrique et ainsi de suite. Dans l'approximation d'un potentiel de symétrie sphérique (par exemple un puits infini, l'oscillateur harmonique) il est possible d'exprimer Ψ en fonction des harmoniques sphériques $\Psi(r, \theta, \phi) = R(r) Y_l^m(\theta, \phi)$. L'application aux transitions électriques dipolaires donne :

$$\langle \Psi_f | W_{elec} | \Psi_i \rangle \sim \int \Psi_f^* qrcos(\theta) \Psi_i d\tau. \tag{2.94}$$

Pour que cet élément de matrice soit non nul il faut que Ψ_i et Ψ_f soient de parité différente ($qrcos(\theta)$ étant impaire). Le calcul des éléments de matrice pour différentes harmoniques sphériques montre que ces éléments sont nuls sauf dans le cas $\Delta l = 1$. De même avec un opérateur quadripolaire ($\frac{3}{2}z^2 - \frac{1}{2}r^2$), les règles sont cette fois inversées, il faut des états de parités différentes et $\Delta l = 2$. Finalement les règles de sélection sont données tableau 2.2.

Type de la radiation	Changement de parité entre l'état final et initial	ΔL
E1	oui	1
E2	non	2
E3	oui	3
E4	non	4

TABLE 2.2 – Règles de sélections pour les transitions électriques.

De plus la présence de charges en mouvement induit la présence d'un champ magnétique, W est donc également lié au magnétisme du système. Par conséquent le même raisonnement que pour le champ électrique peut être appliqué aux multipôles magnétiques. Les règles de sélection sont données tableau 2.3.

Type de la radiation	Changement de parité entre l'état final et initial	ΔL
M1	non	1
M2	oui	2
M3	non	3
M4	oui	4

TABLE 2.3 – Règles de sélections pour les transitions magnétiques.

Plus généralement, les règles de sélections sont exprimées comme [46] :

$$|I_i - I_f| \leq \Delta L \leq |I_i + I_f|. \tag{2.95}$$

et avec π la parité (provient de la parité des harmoniques sphériques) :

$$\Delta\pi(EL) = (-1)^L, \tag{2.96}$$
$$\Delta\pi(ML) = (-1)^{L+1}. \tag{2.97}$$

Nous allons maintenant expliciter la partie de W concernant le champ magnétique. Les charges en mouvement produisent un champ notamment à travers le moment cinétique. La constante qui relie le moment cinétique et le moment magnétique pour l'électron est appelée magnéton de Bohr :

$$\vec{\mu} = \mu_B \vec{L} \quad \text{avec} \quad \mu_B = \frac{q\hbar}{2m_e}. \tag{2.98}$$

De manière générale, le spin d'une particule engendre lui aussi un moment magnétique ; la relation entre le spin et le moment magnétique est :

$$\vec{\mu}_S = g\frac{q}{2m}\vec{S}. \tag{2.99}$$

Avec m la masse de la particule observée, S le spin de la particule et g le facteur de Landé. Le facteur de Landé est lié à la particule, sa valeur, pour des particules libres est de [9] :

- $g_e \approx -2$ pour l'électron.
- $g_n \approx -3.826$ pour le neutron.
- $g_p \approx 5.586$ pour le proton.

Finalement, le moment magnétique total sera composé de l'addition d'un moment magnétique issu du spin intrinsèque des particules mais aussi de leur moment cinétique.

Ainsi, de manière analogue aux électrons, les nucléons possèdent un moment magnétique :

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m}(g_l l + g_s s), \tag{2.100}$$

m étant la masse du nucléon.

De plus pour un noyau déformé il faut tenir compte de la rotation du noyau :

$$\mu_R = \frac{e\hbar}{2m} g_R R, \tag{2.101}$$

g_R étant le moment gyromagnétique rotationnel qui vaut Z/A dans l'approximation hydrodynamique.

Par conséquent, on a :

$$\mu = g_l l + g_s s + g_R R = g_l l + g_s s + g_R(I - l - s) = (g_l - g_R)l + (g_s - g_R)s + g_R I \quad [\mu_N^2]. \tag{2.102}$$

La nomenclature communément utilisée est de définir un opérateur de transition $\mathcal{M}(\lambda,\mu)$ de multi-polarité (λ,μ) à travers la probabilité de transition réduite $B(\lambda\mu, I_i \longrightarrow I_f)$ telle que (le système d'unité utilisé par la suite est le CGS (Centimètre Gramme Seconde)) [47] :

$$P_{i\to f} = \frac{8\pi}{\hbar}\frac{\lambda+1}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\lambda\mu, I_i \longrightarrow I_f). \tag{2.103}$$

Le passage de l'opérateur de transition dans le référentiel du laboratoire au référentiel intrinsèque du noyau se fait à l'aide des matrices de rotation [48] :

$$\mathcal{M}(\lambda,\mu) = \sum_\nu \mathcal{M}(\lambda,\nu)\mathcal{D}^\lambda_{\mu\nu}(\alpha,\beta,\gamma). \tag{2.104}$$

$$B(\lambda\mu, I_i \longrightarrow I_f) = \sum_{\mu M_f} |\langle I_f M_f|\,\mathcal{M}(\lambda,\mu)\,|I_i M_i\rangle|^2 = \frac{1}{2I_i+1}|\langle I_f|\,\mathcal{M}(\lambda,\mu)\,|I_i\rangle|^2. \tag{2.105}$$

Dans le cadre du modèle de rotateur rigide pour une multi-polarité $\lambda = M1$:

$$\mathcal{M}(M1,\mu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\frac{e\hbar}{2Mc}\left[g_R I_\mu + \sum_\nu((g_l-g_R)l_\nu + (g_s-g_R)s_\nu)\mathcal{D}^1_{\mu\nu}(\alpha,\beta,\gamma)\right]. \tag{2.106}$$

Pour des raisons de symétrie les termes non nuls sont les termes pour lesquels $\mu = 0$. Pour $K \neq \frac{1}{2}$ la transition réduite s'exprime alors comme :

$$B(M1; I_i K \to I_f K) = \frac{3}{4\pi}\left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 \langle I_i K 10|\, I_f K\rangle^2 K^2 (g_K - g_R)^2. \tag{2.107}$$

$$g_K = \frac{K g_l + (g_s - g_l)\langle K|\, s_3\,|K\rangle}{K}. \tag{2.108}$$

Avec la notation de Nilsson et pour un noyau de symétrie axiale : $\Omega = \Lambda + \Sigma$, $K = \Omega$ et $\langle K|\, s_3\,|K\rangle \approx \Sigma$. Par conséquent :

$$g_K \approx \frac{g_\Sigma \Sigma + g_l \Lambda}{K}. \tag{2.109}$$

Le facteur gyromagnétique g_Σ correspond à g_p ou g_n selon que le nucléon célibataire est un proton ou un neutron. Les valeurs de g_p et g_n sont valables pour des nucléons libres. Dans notre cas le nucléon appartient au noyau et il faut par conséquent prendre en compte un coefficient d'atténuation. La relation devient alors [49] :

$$g_K \approx \frac{0.6\, g_\Sigma \Sigma + g_l \Lambda}{K}. \tag{2.110}$$

Classiquement on a $\vec{\mu} = \frac{q}{2Mc}\vec{L}$ qui vaut 0 pour le neutron car il n'a pas de charge. Finalement $g_l = 0$ pour le neutron et 1 pour le proton.

Le même raisonnement peut être appliqué pour une transition électrique $\lambda = E2$ et $\mu = 0$:

$$B(E2; I_iK \to I_fK) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_iK20 | I_fK \rangle^2 , \tag{2.111}$$

avec Q_0 le moment quadripolaire électrique définit comme :

$$eQ_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle K | \mathcal{M}(E2, \nu = 0) | K \rangle . \tag{2.112}$$

Ces transitions électromagnétiques seront comparées aux données expérimentales. Généralement, à même multipôle, les transitions électriques sont plus probables que les transitions magnétiques, et pour des multipôles différents le plus petit multipôle domine le plus grand. Par conséquent, lorsque le moment angulaire total emporté par la transition le permet on a : $B(E1) > B(M1) > B(E2) > B(M2)$, etc. C'est pourquoi, les transitions entre des états de même signature d'une bande rotationnelle $\Delta I = 2$ sont principalement des transitions de type E2. De même, les transitions entre signature différente $\Delta I = 1$ sont principalement des transitions de type M1. Ce sont donc les quantités $B(M1)$ et $B(E2)$ qui seront confrontées aux données expérimentales.
L'un des modèles les plus couramment utilisé pour estimer les probabilités de transition est le modèle de Weisskopf. C'est une approximation basée sur un modèle en couche à une particule, les excitations devant posséder d'assez grandes différences en énergie pour que le modèle reste valide. Ce modèle permet ainsi de définir des ordres de grandeur des demi-vies des transitions [46] comme indiqué table 2.4.

Ordre	E	M
1	$6.73 \times A^{-2/3} E_\gamma^{-3} 10^{-15} s$	$2.24 \times E_\gamma^{-3} 10^{-14} s$
2	$9.37 \times A^{-4/3} E_\gamma^{-5} 10^{-9} s$	$3.12 \times A^{-2/3} E_\gamma^{-5} 10^{-8} s$
3	$1.98 \times A^{-2} E_\gamma^{-7} 10^{-2} s$	$6.60 \times A^{-4/3} E_\gamma^{-7} 10^{-2} s$

TABLE 2.4 – Demi-vie de transitions selon le modèle de Weisskopf.

Néanmoins le modèle Weisskopf est inapproprié pour décrire les excitations collectives. Typiquement les rapports $B_{col}(E2)/B_{p.s.}(E2)$ sont de l'ordre de 350 pour les transfermiums.

2.5.3 Conversion interne

La conversion interne correspond à l'absorption de l'énergie d'une transition nucléaire par les électrons de l'atome. Ce processus n'est pas scindé en deux étapes avec d'abord émission d'un photon puis effet photoélectrique et émission d'un électron : c'est un processus qui se substitue à l'émission de rayonnements gamma. Par conséquent il rentre directement en compétition avec celui-ci. De plus, il est aisé de faire la différence entre le processus de désintégration β et la conversion interne car le spectre de ce dernier est discret contrairement à la désintégration β possédant un spectre continu en énergie. L'énergie de l'électron E_e éjecté du cortège électronique s'exprime par :

$$E_e = \Delta E_{transition} - E_{liaison}. \tag{2.113}$$

Avec $\Delta E_{transition}$ l'énergie de la transition nucléaire (E2, M1...) et $E_{liaison}$ l'énergie de liaison de l'électron lié à l'atome sur les couches K, L, M. En physique atomique la couche K correspond

à la couche des électrons la plus profonde, la plus proche du noyau c'est-à-dire à $n = 1$; n étant le nombre quantique principal du modèle en couche en physique atomique. La couche L correspond à $n = 2$, la couche M à $n = 3$, etc.

Après l'éjection d'un électron par conversion interne, l'atome est ionisé (il possède une lacune). Il se désexcite alors par émission de rayons X ou d'électrons Auger (l'énergie est alors transmise à un électron atomique qui est éjecté de l'atome).

La probabilité de conversion dépend de plusieurs paramètres :

- du nombre de proton Z (évolue selon Z^3),
- de l'énergie de transition $\Delta E_{transition}$,
- de la couche électronique K, L ,M, etc,
- et de la multipolarité E_X, M_X de la transition nucléaire.

Le coefficient de conversion interne α est défini comme :

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma}. \tag{2.114}$$

Avec P_γ la probabilité d'émettre un rayonnement gamma, et P_e la probabilité d'émettre un électron de conversion. Un coefficient de conversion de 1 signifie que la désexcitation de la transition du noyau possède autant de chance de se produire par l'émission d'un photon que par l'émission d'un électron.

La probabilité de désexcitation d'un noyau est la somme de la probabilité de tous les canaux possibles et s'exprime dans le cas où on se restreint aux transitions radiatives et à la conversion interne par :

$$P = P_\gamma + P_e = P_\gamma(1 + \alpha). \tag{2.115}$$

La durée de vie est inversement proportionnelle à la probabilité de désexcitation :

$$T = \frac{1}{1 + \alpha} T_\gamma. \tag{2.116}$$

Contrairement aux transitions γ (le spin du photon est de 1), la conversion interne autorise les transitions $E0$ car elle est issue de l'interaction des électrons avec les variations de la distribution de charge au sein du noyau.
Finalement à chaque transition électromagnétique, il est possible d'associer des électrons de conversions provenant des différentes couches électroniques, si l'énergie est assez importante pour le permettre ($\Delta E_{transition} \geq E_{liaison}$). Le coefficient de conversion est plus important pour les couches électroniques les plus profondes du noyau ($\alpha_K > \alpha_L > \alpha_M$, etc). Un calcul non relativiste dans l'approximation de Born-Oppenheimer (noyau fixe) donne pour une transition électromagnétique d'ordre X d'énergie E une estimation de la conversion interne (en unités SI)

[50] :

$$\alpha(E_X) = \frac{Z^3}{n^3}\frac{X}{X+1}(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c})^4(\frac{2m_ec^2}{E})^{X+\frac{5}{2}}, \tag{2.117}$$

$$\alpha(M_X) = \frac{Z^3}{n^3}(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c})^4(\frac{2m_ec^2}{E})^{X+\frac{3}{2}}. \tag{2.118}$$

$$\tag{2.119}$$

La dépendance en $\frac{1}{E}^X$ montre une augmentation du processus de conversion pour les basses énergies. Le coefficient $\frac{2m_ec^2}{E}$ est inférieur à 1 pour des énergies inférieures à 1022 keV. Par conséquent pour ces énergies, les transitions M1 converties seront en général plus faibles que les transitions E2 converties. C'est vrai pour les noyaux légers, moins pour les noyaux lourds. Pour des meilleures estimations dans les noyaux lourds nous utilisons les résultats du code de Bricc [51] [52]. Des exemples sont donnés figures 2.14, 2.15 et 2.16).

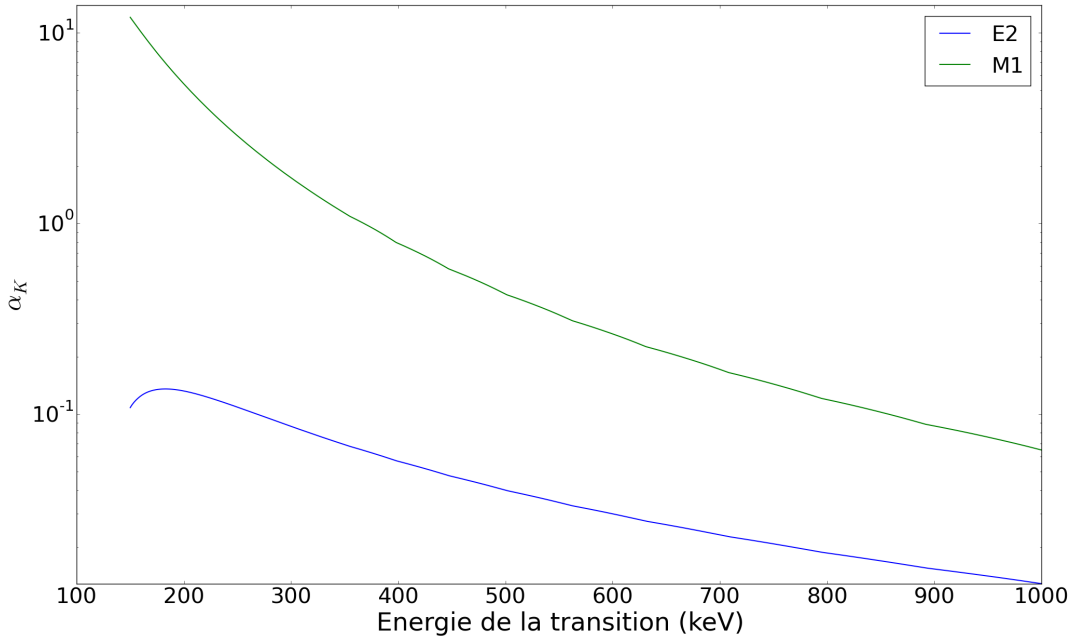

FIGURE 2.14 – *Valeurs données par le code Bricc du coefficient de conversion interne α_K du* ^{251}Md *en fonction de l'énergie pour des transitions électromagnétiques E2 et M1.*

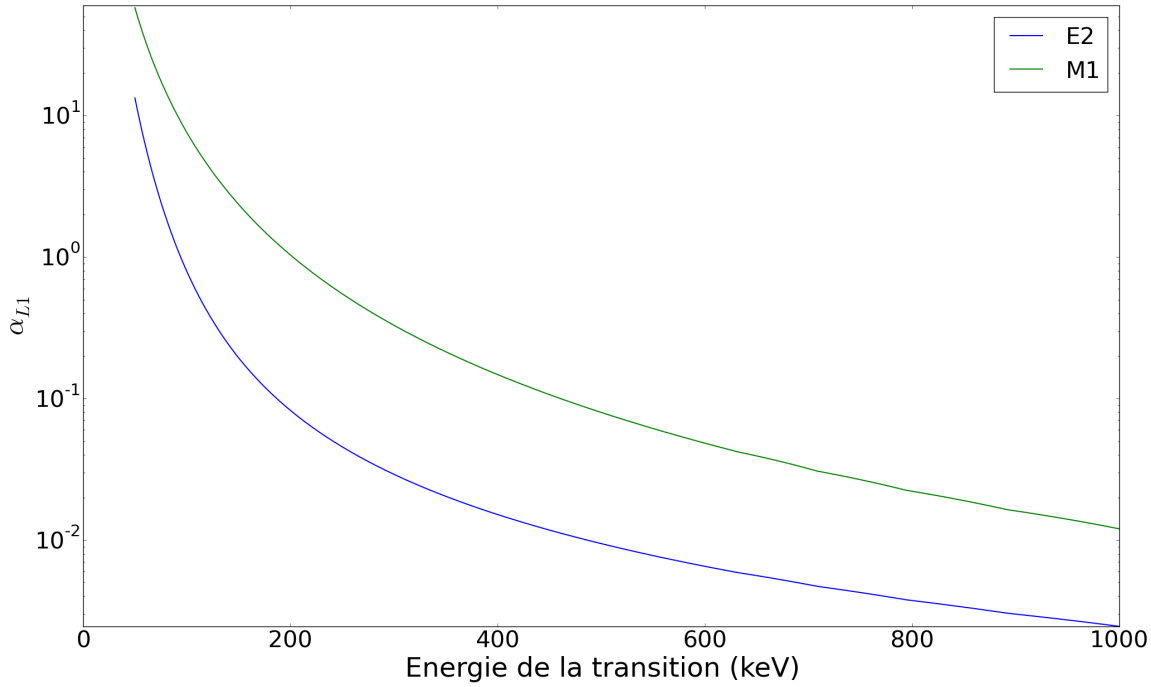

FIGURE 2.15 – *Valeurs données par le code Bricc du coefficient de conversion interne* α_{L1} *du* ^{251}Md *en fonction de l'énergie pour des transitions électromagnétiques E2 et M1.*

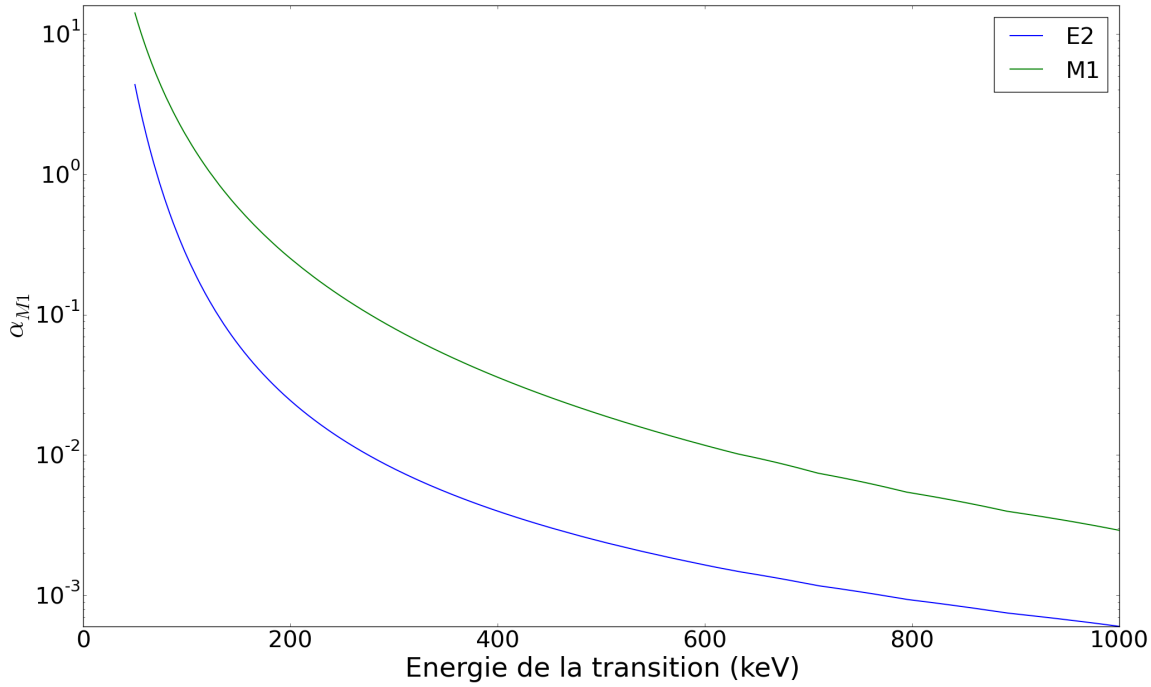

FIGURE 2.16 – *Valeurs données par le code Bricc du coefficient de conversion interne* α_{M1} *du* ^{251}Md *en fonction de l'énergie pour des transitions électromagnétiques E2 et M1.*

2.5.4 L'isomérisme

Une définition possible d'un état isomère du noyau est celle d'un état possédant un temps de vie anormalement long. Cette définition est cependant vague et dépendante du contexte. Par exemple il existe des isomères de forme correspondant à des résonances dans les cluster d'alpha ayant un temps de vie de 10^{-19} s, ou à l'autre extrême des isomères de temps de vie 10^{15} ans.

De manière générale, les états isomériques ont une décroissance électromagnétique inhibée. Les causes de l'isomérisme peuvent être de différentes comme illustré figure 2.17. L'isomérisme se produit soit lorsqu'il y a un deuxième minimum en énergie en fonction de l'élongation, du spin ou de la projection du spin sur l'axe de symétrie.

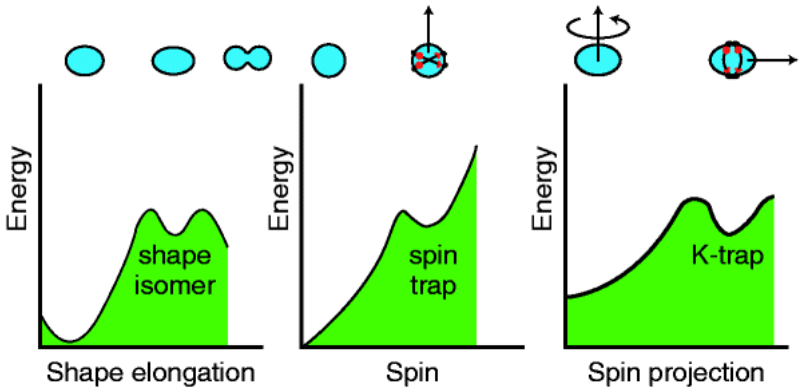

FIGURE 2.17 – *Illustration des différents types d'isomérisme. De gauche à droite : isomère de forme, piège yrast, isomère K [53].*

- La déformation ; de nombreux noyaux possèdent des états ayant une déformation différente de l'état fondamental du noyau. Lorsque ces états sont dans un puits de potentiel secondaire, ils peuvent être particulièrement stables ou autrement dit métastables. Ces états excités particulièrement déformés sont appelés isomères de forme.
- L'isomérisme de spin correspond à la difficulté d'effectuer des transitions emportant un grand moment angulaire. En effet, une transition E5, ou M6 par exemple possède un temps de vie très important selon l'estimation de Weisskopf. Si c'est la seule transition possible, cela conduit à un état métastable : un isomère de spin.
- L'isomérisme K est une variante de l'isomère de spin liée à la déformation du noyau. Leur existence dépend nom seulement de la différence de spin entre les états, mais aussi de l'orientation du spin total ; K étant la projection du moment angulaire total I sur l'axe de symétrie z du noyau déformé.

Dans ce dernier cas, le degré d'interdiction est mesuré à l'aide de la variable λ définie telle que :

$$\lambda = |K_i - K_f| - L = \Delta K - L, \tag{2.120}$$

où L représente la multipolarité de la transition. Plus λ est grand plus la transition est défavorisée. λ est relié au facteur d'empêchement F_W définit comme :

$$F_W = \frac{T_{1/2}^{exp}}{T_{1/2}^{W}}, \tag{2.121}$$

avec $T_{1/2}^{W}$ la durée de demi-vie estimée par la formule de Weisskpof et $T_{1/2}^{exp}$ le temps mesuré expérimentalement. Ainsi plus λ est grand plus le temps de demi-vie expérimentale sera grand par rapport au temps de demi-vie prédit par la formule de Weisskopf. Bien que le facteur d'empêchement F_W puisse varier considérablement, la systématique de Löbner [54] montre que F_W augmente approximativement d'un facteur 100 pour chaque degré d'interdiction K ajouté.

Plusieurs isomères ont été observés dans la région des noyaux lourds.

Par exemple pour les noyaux pair-pairs le $^{250}_{102}$No [55], le $^{252}_{102}$No [56] [57] le $^{254}_{102}$No [58] [59] [60] [61] le $^{244}_{94}$Pu [56] [62], le $^{246}_{96}$Cm [56] [63], $^{248}_{98}$Cf [64] ou encore le $^{250}_{100}$Fm [65], etc... Tous ces isomères sont des isomères K interprétés comme des états à 2 quasi-particules combinant, par exemple pour le $^{254}_{102}$No les états protons $\frac{7}{2}^{-}[514]_{\pi}$ et $\frac{9}{2}^{+}[624]_{\pi}$ pour former un isomère de $J^{\pi} = 8^{-}$ ayant un temps de vie de 266 ms [66]. De même des isomères sont aussi observés dans le cas des noyaux impairs de la région par exemple le ^{253}No [27], ^{253}Fm [67], ou encore le ^{255}Lr [28] [68] qui sont interprétés comme des états excités à trois quasi-particules.

Le temps de vie mesuré donne donc une indication sur le degré d'interdiction de la transition et par conséquent sur la nature des états impliqués. La présence d'isomère(s) dans les noyaux impairs ^{251}Md et ^{249}Md est plutôt attendue étant donné la présence de nombreux isomères dans cette région.

CHAPITRE 3

TECHNIQUES ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

3.1 Principe du dispositif dédié à la spectroscopie des transfermiums à Jyväskylä

Le dispositif permettant d'étudier la spectroscopie de noyaux lourds à Jyväskylä, en Finlande, est composé de plusieurs éléments comme l'illustre la figure 3.1. De gauche à droite nous avons :

- le spectromètre SAGE (Silicon And GErmanium spectrometer) composé d'une sphère de détecteurs germanium Jurogam II ainsi que d'un spectromètre à électrons. Jurogam II est lui-même composé de 34 détecteurs au germanium hyper-pur (24 détecteurs de type trèfle et 10 de type tronconique).
- Le séparateur à gaz RITU (Recoil Ion Transport Unit) est composé de trois quadripôles afin de focaliser les ions, et un dipôle électromagnétique afin de les filtrer.
- La détection plan focal GREAT (Gamma Recoil Electron Alpha- Tagging) est composé d'un compteur proportionnel à fils (MWPC), d'un détecteur silicium double face à pistes (DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector), d'un tunnel de diodes silicium et de détecteurs semi-conducteurs germanium : un planaire et trois trèfles.

La figure 3.1 schématise également le principe de synthèse et de détection des noyaux lourds, la création du $^{249}_{101}$Md étant prise comme exemple. Un faisceau de $^{48}_{20}$Ca entre en collision avec une cible de $^{203}_{81}$Tl afin de former par fusion-évaporation du $^{249}_{101}$Md après évaporation de deux neutrons : ^{203}Tl(^{48}Ca,2n)^{249}Md. Les noyaux de $^{249}_{101}$Md vont ensuite se désexciter au niveau de la cible par émission de rayonnements gamma et d'électrons de conversion. Le temps de désexcitation de la plupart des rayonnements est de l'ordre de 10^{-12} seconde ce qui implique une détection directement après la fusion au niveau de la cible : c'est une spectroscopie **prompte**. La spectroscopie prompte implique un faisceau de faible intensité (quelques dizaines de pnA) sous peine de saturer les détecteurs de SAGE (germanium et silicium : voir figure 3.2-gauche). Le séparateur à gaz RITU permet ensuite de filtrer les ions ; il permet la séparation des noyaux

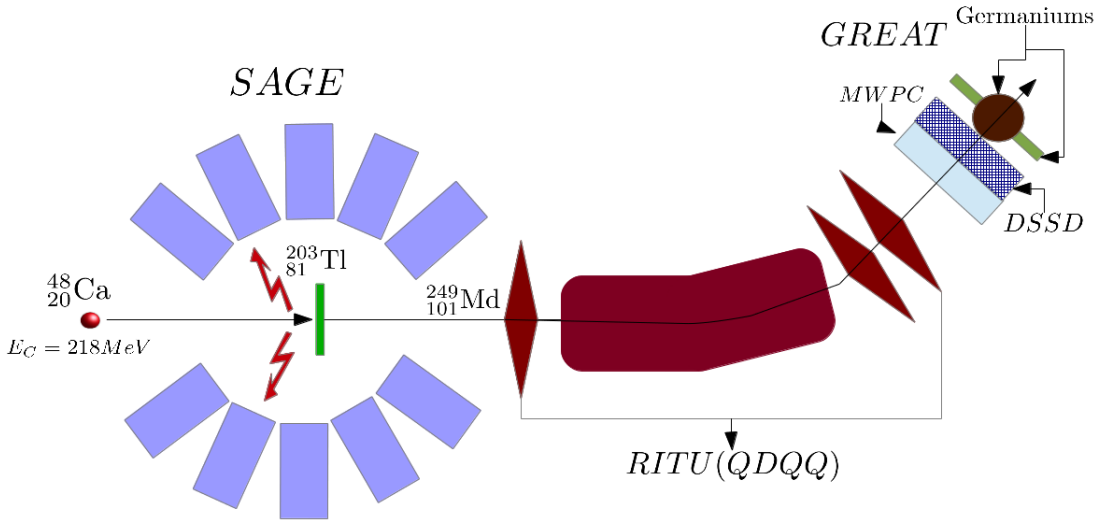

FIGURE 3.1 – *Dispositif expérimental utilisé à l'université de Jyväskylä.*

de $^{249}_{101}$Md, du faisceau, des produits de transferts et des fragments de fission.
Les noyaux sélectionnés traversent ensuite le compteur proportionnel à fils permettant la mesure du temps de vol et de la perte d'énergie qui permettront une identification plus précise des ions. Les ions viennent finalement s'implanter dans le détecteur silicium double face à pistes (DSSD). Les décroissances et/ou désexcitations successives (alpha, gamma, e^- ...) des noyaux implantés sont détectées par les DSSD et par quatre détecteurs germaniums. Cet ensemble s'appelle GREAT (figure 3.2-droite). Il permet l'**identification des noyaux, la spectroscopie retardée et l'identification d'isomère(s)**.

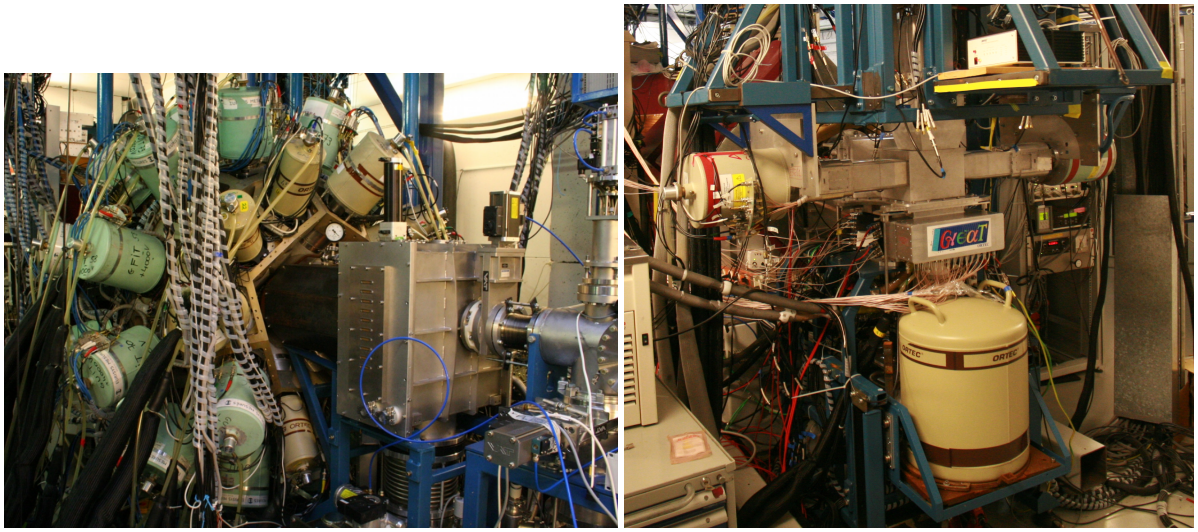

FIGURE 3.2 – *SAGE (gauche) et GREAT (droite).*

3.2 SAGE (Silicon And GErmanium spectrometer)

Le spectromètre SAGE permet la détection simultanée des rayonnements gamma et des électrons de conversion émis par les noyaux excités [69].

3.2.1 La détection des rayonnements gamma

Les rayonnements gamma sont détectés à l'aide de détecteurs semi-conducteurs germanium. En effet, les semi-conducteurs et plus particulièrement les semi-conducteurs germanium possèdent une excellente résolution en énergie ($\approx$ 2 keV FWHM à 1 MeV), une résolution en temps d'environ 10 ns, et une bonne efficacité. C'est pour ces raisons, et malgré un coût élevé, que ces détecteurs sont les plus utilisés en spectroscopie nucléaire.
La détection à l'aide de semi-conducteurs est basée sur l'interaction du rayonnement avec la matière. Le rayonnement gamma peut interagir de trois manières différentes comme représenté figure 3.3 :

- par effet photo-électrique c'est-à-dire par l'absorption d'un photon par un atome et l'expulsion d'un électron : $\gamma \rightarrow e^-$, avec une section efficace variant en $\sigma_p \approx \frac{Z^5}{(h\nu)^3}$ (Z étant le numéro atomique de la matière dans lequel le photon interagit),
- par effet Compton, c'est-à-dire la diffusion d'un photon sur un électron : $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$, avec une section efficace proportionnelle à Z : $\sigma_c \propto Z$,
- par création de paire électron-positron : $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Ce processus nécessite une énergie supérieure à 1,022 MeV (correspondant à $2m_ec^2$) pour le rayonnement gamma incident.

Les énergies mises en jeu lors de nos expériences effectuées à Jyväskylä impliquent comme processus dominants l'effet Compton (qui engendre un bruit de fond), et l'effet photoélectrique : cf figure 3.3.

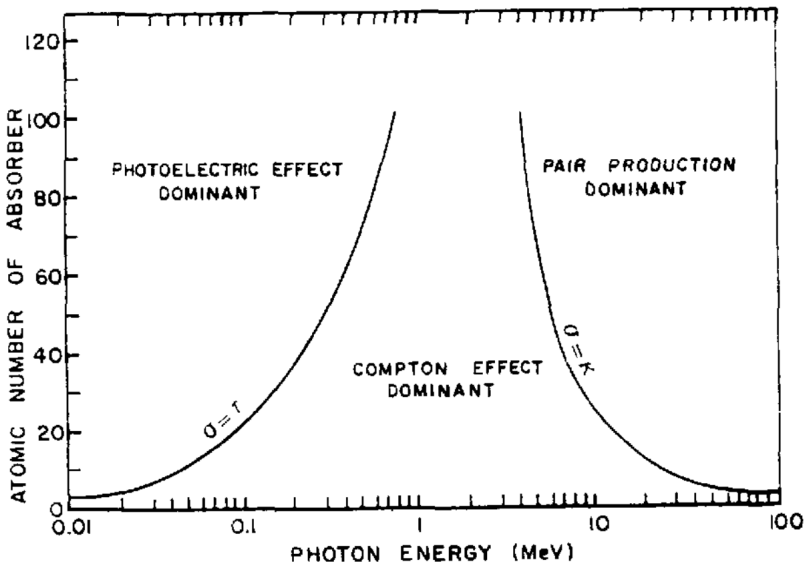

FIGURE 3.3 – *Types d'interaction dominant selon l'énergie du photon et du numéro atomique du milieu [70].*

3.2.1.1 L'ensemble Jurogam II

Jurogam II représenté figure 3.4 est composé de cristaux tronconiques et de détecteurs de type trèfle.

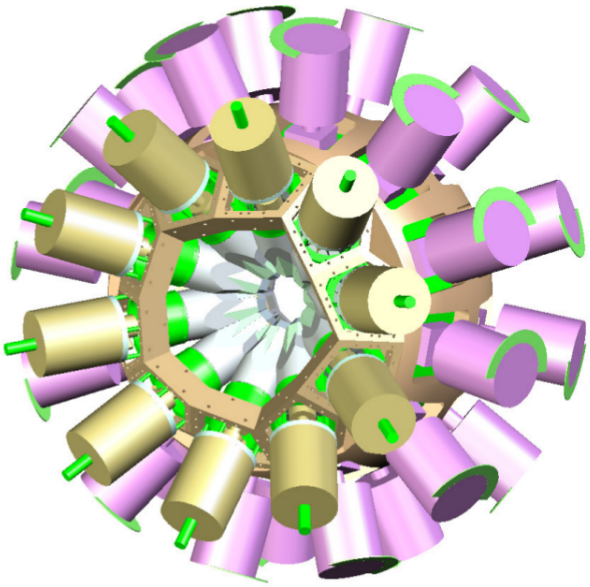

FIGURE 3.4 – *Jurogam II, en violet les germaniums de type trèfle (clover) et en beige les germaniums de type tronconique (phase 1) [71].*

Les 24 détecteurs de type trèfle sont eux même constitués de 4 cristaux de germanium assemblés au sein du même cryostat. Ce type de détecteur possède plusieurs caractéristiques utiles par rapport aux détecteurs tronconiques composés d'un seul cristal de germanium [72] :

- une meilleure efficacité,
- une couverture plus importante en angle solide et une réduction de l'effet Doppler grâce à la granularité.
- la possibilité de mesurer la polarisation linéaire des photons.

Ces performances sont obtenues grâce aux 4 cristaux de germanium. On peut utiliser le système de deux façons :

1. chaque cristal de germanium est utilisé comme un détecteur germanium simple. La détection est directe.
2. Deux, voire trois cristaux, sont mesurés en coïncidence et leurs énergies sont sommées ; c'est le mode "add-back".

Ce dernier mode permet de s'affranchir d'une partie de l'effet Compton lorsqu'il y a eu diffusion entre des cristaux du trèfle. En prenant en compte le mode "add-back", l'efficacité est améliorée par rapport à un système n'utilisant que la détection directe.

Les détecteurs germaniums sont entourés par des cristaux BGO (germanate de bismuth) afin de supprimer une partie de l'effet Compton. Lorsqu'il y a diffusion du photon au sein du germanium et que le photon diffusé s'échappe, le photon ne perd pas directement et entièrement son énergie dans le détecteur. La création de paires électron-trou est donc incomplète puisqu'une partie de l'énergie est manquante, emportée par le photon diffusé. Les cristaux BGO permettent la détection des photons diffusés et ainsi de réaliser une anti-coïncidence comme représenté figure 3.5. L'interaction du photon diffusé dans le scintillateur inorganique est accompagnée

d'émission de lumière. La lumière est ensuite convertie en un signal électrique grâce à un photomultiplicateur. On supprime ensuite, à l'aide de modules électroniques ou lors de l'analyse, les événements où il y a une coïncidence entre le détecteur germanium et le BGO. Cela a pour effet de réduire le bruit dû à l'effet Compton.

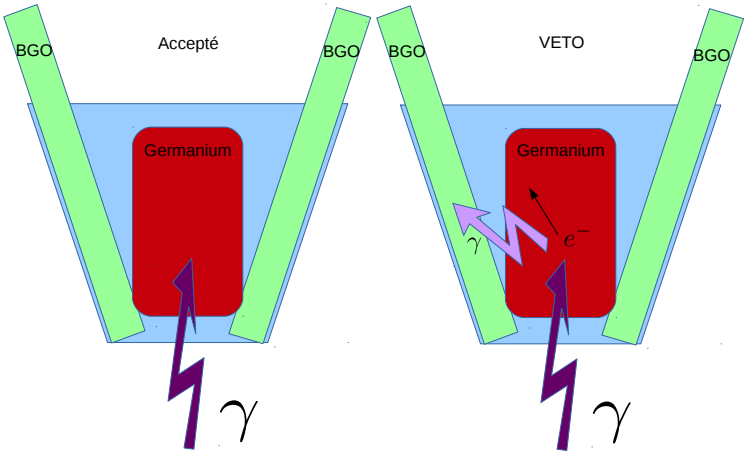

FIGURE 3.5 – *Principe schématique de suppression de l'effet Compton grâce aux enceintes BGO.*

Afin de se protéger des rayonnements de basse énergie issus des collisions atomiques ou des fragments de fission et d'éviter la saturation de l'électronique, un empilement de feuilles de cuivre (0.5 mm) et d'étain (0.1 mm) est placé devant les détecteurs germaniums de Jurogam II. L'absorption dans le matériau suit une loi exponentielle. Autrement dit, la perte d'intensité infinitésimale est proportionnelle à l'épaisseur infinitésimale traversée et à l'intensité de départ. Le coefficient de proportionnalité est appelé coefficient d'absorption (μ) :

$$dI = -\mu dx I \Rightarrow I = I_0 e^{-\mu x}. \tag{3.1}$$

Les coefficients d'absorption massique pour le cuivre et l'étain sont représentés figure 3.6.

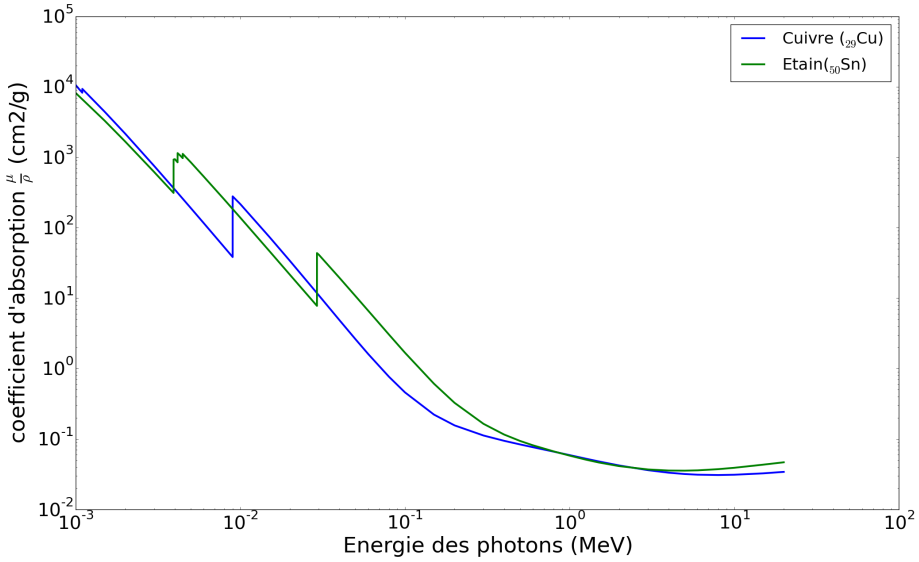

FIGURE 3.6 – *Coefficients d'absorption massique du cuivre (bleu) et de l'étain (vert) en fonction de l'énergie du photon incident (MeV) [73].*

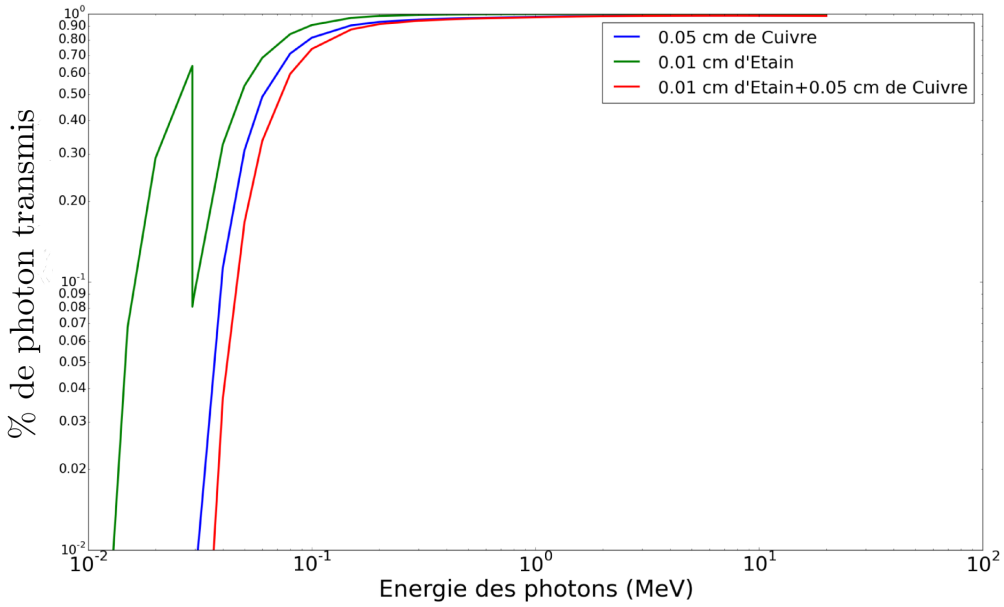

FIGURE 3.7 – *Transmission des photons (en %) par le cuivre (vert), l'étain et par l'empilement des deux (rouge) en fonction de l'énergie du photon incident (MeV).*

Comme illustré figure 3.7, ces feuilles permettent l'absorption des photons d'énergie inférieure à environ 35 keV. Au contraire pour les photons d'énergie supérieure à 200 keV, les feuilles deviennent transparentes.

3.2.1.2 Résolution en énergie et efficacité

Un détecteur semi-conducteur fonctionne grâce à la création de paires électron-trou au niveau de la zone dépletée, lors de l'absorption d'un rayonnement dans le cristal de germanium. En

prenant l'hypothèse que les fluctuations sur le nombre de paires électron-trou suivent une loi de Poisson, il est possible d'estimer la résolution en énergie d'un détecteur germanium [70]. A une température de 77 K, pour un détecteur germanium, l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou est $e = 2,96$ eV. Par conséquent un photon d'énergie E de 1 MeV créera :

$$n = \frac{E}{e} = \frac{1 \times 10^6}{2.96} \approx 3.38 \times 10^5 \text{ paires.}$$

Et donc, en utilisant la formule de propagation des erreurs :

$$\sigma_E^2 \approx (\frac{dE}{dn})^2 \times \sigma_n^2 \approx e^2 \times \sqrt{(n)}^2 = eE,$$

$$FWHM \approx 2.35\, \sigma_E = 2.35 \times \sqrt{2.96 \times 10^6} \approx 4 \text{ keV}.$$

Pour un rayonnement gamma de 1408 keV provenant de l'europium, l'écart type de la gaussienne σ est de $\sim$ 1.3 keV soit FWHM (largeur à mi-hauteur) de $\sim$ 3 keV. L'ordre de grandeur semble respecté (cf figure 3.8). Pour être plus réaliste il faut prendre en compte la contribution due à la capacité du détecteur, au bruit dû à l'électronique, mais aussi la variation du nombre de paires électron-trou grâce, par exemple, au facteur de Fano F :

$$FWHM \approx 2.35\sqrt{FeE + \sigma^2_{\text{électronique}} + \sigma^2_{\text{détecteur}}}.$$

Pour les expériences sous faisceau, on doit aussi prendre en compte l'élargissement du à l'effet Doppler.

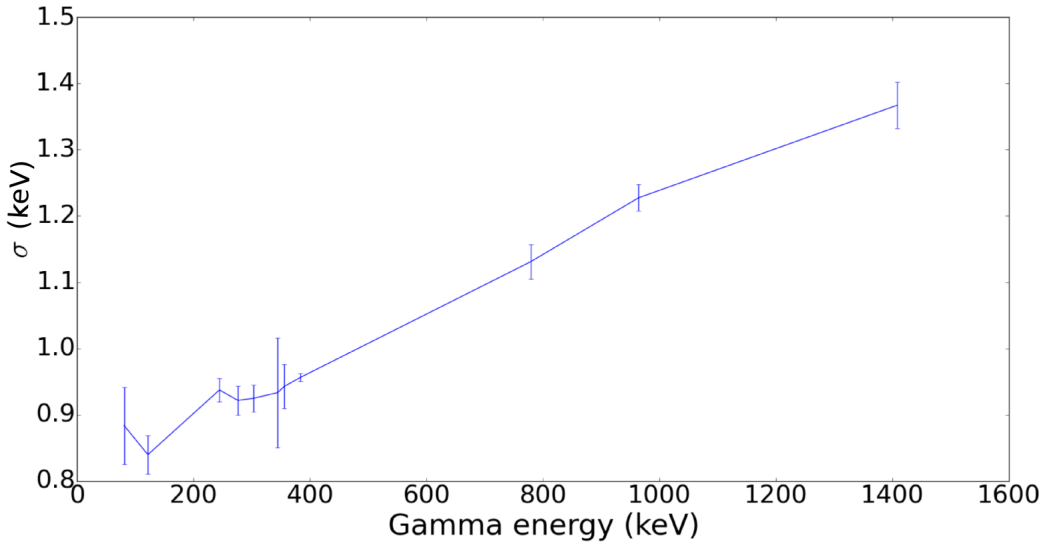

FIGURE 3.8 – *Variance σ en fonction de l'énergie (sources d'europium et de baryum).*

Les mesures de résolution présentées sur la figure 3.8 sont obtenues grâce à une source d'europium-baryum placée au niveau de la cible.

L'efficacité du détecteur est, dans un premier temps, estimée de manière relative grâce à une source d'europium-baryum. Ensuite la courbe est ajustée afin que l'efficacité à 1332 keV, pour

une source de ^{60}Co soit de $4,4\%$, qui est l'efficacité absolue de référence : voir [74]. Ces données sont cohérentes avec les simulations Geant4 effectuées à Jyväskylä [74].

La fonction utilisée pour l'ajustement de l'efficacité en fonction de l'énergie s'exprime par [75] :

$$f(E) = \frac{a}{(bE^c + dE^e)}, \tag{3.2}$$

E étant l'énergie du photon, a, b, c, d, e les paramètres ajustés sur les point expérimentaux.

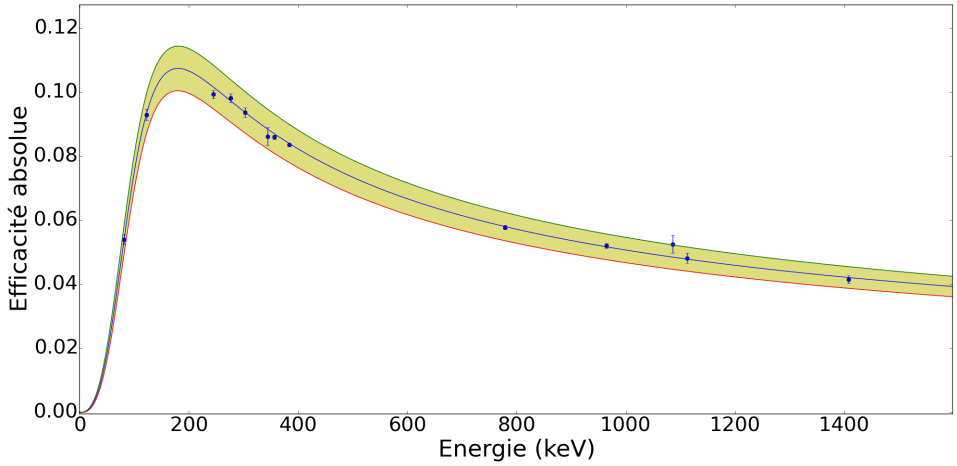

FIGURE 3.9 – *Efficacité absolue en fonction de l'énergie (sources d'europium et de baryum). La zone en vert délimite l'incertitude à $\pm\sigma$.*

3.2.1.3 Correction de l'effet Doppler

Puisque les noyaux émetteurs possèdent une vitesse non nulle ($\beta \approx 1.9\%$), il est indispensable de prendre en compte le décalage Doppler en fonction de l'angle d'émission du photon.
Afin de reconstituer l'énergie telle qu'elle est émise par le noyau d'énergie E_{noyau}, il faut effectuer un changement de référentiel. Le changement de référentiel du laboratoire au référentiel du centre de masse s'effectue à l'aide des transformations de Lorentz :

$$E_{lab} = \gamma(E_{noyau} + \beta p cos(\theta)), \quad \text{avec} \quad \mathrm{p_{photon}} = \mathrm{E_{photon}}, \tag{3.3}$$

$$E_{lab} = \gamma E_{noyau}(1 + \beta cos(\theta)) \Rightarrow E_{noyau} = \frac{E_{lab}}{(1 + \beta cos(\theta))}. \tag{3.4}$$

3.2.2 La détection des électrons

Lorsque les noyaux se désexcitent en émettant des transitions, une partie est émise sous forme d'électrons de conversion. Comme vu précédemment (cf chapitre : 2.5.3), cette compétition entre émission de rayonnements gamma et d'électrons de conversion est proportionnelle $\frac{Z^3}{E^{\frac{5}{2}}}$ pour des transitions M1. Par conséquent, plus le rayonnement est de basse énergie ($E < 500$ keV), plus les noyaux étudiés sont lourds et plus l'émission d'électrons est importante, alors plus la détection de ceux-ci est primordiale pour avoir une vision complète du spectre de désexcitation. De fait dans le cas du Md, avec Z=101, une grande partie de son rayonnement basse énergie est convertie en électrons. La détection des électrons est assurée par SAGE.

3.2.2.1 Détection des électrons avec SAGE

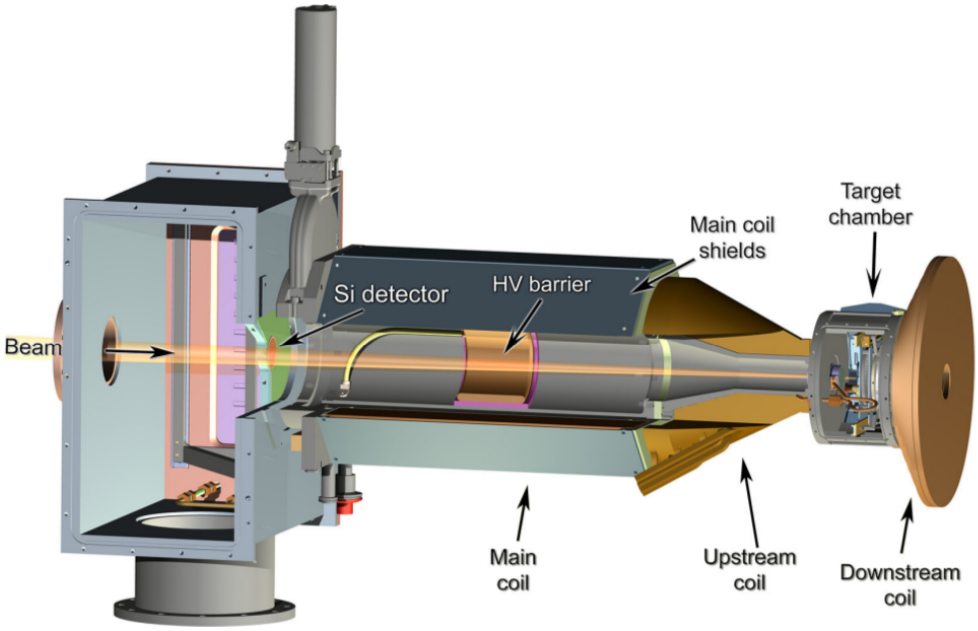

FIGURE 3.10 – *Schéma du détecteur électrons de SAGE [76].*

Le schéma 3.10 représente les différents éléments permettant la détection des électrons avec SAGE. De droite à gauche :

- l'emplacement de la cible et sa chambre isolée du solénoïde à l'aide de deux feuilles de carbone. Celles-ci permettent d'obtenir un bon vide au niveau du détecteur silicium et de la barrière haute tension. Ces fenêtres sont nécessaires puisque RITU est rempli d'hélium à basse pression.
- Les trois solénoïdes permettent le transport des électrons jusqu'au silicium segmenté, la trajectoire d'un électron plongé dans le champ des solénoïdes est présentée 3.11.
- La barrière électrostatique haute tension supprime une partie importante du bruit de fond, et limite le taux de comptage du détecteur silicium.
- Le détecteur silicium segmenté qui est également représenté figure 3.12.

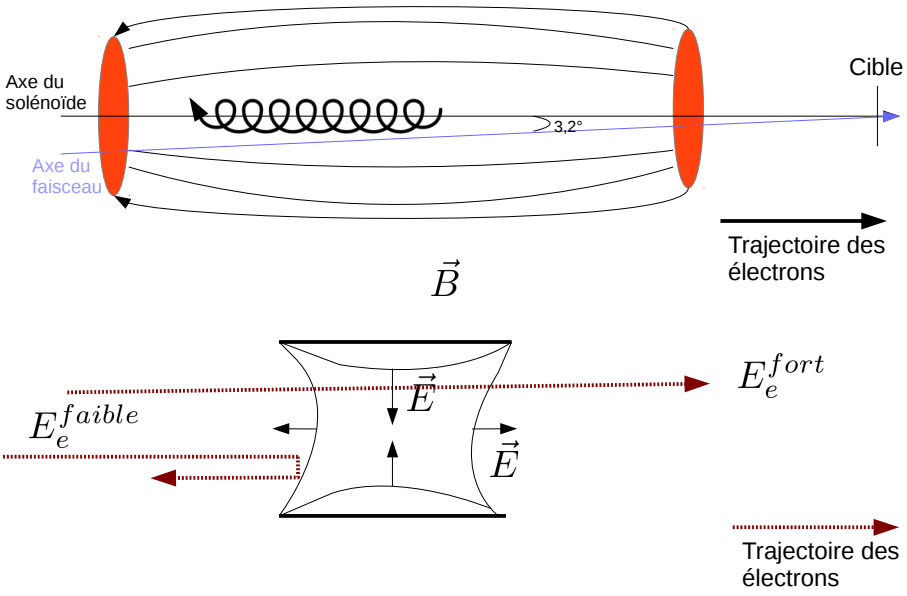

FIGURE 3.11 – *Principe du transport des électrons avec le solénoïde et de la suppression des électrons de basse énergie avec la barrière haute tension.*

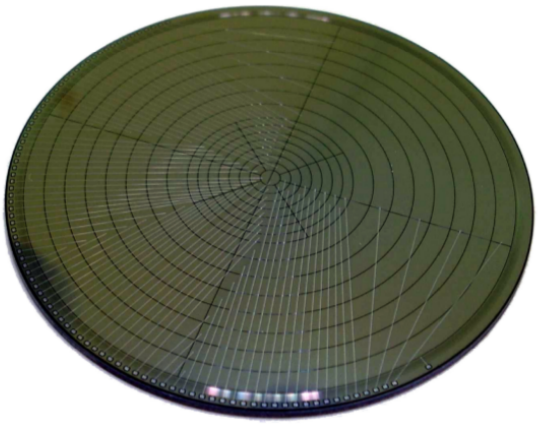

FIGURE 3.12 – *Détecteur silicium de SAGE pour la détection des électrons [71].*

Le détecteur silicium est placé 50 mm avant le solénoïde, soit 955 mm avant la cible. Le détecteur silicium segmenté est constitué de 90 segments (figure 3.12), son épaisseur est de 1000 μm pour un diamètre actif de 48 mm. Les sillons entre les segments mesurent 70 μm, il en résulte uniquement 4 % de zones mortes. La segmentation du détecteur permet la mesure de coïncidences électron-électron.

Le solénoïde est placé en amont de la cible, son axe est quasiment parallèle à celui du faisceau ($3.2°$). Le but est d'éviter le plus possible le bruit de fond d'électrons δ dus à la collision entre le faisceau et la cible. En effet ces électrons ont une cinématique majoritairement vers l'avant. Le dispositif est sous un vide d'environ 10^{-6} mbar afin, entre autre, d'éviter les claquages au niveau de la barrière haute tension. Le champ magnétique est légèrement divergeant afin de profiter le plus possible de toute la surface du détecteur.

La barrière électrostatique (35 kV) est primordiale car elle supprime les électrons de basse énergie qui constituent la majeure partie du bruit de fond (E<100 keV) ; le principe est esquissé

figure 3.11. Cette suppression de bruit de fond diminue le taux de comptage du détecteur. Or, c'est l'un des facteurs limitant de l'expérience car l'électronique ne peut pas supporter des taux de comptage supérieurs à environ 40 kHz par voie. Finalement, réduire le bruit de fond permet d'augmenter l'intensité du faisceau et ainsi le nombre de noyaux de Md créés et détectés.

3.2.2.2 Efficacité et résolution

L'efficacité et la résolution sont évaluées à l'aide d'une source de baryum placée au niveau de la cible. La résolution du détecteur est relativement uniforme pour des énergies allant de 0 à 400 keV. La variance représentée figure 3.13 est d'environ $\sigma = 3$ keV.

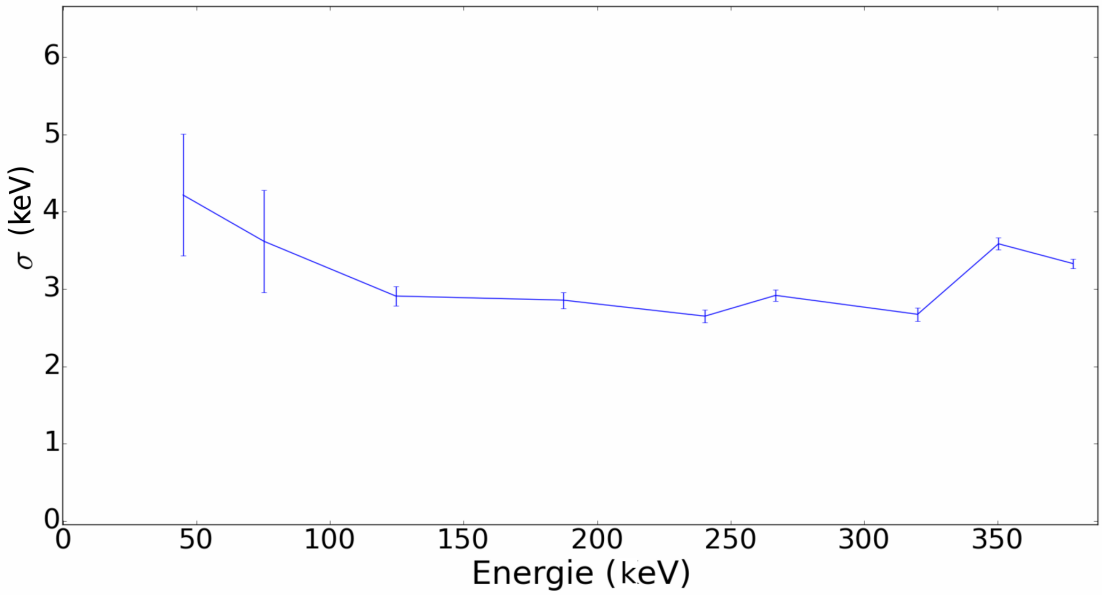

FIGURE 3.13 – *Variance σ en fonction de l'énergie (source de baryum) pour les électrons de conversion.*

A l'instar des détecteurs germanium, l'efficacité relative est dans un premier temps estimée, puis ajustée à la valeur de référence $\epsilon = 5\%$ pour la raie à 240.4 keV du Ba : voir [74]. L'efficacité absolue est représentée figure 3.14.

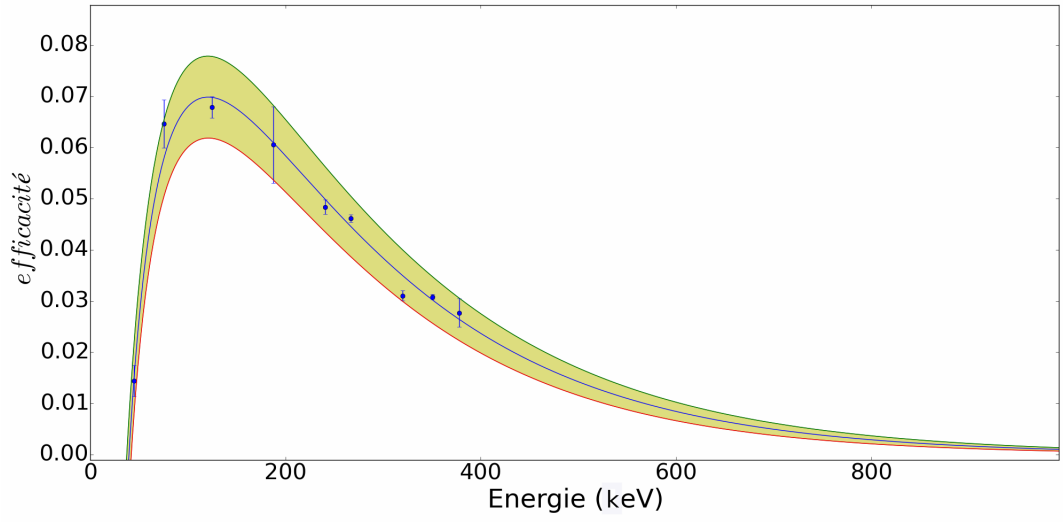

FIGURE 3.14 – *Efficacité absolue en fonction de l'énergie (source de baryum) pour les électrons de conversion.*

La fonction utilisée pour l'ajustement de l'efficacité s'exprime par :

$$f(E) = a(1 - \sqrt{b/E})e^{-cE}, \tag{3.5}$$

E étant l'énergie des électrons, a, b, c les paramètres ajustés sur les points expérimentaux [77].

3.2.2.3 Correction de l'effet Doppler

A l'instar des photons, les électrons doivent être corrigés de l'effet Doppler. Le changement de référentiel s'effectue du laboratoire au référentiel propre du noyau.

$$E_{noyau} = \gamma(E_{lab} - \beta p_{lab} cos(\theta)) = \gamma\left(E_{lab} - \beta cos(\theta)\sqrt{E_{lab}^2 - m^2}\right). \tag{3.6}$$

L'effet Doppler est plus couramment exprimé en fonction de l'énergie cinétique E_c : $E_{lab} = E_{c\ lab} + m$, $E_{noyau} = E_{c\ noyau} + m$, m étant la masse de l'électron :

$$E_{c\ noyau} = \gamma\left(E_{c\ lab} + m - \beta cos(\theta)\sqrt{E_{c\ lab}^2 + 2E_{c\ lab}m}\right) - m. \tag{3.7}$$

3.2.3 Coefficients de conversion

Afin de vérifier la validité des courbes d'efficacité absolue, les valeurs des coefficients de conversion pour la source de baryum ont été déduites en mesurant avec SAGE l'intensité des rayonnement gamma et des électrons de conversion. Les mesures comparées aux valeurs tabulées sont en bon accord comme résumé tableau 3.1.

3.3 RITU (Recoil Ion Transport Unit)

RITU [78] est un séparateur à gaz, il est placé derrière SAGE et permet d'effectuer la séparation entre les résidus de fusion-évaporation, le faisceau et tout autre produit de réaction

$E_{\gamma}^{^{133}Ba}$	$E_{electron}^{^{133}Ba}$	α_{th}	α_{exp}
81	44	2.25	2.30 $\pm$2.3
223	186	0.0940	0.0734 $\pm$0.0200
276	239	0.0477	0.0455 $\pm$0.0131
302	265	0.0360	0.0418 $\pm$0.0124
302	296	0.00652	0.00507 $\pm$0.00156
356	319	0.0218	0.0219 $\pm$0.0069
383	377	0.00289	0.00369 $\pm$0.00126

TABLE 3.1 – *Principaux coefficients de conversion des raies du* ^{133}*Ba issus de tables [51] (α_{th}) comparés aux mesures réalisées avec SAGE (α_{exp}).*

indésirable. La configuration $Q_vDQ_hQ_v$ (quadripôle électrique, dipôle magnétique, quadripôle électrique, quadripôle électrique) permet à la fois de filtrer et de focaliser les résidus de fusion-évaporation.

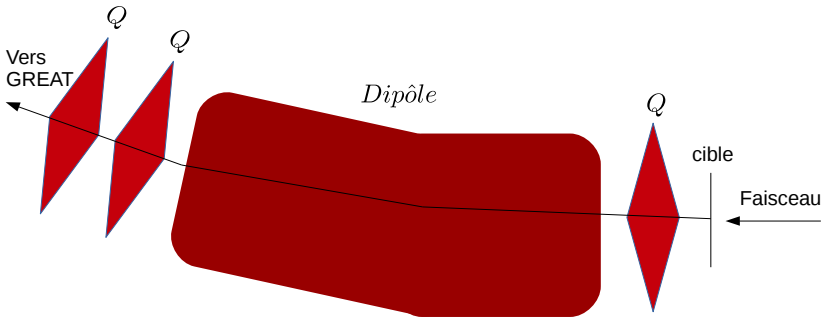

FIGURE 3.15 – *Schéma simplifié du séparateur RITU avec son dipôle magnétique et ses 3 quadripôles électriques.*

3.3.1 Les quadripôles électriques

Un quadripôle électrique ne permet que de focaliser dans une direction et dé-focaliser dans une autre, c'est-à-dire soit horizontalement, soit verticalement. Il est donc nécessaire d'avoir plusieurs quadripôles afin de focaliser correctement les ions horizontalement et verticalement. Le premier quadripôle focalise verticalement, puis à la sortie du dipôle le deuxième focalise horizontalement enfin le dernier focalise verticalement. Cette combinaison permet de bien focaliser les résidus de fusion-évaporation au niveau du DSSD et ainsi de maximiser la transmission. La figure 3.16 représente des simulations de trajectoires d'ions à travers les différents éléments optiques de RITU [79].

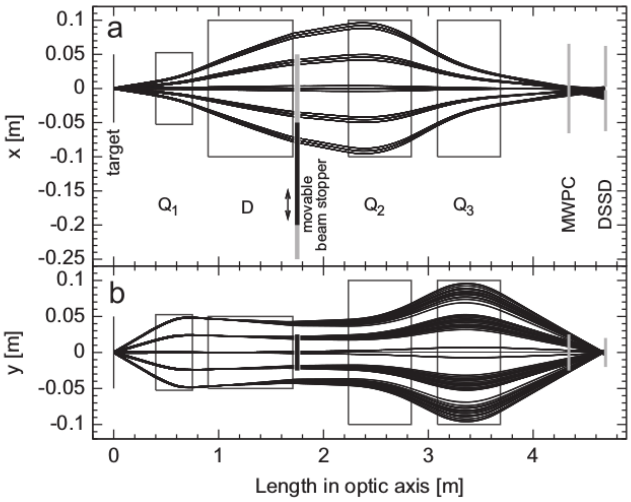

FIGURE 3.16 – *Exemples de trajectoires des ions à travers RITU, en haut (bas) dans le plan horizontal (vertical) [79].*

3.3.2 Le dipôle magnétique

La séparation entre les produits de fusion-évaporation et le faisceau est réalisée à l'aide du dipôle magnétique. Le principe est de choisir le champ afin d'obtenir un rayon de courbure optimal pour que les résidus soient transmis puis implantés dans le DSSD, alors que le faisceau sera dévié est arrêté au voisinage du dipôle. En supposant que la vitesse $\vec{v}$ soit perpendiculaire au champs magnétique $\vec{B}$, la force agissant sur les ion s'exprime par :

$$\vec{F} = m\vec{a} = q\vec{v} \wedge \vec{B}, \tag{3.8}$$

$$m\frac{v^2}{\rho} = qvB \Rightarrow \rho = \frac{mv}{Bq}. \tag{3.9}$$

Avec ρ le rayon de courbure des noyaux de masse m, de charge q et de vitesse v. Les ions sont donc séparés selon leur valeur de la rigidité magnétique

$$B\rho = \frac{mv}{q}. \tag{3.10}$$

Dans le cas d'un séparateur à vide, la charge q possède une distribution assez large, tandis que la vitesse est relativement uniforme ($\frac{\Delta v}{v} \lesssim 0.2$) [80]. Par conséquent, pour un champ B donné et une masse m donnée, ρ ne dépendra plus que de la charge. Au niveau du plan focal et notamment du DSSD les noyaux seront alors dispersés selon leur charge. La distribution de charge étant assez large, des noyaux de reculs seront alors perdus. De plus, la distribution en rigidité magnétique $B\rho$ et par conséquent spatiale du faisceau recouvre celle des résidus qui ne seront donc pas séparés.

Afin de pouvoir séparer proprement les résidus de fusion-évaporation du faisceau, le séparateur RITU est rempli d'hélium. La présence d'un gaz a pour effet de moyenner la charge des ions grâce aux nombreuses collisions avec les noyaux d'hélium. En première approximation (Modèle

atomique de Thomas Fermi) la charge suit la loi :

$$q_{moy} \approx (\frac{v}{v_0})Z^{\frac{1}{3}}, \tag{3.11}$$

avec $v_0 = 2.19 \times 10^6$ m/s la vitesse de Bohr. Par conséquent, la rigidité magnétique se comporte, en première approximation, comme :

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{mv_0}{Z^{\frac{1}{3}}}. \tag{3.12}$$

Soit pour les résidus de fusion-évaporation ^{251}Md qui nous intéressent :

$$q_{moy} \approx (\frac{5.64 \times 10^6}{2.19 \times 10^6})101^{1/3} \approx 12.0. \tag{3.13}$$

Le modèle de Thomas Fermi est un peu trop simpliste pour avoir une bonne mesure de la charge. Des modèles empiriques plus performants sont utilisés, par exemple celui proposé par Y. Oganessian qui inclus une dépendance en vitesse [81] :

$$q_{moy} = 0.394(\frac{v}{v_0}Z^{1/3}) + 1.65. \tag{3.14}$$

Ainsi, pour le ^{251}Md, l'état de charge moyen vaut $q_{moy} \approx 6.3$, la rigidité magnétique correspondante étant :

$$B\rho \approx \frac{mv}{q} \approx \frac{251 \times 931.494 \times 10^6 \times 5.641 \times 10^6}{6.3} \times \frac{1}{(3 \times 10^8)^2} \approx 2.2 \text{ Tm}. \tag{3.15}$$

A masse constante ρ est proportionnelle à $Z^{-\frac{1}{3}}$: la sélection ne dépend, en première approximation, plus que du numéro atomique (relations 3.11 et 3.14). On comprend donc pourquoi les résidus de fusion-évaporation sont séparés du faisceau. De plus, la distribution en rigidité magnétique $B\rho$ est assez étroite, ce qui conduit à une transmission plus élevée que pour un séparateur à vide. La pression est un facteur important : une trop grande pression augmente la diffusion, ce qui a pour effet d'étaler les noyaux de recul au plan focal et par conséquent de diminuer la transmission. Une trop faible pression augmente le libre parcours moyen des noyaux de recul et du faisceau ce qui ne permet pas un bon équilibrage des ions et par conséquent une difficulté plus importante à séparer les noyaux de recul du faisceau. Une pression de 0.4 mbar d'hélium a été utilisée lors de l'expérience du ^{251}Md, 0.44 mbar lors de l'expérience du ^{249}Md et ^{243}Es et 0.6 mbar lors de la seconde expérience sur le ^{249}Md . Finalement la majorité du faisceau est séparée des noyaux de recul.

La transmission dépend de nombreux facteurs, l'un des plus importants étant l'asymétrie de la réaction. Plus la masse des noyaux de la cible est proche de celle des noyaux du faisceau, plus la transmission est importante. La figure 3.17 (les données sont issues de [79]) représente la dépendance de la transmission en fonction de l'asymétrie définie comme

$$Asym = \frac{A_{Faisceau}}{A_{cible}}. \tag{3.16}$$

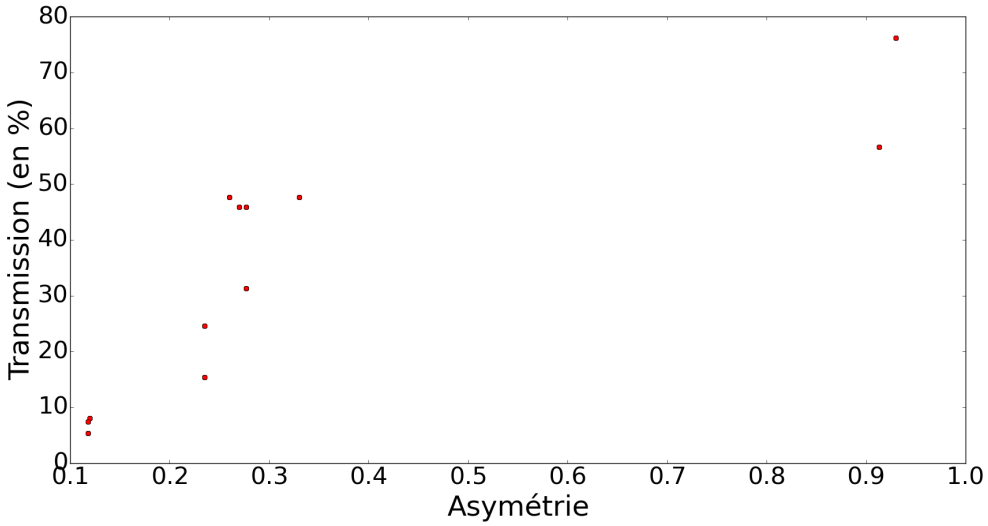

FIGURE 3.17 – *Transmission de RITU en fonction de l'asymétrie du faisceau par rapport à la cible (réalisé à partir de [79]).*

Dans le cas du ^{251}Md, l'asymétrie est de $\frac{48}{205} \approx 0.23$. En prenant en compte d'autres facteurs tels que l'épaisseur de la cible, la rigidité magnétique et la pression, puis en comparant empiriquement à d'autres expériences, la transmission devrait se situer dans une fourchette entre 15 % et 40 %, la valeur de 30 % est généralement admise et gardée comme référence dans ce travail.

3.4 GREAT (Gamma Recoil Electron Alpha-Tagging)

GREAT [82] est l'ensemble des détecteurs utilisés pour identifier et étiqueter les reculs, mais aussi pour réaliser la spectroscopie retardée, c'est-à-dire détecter les transitions émises par le recul et ses fils. On peut de plus détecter les isomères ayant un temps de vie supérieur au temps de vol dans le séparateur, à savoir $\sim 1\ \mu s$ pour les réactions qui nous concernent. La figure 3.18 schématise les différents détecteurs de GREAT.

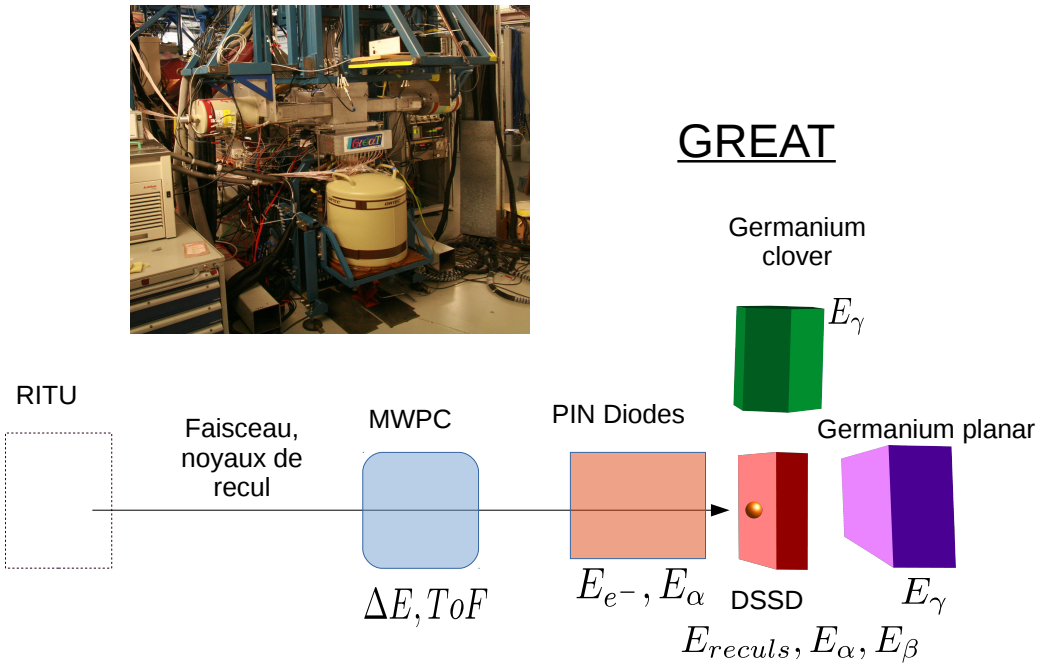

FIGURE 3.18 – *Principe de GREAT.*

3.4.1 Le compteur proportionnel à fil (MWPC)

Le compteur proportionnel à fil consiste en une chambre remplie d'isobutane à une pression de ~ 4 mbar. Lorsqu'un ion traverse la chambre, elle ionise le gaz. En appliquant un champ électrique, les électrons n'ont pas le temps de se recombiner et dérivent vers la cathode. Le détecteur MWPC est primordial puisque en sortie du dipôle magnétique de RITU, la séparation des résidus de fusion-évaporation n'est pas parfaite et il reste une part du faisceau. Comme indiqué sur la figure 3.18, le MWPC permet de mesurer la perte d'énergie des noyaux mais aussi un temps de vol entre la MWPC et le DSSD. Ces deux mesures permettent une amélioration significative de la sélection des reculs. En effet un résidu aura une perte d'énergie ΔE et un temps de vol Δt plus important que le faisceau.

3.4.2 Le DSSD (Double-sided Silicon Strip Detector)

Le DSSD ou détecteur silicium double face à pistes est destiné à détecter l'énergie des ions implantés, leur position et l'énergie de la désintégration α et/ou β. C'est le principal détecteur utilisé pour la technique de la RDT (Recoil Decay Tagging) que nous détaillerons par la suite. Le dispositif plan focal est constitué de deux DSSD dont les cristaux de silicium possèdent une surface de 40×60 mm et une épaisseur 300 μm. Ces cristaux sont segmentés horizontalement sur la face avant et verticalement à l'arrière par tranche de 1 mm. Les 2 faces sont amplifiées différemment : la face horizontale est amplifiée afin de détecter l'énergie des reculs et des désintégrations α (bas gain), la face verticale est amplifiée afin de détecter les émissions β et les électrons (haut gain). Les deux faces permettent d'identifier la position des événements (cf figure : 3.19).

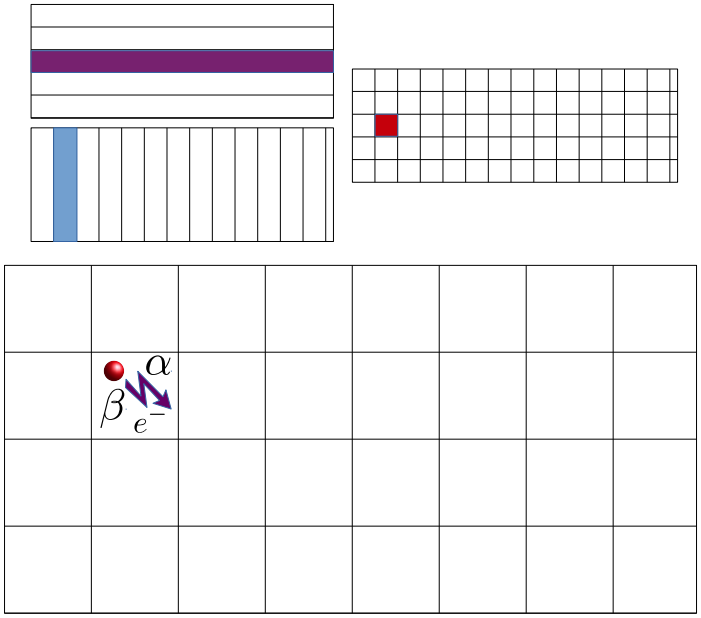

FIGURE 3.19 – *Principe d'identification de la position avec un DSSD (au-dessus) et de la désintégration (α, β ou e^-) du résidu de fusion-évaporation implanté dans le DSSD (en dessous).*

3.4.3 Les détecteurs germaniums et les "pins diodes"

Le détecteur germanium planaire possède une surface de détection de 120 mm sur 60 mm et une épaisseur 15 mm. Il est utilisé pour la détection des rayons X et du rayonnement gamma de faible énergie (< 500 keV) émis par les noyaux de recul, ses isomères ou bien ses fils. Il est situé en aval des DSSD.

Les détecteurs germanium trèfle ont un fonctionnement similaire à ceux de SAGE. Ils sont employés pour la détection des rayons X et du rayonnement gamma de plus haute énergie. Dans la gamme des basses énergies la détection recouvre celle du détecteur germanium planaire. Un détecteur trèfle est placé au-dessus du DSSD et deux autres sur les cotés du DSSD, ils offrent ainsi une couverture importante au niveau du plan focal.

Le détecteur "pin diode" est composé de 28 PIN diodes (Positive Intrinsic Negative diode) de silicium. Ils sont situés en amont du DSSD selon une géométrie tunnel. Il est utilisé pour mesurer les électrons de conversion et les rayons α s'échappant du DSSD. Malheureusement sa modeste résolution ne permet pas d'exploiter ce détecteur dans ce travail.

3.5 L'électronique

L'électronique est assurée par un dispositif combinant traitements numériques et analogiques. La chambre proportionnelle multifilaire (MWPC) et le détecteur silicium double face à pistes (DSSD) sont traités de manière analogique alors que SAGE, les détecteurs germaniums plan focal et les tunnels de diodes silicium, sont traités par une électronique numérique. Dans le cadre de l'expérience de 2016 sur le ^{249}Md le DSSD était, lui aussi, traité de manière numérique.

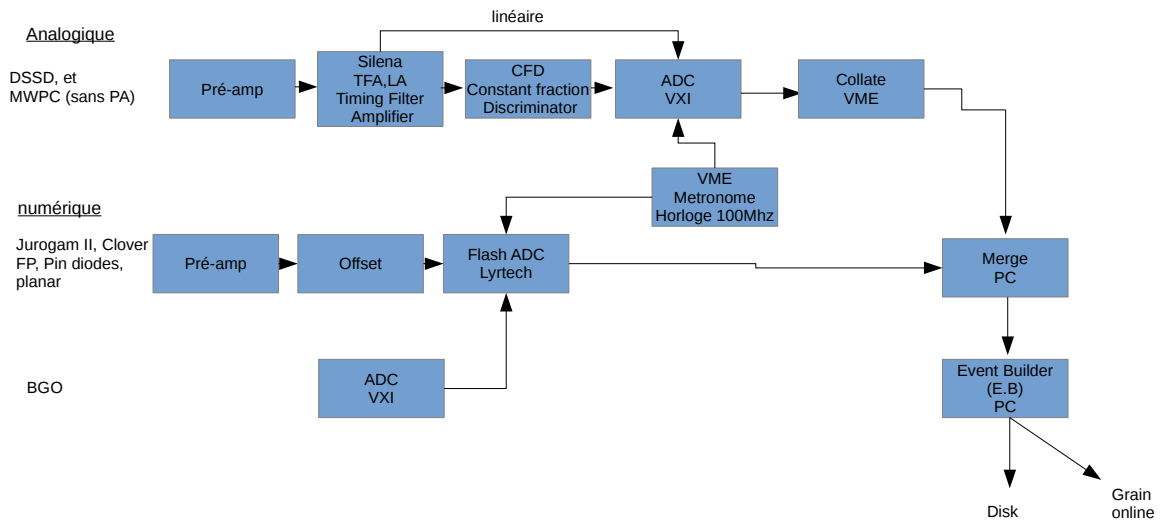

FIGURE 3.20 – *Schéma électronique et acquisition simplifiés utilisés à Jyväskylä .*

Le schéma 3.20 résume le dispositif. Les signaux du DSSD sont dans un premier temps pré-amplifiés. L'amplificateur linéaire LA et en parallèle l'amplificateur rapide TFA (Timing Filter Amplifier) amplifient et mettent en forme les signaux afin d'optimiser, respectivement, la mesure d'énergie et la prise de temps. Le signal mis en forme par le TFA est ensuite envoyé à un DFC (Discriminateur à Fraction Constante) dont la sortie, idéalement, passe à zéro au même temps quelque soit l'amplitude du signal en entrée, donnant ainsi une référence en temps. Un signal logique est délivré si l'amplitude dépasse un seuil réglable. Le convertisseur analogique numérique ADC (Analogue to Digital Converter) permet de convertir le signal issu du LA en un nombre de 14 bits. Cette étape est réalisée par une carte VXI (VMEbus eXtension for Instrumentation) qui reçoit par ailleurs le signal du CFD et une horloge commune à l'expérience. La partie numérique (traitement de SAGE, clover plan focal, etc.) est composée d'une "offset box" et d'une carte ADC Lyrtech ayant 16 voies d'entrées. "L'offset box" permet de corriger le décalage de la ligne de base du signal en sortie de pré-amplificateur. Le signal corrigé arrive ensuite à la carte Lyrtech. Celle-ci met en forme les signaux et délivre les valeurs de l'énergie et du temps. Cette mise en forme digitale permet une réduction importante du temps mort et un taux de comptage plus élevé de SAGE comparé à l'ancienne mise en forme analogique [83]. La carte Lyrtech reçoit aussi en parallèle les signaux des BGO afin qu'ils soient horodatés et utilisés ensuite comme veto. Finalement, la carte est aussi reliée à l'horloge commune du dispositif. L'horloge cadencée à 100 MHz permet l'horodatage des événements. Une fois les amplitudes horodatées, elles sont collectées et fusionnées. Les données sont alors rangées en un unique flux ordonné en temps. Cette technique permet de s'affranchir d'un déclencheur électronique (Trigger). Cette absence de déclencheur électronique possède plusieurs avantages : la flexibilité d'utiliser n'importe quel détecteur comme "déclencheur numérique" mais aussi la réduction du temps mort. Ce système se nomme TDR (Total Data Readout) [84]. Les sorties des ADC sont synchronisées, ordonnées et horodatées avec une précision de 10 ns.
Finalement le flux de données est envoyé dans le créateur d'événements (Event Builder) qui filtre les données de SAGE en utilisant un détecteur plan focal comme "déclencheur numérique". Lors

de la prise de données sous faisceau, c'est le DSSD qui joue ce rôle. Le créateur d'événements rassemble tous les événements de SAGE sur une plage de 10 μs. Plus précisément les événements sont enregistrés sur une plage de 3 μs précédant le DSSD et 7 μs le suivant, ce qui permet de conserver tous les événements de SAGE qui nous intéressent (le temps moyen de parcours d'un noyau de la cible au DSSD étant d'environ 1 μs). Par ailleurs, toutes les données issues de GREAT sont conservées. Les données sont finalement enregistrées sur disque dur puis analysées à l'aide du logiciel GRAIN [85] écrit sous java. Les résultats de cette thèse ont donc été obtenus à l'aide de programmes écrits en java, mais aussi en python et à l'aide de PyROOT.

3.6 Réactions de fusion-évaporation

Plusieurs types de réactions de fusion-évaporations peuvent être utilisés afin de synthétiser des noyaux lourds. La première possibilité est d'utiliser une réaction de fusion à l'aide d'une réaction très asymétrique avec un faisceau relativement léger ($A < 40$) sur une cible d'actinide. A l'énergie optimale proche de la barrière,le noyau composé possédera alors une énergie d'excitation importante ($E^* \sim 40 - 50$ MeV) conduisant à l'évaporation de plusieurs neutrons, généralement 3 à 5 : c'est la fusion chaude. Cette technique a été utilisée pour synthétiser tous les premiers éléments lourds ($Z \approx 101 - 106$). En 1974 Oganessian [86] propose d'utiliser une réaction mois asymétrique avec une cible un peu moins lourde de Pb et un faisceau plus lourd ($A \geq 40$). Le noyau composé sera alors doté d'une énergie d'excitation plus faible ($E^* \sim 10-20$ MeV) et la réaction évaporera plutôt 1 à 3 neutrons : c'est la fusion froide. Or moins il y a de neutrons à évaporer moins la probabilité de fission est importante. La section efficace de production est alors plus importante dans la région qui nous concerne [87]. En effet la probabilité de formation d'un noyau lourd est le résultat d'une compétition entre la formation du noyau composé suivie des différents modes de désexcitation (essentiellement la fission et l'émission de particules). C'est ce délicat équilibre qui incite à réaliser une expérience avec une réaction plutôt qu'une autre.

La réaction de fusion froide entre un faisceau de ^{48}Ca et une cible de ^{208}Pb est particulièrement élevée puisqu'elle combine deux noyaux particulièrement stables ayant des forts effets de couches (les deux sont doublement magiques). La chaleur réaction est donc faible avec évaporation de peu de neutrons (1 ou 2).

Dans notre cas, afin de créer les noyaux de ^{251}Md et de ^{249}Md, nous utilisons des réactions de fusion-évaporation froides. Pour cela un noyau de ^{48}Ca est envoyé sur une cible de ^{205}Tl ou ^{203}Tl. Les réactions sont ^{205}Tl(^{48}Ca,2n)^{251}Md et ^{203}Tl(^{48}Ca,2n)^{249}Md.

Cependant, la réaction de fusion-évaporation pour le Md est minoritaire : les réactions dominantes restent la quasi fission et la fission spontanée (figure 3.21). En effet il y a plusieurs ordres de grandeurs de différence entre la section efficace de fusion-évaporation et celle de fission (10^{-6} et 1 barn respectivement). Cette différence justifie l'importance du dispositif expérimental mis en place afin de bien filtrer les noyaux issus de la réaction de fusion-évaporation parmi les produits de fission, notamment grâce à la technique Recoil Tagging (voir figure 3.22).

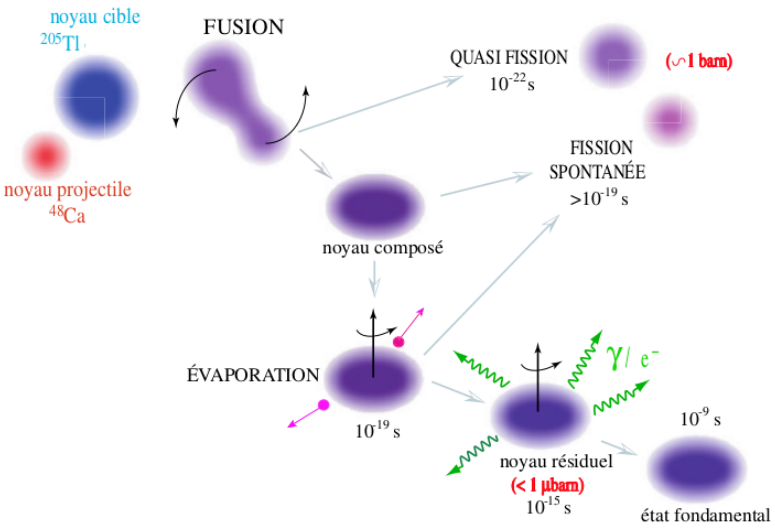

FIGURE 3.21 – *Compétition entre les différentes voies de réaction [88].*

Enfin la réaction de fusion-évaporation est sensible à l'énergie du faisceau et à l'épaisseur de la cible (une cible trop épaisse ne laissera pas s'échapper les résidus d'évaporations, tandis qu'une cible trop fine diminuera statistiquement les chances de fusion). Une énergie de faisceau trop faible nuit à la probabilité de passer la barrière Coulombienne et de fusionner. Une énergie de faisceau trop forte augmente la probabilité de fissionner en augmentant l'excitation du noyau composé. Dans le cadre des données présentées dans cette thèse l'énergie du faisceau a été estimée à l'aide de modèle comme HIVAP [89], mais aussi à l'aide de mesures de la section efficace réalisées à Jyväskylä . Les détails sont donnés dans les sections relatant la mesure de section efficace des noyaux (sections 4.2.1, 5.2 et 6.2).

3.7 Principales techniques d'identification : Recoil Tagging (RT) et Recoil Decay Tagging (RDT)

Afin de palier la faible section efficace de production des noyaux lourds (de l'ordre du μb dans la région qui nous intéresse), la production importante de noyaux parasites issus de la fission, et afin de s'affranchir du faisceau, il est nécessaire de mettre en place des techniques permettant de bien séparer les noyaux de recul. L'utilisation du séparateur à gaz RITU permet de filtrer la majeure partie des ions mais cette séparation physique n'est pas suffisante. Un second tri doit être utilisé : il s'agit soit des techniques de Recoil Tagging (RT) ou Recoil Decay Tagging (RDT). Cette dernière est une extension de la technique des corrélations génétiques.

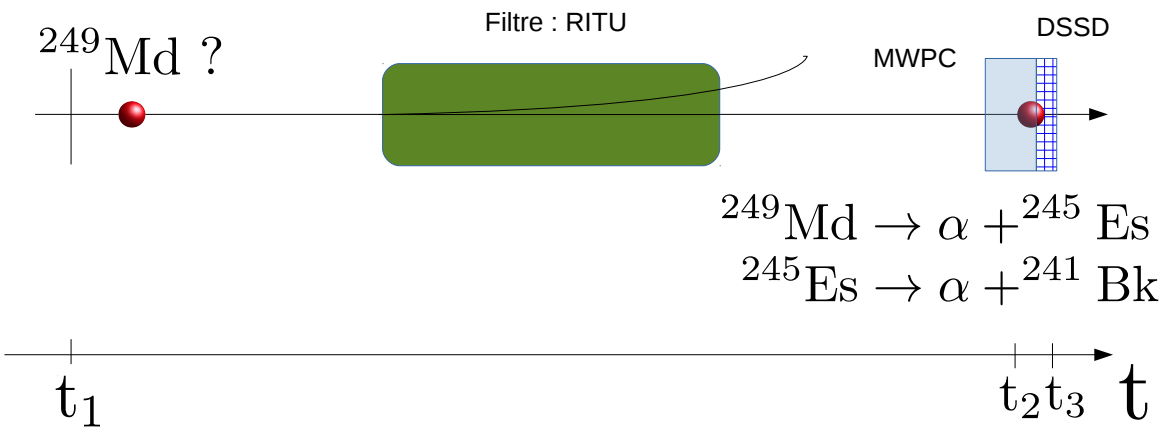

FIGURE 3.22 – *Principe du Recoil (Decay) Tagging appliqué au cas du* ^{249} Md.

La figure 3.22 schématise les techniques de RT et RDT. Dans un premier temps, le faisceau entre en collision avec la cible et crée, entres autres, un noyau de ^{249}Md par réaction de fusion-évaporation au temps t_1.
Le premier filtre se situe au niveau de RITU qui dévie la majorité du faisceau et des polluants. Au temps t_2 le résidu de fusion-évaporation ou tout autre ion dépose l'énergie ΔE dans la MWPC. Finalement, au temps t_3, l'ion s'implante dans le DSSD. La cinématique de la réaction implique que la perte d'énergie des résidus de fusion-évaporation dans le MWPC est plus importante que pour le faisceau. D'autre part, on mesure le temps de vol t_{TOF} entre le MWPC et le DSSD. La cinématique implique de plus que les résidus de fusion-évaporation sont plus lents que le faisceau direct. Quant au faisceau diffusé, sa distribution (ΔE - t_{TOF}) ou (ΔE - E_{DSSD}) n'est pas la même que pour les résidus de fusion-évaporation.

La technique de RT consiste à sélectionner les ions selon leur cinématique à l'aide des matrices (ΔE - t_{TOF}) ou (ΔE - E_{DSSD}). Une fois cette sélection effectuée, on peut corréler les ions ainsi filtrés avec l'émission des rayonnements prompts (gamma, électrons de conversion) émis au niveau de la cible. Une condition en temps liée au temps de vol est de plus appliquée.

Lorsque les noyaux sont émetteurs α avec un temps de vie supérieur à environ 1 μs (c'est le temps nécessaire aux noyaux pour atteindre le DSSD), il est possible d'imposer une condition supplémentaire. Comme le montre la figure 3.19 une fois le noyau implanté il décroît, la plupart des cas dans le même pixel où il s'est implanté. On mesure alors l'énergie de décroissance α ainsi que le temps correspondant t_α. Les transitions α ayant des énergies bien définies, on impose que celles-ci correspondent au noyau d'intérêt et que le temps de décroissance (différence entre t_α et t_3) soit du même ordre de grandeur que le temps de vie de ce même noyau d'intérêt. Si toutes ces conditions sont réunies (décroissance et implantation dans le même pixel, condition sur l'énergie et le temps de décroissance α), alors on peut corréler l'émetteur α avec l'émission des rayonnements prompts au niveau de la cible. Il s'agit de la technique RDT (Recoil Decay Tagging). Malheureusement cette technique, bien que très efficace pour nettoyer un spectre se fait souvent au détriment de la quantité d'événements résultant. En effet l'efficacité de détection

des particules α au niveau du DSSD n'est que d'environ 50 %. La décroissance α étant isotrope et l'implantation ayant lieu à une faible profondeur de quelques μm, une partie des α peuvent s'échapper en ne déposant qu'une faible énergie dans le DSSD (cf figure 3.23).

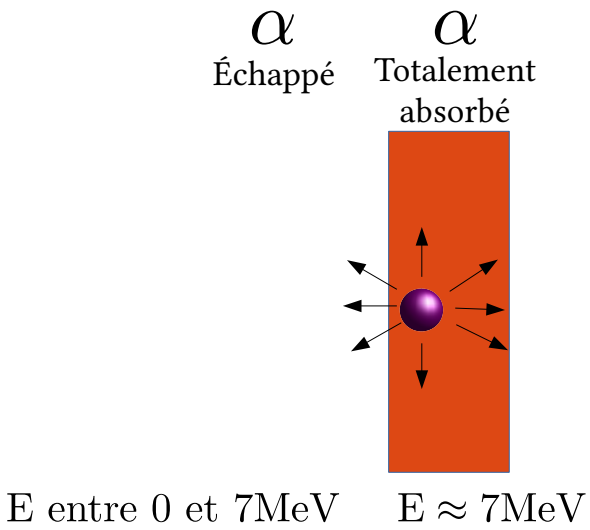

FIGURE 3.23 – *Illustration de la détection de la décroissance alpha après implantation dans le DSSD. La distribution des particules alpha étant isotrope et la profondeur d'implantation étant faible, l'énergie déposée dans le DSSD par la particule α s'en échappant varie de quelques keV à l'énergie de la transition ici supposée de 7 MeV.*

De même lorsque la décroissance α n'est pas le canal dominant, le nombre d'événements détectés sera alors proportionnel au rapport d'embranchement. Si le rapport d'embranchement est favorable il est même possible de pratiquer la "RDDT" (Recoil Decay Decay Tagging) qui consiste à sélectionner deux décroissances successives du noyau comme illustrée sur la figure 3.22 où le noyau de ^{249}Md décroît vers le ^{245}Es, qui décroît à son tour vers ^{241}Bk. La technique utilisée dépendra par conséquent d'un compromis entre la statistique et la propreté des spectres que l'on souhaite. Dans cette thèse nous avons essayé de toujours choisir le meilleur compromis pour les résultats. Les sélections effectuées, notamment sur les matrices (ΔE, t_{TOF}), ainsi que techniques utilisées seront illustrées dans les sections portant sur la spectroscopie des noyaux qui sont l'objet de cette thèse (cf 4.2, 5.3).

Notons pour finir une variante de la technique RDT qui consiste à corréler l'émission des rayonnements prompts grâce à la désexcitation d'un isomère du noyau implanté : il s'agit du Recoil Isomer Tagging.

CHAPITRE 4

LA SPECTROSCOPIE DU ^{251}MD

La spectroscopie du ^{251}Md décrite dans ce mémoire a été effectuée à Jyväskylä en 2012 à l'aide de la réaction de fusion-évaporation ^{205}Tl(^{48}Ca,2n)^{251}Md. Dans un premier temps, nous résumerons l'état des connaissances, puis nous nous intéresserons à la spectroscopie gamma et électron prompte puis à la spectroscopie retardée. Enfin nous interpréterons et comparerons nos résultats avec des calculs de type HFB.

4.1 État des lieux

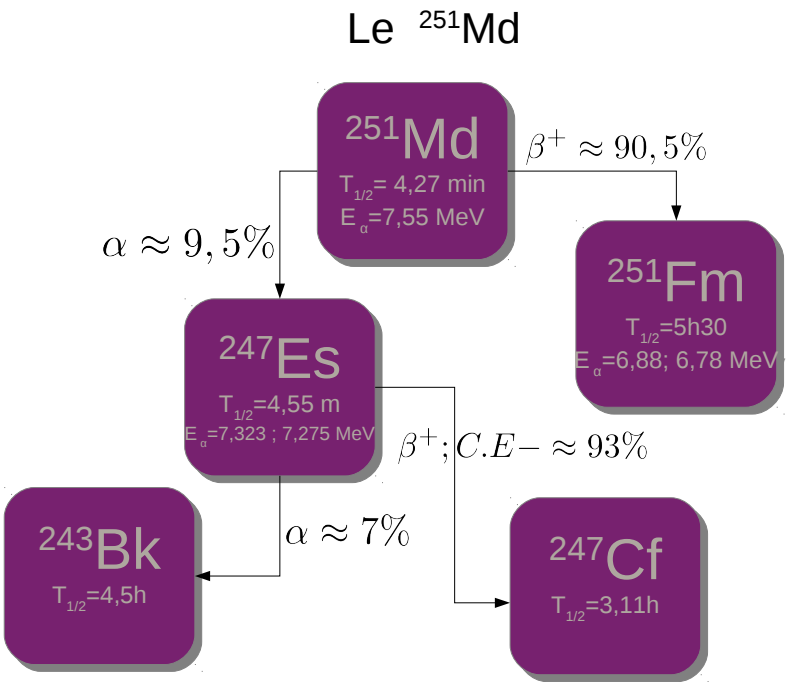

FIGURE 4.1 – *Principales caractéristiques de la décroissance du* ^{251}Md *[90].*

La figure 4.1 rend compte des principales connaissances sur la décroissance du ^{251}Md [91, 92, 93, 94]. Le ^{251}Md décroît majoritairement par désintégration β^+ vers le ^{251}Fm, lui-même décroissant majoritairement par désintégration β^+. Le ^{251}Md décroît par ailleurs par désintégration α vers le ^{247}Es. L'énergie de décroissance alpha se situe aux alentours de 7.5 MeV.
Depuis sa découverte en 1973 [13], plusieurs expériences ont déjà été réalisées sur le ^{251}Md dont récemment plusieurs expériences à partir de la décroissance α du ^{255}Lr [91, 95, 28, 96, 97]. Également, la spectroscopie gamma prompte de ^{251}Md a été accomplie pour la première fois en 2003 à l'université de Jyväskylä [36]. Le travail de cette thèse s'appuie sur ces résultats précurseurs et vise à les compléter.

La figure 4.2 tirée de [91] représente un schéma de Nilsson obtenu avec la force de Skyrme SLy4 pour le ^{250}Fm. Cette figure nous sera utile pour discuter les orbitales impliquées dans la structure de ^{251}Md. En ce qui concerne les protons, on observe pour une déformation proche de $\beta = 0.3$ que les orbitales $\frac{1}{2}^-[521]$, $\frac{7}{2}^-[514]$ et $\frac{7}{2}^+[633]$ sont le plus proches du niveau de Fermi.

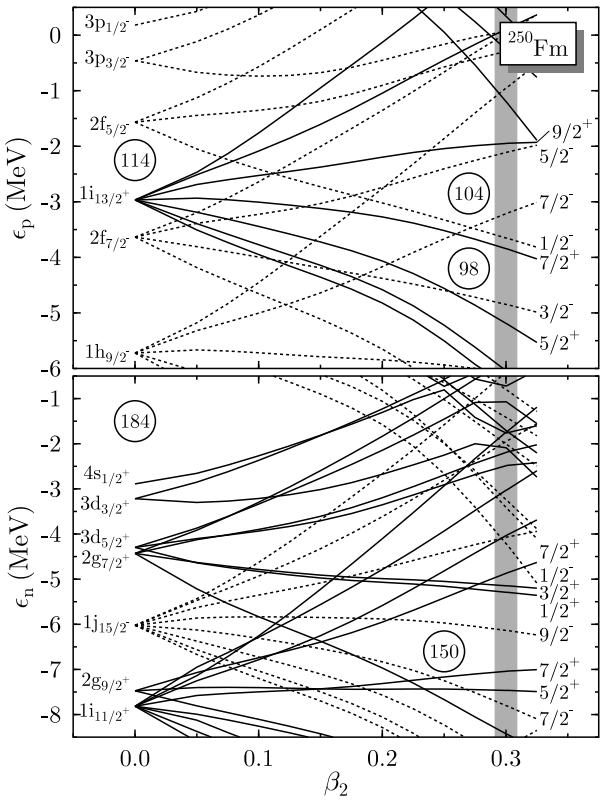

FIGURE 4.2 – *Schéma de Nilsson obtenu avec la force de Skyrme SLy4 pour le* ^{250}Fm.

4.1.1 Spectroscopie prompte du ^{251}Md

Il existe plusieurs manières d'observer la désexcitation des noyaux. La technique décrite ici pour le ^{251}Md est la spectroscopie prompte. Elle consiste à détecter directement la désexcitation du noyau au niveau de la cible après création par réaction de fusion-évaporation. Elle permet, par exemple, d'observer des états inaccessibles lors d'une spectroscopie retardée au plan focal ; les deux techniques étant complémentaires. Néanmoins, la spectroscopie prompte demande un investissement important en détecteurs, et elle limite fortement l'intensité maximale du faisceau.

Une première spectroscopie gamma prompte a déjà été effectuée en 2003 à l'université de Jyväskylä [36]. Elle a permis de mesurer, entre autres, une bande rotationnelle construite sur l'état excité $\frac{1}{2}^-[521]$ (figure 4.3). Néanmoins cette expérience n'était pas dotée d'un détecteur d'électrons. Par conséquent, elle ne pouvait permettre d'observer les électrons de conversion nécessaires pour comprendre et interpréter les rayonnements de basse énergie fortement convertis. C'est donc dans la continuité de ces expériences que se déroule cette thèse, afin de compléter et de confirmer les premiers résultats obtenus.

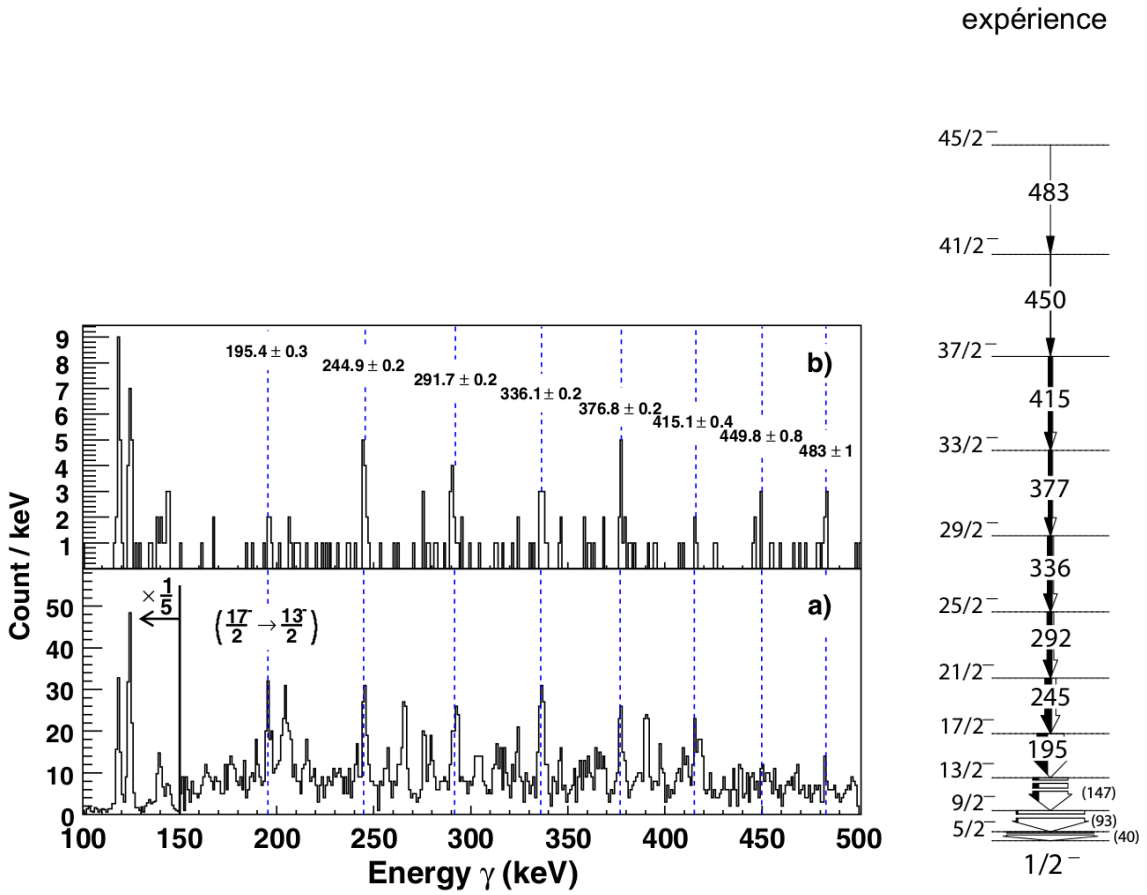

FIGURE 4.3 – *A gauche : bande rotationnelle gamma du* ^{251}Md *bâtie sur l'état* $\frac{1}{2}^-[521]$ *obtenue par la méthode de Recoil tagging (a) et par projection gamma-gamma (b) [36]. A droite : le schéma de niveau du* ^{251}Md *correspondant à cette bande rotationnelle [88].*

4.1.2 Décroissance α du ^{255}Lr

En complément de la spectroscopie prompte, il est par ailleurs possible d'observer les transitions du ^{251}Md par spectroscopie retardée au plan focal. Dans le cas du ^{251}Md, cela consiste à synthétiser le ^{255}Lr et à observer sa décroissance α au niveau du plan focal. Cette technique est complémentaire de la spectroscopie prompte et permet d'accéder à de nombreuses informations. Néanmoins les sections efficaces de production forcent parfois à privilégier l'une des techniques. Le ^{251}Md a bénéficié des deux techniques.

Des expériences de décroissance α du ^{255}Lr ont exploité la réaction de fusion-évaporation ^{209}Bi(^{48}Ca,2n)^{255}Lr. Elles ont été réalisées au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), à l'Université de Jyväskylä [91], à GSI [95, 96], à Dubna [28] et à RIKEN [97].

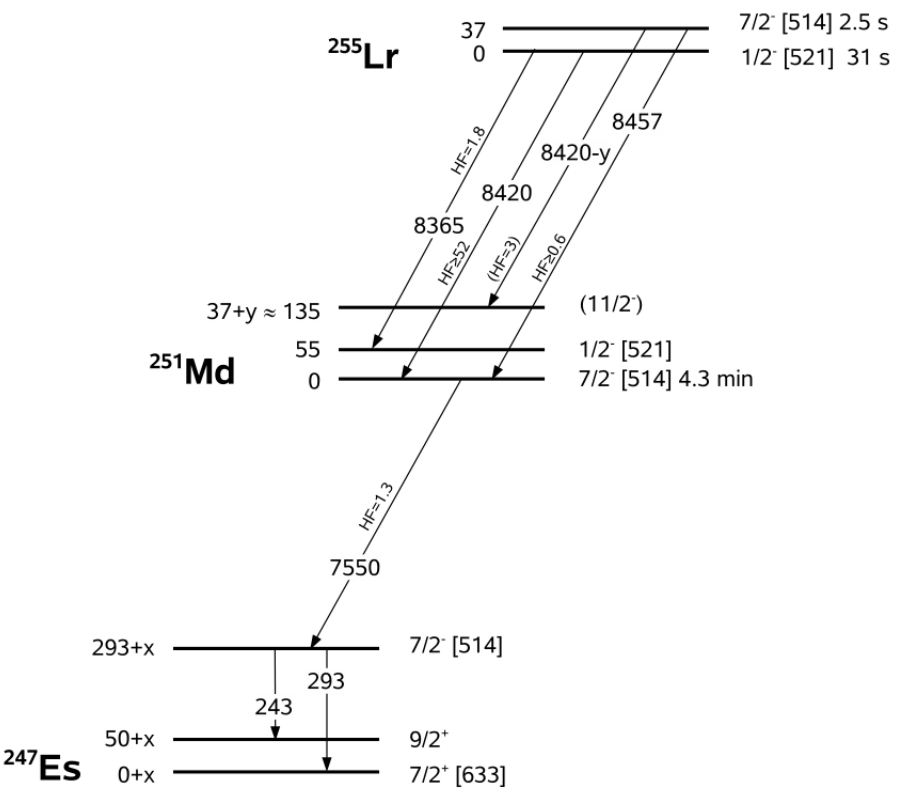

FIGURE 4.4 – *Décroissance du* ^{255}Lr *vers le* ^{251}Md. *Figure issue de [91].*

Le résultats des expériences réalisées à GANIL et Jyväskylä sont résumés figure 4.4 [91]. Ces expériences ont permis d'identifier l'état fondamental du ^{251}Md qui est interprété comme étant basé sur l'orbitale $\frac{7}{2}^-[514]$. Un état excité à environ 55 keV a aussi été identifié, correspondant à l'orbitale $\frac{1}{2}^-[521]$. Ce qui différencie le ^{251}Md du ^{255}Lr et du ^{247}Es est une particule α. Ainsi, comme on s'y attendrait dans une vision de particules indépendantes, les noyaux père et fils partagent souvent les mêmes états fondamentaux et/ou excités. Une simple inversion est observée entre les états $\frac{1}{2}^-[521]$ et $\frac{7}{2}^-[514]$ en comparant le ^{251}Md et le ^{255}Lr. De plus on retrouve l'état $\frac{7}{2}^-[514]$ comme état excité du ^{247}Es ; l'état fondamental étant interprété comme basé sur l'orbitale $\frac{7}{2}^+[633]$. Ces observations faites, il est légitime de se poser la question de la présence de l'état $\frac{7}{2}^+[633]$ pour le ^{251}Md. La figure 4.4 illustre aussi la décroissance α du ^{251}Md qui emporte une énergie d'environ 7550 keV. Cette décroissance peuple un état excité du ^{247}Es lui-même se désexcitant par deux transitions à 243 et 293 keV. Ces raies sont confirmées dans ce travail de thèse comme nous le verrons par la suite.

4.2 Conditions expérimentales

Afin de déduire la structure du ^{251}Md nous avons exploité dans ce travail la méthode de la spectroscopie prompte. Le ^{251}Md est produit à l'aide de la réaction de fusion-évaporation ^{205}Tl(^{48}Ca,2n)^{251}Md. L'expérience a eu lieu en 2012 à l'université de Jyväskylä.

4.2.1 La section efficace

L'énergie de faisceau de ^{48}Ca a été choisie à 214 MeV afin de maximiser la section efficace. Le faisceau est envoyé sur une cible de ^{205}Tl. Trois cibles ont été utilisées avec des épaisseurs de 325, 350 et 275 $\mu\mathrm{g/cm}^2$. Chaque cible est déposée sur un support de carbone de 20 $\mu\mathrm{g/cm}^2$ et protégée par une couche de carbone de 10 $\mu\mathrm{g/cm}^2$.

La section efficace de fusion-évaporation peut être mesurée grâce aux données collectées. Définissons d'abord et généralement la section efficace σ. Soit N_p le nombre de particules du faisceau. La variation du nombre de particules du faisceau au sein de la cible est égal à l'opposé de la variation du nombre de collision (N_{choc}) soit :

$$dN_p = -dN_{choc} = -N_p \frac{\sigma}{S}\, n\, dV = -N_p\, \sigma\, n\, dx, \tag{4.1}$$

avec n la densité de noyau de la cible, dV l'élément de volume de la cible, S la surface de la cible et dx l'épaisseur de cible traversée. Le nombre de particules incidentes au sein de la cible décroît alors exponentiellement lorsque la cible est épaisse. Dans notre cas nous supposerons notre cible comme fine. Le nombre de ^{251}Md créé sera alors (il est commun d'utiliser une densité surfacique (n_{cible}) plutôt que volumique) :

$$\frac{dN_{Md}}{dt} = \frac{\sigma}{s} \times I \times N_{cible} \Rightarrow N_{Md} = \sigma\, I\, \Delta t\, n_{cible}. \tag{4.2}$$

En tenant compte de la transmission et du rapport d'embranchement, la section efficace, dans le cadre de l'expérience réalisée à Jyväskylä, sera :

$$\sigma = \frac{n_\alpha^{total}}{I_s \times n_{cible} \times \epsilon_\alpha \times \Gamma_{RITU} \times b_\alpha} 10^{24} barn, \tag{4.3}$$

avec

- I_s l'intensité du faisceau intégrée sur le temps de mesure en nombre de particules.
- n_α^{total} le nombre de particules α mesurées, si besoin corrigé du temps de recherche.
- Γ_{RITU} la transmission du séparateur.
- b_α le rapport d'embranchement α.
- n_{cible} nombre de noyaux cibles par cm^2.
- ϵ_α efficacité de détéction α.

Nous supposerons une transmission (Γ_{RITU}) de 30 %. L'erreur systématique sur la transmission n'est pas prise en compte dans le calcul de l'estimation de la section efficace. La valeur du rapport d'embranchement b_α est de $9.5\% \pm 1$ [88], l'efficacité α est estimée à 55 %, le nombre de particule α est de 855 pour un temps total de 9.6 jours avec une cible de 325 $\mu\mathrm{g/cm}^2$ et un faisceau de 10 pnA. Ainsi la section efficace est estimée à :

$$\sigma = 1097 \pm 221 \text{ nb}. \tag{4.4}$$

Cette mesure est en bon accord avec l'expérience de spectroscopie prompte précédente du ^{251}Md [36], qui avait permis de déduire une section efficace de 760 $\mathrm{nb}^{+180}_{-130}$.

4.2.2 Techniques et sélections utilisées

Les spectres associés au ^{251}Md ont été obtenus grâce à la technique de RT (voir paragraphe 3.7) qui permet de s'affranchir de la plupart des contaminants. Le faible rapport d'embranchement d'environ 10 % conduit à privilégier la technique de RT au détriment de la technique de RDT qui entraîne une perte de plus de 90 % de la statistique. Des conditions cinématiques sont appliquées afin de caractériser les noyaux arrivant jusqu'au DSSD : il s'agit de conditions sur la perte d'énergie ΔE dans le détecteur MWPC et sur le temps de vol t_{TOF} entre ce détecteur et le DSSD. La sélection appliquée est visualisée sur la matrice 2D $(\Delta E, t_{TOF})$ représentée figure 4.5.

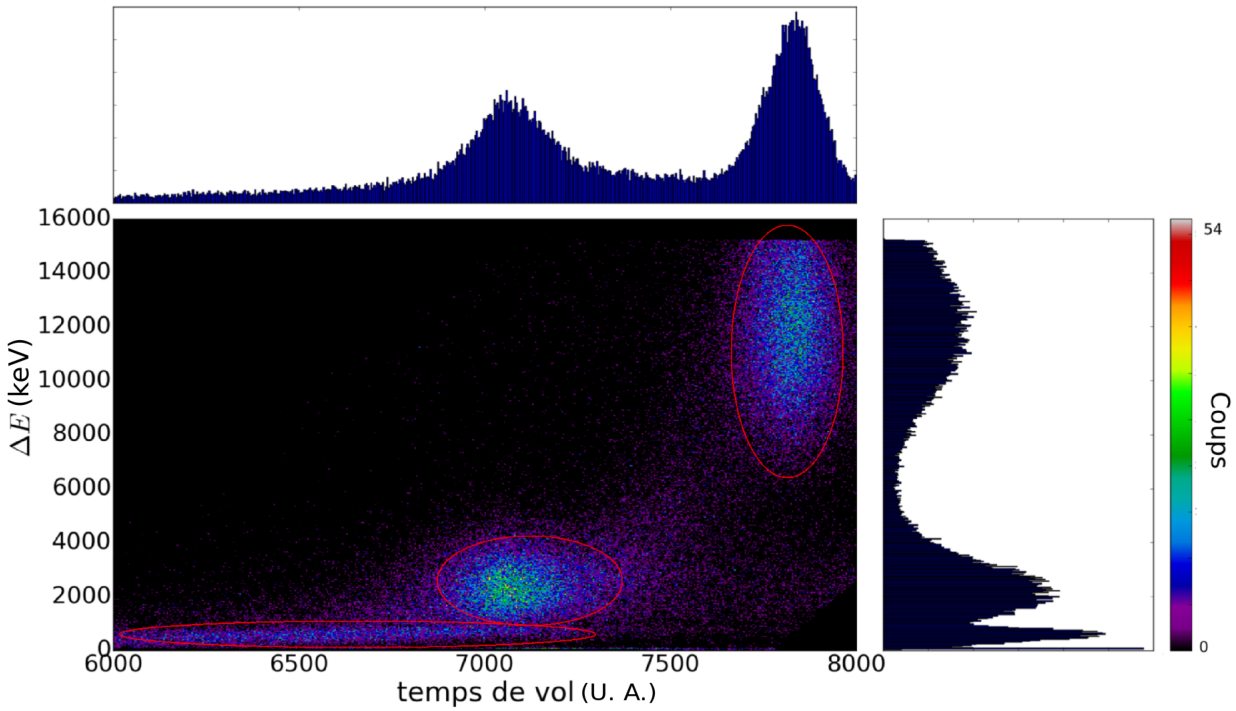

FIGURE 4.5 – *Matrice 2D qui représente la perte d'énergie dans le compteur proportionnel à fil en fonction du temps de vol (l'unité du temps de vol est arbitraire). Les événements ont traversé le compteur proportionnel à fil et se sont ensuite implantés dans le DSSD ; le temps de vol correspond au temps entre le DSSD et le compteur proportionnel à fil. Les projections de la matrice selon l'axe x et y sont représentées respectivement en haut et à droite.*

Les produits de transfert et cible diffusée ont une vitesse plus faible que les résidus de fusion, ils perdent plus d'énergie dans le détecteur MWPC que ceux-ci. Ils sont visibles en haut à droite de la matrice. Les noyaux de ^{251}Md sont plus lourds, possèdent une vitesse plus importante, et perdent un peu moins d'énergie au sein de la chambre d'ionisation. Enfin le faisceau diffusé possède la plus grande vitesse et la plus faible perte d'énergie ce qui correspond aux événements en bas à gauche de la matrice. La figure 4.6 montre une sélection des noyaux d'intérêt. Cette sélection a été définie grâce à la technique RDT. En effet, la technique RDT permet une très bonne sélection des événements d'intérêt. Tout d'abord elle impose la détection d'une désintégration α

dans le même du pixel du DSSD où le noyau s'est implanté. Cette condition augmente fortement la probabilité d'identification du noyau. De plus une sélection sur l'énergie de la désintégration α permet d'identifier encore plus sûrement les noyaux de ^{251}Md.
En utilisant cette technique, nous avons pu construire la matrice $(\Delta E, t_{TOF})$ correspondant à ces événements, qui a ensuite été utilisée pour construire le contour présenté figure 4.6. D'autres variables ont été considérées pour la sélection des noyaux de recul, comme par exemple l'énergie déposée dans le DSSD. Il s'avère cependant que la sélection la plus efficace (et suffisante) concerne la matrice $(\Delta E, t_{TOF})$.

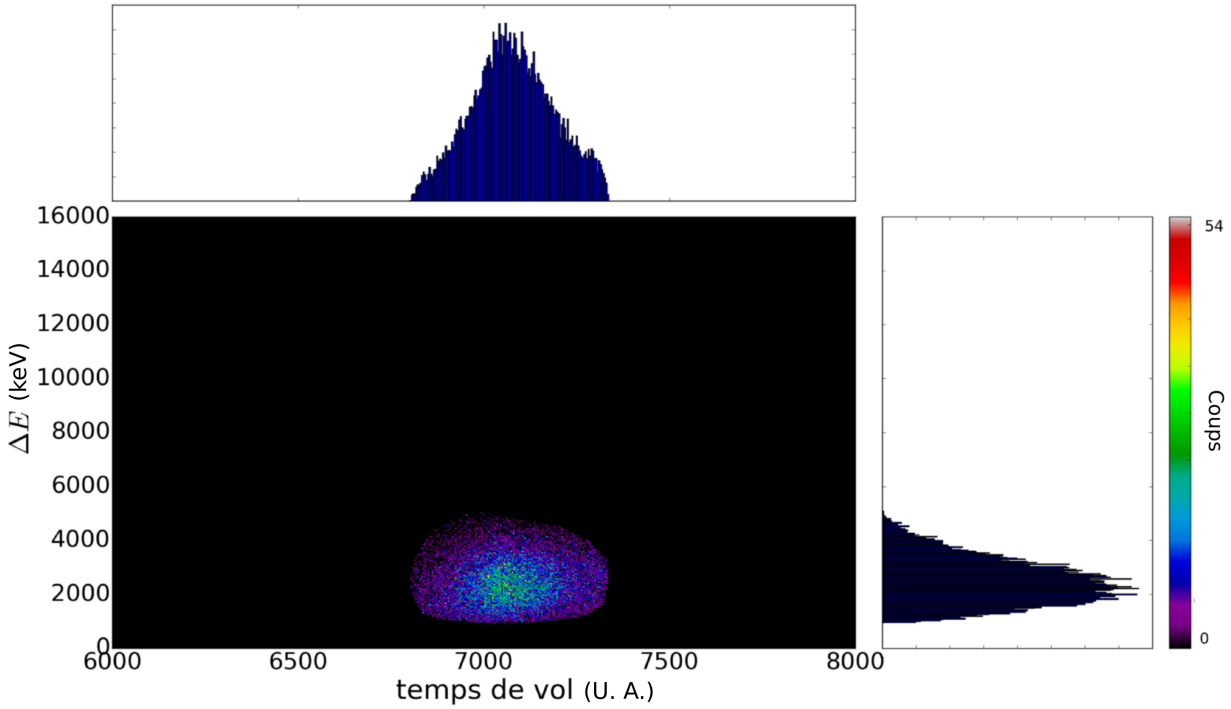

FIGURE 4.6 – *Matrice 2D qui représente la perte d'énergie dans le compteur proportionnel à fil en fonction du temps de vol après sélection des événements correspondants aux résidus d'évaporation.*

4.2.3 Décroissance α du ^{251}Md

La décroissance α du ^{251}Md a pu être observée grâce au DSSD. Les noyaux s'implantant dans celui-ci sont sélectionnés grâce à la méthode décrite au paragraphe précédent. La segmentation du détecteur permet de localiser le pixel d'implantation du noyau. Ensuite durant un temps de recherche déterminé, la présence d'un nouveau dépôt d'énergie est cherchée dans ce même pixel. Ce dépôt d'énergie témoigne de la désintégration α du ^{251}Md. Pour s'en assurer, l'énergie de la supposée particule α est conditionnée. Ainsi, en ne conservant que les particules possédant l'énergie de transition α du ^{251}Md, on s'assure de l'identification de l'isotope. Le temps de recherche au sein du pixel est d'environ 40 minutes correspondant à peu près à 10 temps de demi-vie du ^{251}Md. Il est donc raisonnable de supposer que tous les noyaux de ^{251}Md se sont désintégrés (plus précisément il s'agit de 99.85%). De même, 98.2 % des noyaux fils (le ^{247}Es) se sont désintégrés pendant ce temps. La figure 4.7 montre l'identification des raies α aux énergies attendues. Cette figure a été obtenue par technique RDT. L'observation d'une partie

des désintégrations du ^{247}Es vient du fait que l'efficacité de détection des particules alpha par le DSSD est de 55 %. Par conséquent une partie des particules α provenant du ^{251}Md n'est pas détectée, et parfois c'est la détection de la désintégration du noyau fils qui est corrélée.

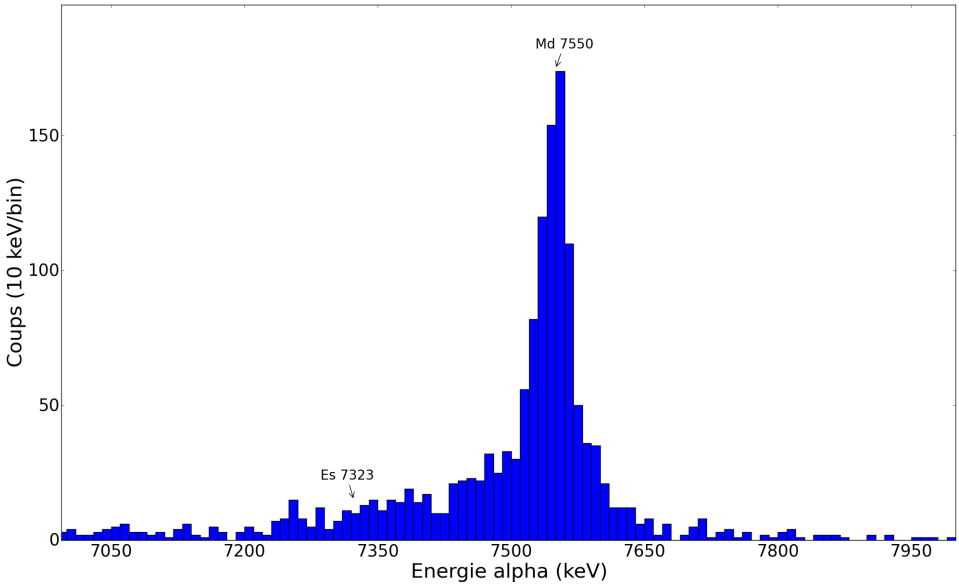

FIGURE 4.7 – *Histogramme de l'énergie alpha de la désintégration du* ^{251}Md *et de son fils le* ^{247}Es *(10 keV/bin).*

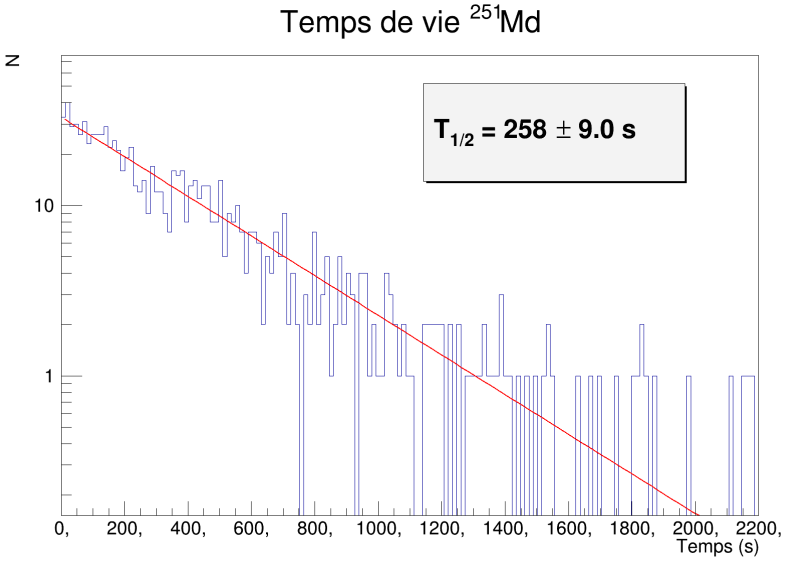

FIGURE 4.8 – *Histogramme en temps de la désintégration* α *du* ^{251}*Md.*

Grâce à la technique RDT il est possible de mesurer le temps de vie de désintégration α du ^{251}Md (figure 4.8). Les événements fortuits peuvent être de plusieurs natures, comme vu précédemment. Ils peuvent provenir de la détection de la désintégration α du ^{247}Es plutôt que du ^{251}Md et augmenteraient alors artificiellement le temps de vie mesuré. Il est facile de s'en prémunir en faisant une sélection en énergie excluant l'énergie des transitions du noyau fils. Cependant, d'autres types d'événements fortuits peuvent intervenir. Il peut s'agir d'une

désintégration alpha d'un noyau implanté dans un pixel voisin ou bien d'un ion qui s'implante dans le même pixel et qui est identifié (grâce à la matrice $(\Delta E, t_{TOF})$) comme étant du ^{251}Md. Le temps de vie mesuré sera alors diminué artificiellement. Le signal représenté figure 4.8 est considéré comme propre, c'est pourquoi la courbe d'ajustement est une simple exponentielle décroissante :

$$y = P_0 e^{-\frac{ln(2)}{P_1}t}. \tag{4.5}$$

La technique utilisée pour ajuster l'histogramme de temps de décroissance est celle du maximum de vraisemblance. Elle est la plus stable et la moins sensible aux événements fortuits pour ce problème. Le temps mesuré est alors de 4.31 ± 0.15 minutes, en accord avec le temps mesuré dans les expériences antérieures [88].

4.3 Mouvement collectif : bandes rotationnelles

En raison de la déformation des noyaux (ils sont assez éloignés des fermetures de couche sphériques), les mouvements collectifs sont importants dans la région des transfermiums. Cette collectivité est visible, notamment, au travers des spectres rotationnels. Nous verrons dans la suite de ce chapitre les principaux résultats extraits des données de spectroscopie prompte. Tout d'abord nous présenterons les données de spectroscopie gamma en rapport avec la technique RT, et ensuite les informations obtenues grâce à la technique de projection de matrice 2D gamma-gamma. Enfin nous présenterons les résultats obtenus par spectroscopie électron.

4.3.1 La spectroscopie γ

Dans un premier temps, les noyaux de ^{251}Md sont sélectionnés grâce au contour appliqué sur la matrice $(\Delta E, t_{TOF})$: voir paragraphe 4.2.2. Afin de purifier les spectres, une sélection supplémentaire est effectuée. En effet, la technique de TDR (Total Data Readout) organise les événements détectés par jurogam II en un flux ordonné en temps. Une sélection des événements sur ce temps (le temps entre la détection au niveau de jurogam II et l'implantation dans le DSSD, que nous nommerons t_{juro}) peut améliorer significativement la qualité des spectres. Pour cela nous utilisons la matrice 2D qui représente l'énergie déposée au sein de Jurogam II (E_{juro}) en fonction de t_{juro} : voir figure 4.9.

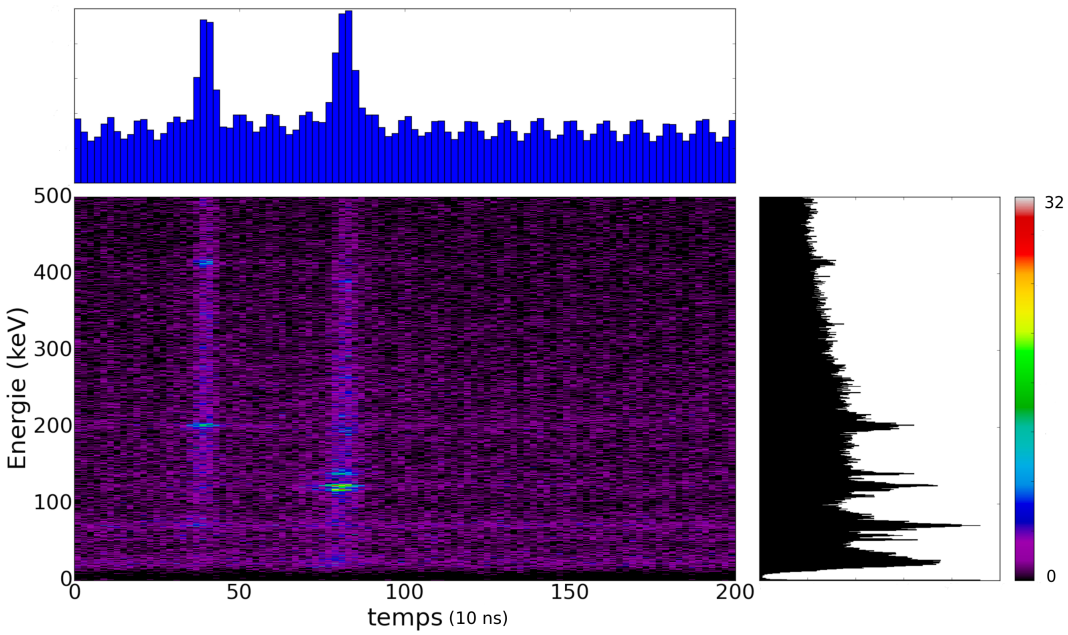

FIGURE 4.9 – *Matrice 2D qui représente l'énergie déposée au sein de jurogam II en fonction de t_{juro}. Les projections de la matrice selon l'axe x et y sont affichées respectivement en haut et à droite.*

La figure 4.9 met en évidence deux temps privilégiés, l'un pour $t_{juro} \sim 80$ et l'autre pour $t_{juro} \sim 40$. Il est relativement aisé d'identifier leur nature. En effet les principales raies pour $t_{juro} \sim 80$ correspondent aux rayons X du ^{251}Md (cf tableau 4.1) tandis que les raies pour $t_{juro} \sim 40$ correspondent aux transitions gamma du ^{205}Tl (cf tableau 4.2), c'est-à-dire à l'excitation coulombienne de la cible. Par conséquent la sélection est effectuée autour des événements ayant un temps proche de $t_{juro} \sim 80$ (cf figure 4.10).

Transition électronique	Énergie des rayons X (keV)	Intensité %
$K_{\alpha 1}$	125.170	44.1
$K_{\alpha 2}$	119.088	29.0
$K_{\beta 1}$	140.974	10.70
$K_{\beta 3}$	139.525	5.73
$L_{\alpha 1}$	16.741	19.6
$L_{\beta 1}$	22.549	11.4
$L_{\beta 2.15}$	20.286	5.4

TABLE 4.1 – Principaux rayons X du Md (I > 5 %) [98] .

Multipôle de la transition	Énergie du photon γ (keV)	spin des états
M1+E2	203.67	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$
M1+E2	415.71	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$

TABLE 4.2 – Transitions γ du ^{205}Tl après excitation coulombienne [99].

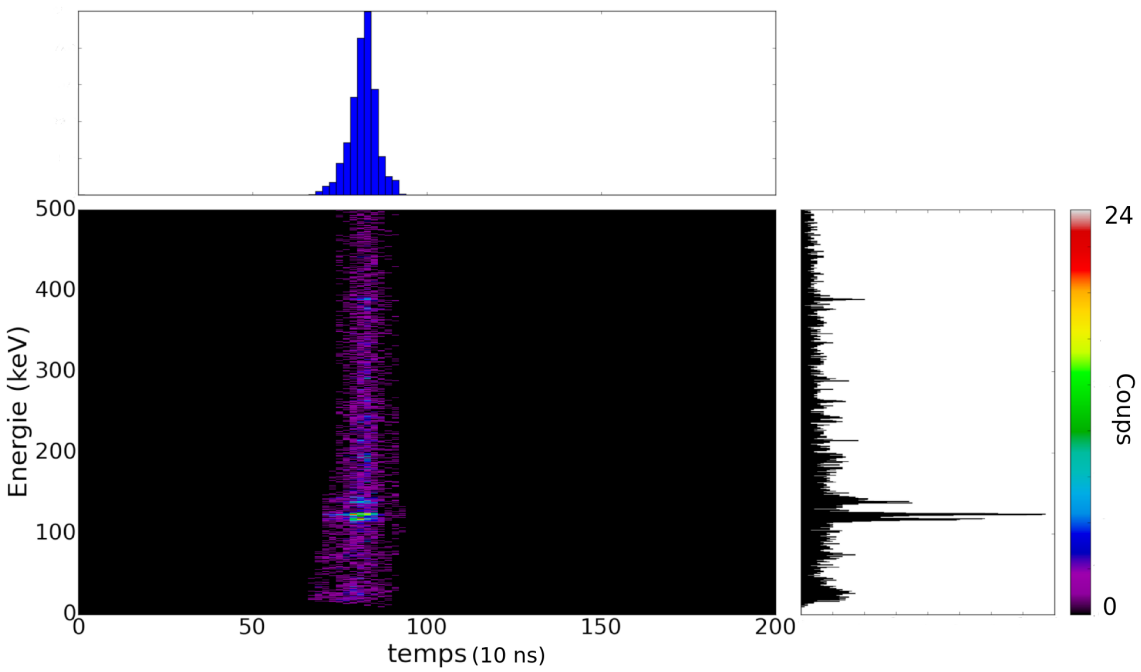

FIGURE 4.10 – *Matrice 2D représentant l'énergie déposée dans jurogam II en fonction du temps (t_{juro} après sélection des événements correspondants au* ^{251}Md.

En plus de cette sélection en temps, une troisième matrice 2D est utilisée afin d'effectuer une sélection des événements : la matrice (t_{TOF}, t_{juro}), avec t_{TOF} le temps entre le DSSD et le détecteur MWPC.
Pour résumer, la technique RT (matrice $(t_{TOF}, \Delta E)$) supprime l'essentiel du bruit de fond dû aux produits de fission et aux événements parasites ayant traversés RITU et s'étant implantés dans le DSSD. Ensuite on supprime le bruit de fond dû à l'excitation coulombienne de la cible de ^{205}Tl à l'aide des matrices (t_{TOF}, t_{juro}) et (E_{juro}, t_{juro}). Le spectre obtenu est finalement bien nettoyé comme le démontre la figure 4.11. La présence des rayons X du ^{251}Md (table 4.1) témoigne de la réorganisation du cortège électronique du ^{251}Md après conversion. Il s'agit d'un marqueur de la bonne identification du noyau.

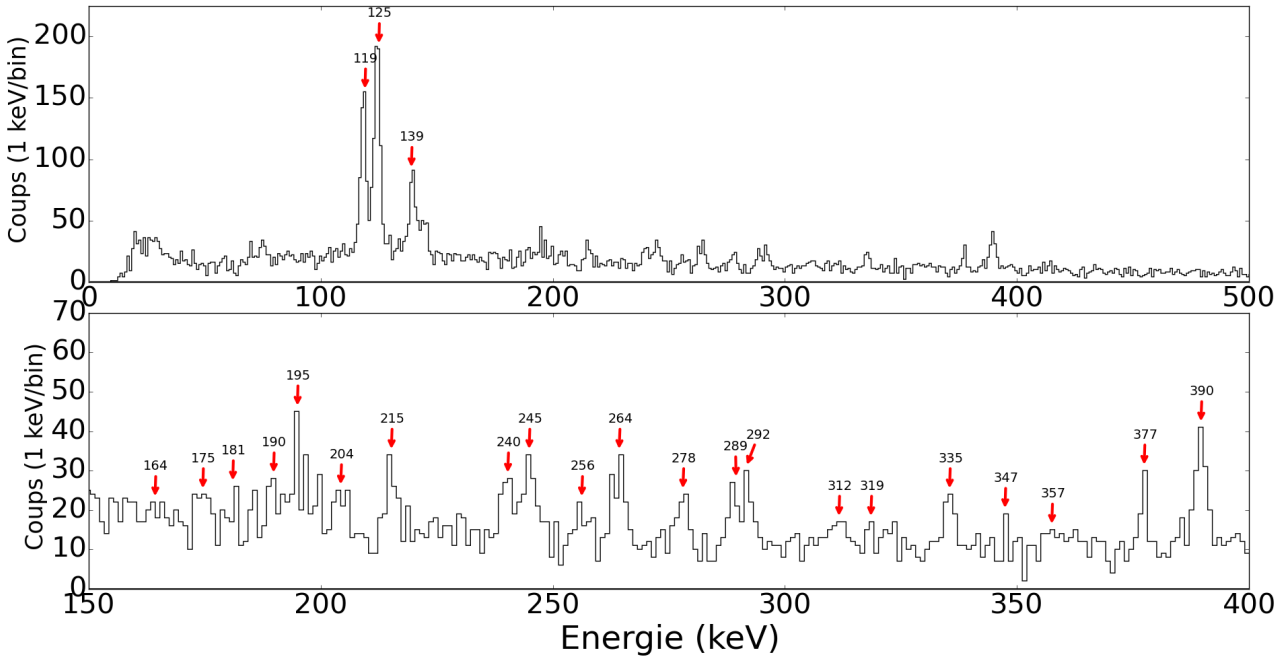

FIGURE 4.11 – *Spectre gamma obtenu par technique RT (1keV/bin). En haut le spectre total, en bas un agrandissement de la zone entre 150 et 400 keV, les flèches rouges indiquent les principales transitions.*

La figure 4.11 montre les 3 principales raies X du ^{251}Md (K_α et K_β), mais aussi les transitions issues majoritairement des bandes rotationnelles. Afin de préciser la nature de ces transitions nous utilisons la technique de la projection gamma-gamma.

4.3.1.1 Projection gamma-gamma

La méthode de projection à partir d'une matrice gamma-gamma exploite les événements ayant une multiplicité supérieure ou égale à deux. Les détecteurs germanium possèdent une résolution en temps de l'ordre de 10 ns, par conséquent nous sommes incapables de mesurer, grâce à ces détecteurs, les temps de vie des transitions observées (de l'ordre de la picoseconde). Ainsi les transitions provenant d'une même cascade de désexcitation seront mesurées simultanément. Cela est donc aussi vrai pour les bandes rotationnelles. Par exemple, une bande rotationnelle dont on détectera trois transitions successives sera retranscrite par un événement de multiplicité trois. La méthode consiste alors à construire une matrice (E_{γ_1},E_{γ_2}) symétrisée. Dès lors une projection de la matrice autour d'une énergie (selon un axe vertical ou bien horizontal) aura pour conséquence de mettre en évidence toutes les transitions en coïncidence avec cette énergie. La mise en œuvre de cette méthode appliquée aux bandes rotationnelles consiste à trouver les combinaisons de transitions maximisant les coïncidences entre elles.

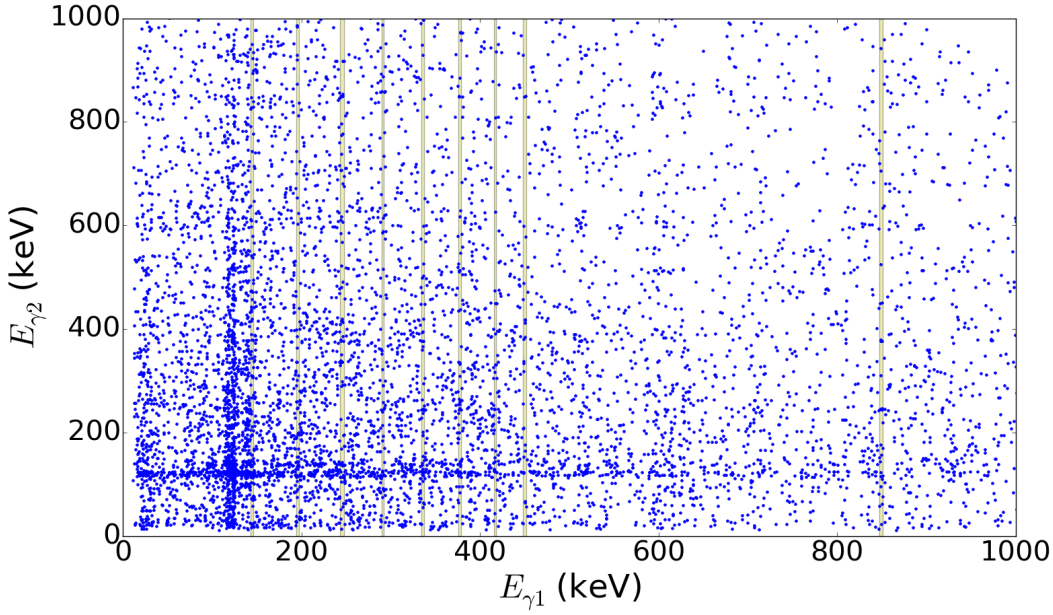

FIGURE 4.12 – *Matrice gamma-gamma symétrique par rapport à la bissectrice. Les sélections effectuées sont représentées en jaune pour la bande rotationnelle basée sur l'état* $\frac{1}{2}^{-}[521]$.

La figure 4.12 représente la matrice gamma-gamma sur laquelle les projections ont été effectuées.
D'après la précédente expérience de spectroscopie prompte [36], la présence d'une bande rotationnelle basée sur l'état $\frac{1}{2}^{-}[521]$ est attendue. Les projections visibles sur les figures 4.12 et 4.13 nous révèlent, effectivement, la présence d'une cascade en coïncidence pour des énergies de transitions concordant avec celles déjà publiées [36].

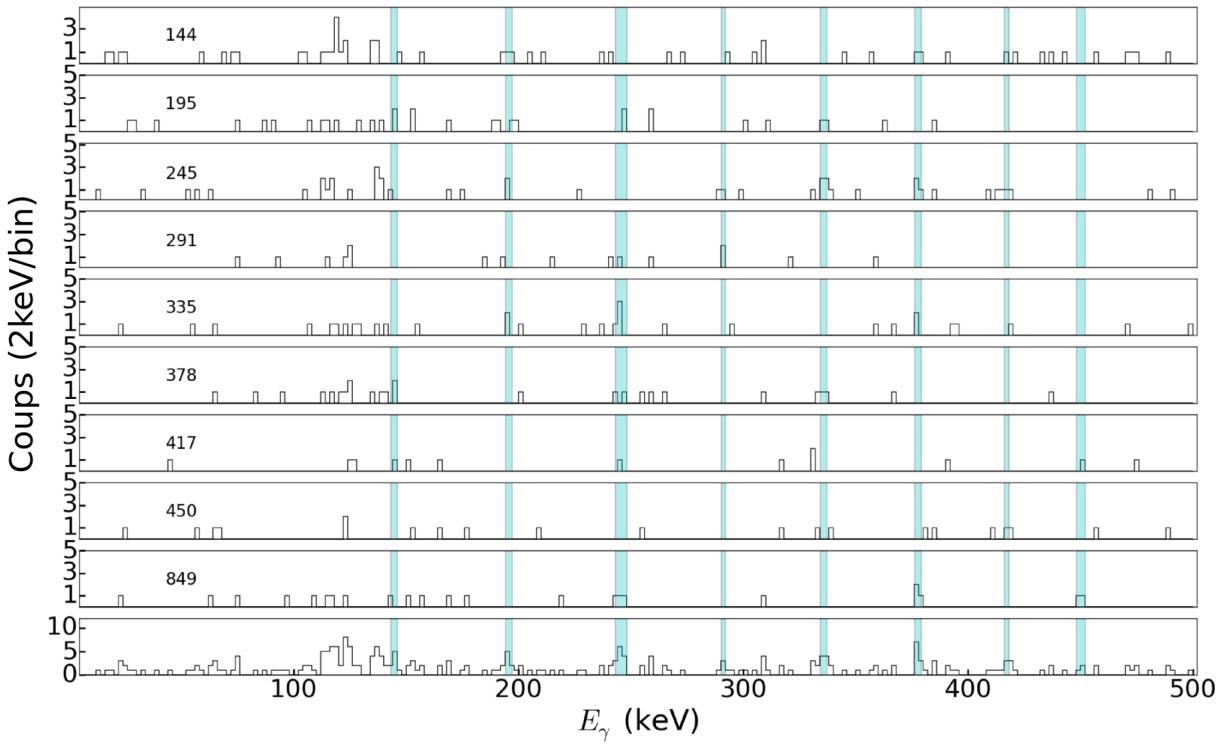

FIGURE 4.13 – *Projections de la matrice gamma-gamma (2 keV/bin). Chaque spectre représente la projection correspondant à l'énergie affichée à gauche de chaque histogramme. Le dernier histogramme représente la somme de tous les spectres.*

D'après les expériences précédentes, l'état $\frac{1}{2}^-[521]$ est interprété comme un état excité à 55 keV (cf figure 4.4). Subséquemment, une bande rationnelle basée sur l'état fondamental devrait être observée, comme dans le cas du noyau voisin ^{255}Lr pour lequel des bandes rotationnelles sont observées sur les états $\frac{1}{2}^-[521]$ et $\frac{7}{2}^-[514]$ [32]. Une seconde projection gamma-gamma révèle, en effet, une série de raies mais avec un espacement différent par rapport à la bande basée sur l'état $\frac{1}{2}^-[521]$. Ce spectre représenté figure 4.14 sera commenté par la suite et nous verrons que cette bande rotationnelle peut être interprétée comme étant construite sur l'état fondamental $\frac{7}{2}^-[514]$.

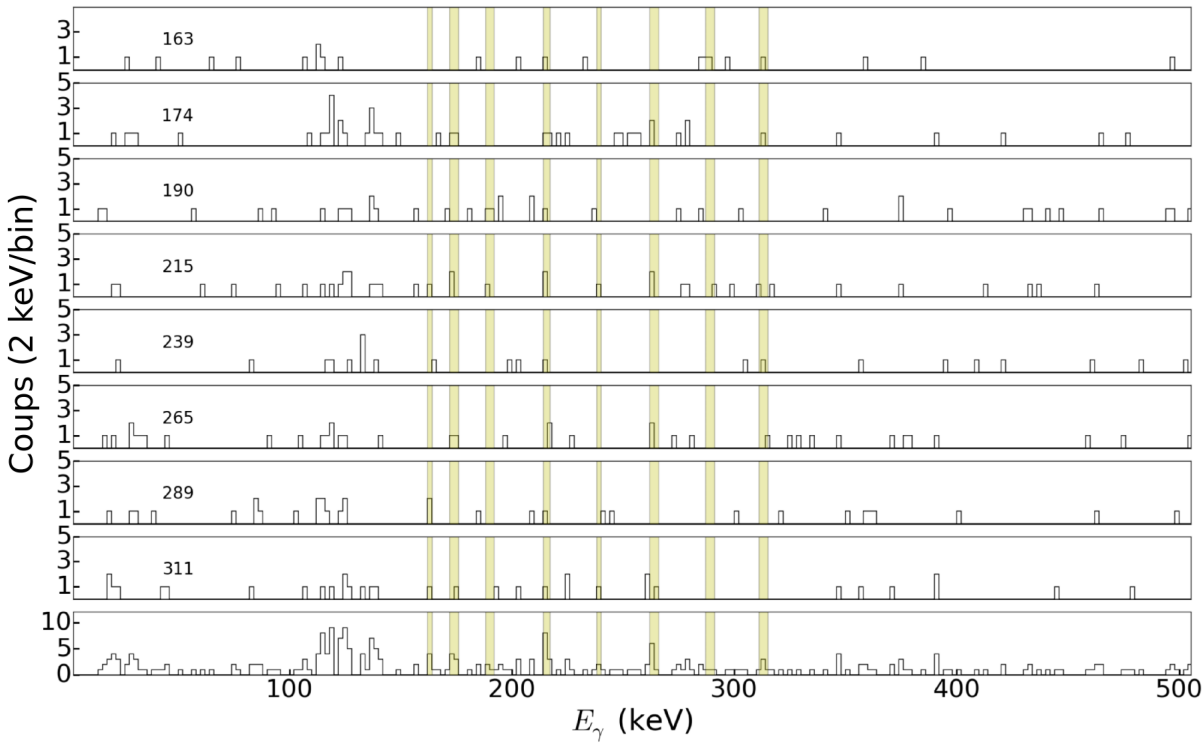

FIGURE 4.14 – *Spectres gamma obtenus par projection de la matrice gamma-gamma (2 keV/bin).*

Les figures 4.15 et 4.16 reprennent chacune la projection totale des cascades interprétées comme appartenant aux bandes rotationnelles construites sur les états $\frac{1}{2}^-[521]$ et $\frac{7}{2}^-[514]$. Il est déjà possible de constater plusieurs faits. Tout d'abord la statistique n'est pas très élevée, notamment dans le cas de la bande construite sur l'état $\frac{7}{2}^-[514]$ et il est difficile de tirer des conclusions définitives. Ensuite l'écart entre les transitions est environ deux fois plus important dans le cas de la bande rotationnelle construite sur l'état $\frac{1}{2}^-[521]$, ce qui est cohérent avec le cas particulier $K = \frac{1}{2}$ (cf figure 2.8) et correspond à un découplage des deux signatures de la bande rotationnelle amenant à observer une seule des deux signatures. Au contraire, la bande construite sur l'état $\frac{7}{2}^-[514]$ n'est pas découplée, on observe alors bien les deux signatures de la bande rotationnelle. Finalement, la bande $\frac{1}{2}^-[521]$ semble être en coïncidence avec une transition à environ 849 keV. Cela devrait correspondre à un état excité alimentant la bande rotationnelle. De plus la transition observée à 174 keV dans le cas de la bande $\frac{7}{2}^-[514]$ est interprétée comme une transition M1 entre les deux signatures de la bande rotationnelle. Si cela n'était pas le cas, l'écart faible entre les trois premières transitions observées impliquerait un moment d'inertie dynamique anormalement élevé.

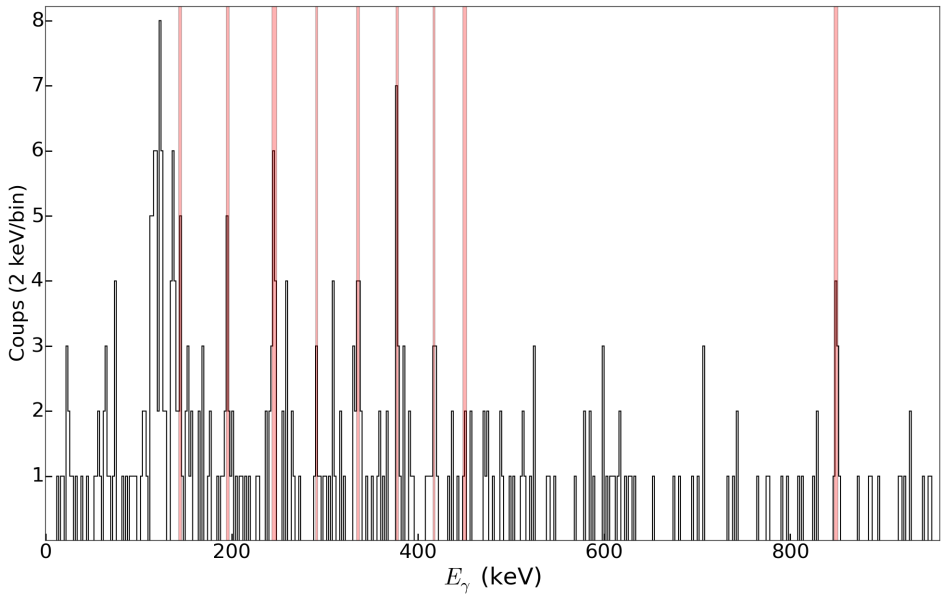

FIGURE 4.15 – *Spectre gamma obtenu par projection de la matrice gamma-gamma, interprété comme une bande basée sur l'état* $\frac{1}{2}^-[521]$ *(2 keV/bin).*

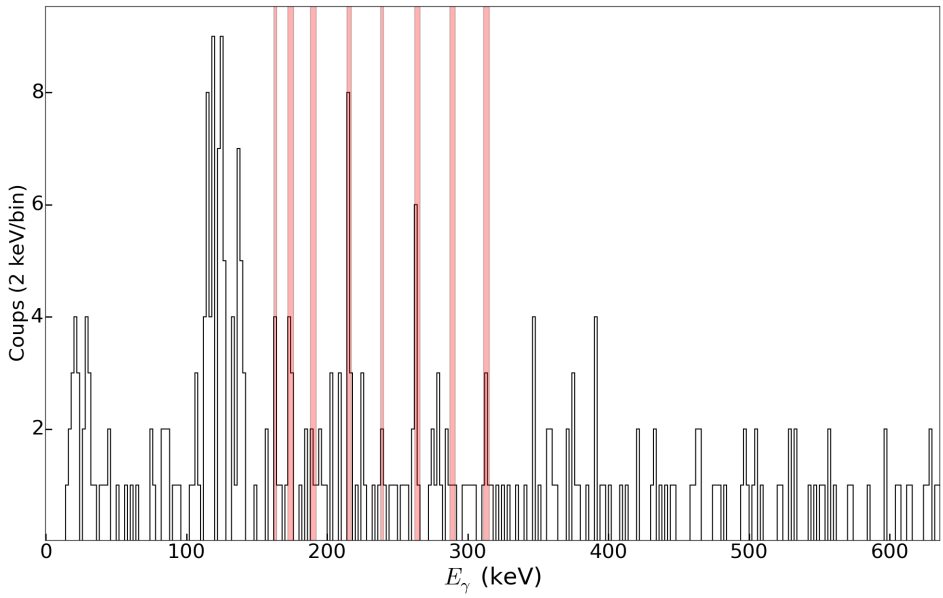

FIGURE 4.16 – *Spectre gamma obtenu par projection de la matrice gamma-gamma, interprété comme une bande basée sur l'état* $\frac{7}{2}^-[514]$ *(2 keV/bin).*

Un schéma de niveaux est alors réalisable grâce à ces projections gamma-gamma (cf figure 4.17). Sur ce schéma de niveau, les transitions à 133 keV pour l'état $\frac{7}{2}^-[514]$, 122 et 52 keV pour l'état $\frac{1}{2}^-[521]$ sont extrapolées par la méthode de Harris. Il est intéressant de noter que l'énergie de 133 keV pour l'état $\frac{11}{2}^-$ est cohérente avec la valeur de 135 keV qui contribue à une interprétation cohérente de la spectroscopie retardée : voir figure 4.4. La courbe de Harris est équivalente à un développement limité de $J^{(2)}$ sur les fréquences de rotation ω pair [100] :

$$J^{(2)} = J_0 + 3J_1\omega^2 + 5J_2\omega^4 + ... \tag{4.6}$$

J_n correspondant aux coefficients du développement. De plus, à partir de ce développement nous pouvons retrouver le spin tel que :

$$dI_x = \frac{J^{(2)}}{\hbar} d\omega \Rightarrow I_x = \int \frac{J^{(2)}}{\hbar} d\omega \approx I_x(0) + \frac{1}{\hbar}(J_0\omega + J_1\omega^3 + J_2\omega^5 + ...) \tag{4.7}$$

Si l'approximation de Harris est valide, alors nous pouvons extrapoler nos bandes rotationnelles à basse énergie à l'aide de l'équation 4.7. La paramétrisation de Harris a prouvé son efficacité pour les noyaux pair-pair, néanmoins pour les noyaux impairs son utilisation est plus sujet à caution et doit être prise comme une indication plutôt que comme une règle acquise.

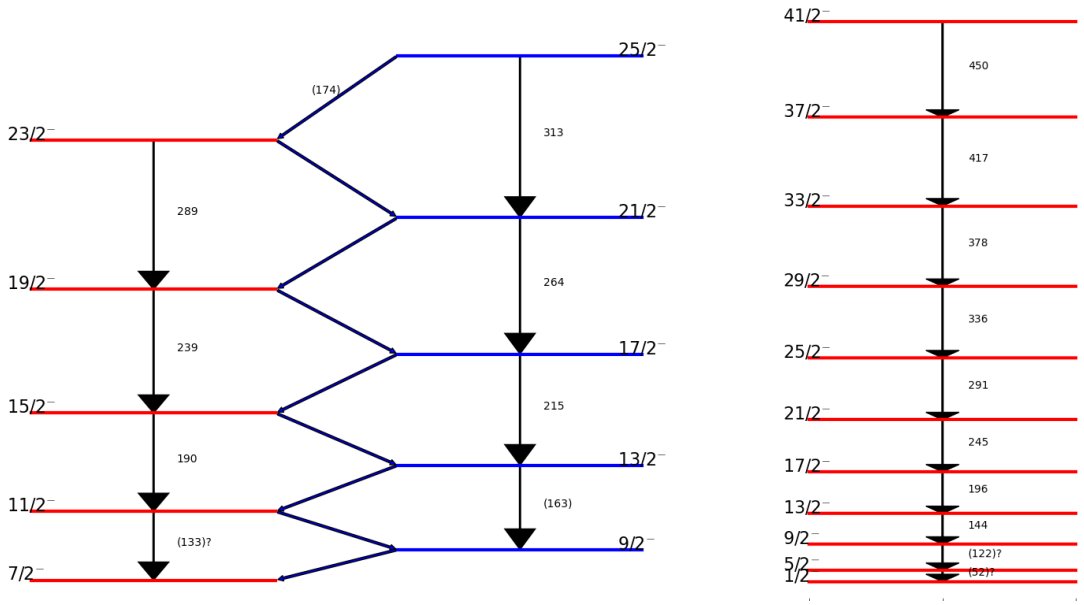

FIGURE 4.17 – *Schéma des deux bandes rotationnelles fondées sur les états* $\frac{7}{2}^-[514]$ *et* $\frac{1}{2}^-[521]$ *obtenues à partir des projections gamma-gamma.*

Afin de valider les résultats, un coefficient quantitatif a été construit. La méthode consiste à choisir quatre transitions à partir desquelles on effectue des projections gamma-gamma, l'objectif étant d'évaluer quantitativement le fait que ces quatre transitions soient ou ne soient pas en coïncidence. Comme précédemment les quatre spectres issus de ces quatre transitions sont sommés. Sur ce spectre sommé, les coups apparaissant dans une largeur de 4 keV autour de l'énergie de chaque transition sont considérés comme du signal et le reste comme du bruit (excepté la zone des rayons X du Md qui ne sont pas comptés comme du bruit). Le coefficient extrait correspond au rapport signal sur bruit, il mesure donc la pertinence de la coïncidence entre ces 4 transitions.

Finalement, afin de vérifier quelles transitions correspondent le plus à une cascade, toutes les combinaisons possibles de 4 transitions ayant des énergies entre 150 et 450 keV sont parcourues par pas de 1 keV (entre 150 et 200 pour l'une des transitions pour des raisons de temps de calcul). Le graphique correspondant est représenté figure 4.18. Il représente le rapport signal sur bruit en fonction de l'énergie pour l'une des quatre transitions, ainsi chaque point correspond à une combinaison de 4 transitions.

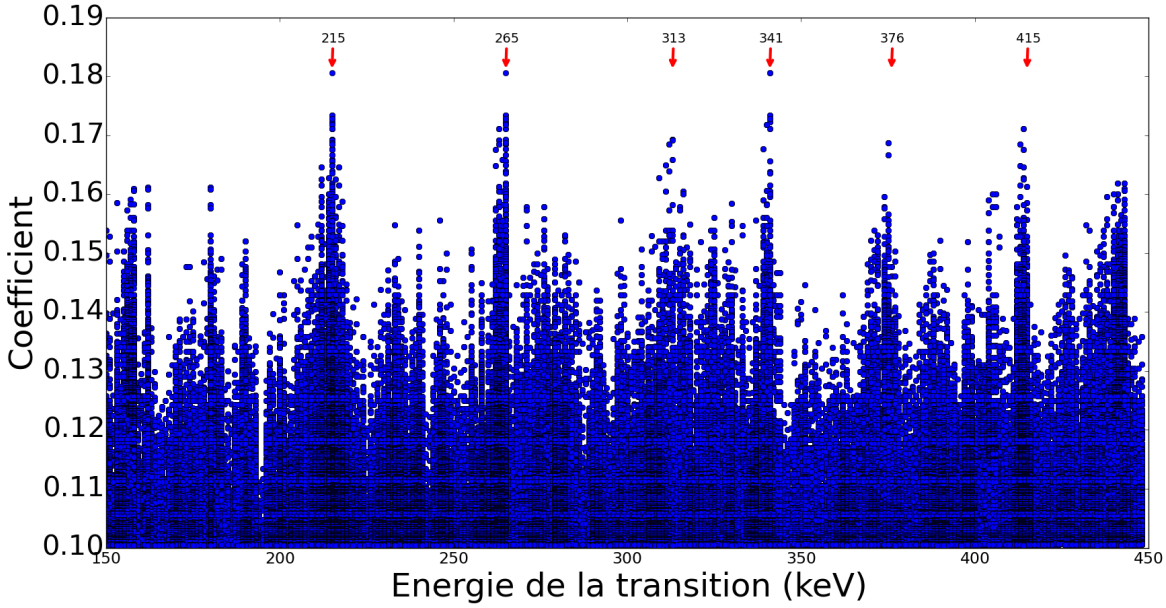

FIGURE 4.18 – *Graphique représentant l'énergie d'une transition en fonction du coefficient qui correspond au rapport signal sur bruit pour une combinaison de 4 transitions.*

Le graphique 4.18 témoigne d'une structure claire qui est particulièrement visible pour des énergie autour de 215, 264 et 341 keV. Ainsi cela renforce l'idée que les projections ne sont pas seulement fortuites mais bien des coïncidences privilégiées provenant de bandes rotationnelles. L'annexe C.1 répertorie les principales combinaisons de 4 transitions possédant les plus grands coefficients. La méthode met ainsi en évidence le quadruplet 171, 215, 265 et 341 keV (coïncidence la plus forte) mais aussi le quadruplet 162, 215, 263, 313 keV (quatrième plus forte) comme liées à une même cascade radiative. Ces résultats coïncident avec l'interprétation de la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental $\frac{7}{2}^-[514]$ (figure 4.14 et 4.16). Cependant la transition à 341 keV reste difficile à interpréter, dû à son anormal espacement en énergie avec les transitions voisines, comme pouvant appartenir à la bande rotationnelle. D'autres transitions sont mises en avant (180, 171 keV, ...) pouvant être interprétées comme des transitions M1 entre partenaires en signature de la bande rotationnelle. Par ailleurs il est intéressant de constater que les coïncidences les plus visibles semblent appartenir à la bande rotationnelle construite sur l'état $\frac{7}{2}^-[514]$. Il semble donc légitime de bien considérer cette bande comme bâtie sur l'état fondamental.

Par ailleurs, en partant d'une transition à 245 keV, la méthode permet de mettre en avant le quadruplet 197, 245, 338, 414 keV interprété comme appartenant à la bande $\frac{1}{2}^-[521]$. De plus, le pic autour de l'énergie 389 keV est particulièrement important (voir figure 4.11). De par son intensité il ne semble pas directement appartenir à une bande rotationnelle, mais lorsque l'on observe les principales coïncidences (cf Annexe C table C.3), on peut en conclure à une transition d'un niveau excité qui alimenterait la bande rotationnelle basée sur l'état fondamental.

Finalement le tableau 4.3 récapitule toutes les transitions interprétées à l'aide de la spectroscopie gamma.

Énergie de la transition	Aire de l'ajuste-ment (A)	$I_\gamma = A/\epsilon_\gamma$	$I_{tot} = I_\gamma(1+\alpha)$	Multi-polarité supposée	$\Omega^\pi[Nn_z\Lambda]$ de la bande
165	31 ± 10	295	1280	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
175	43 ± 9	409	4643	M1	$\frac{7}{2}^-[514]$
181	31 ± 10	301	3084	M1	$\frac{7}{2}^-[514]$
190	49 ± 9	473	1345	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
205	45 ± 9	441	1041	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
215	63 ± 8	617	1301	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
240	58 ± 8	587	1026	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
264	72 ± 8	748	1135	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
289	45 ± 9	489	677	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
312	31 ± 11	350	452	E2	$\frac{7}{2}^-[514]$
(341)	> 0	> 0	> 0	E2 ?	?
(378)	61 ± 9	735	860	E2 ?	?
(415)	> 0	> 0	> 0	E2 ?	?
145	135 ± 25	1342	8638	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
195	89 ± 8	861	2281	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
245	71 ± 8	720	1208	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
292	54 ± 9	582	799	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
336	51 ± 9	589	733	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
378	61 ± 9	735	860	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
417	> 0	> 0	> 0	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$
450	> 0	> 0	> 0	E2	$\frac{1}{2}^-[521]$

TABLE 4.3 – Caractéristiques des transitions observées par spectroscopie gamma. A représente l'aire de la gaussienne ajustée (voir figure 4.22), ϵ_γ l'efficacité absolue de jurogam II, I_γ l'intensité γ ; I_{tot} l'intensité totale et α le coefficient de conversion. L'erreur sur l'énergie est estimée à $\pm$ 1 keV.

Si ces résultats semblent cohérents, il est aussi important de souligner la relative faible statistique de ces résultats et donc la fragilité de ces conclusions. Comme nous allons le voir par la suite, la spectroscopie des électrons est un outil adapté afin d'approfondir, de confirmer ou d'infirmer ces résultats.

4.3.2 Spectroscopie prompte des électrons de conversion

La spectroscopie prompte des électrons de conversion du ^{251}Md a déjà été tentée en 2002 avec le détecteur SACRED à Jyväskylä. Malheureusement les données produites n'étaient pas exploitables. Avec l'expérience réalisée en 2012 avec SAGE, c'est donc la première fois qu'une spectroscopie électron produit des données exploitables pour le ^{251}Md. La spectroscopie électron est nécessaire pour l'étude des transitions fortement converties, c'est-à-dire de plutôt basse énergie, mais aussi ayant une multi-polarité élevée (plutôt les transitions magnétiques que électriques comme illustré figures 2.14, 2.15 et 2.16). La spectroscopie électron est donc particulièrement adaptée pour étudier les transitions M1 de basse énergie qui, par exemple, relient entre eux les niveaux $\Delta I = 1$ de deux partenaires en signature d'une bande rotationnelle. Comme pour les transitions gamma, en plus de la technique RT, une autre sélection a été effectuée

sur la matrice 2D (E_{SAGE}, t_{SAGE}). Avec E_{SAGE} (ou E_e) l'énergie déposée dans le détecteur d'électron SAGE, et t_{SAGE} le temps qui sépare la détection de l'électron au niveau de SAGE et l'implantation du recul dans le DSSD.

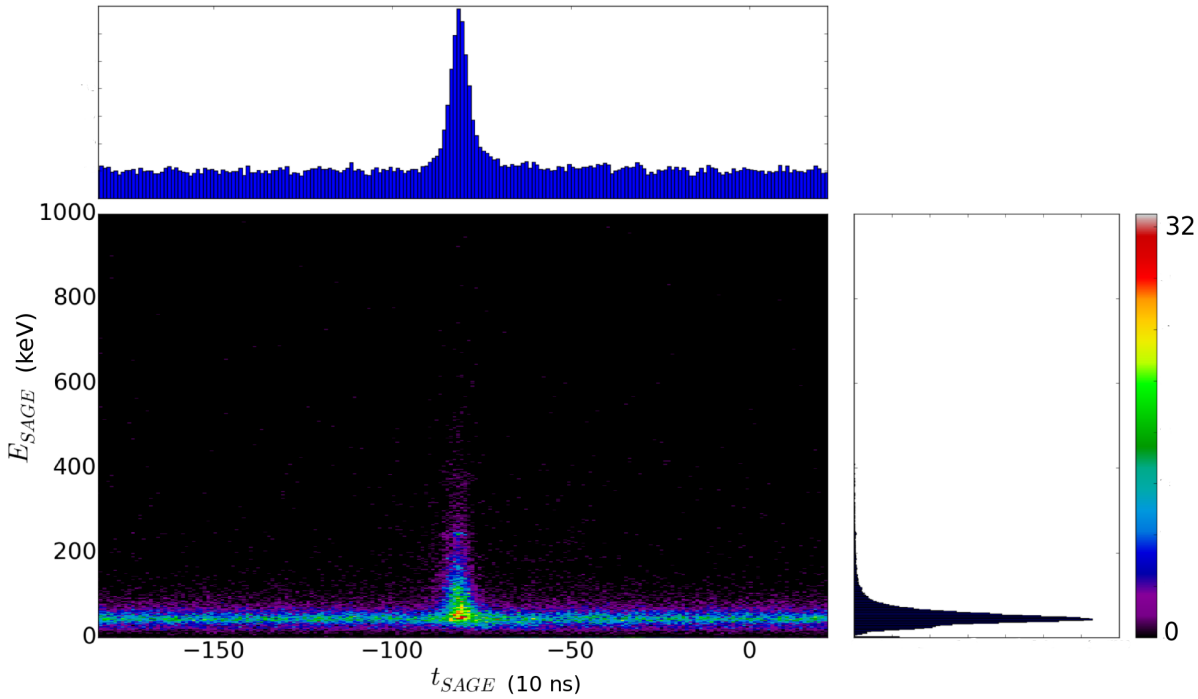

FIGURE 4.19 – *Matrice 2D qui représente l'énergie déposée dans SAGE en fonction de t_{SAGE}. La projection de l'énergie (le temps) est affichée à droite (en haut).*

La matrice (E_{SAGE}, t_{SAGE}) révèle un temps privilégié ($t_{SAGE} \sim -80$) correspondant à la détection des électrons de conversion du ^{251}Md. La sélection sur la matrice se fera donc autour de ce temps. La matrice nous révèle aussi les électrons atomiques produits par la collision du faisceau sur la cible (électrons delta) visibles quelque soit le temps. Ces électrons possèdent une énergie plutôt basse (autour de 50 keV) et participent activement au bruit de fond de basse énergie. C'est pour isoler ce bruit de fond qu'une coupure, similaire à celle appliquée autour de $t_{SAGE} \sim -80$, est appliquée pour un autre temps. Le spectre en énergie alors obtenu est utilisé comme spectre de bruit de fond et soustrait au spectre obtenu avec la coupure autour de $t_{SAGE} \sim -80$. Les spectres correspondant alors aux électrons de conversion de ^{251}Md sont représentés figures 4.20 et 4.21.

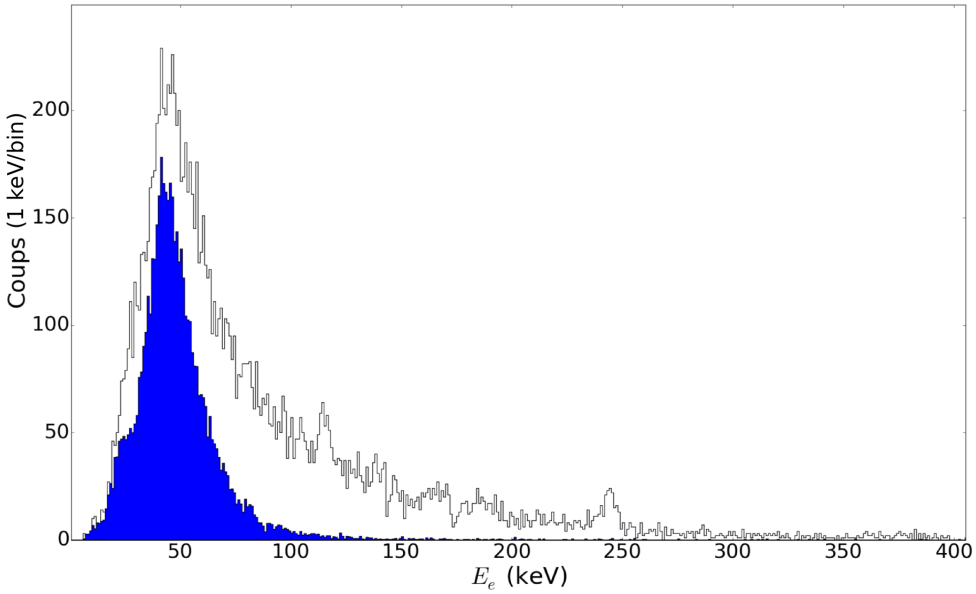

FIGURE 4.20 – *Spectre de l'énergie des électrons de conversion (1 keV/bin). En blanc le spectre total obtenu grâce aux sélections cinématique et sur le temps t_{SAGE}. En bleu le spectre de bruit de fond qui sera soustrait.*

Le spectre après soustraction du bruit de fond représenté figure 4.21 permet d'observer une structure dont une partie peut être facilement interprétée. Les principaux pics correspondent aux transitions de basses énergies observées en spectroscopie gamma. Néanmoins, il est difficile de distinguer tous les électrons de conversion. En effet, chaque transition gamma est en compétition avec un nombre conséquent d'électrons de conversion d'énergies différentes. Par conséquent le spectre des électrons de conversion est l'accumulation de tous ces électrons issus majoritairement des couches K, L1, L2, L3, M1, M2 et M3 (voir tableau 4.4). Afin de comprendre plus profondément ce spectre nous utiliserons alors une simulation de ce spectre en faisant différentes hypothèses concernant les transitions des bandes rotationnelles.

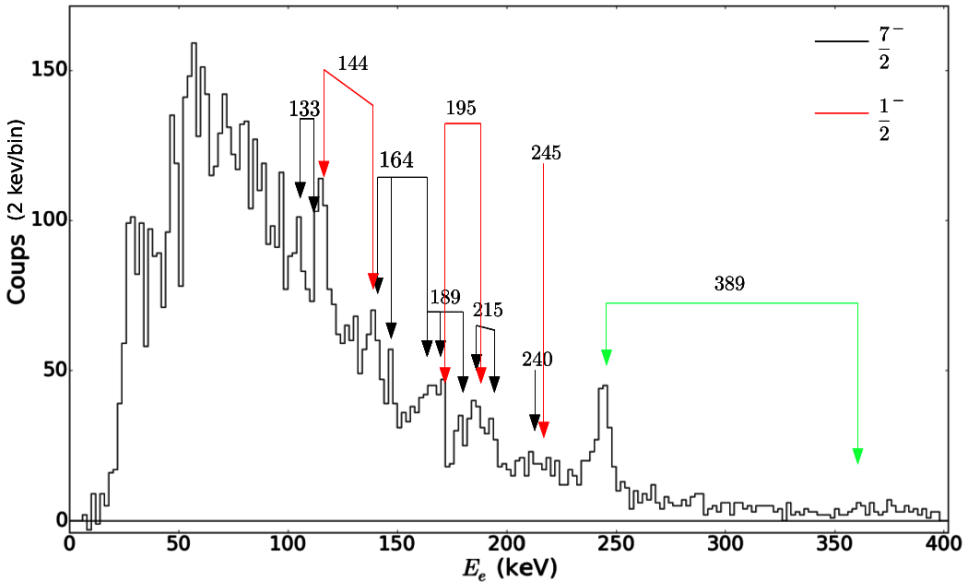

FIGURE 4.21 – *Spectre des électrons de conversion auquel le bruit de fond a été soustrait (2 keV/bin). Les flèches noires indiquent les principales énergies des électrons correspondant aux transitions gamma de la bande construite sur l'état* $\frac{7}{2}^-[514]$. *Les flèches rouges indiquent les principales énergies des électrons correspondant aux transitions gamma de la bande construite sur l'état* $\frac{1}{2}^-[521]$. *Les flèches vertes indiquent la position des électrons de conversion de la transition à 389 keV.*

K	L1	L2	L3	M1	M2	M3
146.78	28.53	27.61	21.39	7.44	7.0	5.55

TABLE 4.4 – Énergie de liaison des électrons du ^{251}Md (keV) [101].

4.3.2.1 Modélisation des électrons de conversion

4.3.2.1.1 Simulation à l'aide des données de spectroscopie gamma prompte

Nous allons dans un premier temps reconstruire le spectre électron à partir du spectre gamma. Pour cela nous utilisons le spectre gamma obtenu par la méthode RT afin d'évaluer les énergies et intensités des transitions. La figure 4.22 montre le spectre gamma correspondant.

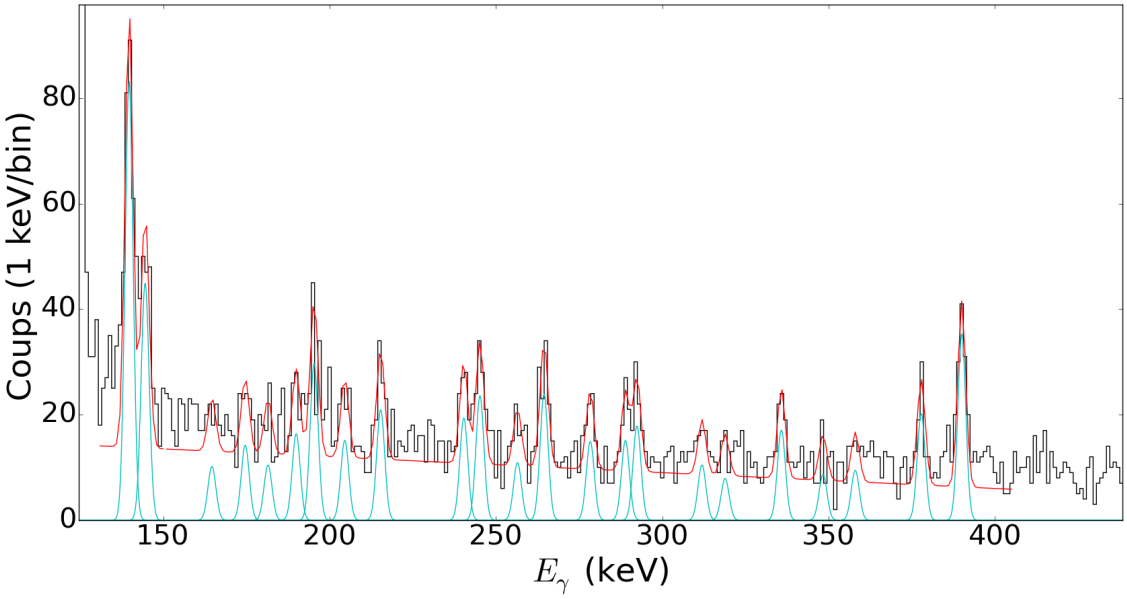

FIGURE 4.22 – *Spectre gamma obtenu par technique RT représenté entre 130 et 500 keV. Le spectre est ajusté (en rouge) avec des gaussiennes et par un bruit de fond linéaire. La couleur cyan représente la composante gaussienne des ajustements utilisés pour simuler le spectre d'électrons de conversion représenté figure 4.23.*

Les intensités sont alors corrigées de l'efficacité du détecteur jurogam II. Pour chaque transition radiative, les différentes transitions électroniques sont alors calculées utilisant les coefficients de conversion et en corrigeant de l'efficacité de SAGE. L'intégralité des transitions prises en compte dans cette simulation est répertorié annexe C, tableaux C.4-C.8 qui récapitulent l'énergie des transitions gamma, la multi-polarité supposée de la transition, la couche électronique, le coefficient de conversion utilisé et enfin l'énergie de l'électron de conversion.
Nous simulons alors le spectre d'électrons de conversion représenté figure 4.23. Toutes les transitions électroniques sont modélisées par une gaussienne. Le spectre résultant n'est donc pas rigoureusement convolué par la réponse du détecteur, ce qui engendre nécessairement une sous-évaluation du bruit de fond.

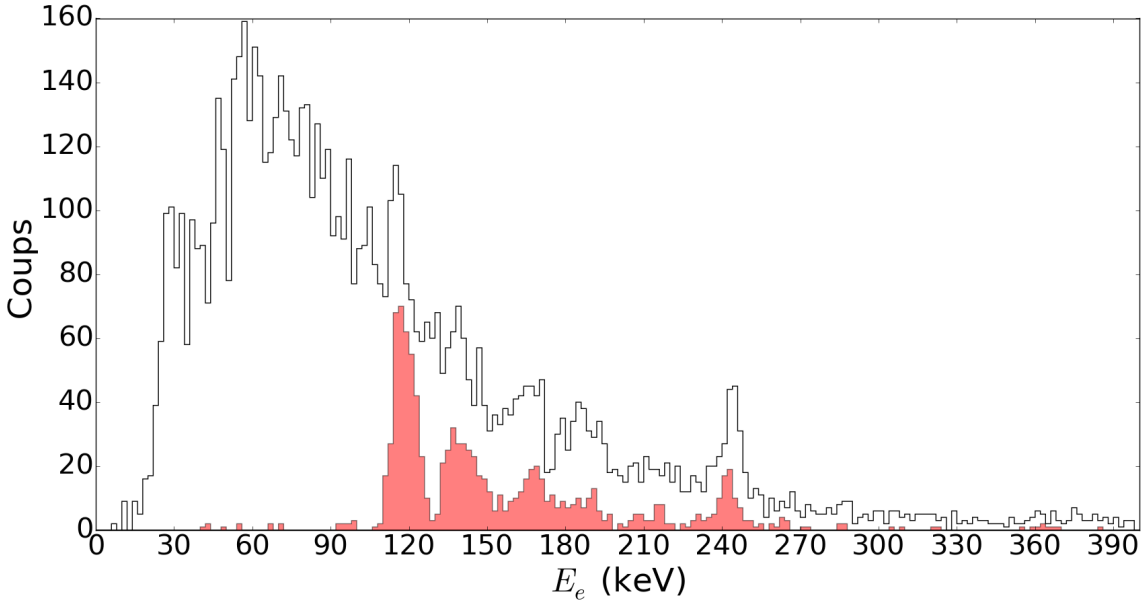

FIGURE 4.23 – *Spectre expérimental des électrons de conversion (en keV) en blanc. En rouge le spectre des électrons de conversion simulé à partir du spectre des transitions gamma représenté figure 4.22.*

Il est important de noter que les transitions utilisées comme base de la simulation ont toutes des énergies supérieures à 140 keV. La forme du spectre est globalement bien reproduite pour E > 100 keV, mais la simulation ne reproduit pas de manière satisfaisante l'intensité des pics. En ce qui concerne la transition gamma à 144 keV, son intensité est surévaluée à cause de la présence de rayons X du ^{251}Md dans la même zone. Par conséquent, la conversion se faisant majoritairement sur la couche L est également surestimée (énergie moyenne des électrons de 118 keV). Par ailleurs il est possible d'évaluer le coefficient de conversion d'une transition particulièrement visible dans le spectre d'électrons de conversion et dans le spectre gamma (respectivement à 244 et 389 keV). Le coefficient de conversion est alors estimé à :

$$\alpha_K(E_\gamma = 389) = 1.8 \pm 0.8. \tag{4.8}$$

Les différents coefficients de conversion théoriques pour une transition de cette énergie sont donnés par le tableau 4.6. Si on considère ce tableau, deux multi-polarités semblent possibles : une transition de type M2 possédant un coefficient de conversion compatible avec la mesure, et une transition de type M1 compatible à 2σ. C'est cette dernière qui a été privilégiée pour plusieurs raisons. La première est l'incompatibilité de la mesure d'une transition à une particule avec une multi-polarité M2. En effet, le temps de vie d'une transition M2 estimé par le modèle de Weisskopf est trop long, de l'ordre de 90 ns, ce qui implique que l'émission doit avoir lieu en dehors du champs de vision de Jurogam II. La seconde observation qui viendrait renforcer ce constat serait la mesure systématique d'un excès d'électrons de conversion par rapport aux transitions gamma mesurées (ou encore d'un déficit de rayons gamma). Cela s'expliquerait par la présence d'un bruit de fond mal compris, ou bien par une influence des sélections effectuées sur les spectres des électrons et des transitions gamma. Enfin il est aussi possible que la transition soit une transition collective (octupolaire ?) de type M2, elle serait à ce moment la plus rapide

que les temps estimé par le modèle de Weisskopf et compatible avec nos mesures.

Transition (keV)	Multipolarité	Couche électronique	Coefficient de conversion théorique	Énergie de l'électron (keV)	$T_{\frac{1}{2}}^{Weisskopf}$ (s)
389.6	E2	K	0.0591	244.0	$6.64 * 10^{-10}$
389.6	M1	K	0.848	244.0	$3.8 * 10^{-13}$
389.6	M2	K	1.95	244.0	$8.8 * 10^{-8}$
389.6	E3	K	0.1465	244.0	$2.3 * 10^{-4}$

TABLE 4.5 – Coefficients de conversion pour une transition de 389 keV.

4.3.2.1.2 Simulation basé sur la modélisation des bandes rotationnelles

Une simulation plus complète prenant en compte les caractéristiques des bandes rotationnelles a été réalisée. L'intensité des transitions E2 et M1 est modélisée grâce aux relations 2.111 et 2.107. Le facteur gyromagnétique pour chaque orbitale est calculé grâce à la relation 2.110. Le moment quadrupolaire électrique est supposé constant le long de la bande et a pour valeur :

$$Q_0 = \frac{3}{5\pi} Z \, (r_0 A^{1/3})^2 \beta \, [e \text{ fm}^2], \tag{4.9}$$

avec $\beta = 0.3$, $r_0 = 1.2$ fm. Afin de calculer l'intensité de toutes les transitions, nous devons adopter une modèle d'alimentation des bandes. Pour cela, nous extrapolons la bande rotationnelle vers les hauts moments angulaire par la méthode de Harris. Nous supposons qu'il n'y a pas de séparation des partenaires en signature ("signature splitting") et que les deux partenaires en signature sont peuplées avec la même intensité. Nous pouvons alors déterminer l'intensité de chaque transition de manière analytique. Cette méthode permet de générer des spectres gamma et électrons de conversion en prenant pour hypothèse différentes configurations de la tête de bande. Les deux états testés sont les états $\frac{7}{2}^-[514]$ et $\frac{7}{2}^+[633]$. Dans les deux cas, les énergies de transition sont identiques, c'est-à-dire correspondant à la bande rotationnelle $K = 7/2$ identifiée par spectroscopie gamma.

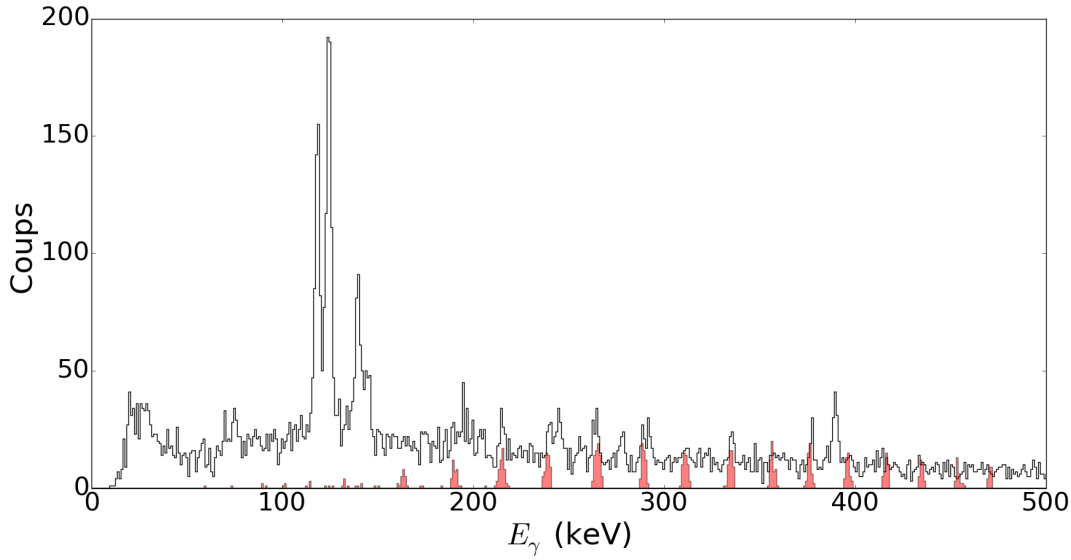

FIGURE 4.24 – *En blanc le spectre gamma obtenu par la méthode RT. En rouge la simulation de la bande rotationnelle en supposant qu'elle est basée sur l'état* $\frac{7}{2}^-[514]$. *Les dernières transitions à haute énergie sont extrapolées. L'intensité est normée par rapport à la transition à 265 keV.*

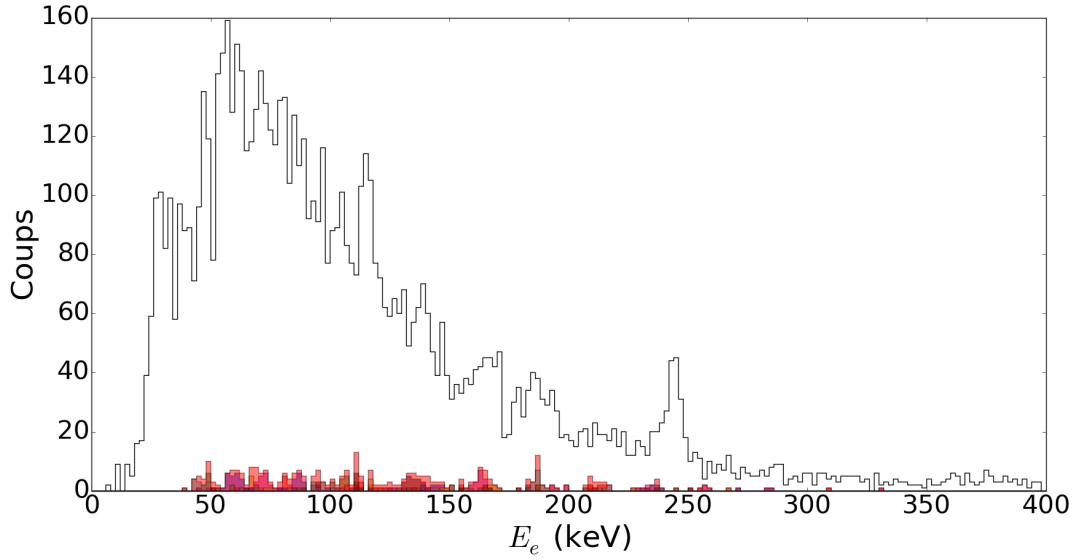

FIGURE 4.25 – *En blanc le spectre électron obtenu par la méthode RT. En couleur la simulation des électrons de conversion en supposant que la bande rotationnelle est basée sur l'état* $\frac{7}{2}^-[514]$. *Le spectre total simulé est en rouge.*

Les spectres gamma et électron correspondant à la simulation de la bande rotationnelle, en prenant pour hypothèse une configuration $\frac{7}{2}^-[514]$ sont présentés figures 4.24 et 4.25. L'ensemble des transitions et leurs intensités simulées sont récapitulées en annexe C dans le tableau C.9. L'intensité est normée sur la transition gamma à 265 keV. Comme on le voit figure 4.25, l'hypothèse $\frac{7}{2}^-[514]$ conduit à de faibles intensités pour les transitions M1 de basse énergie.

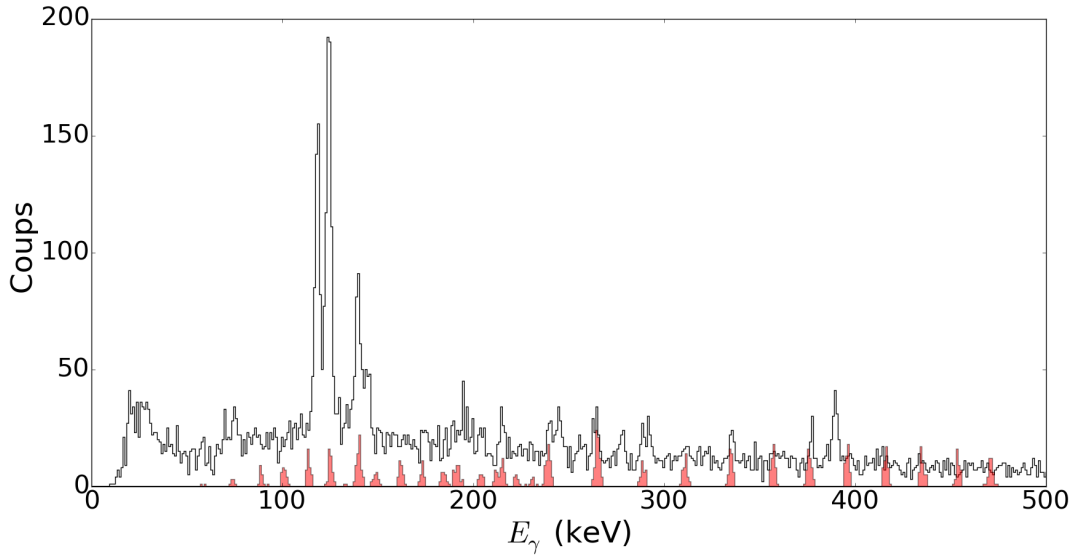

FIGURE 4.26 – *En blanc le spectre gamma obtenu par la méthode RT. En rouge la simulation de la bande rotationnelle en supposant qu'elle est basée sur l'état* $\frac{7}{2}^+[633]$. *Les dernières transitions à haute énergie sont extrapolées. L'intensité est normée par rapport à la transition à 265 keV.*

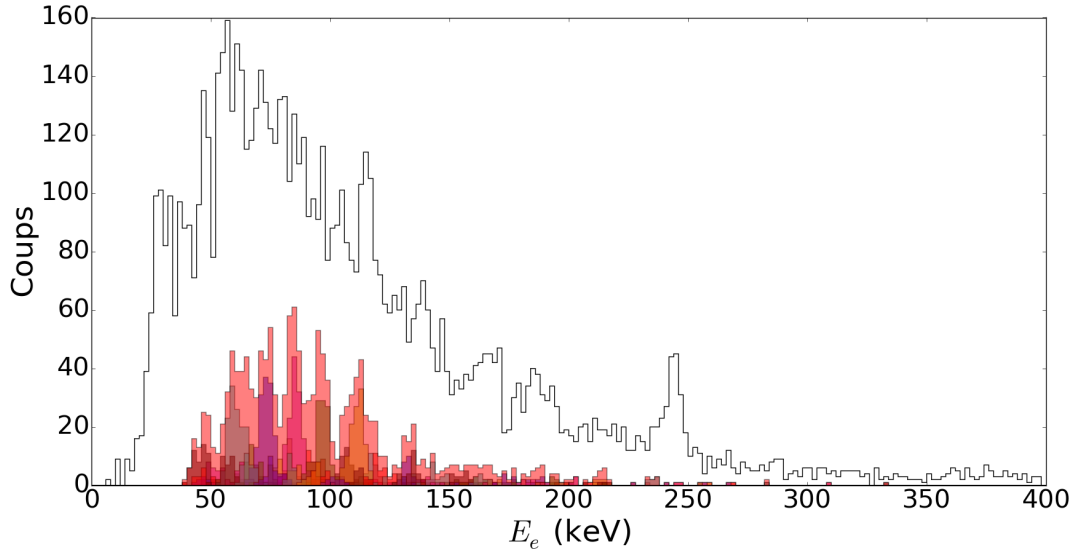

FIGURE 4.27 – *En blanc le spectre électron obtenu par la méthode RT. En couleur la simulation des électrons de conversion en en supposant que la bande rotationnelle est basée sur l'état* $\frac{7}{2}^+[633]$. *Le spectre total simulé est en rouge.*

Les spectres gamma et électron correspondant à la simulation de la bande rotationnelle, en prenant pour hypothèse une configuration $\frac{7}{2}^+[633]$ sont présentés figures 4.26 et 4.27. L'ensemble des transitions et leurs intensités simulées sont récapitulées en annexe C dans le tableau C.10. L'intensité est normée sur la transition gamma à 265 keV. L'hypothèse d'une bande rotationnelle basée sur la configuration $\frac{7}{2}^+[633]$ conduit à une intensité beaucoup plus importante pour les transitions M1 de basse énergie par rapport à l'hypothèse $\frac{7}{2}^-[514]$.

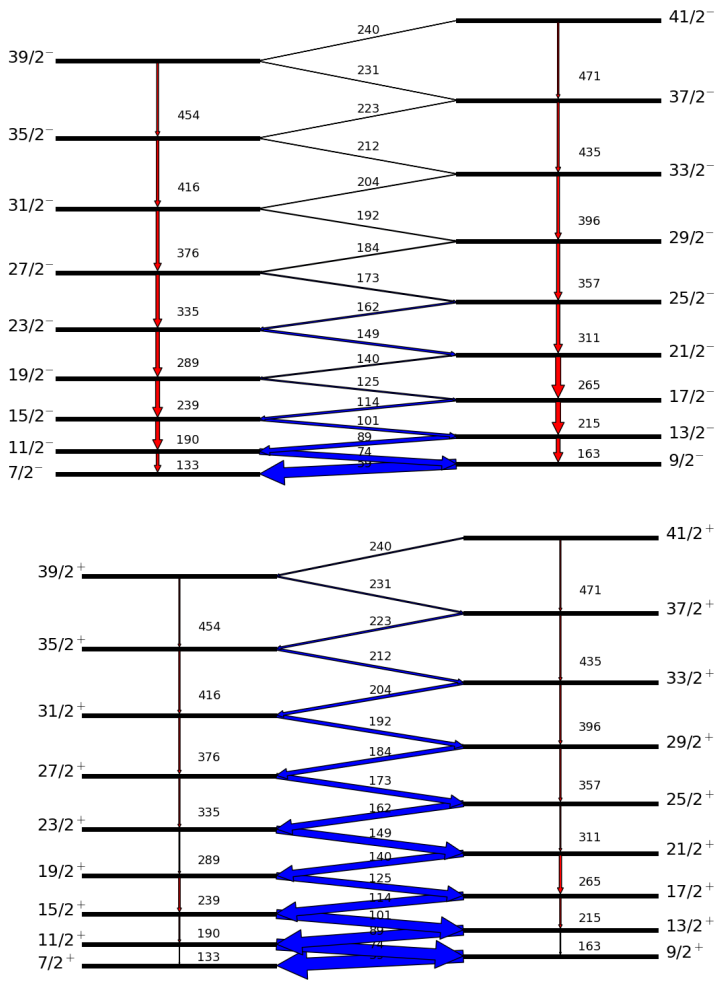

FIGURE 4.28 – *En haut représentation schématique de la cascade simulée avec comme hypothèse un état* $\frac{7}{2}^-[514]$*, en bas avec comme hypothèse un état* $\frac{7}{2}^+[633]$.

Les figures 4.25, 4.27 ainsi que les schémas de nivaux représentés figure 4.28 mettent en avant les différences de prédictions entre une bande rotationnelle basée sur les états $\frac{7}{2}^-[514]$ ou $\frac{7}{2}^+[633]$. La plus grande différence est la forte intensité des transitions de multi-polarité M1 dans le cas d'une bande construite sur l'état $\frac{7}{2}^+[633]$. Le facteur gyromagnétique pour cet état est, en utilisant la relation 2.110 de 1.34 comparé à 0.66 pour la configuration $\frac{7}{2}^-[514]$. Les valeurs de $(g_K - g_R)^2$ correspondantes sont de 0.9 et 0.07, ce qui implique une intensité des transitions M1 beaucoup plus importante dans le premier cas. Cependant la simulation ne permet toujours pas de reproduire correctement le spectre expérimental. Il subsiste dans ce dernier un fond important que nous devons comprendre.

Ainsi nous avons essayé de reproduire ce fond en supposant qu'il provient d'un continuum de bandes rotationnelles basées sur des états excitées. Nous avons donc généré ces bandes rotationnelles issues d'excitations proton à une quasi-particule couplées ou pas à une brisure de paire. Les bandes sont produites à l'aide de nombres quantiques K compris entre $\frac{3}{2}$ et $\frac{11}{2}$, de facteur gyromagnétique g_k distribué uniformément entre 0.5 et 1.5 et d'énergies de transition déterminées à l'aide de courbes de Harris. Pour la simulation nous nous limitons à un développement au deuxième ordre avec J_0 distribué uniformément entre 65 et 95, et J_1 entre 100 et 300. L'alignement initial ($I_x(0)$) de la bande est choisi entre 0 et 1 $\hbar$.

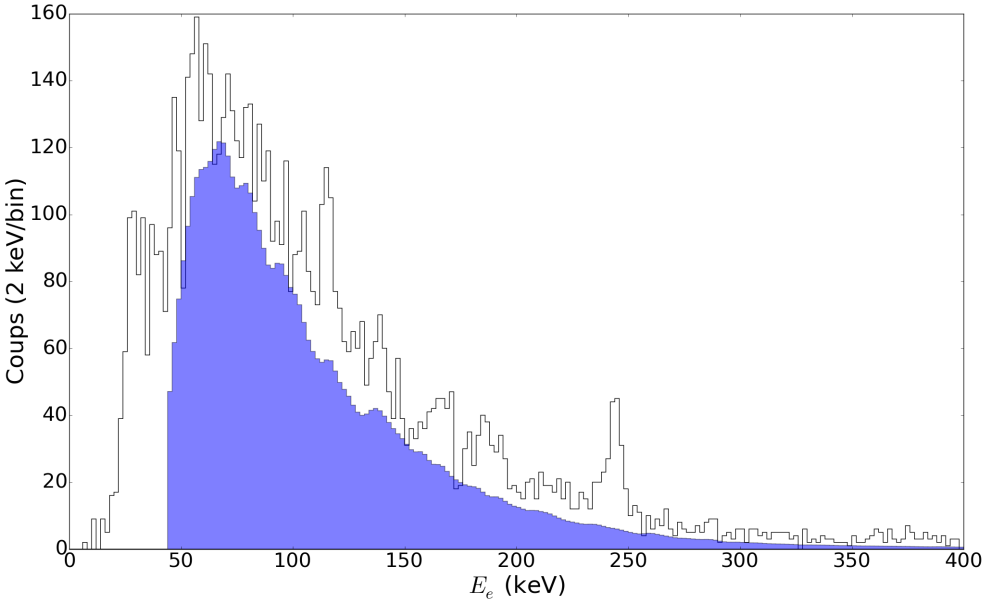

FIGURE 4.29 – *Simulation (en bleu) du bruit de fond physique du spectre d'électrons de conversion. Le spectre d'électrons de conversion est représenté en blanc.*

La figure 4.29 compare la simulation que nous venons de décrire au spectre expérimental. La simulation est normalisée afin de correspondre au spectre expérimental pour des énergies supérieures à 250 keV. Cette normalisation correspond à une intensité de l'ensemble des bandes rotationnelle simulées d'environ 40 %, ce qui semble raisonnable. La forme du spectre simulé est globalement cohérente avec le spectre expérimental et permet de rendre compte de l'important fond observé dans le spectre d'électrons de conversion.

Finalement nous pouvons essayer de reproduire l'intégralité du spectre électron. Pour cela nous utiliserons trois composantes :

- Le fond correspondant au continuum de bandes rotationnelles excitées.
- Les données de spectroscopie gamma prompte pour la simulation de la bande rotationnelle basée sur l'état $\frac{1}{2}^-[521]$ et de la transition à 389 keV. Outre les transitions observées expérimentalement par spectroscopie gamma prompte, nous avons pris en compte dans la simulation les deux premières transitions de la bande (52 et 122 keV). L'intensité de celles-ci sont normées afin d'avoir une intensité totale (gamma et électron) identique à celle de 195 keV.
- La modélisation et simulation d'une bande rotationnelle basée soit sur un état $\frac{7}{2}^-[514]$ ou $\frac{7}{2}^+[633]$.

Nous obtenons alors les figures 4.30 et 4.31 correspondant respectivement aux hypothèses $\frac{7}{2}^-[514]$ ou $\frac{7}{2}^+[633]$. La figure 4.32 est obtenue en supposant une superposition fictive entre ces deux bandes : 70 % pour la $\frac{7}{2}^-[514]$ et 30 % pour la $\frac{7}{2}^+[633]$; elle est purement indicative.

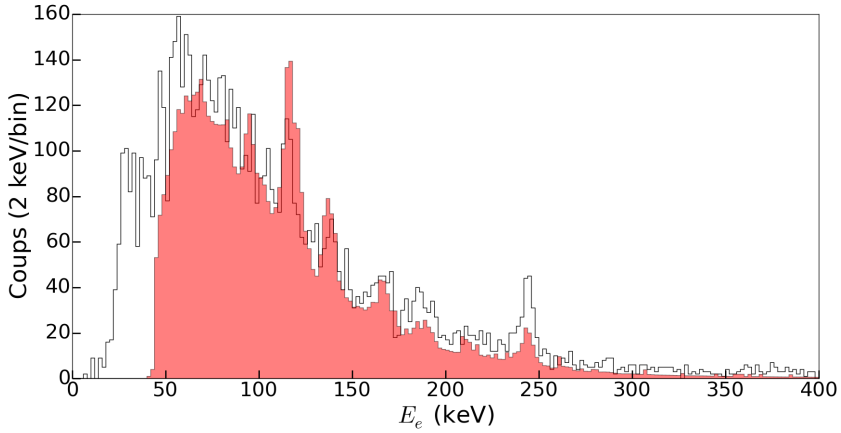

FIGURE 4.30 – *Simulation complète du spectre électron (en rouge) avec l'hypothèse d'une bande rotationnelle basée sur la tête de bande* $\frac{7}{2}^-[514]$.

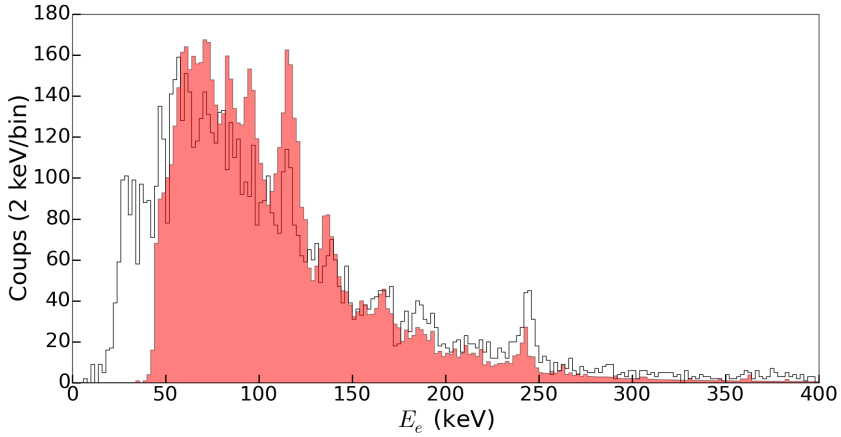

FIGURE 4.31 – *Simulation complète du spectre électron (en rouge) avec l'hypothèse d'une bande rotationnelle basée sur la tête de bande* $\frac{7}{2}^+[633]$.

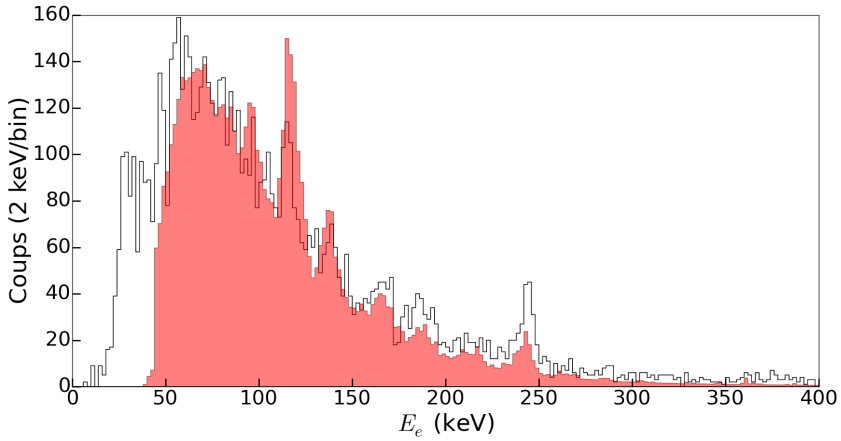

FIGURE 4.32 – *Simulation complète du spectre électron (en rouge) avec l'hypothèse fictive d'une superposition de bande rotationnelle basées sur la tête de bande* $\frac{7}{2}^+[633]$ *à 30 % et sur la tête de bande* $\frac{7}{2}^-[514]$ *à 70 %.*

Les trois figures reproduisent qualitativement la forme du spectre. La transition électron vers 118 keV correspondant à la conversion de la transition à 144 keV est trop intense. Comme discuté précédemment, cela est dû au fait que cette transition est proche de la raie X K_β et donc que nous surestimons son intensité. Pour l'hypothèse $K^\pi = \frac{7}{2}^+$, il semble y avoir un excès d'électrons à basse énergie, mais cela peut aussi être dû à une surestimation du fond généré en considérant un continuum de bandes rotationnelles. Le fait que l'intensité des électrons de conversion générés aux énergies supérieures à 130 keV soit trop faible, quelque soit l'hypothèse sur la configuration de la tête de bande, rend difficile la discrimination entre les deux hypothèses. Il est bien entendu possible que plusieurs bandes rotationnelles, dont celles basées sur les orbitales $\frac{7}{2}^-[514]$ et $\frac{7}{2}^+[633]$, contribuent au spectre d'électrons de conversion (cette idée est soutenue par la figure 4.32). Cette probable superposition de plusieurs bandes rend difficile toute conclusion définitive. Globalement, l'analyse des spectres, aussi bien gamma et électrons tend cependant à privilégier l'hypothèse d'une bande rotationnelle construite sur l'état fondamental $\frac{7}{2}^-[514]$.

Notons pour finir que l'analyse des coïncidences gamma-électrons ne permet pas non plus de conclure, la statistique modeste ne permettant pas d'obtenir des spectres statistiquement significatifs.

4.4 Spectroscopie retardée

Afin de compléter les informations obtenues par spectroscopie prompte, il est bénéfique d'extraire également des informations issues de la spectroscopie retardée réalisée au plan focal du spectromètre. Nous examinerons notamment le présence de potentiel(s) isomère(s) attendu(s) dans cette région, ainsi que la désexcitation du ^{247}Es.

4.4.1 Désexcitation du ^{247}Es

Les détecteurs germaniums de type trèfle et le détecteur germanium planaire permettent de détecter la désexcitation du ^{247}Es en coïncidence avec la décroissance α du ^{251}Md. La durée de vie des transitions étant généralement faible (de l'ordre de la picoseconde), le temps de détection des rayonnements gamma coïncide expérimentalement avec l'émission d'une particule α du ^{251}Md. Le spectre gamma correspondant à la désexcitation du ^{247}Es est représenté figure 4.33. Deux transitions à 243.5 ± 1 et 294.4 ± 1 keV sont observées. Le spectre est en accord avec les mesures précédentes (voir figure 4.4) en ce qui concerne l'énergie des transitions.

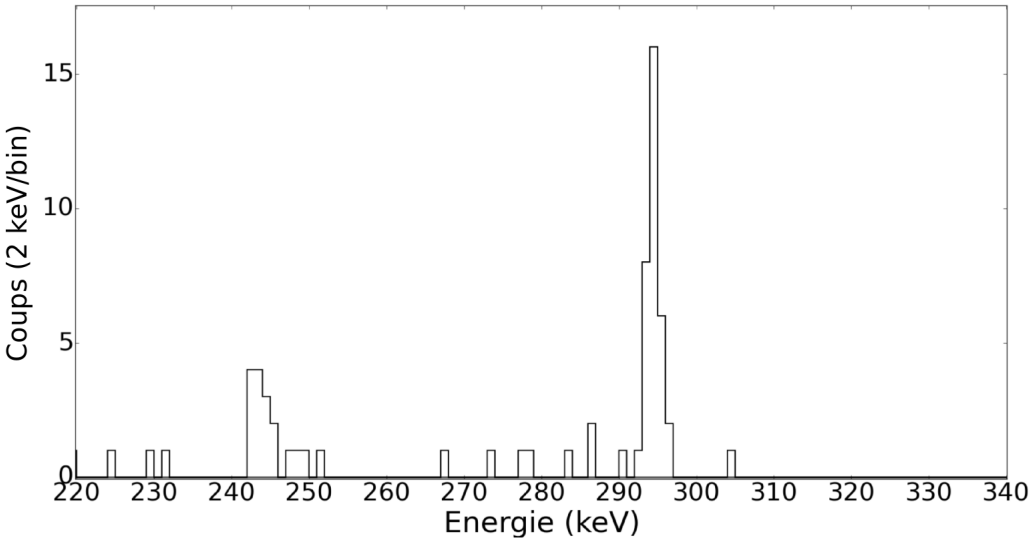

FIGURE 4.33 – *Transitions gamma du* ^{247}Es *détectées à l'aide du détecteur germanium de type trèfle au plan focal en coïncidence avec la décroissance* α *du* ^{251}Md. *L'énergie des transitions est* 243.5 ± 1 *keV et* 294.4 ± 1 *keV.*

4.4.2 L'isomère du ^{251}Md

Un état isomérique est un état excité du noyau ; par conséquent il se désexcite en émettant un rayonnement gamma ou un électron de conversion. Après conversion électronique, le cortège atomique possède une lacune qui est comblée avec l'émission de rayons X mais aussi d'électrons Auger. Ces électrons de conversion, Auger et rayons X sont partiellement détectés par le DSSD. La décroissance d'un isomère peut donc être signée par ce dépôt d'énergie consécutif à l'implantation, et précédant la décroissance alpha, tous trois se produisant dans le même pixel (voir figure 4.34). Il s'agit de la méthode calorimétrique proposée par G. Jones [102]. En utilisant les détecteurs germaniums plan focal, il est alors possible d'observer la désexcitation d'un tel isomère synchronisée avec ce dépôt d'énergie. De même, en mesurant le temps entre l'implantation du noyau dans le DSSD et l'émission de la cascade d'électrons de conversion et Auger, il est possible de mesurer le temps de vie de cet isomère.

Cette méthode nous a effectivement permis de mettre en évidence un nouvel isomère de ^{251}Md.

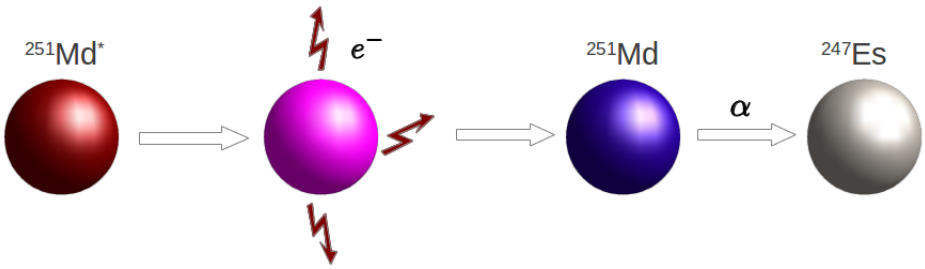

FIGURE 4.34 – *Exemple de la désexcitation d'un noyau de* ^{251}Md *dans un état isomérique.*

4.4.2.1 Temps de vie

Tout d'abord le temps de vie de l'état isomérique a pu être mesuré grâce à la technique de recoil tagging, en conditionnant par un dépôt d'énergie consécutif détecté par le DSSD.

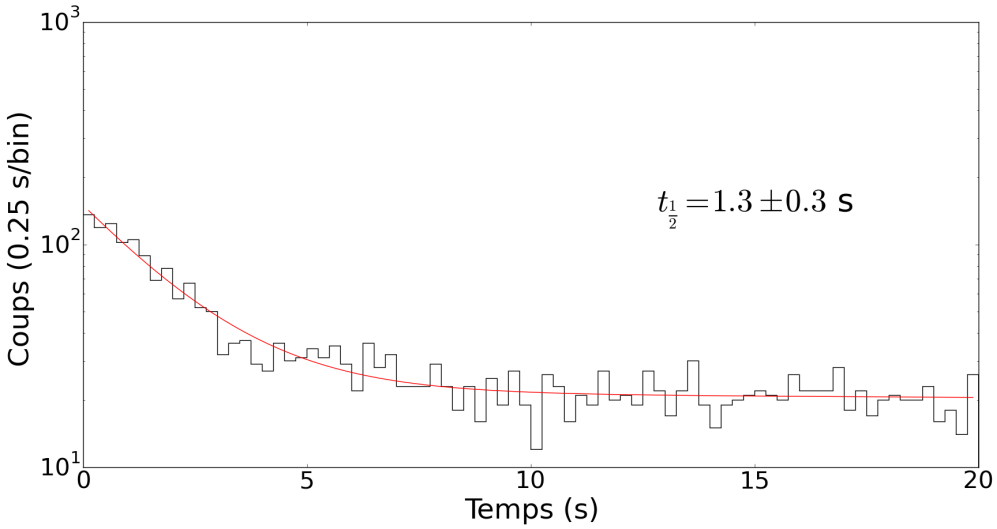

FIGURE 4.35 – *Temps de demi-vie de l'isomère de* ^{251}Md *ajusté par une fonction exponentielle et une constante (en rouge).*

L'isomère possède, d'après la figure 4.35, un temps de demi-vie de 1.3 seconde, c'est donc bien un état métastable. Afin de confirmer cette mesure, nous avons également observé la désexcitation de cet état.

4.4.2.2 Désexcitation gamma

Le détecteur germanium planaire du plan focal permet de détecter les basses énergies, tandis que les détecteurs germaniums de type trèfle possèdent une meilleure efficacité pour des énergies plus élevées (>100 keV).

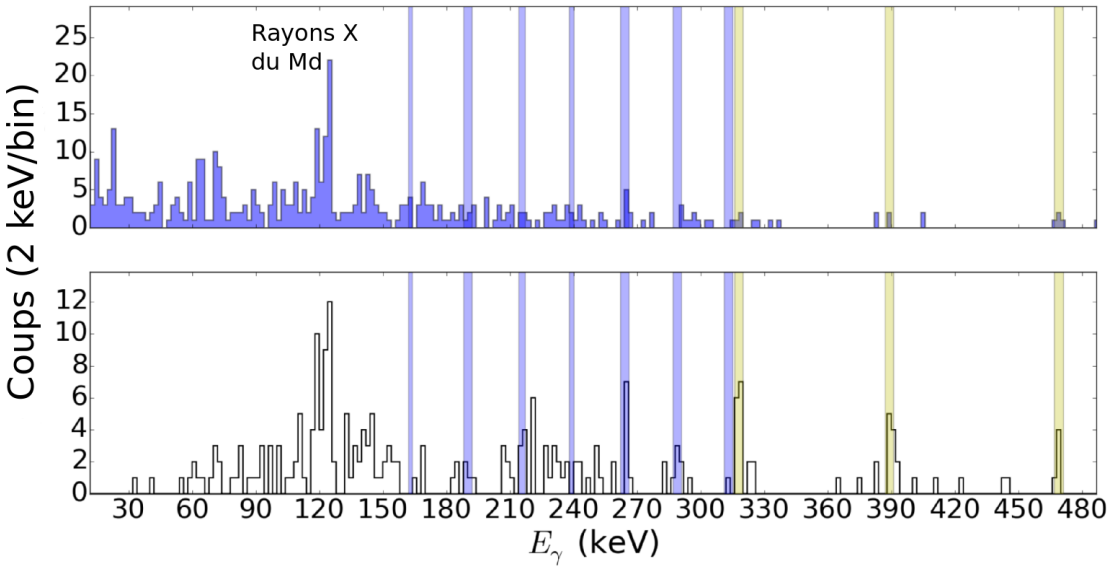

FIGURE 4.36 – *Spectre des transitions gamma provenant de la désexcitation de l'isomère du* $^{251}\mathrm{Md}$ *; en haut le détecteur planaire (en bleu), en bas le détecteur trèfle. Les bandes bleues représentent les énergies de la bande rotationnelle fondamentale (*$\frac{7}{2}^-[514]$*), les bandes jaunes représentent d'autres transitions.*

La figure 4.36 montre le spectre gamma en coïncidence avec la désexcitation de l'isomère. La présence des rayons X du Md confirme la bonne identification de nos noyaux d'intérêt. De plus la bande rotationnelle basée sur l'état fondamental est visible. Ainsi l'isomère semble se désexciter en alimentant la bande rotationnelle de l'état fondamental. Trois transitions sont également visibles : 318, 389 et 469 keV (la transition à 389 keV était déjà visible par spectroscopie prompte, à moins qu'il ne s'agisse d'un doublet).

Ces informations sont de plus complétées par l'observation de transitions gamma au niveau de jurogam II pour des noyaux de reculs étiquetés comme des isomères : voir figure 4.37.

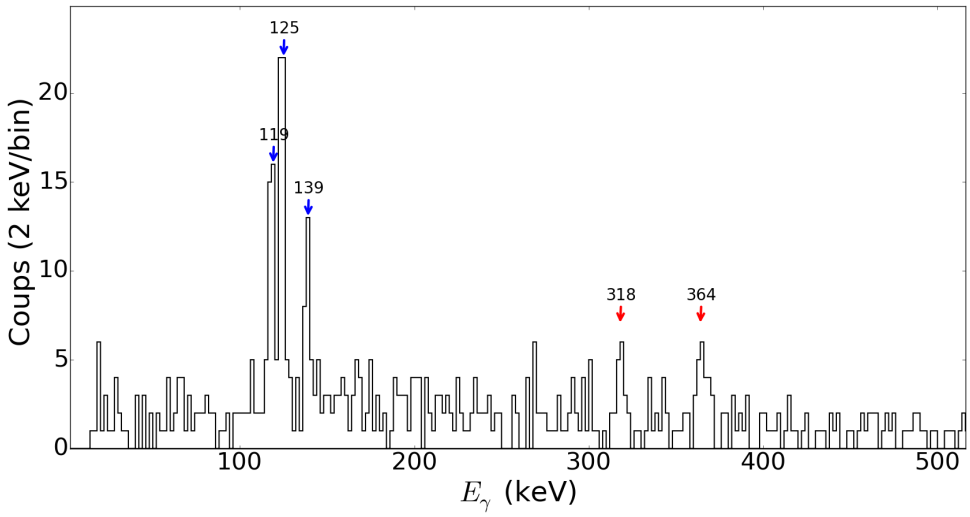

FIGURE 4.37 – *Spectre gamma prompt conditionné par la décroissance de l'isomère au plan focal.*

Nous observons deux transitions à 318 keV et 364 keV. Ces transitions témoignent de

cascades qui alimentent l'isomère puisqu'elles ont lieu avant la désexcitation de celui-ci. C'est pourquoi nous estimons que la transition à 318 keV n'est pas la même que celle observée par spectroscopie retardée grâce au détecteurs germaniums plan focal.

Il est par ailleurs intéressant de constater que nous ne distinguons pas la transition à 389 keV, ni de transitions appartenant à l'une des deux bandes rotationnelles visibles par spectroscopie prompte. Par conséquent nous pouvons en conclure que l'état isomérique est alimenté par deux transitions (318 et 364 keV) ; que son énergie est supérieure à la partie de la bande rotationnelle basée sur l'état fondamental qu'il alimente et enfin que cette désexcitation vers la bande fondamentale implique trois transitions à 469, 389 et 318 keV.

4.5 Schéma de niveau

Grâce aux spectroscopies prompte et retardée, un schéma de niveau du ^{251}Md peut être esquissé. Il est constitué des deux bandes rotationnelles observées par spectroscopie prompte : la bande rotationnelle construite sur l'état $\frac{7}{2}^-[514]$ mais aussi la bande excitée construite sur l'état $\frac{1}{2}^-[521]$. De plus la désexcitation de l'isomère peut y être ajoutée grâce à la spectroscopie retardée. Ainsi la figure 4.38 est obtenue.

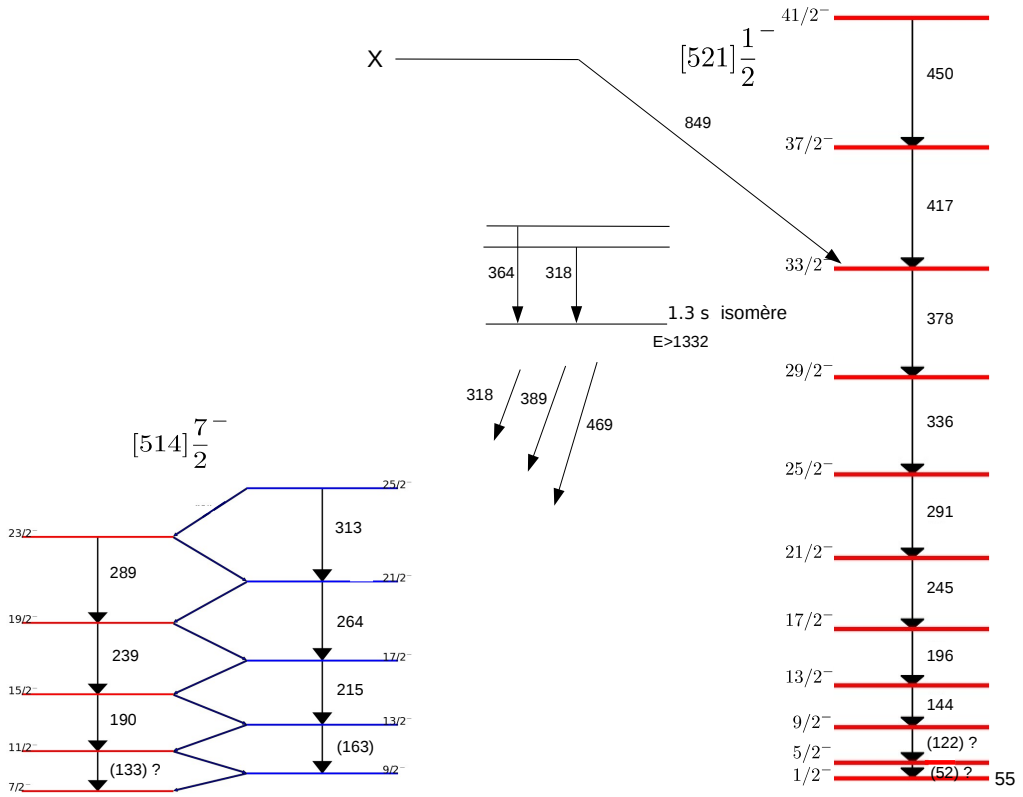

FIGURE 4.38 – *Schéma de niveau hypothétique du ^{251}Md représentant les deux bandes rotationnelles observées (K=$\frac{1}{2}$ et K=$\frac{7}{2}$) ainsi que la désexcitation d'un isomère.*

Ce schéma est purement hypothétique et plusieurs scénarios peuvent être envisagés à partir des données expérimentales.

La région des noyaux lourds est riche en isomères. Par exemple le ^{253}No, possède lui aussi un isomère de haut K, potentiellement bâti par l'excitation impliquant 3 quasi-particules, avec

$K^\pi = 21/2^-, 23/2^-$ ou $25/2^+$ [27]. Le ^{255}Lr possède aussi deux isomères interprétés comme des excitations à 3 quasi-particules : $K^\pi = \frac{15}{2}^+$ ($\frac{1}{2}^-[521]_\pi \otimes \frac{7}{2}^-[514]_\pi \otimes \frac{9}{2}^+[624]_\pi$) et $K^\pi = 25/2^+$ ($\frac{7}{2}^-[514]_\pi \otimes \frac{11}{2}^-[725]_\nu \otimes \frac{7}{2}^+[624]_\nu$) [68]. On peut noter que le schéma de Nilsson présenté figure 4.2 ne prédit pas que l'orbitale $\frac{11}{2}^-[725]_\nu$ soit proche du niveau de Fermi pour N = 152. Les noyaux pair-pair isotones voisins de ^{250}Fm et ^{252}No possèdent quant à eux un isomère $K^\pi = 8^-$ interprété comme une excitation à deux neutrons $\frac{7}{2}^+[624]_\nu \otimes \frac{9}{2}^-[734]_\nu$ (voir ces orbitales sur le schéma de Nilsson figure 4.2) [57, 65]. Le fait que le nouvel isomère de ^{251}Md ait une énergie d'excitation supérieur à 1.3 MeV nous incite à l'interpréter comme une excitation à 3 quasi-particules. En s'inspirant des résultats des noyaux voisins, nous pouvons postuler que l'isomère de ^{251}Md est bâti comme une excitation d'un proton couplé à la brisure d'une paire de neutrons $K^\pi = 8^-$. Il pourrait donc s'agir de la configuration $\left\{\frac{7}{2}^-[514]_\pi \otimes \frac{7}{2}^+[624]_\nu \otimes \frac{9}{2}^-[734]_\nu\right\}_{(K=\frac{23}{2})}$.

4.6 Modélisation

Afin d'interpréter les résultats expérimentaux, principalement les bandes rotationnelles, nous avons entrepris des collaborations avec des théoriciens de Bruyères-le-Châtel et de Saclay. Le formalisme a été décrit au paragraphe 2.4. Les calculs réalisés à Bruyères-le-Châtel sont basés sur la force de Gogny D1S et la brisure de la z-signature, alors que les calculs réalisés à Saclay ont utilisé la force de Skyrme SLy4. Nous avons cependant été confronté à des problèmes de convergence lors des calculs réalisés à Bruyères-le-Châtel. Les résultats correspondants sont encore préliminaires et ne seront pas présentés dans ce mémoire.

4.6.1 Résultats des théories HFB

Les résultats présentés ici sont obtenus à l'aide de la théorie HFB. Ils ont été réalisés par B. Bally (CEA Saclay/ESNT). Les paramètres de l'interaction Skyrme utilisés sont SLy4 [103] mais aussi l'approximation Lipkin-Nogami [104]. Le code numérique utilisé est le code HFB triaxial CR8 [105].

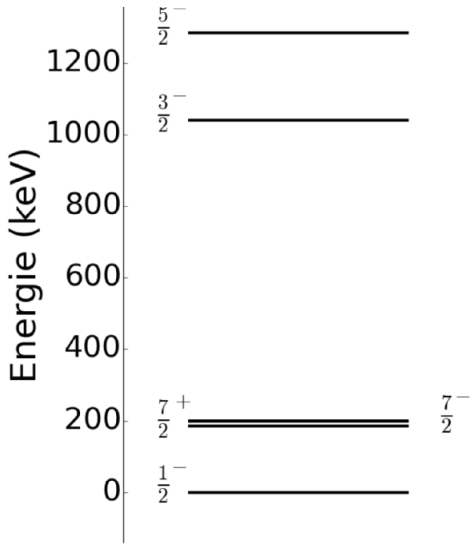

FIGURE 4.39 – *Prédiction théorique du schéma de niveau des excitations à une quasi-particule du* ^{251}Md *à l'aide de calculs HFBLN+SLy4.*

La figure 4.39 représente les têtes de bandes des premières excitations proton à une quasi-particule. Les calculs donnent des états HFB déformés ayant une déformation principalement axiale $\beta \approx 0.3$ avec (Q_0 le moment quadripolaire électrique) [106] :

$$\beta = \sqrt{\frac{5}{16\pi}}\frac{4\pi Q_0}{3R^2A}, \quad R = 1.2A^{1/3}\text{fm}. \tag{4.10}$$

La projection K du moment angulaire sur l'axe de symétrie (z) est alors un bon nombre quantique pour labeller les états avec la nomenclature K^π. Les états prédits $\frac{1}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$ et $\frac{7}{2}^+$ sont retrouvés comme premiers états attendus en inspectant le schéma de Nilsson présenté figure 4.2, et sont proches des états observés expérimentalement.

K^π	Énergie (keV)	Énergie absolue (MeV)	Paramètre de déformation axiale (β)	Déformation tri-axiale (γ en °)
$\frac{1}{2}^-$	0	-1858.974	0.299	0.067
$\frac{7}{2}^+$	185	-1858.789	0.298	0.057
$\frac{7}{2}^-$	198	-1858.776	0.297	0.078
$\frac{3}{2}^-$	1041	-1857.934	0.297	0.016
$\frac{5}{2}^-$	1285	-1857.690	0.295	0.07

TABLE 4.6 – Premiers états excités de ^{251}Md calculés par la méthode HFB et la force SLy4.

4.6.2 Comparaison des moments d'inertie

Afin de prolonger la comparaison avec la théorie, des calculs HFB utilisant le "cranking" (voir paragraphe 2.4.4.1) ont aussi été réalisés.

Le mouvement collectif de rotation est reproduit à l'aide de la méthode du "cranking". Les moments d'inertie dynamique et cinématique peuvent alors être comparés aux données

expérimentales. La notation des états s'inspire des travaux de Bohr et Mottelson pour la partie expérimentale, c'est-à-dire que chaque bande rotationnelle se sépare en deux partenaires de signature différente : $\alpha = \frac{1}{2}$ et $\alpha = -\frac{1}{2}$. En réalité il s'agit d'une approximation qui n'est vraie que pour des rotations élevées, lorsque le "cranking" devient réellement important [106]. Idéalement il faudrait réaliser des calculs projetés sur le moment angulaire en brisant la signature. Les états calculés ne reflètent donc pas totalement la réalité et doivent être pris avec précaution. A défaut, nous proposons ici de considérer le moment d'inertie pour chaque signature $+i$ et $-i$ (nous garderons cette notation pour les états théoriques) qui seront comparées toutes deux aux données expérimentales indépendamment de la signature expérimentale α.

Les moments d'inertie dynamiques expérimentaux et théoriques pour la configuration $\frac{1}{2}^-[521]$ sont comparés sur la figure 4.40 pour une signature $S_z = i$, et figure 4.41 pour $S_z = -i$. Il s'avère que les calculs pour la signature $S_z = +i$ sont difficiles à traiter par le code HFB pour cette bande ; nous montrerons donc, ici, seulement les états convergés. Ces figures montrent un bon accord entre les données expérimentales et les prédictions théoriques (surtout dans le cas $S_z = -i$). A noter que les calculs prédisent un découplage entre les deux signatures, comme attendu pour $K = \frac{1}{2}$.

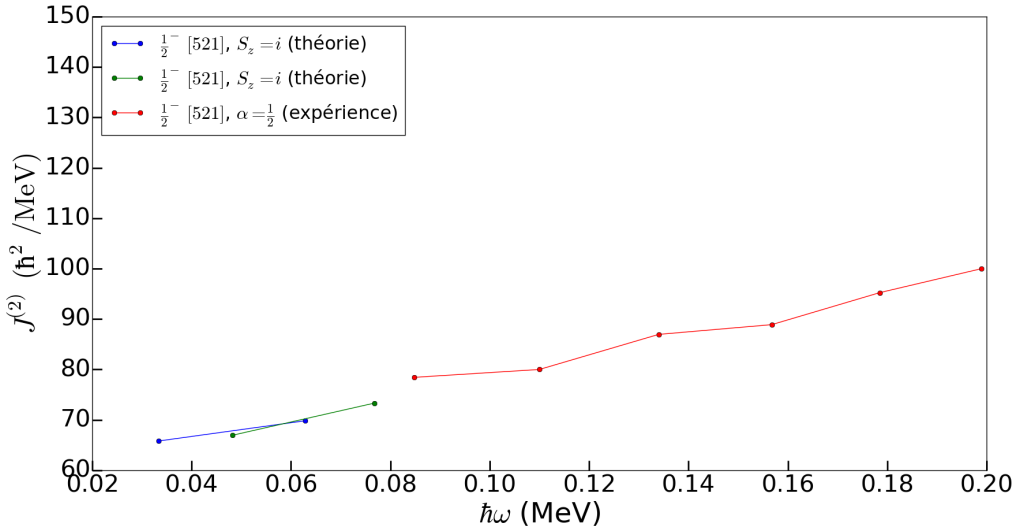

FIGURE 4.40 – *Moment d'inertie dynamique théorique et expérimental pour la bande basée sur un état* $K^\pi = \frac{1}{2}^-$ *(*$S_z = i$*).*

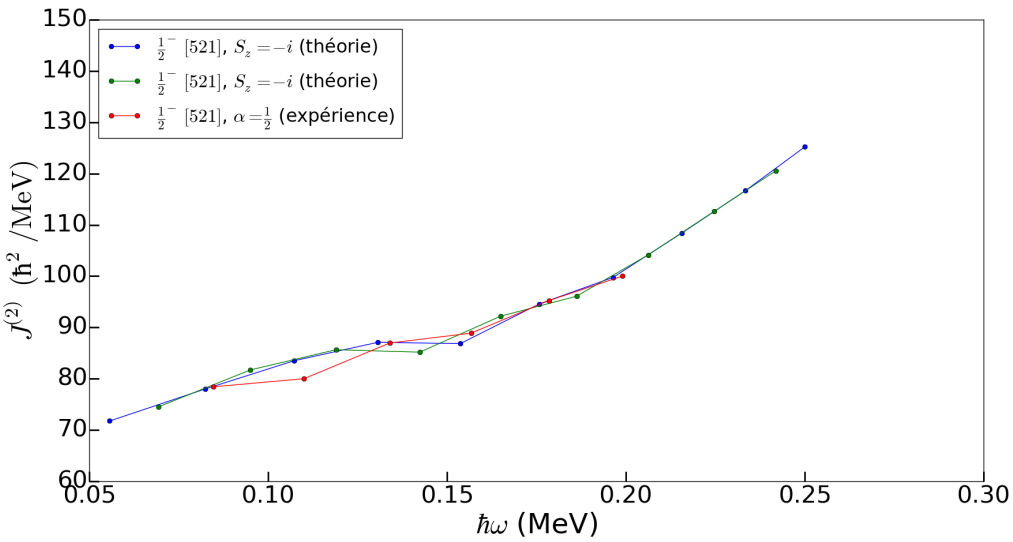

FIGURE 4.41 – *Moment d'inertie dynamique théorique et expérimental pour la bande basée sur un état* K^π=$\frac{1}{2}^-$ *(*$S_z = -i$*).*

Pour la nouvelle bande rotationnelle, nous avons comparé le moment d'inertie dynamique pour les deux hypothèses : K^π=$\frac{7}{2}^-$ (figure 4.42 pour $S_z = +i$, figure 4.43 pour $S_z = -i$) et K^π=$\frac{7}{2}^+$ (figure 4.44 pour $S_z = +i$, figure 4.45 pour $S_z = -i$).

Le moment d'inertie d'une bande basée sur l'état K^π=$\frac{7}{2}^-$ reproduit mieux les données expérimentales, bien qu'un peu surestimé (d'environ $10\hbar^2.\mathrm{MeV}^{-1}$). Il est important de noter que les calculs de type HFB, notamment avec la force de Skyrme SLy4 ne reproduisent pas correctement les nombres magiques déformés $N = 152$, $Z = 100$, comme on peut le voir figure 4.2. En ce qui concerne les neutrons, les calculs prédisent un gap pour une déformation β = 0.3 aussi bien pour N = 150 que N = 152. On s'attend donc à ce que les noyaux N = 150 comme le ^{251}Md soient prédits plus rigides qu'en réalité (il posséderait alors un moment d'inertie plus important). La réalité est en fait plus complexe puisque pour les isotopes $N = 150$, c'est le noyau de ^{248}Cf (Z=98) qui est plus rigide au lieu de du ^{250}Fm (Z = 100) comme on s'y attendrait. Cet effet n'est pas encore bien compris aussi bien du point de vue expérimental que théorique : voir [107, 108]. Il est donc difficile de pousser la discussion plus loin pour le noyau impair ^{251}Md, d'autant plus que les calculs utilisant la force de Skyrme SLy4 présentent également des déficiences pour le spectre de protons. Comme le montre la figure 4.2, le spectre présente un gap pour une déformation β = 0.3 aussi bien pour Z = 98 que Z = 104, alors que les données expérimentales telles le temps de vie partiel de fission ou les énergies de décroissance α mettent en avant un gap pour $Z = 100$.

Nous pouvons cependant constater qu'il y a peu de différences entre les moments d'inertie des deux signatures dans les deux cas K^π=$\frac{7}{2}^-$ et K^π=$\frac{7}{2}^+$. Les transitions des deux signatures ne diffèrent que très peu (1 à 2 keV la plupart du temps). Il est difficile de déterminer si cela est dû aux limites de précision des calculs ou si cela correspond à une levée de dégénérescence des deux signatures sous l'effet de la rotation.

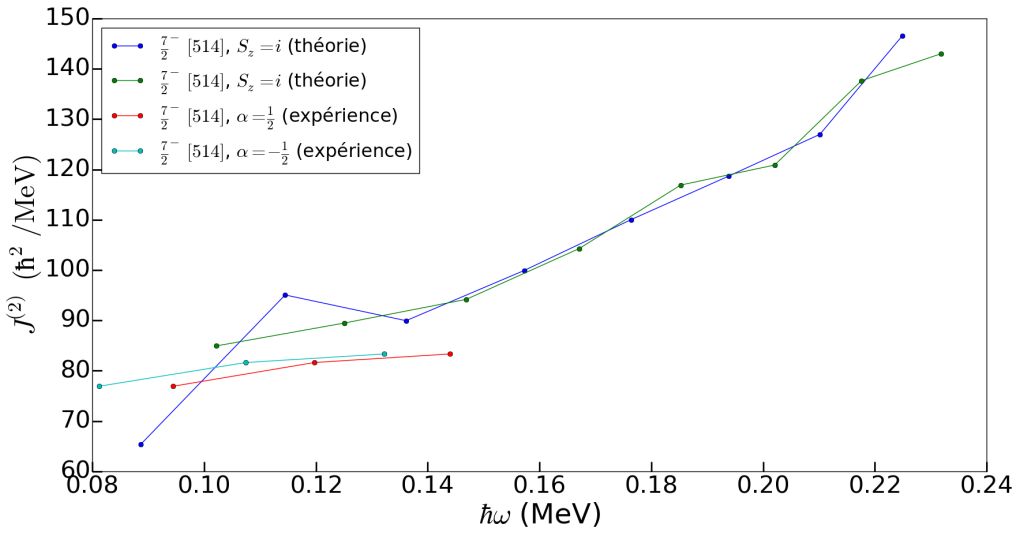

FIGURE 4.42 – *Moment d'inertie dynamique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^-$ *(*$S_z = +i$*).*

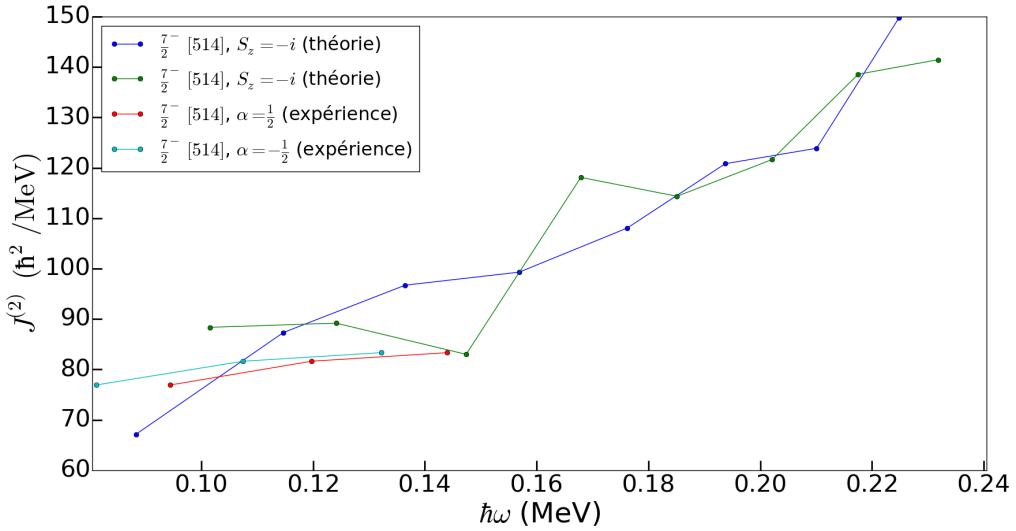

FIGURE 4.43 – *Moment d'inertie dynamique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^-$ *(*$S_z = -i$*).*

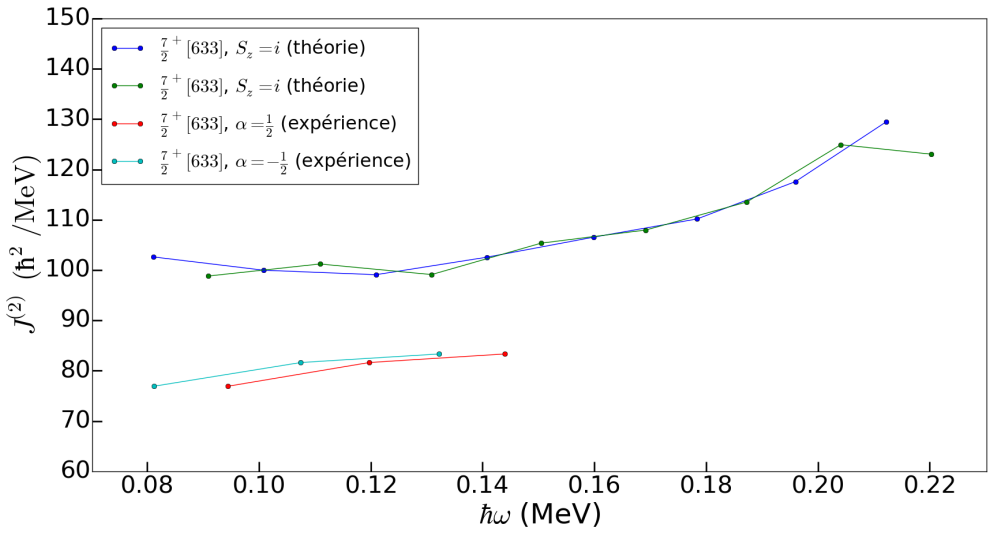

FIGURE 4.44 – *Moment d'inertie dynamique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^+$ *(*$S_z = +i$*).*

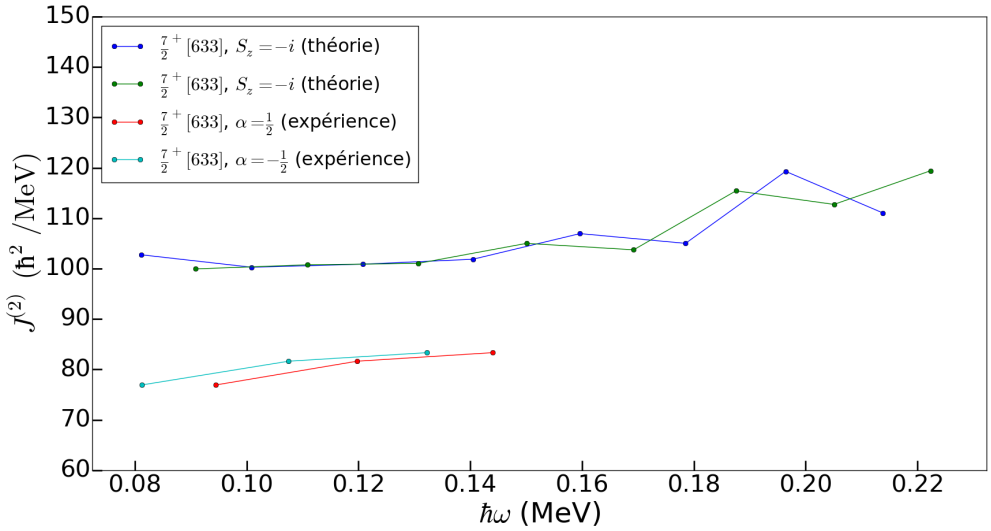

FIGURE 4.45 – *Moment d'inertie dynamique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^+$ *(*$S_z = -i$*).*

Les moments d'inertie cinématique expérimentaux et théoriques pour la configuration $\frac{1}{2}^-[521]$ sont comparés sur les figures 4.47 pour une signature $S_z = i$ et figure 4.46 pour $S_z = -i$. Le moment d'inertie cinématique pour la nouvelle bande rotationnelle sont comparés aux prédictions pour les deux hypothèses : $K^\pi = \frac{7}{2}^-$ (figure 4.48 pour $S_z = +i$, figure 4.49 pour $S_z = -i$) et $K^\pi = \frac{7}{2}^+$ (figure 4.50 pour $S_z = +i$, figure 4.51 pour $S_z = -i$).

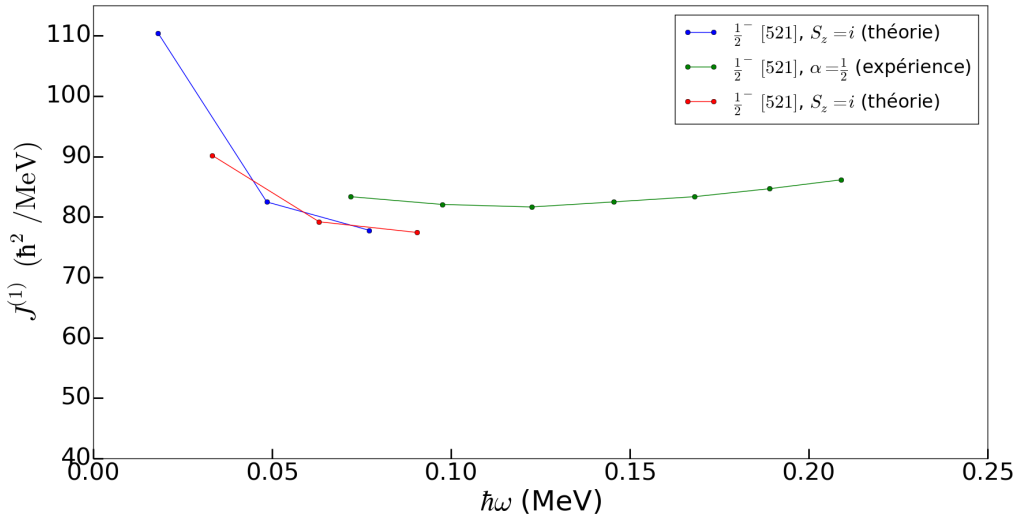

FIGURE 4.46 – *Moment d'inertie cinématique théorique et expérimental pour la bande basée sur un état* $K^\pi = \frac{1}{2}^-$ *(*$S_z = +i$*).*

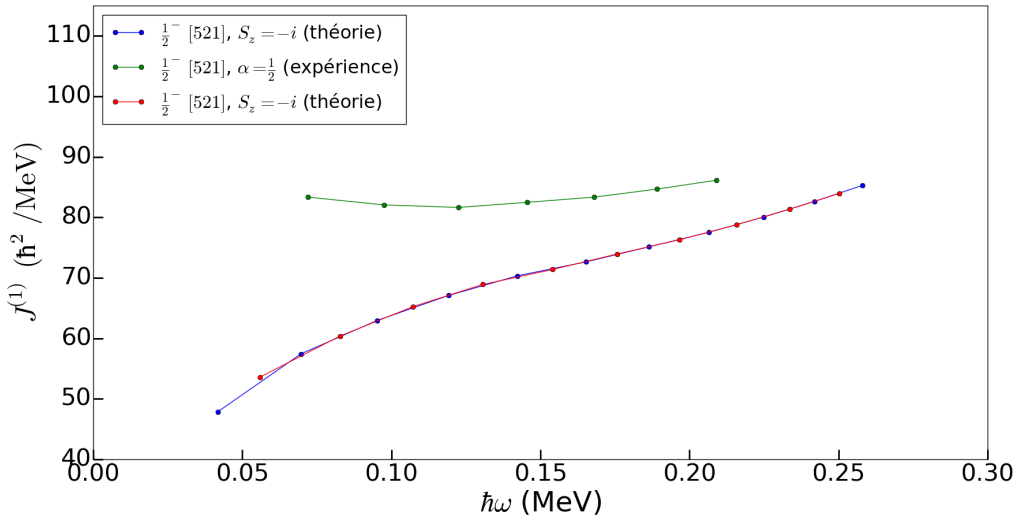

FIGURE 4.47 – *Moment d'inertie cinématique théorique et expérimental pour la bande basée sur un état* $K^\pi = \frac{1}{2}^-$ *(*$S_z = -i$*).*

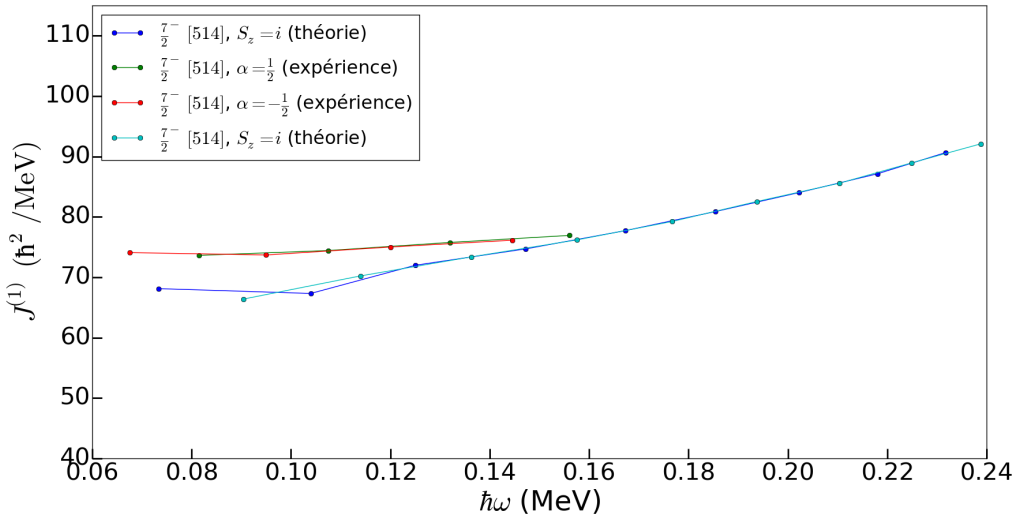

FIGURE 4.48 – *Moment d'inertie cinématique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^-$ *(*$S_z = +i$*).*

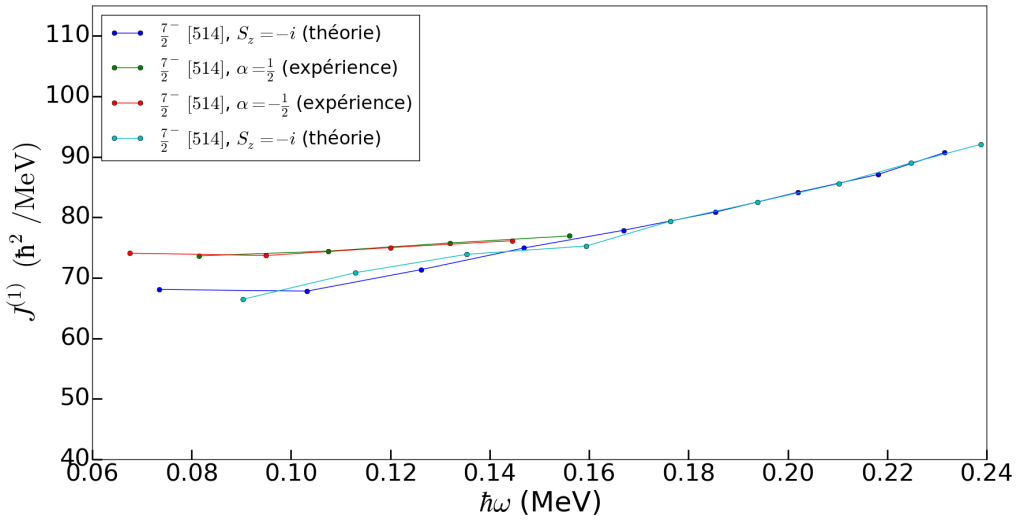

FIGURE 4.49 – *Moment d'inertie cinématique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^-$ *(*$S_z = -i$*).*

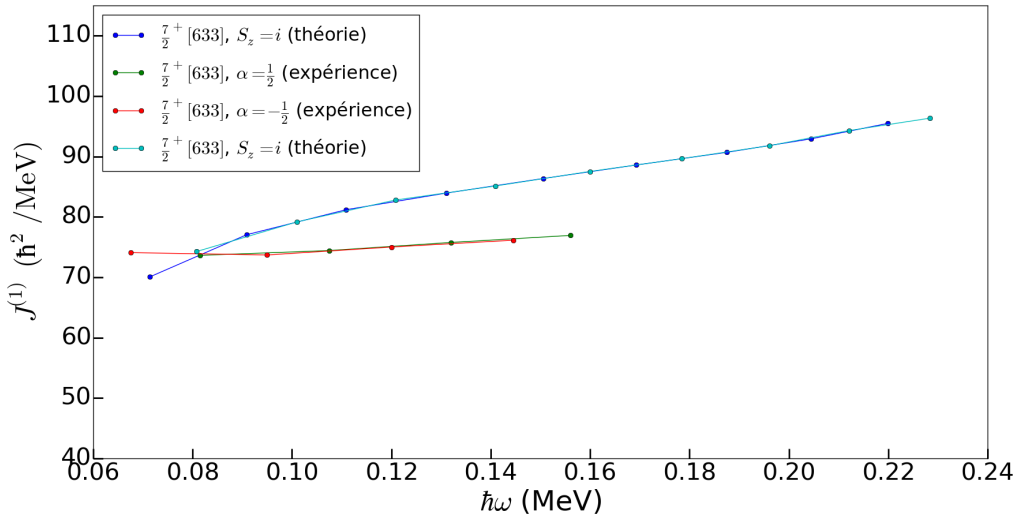

FIGURE 4.50 – *Moment d'inertie cinématique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^+$ *(*$S_z = +i$*).*

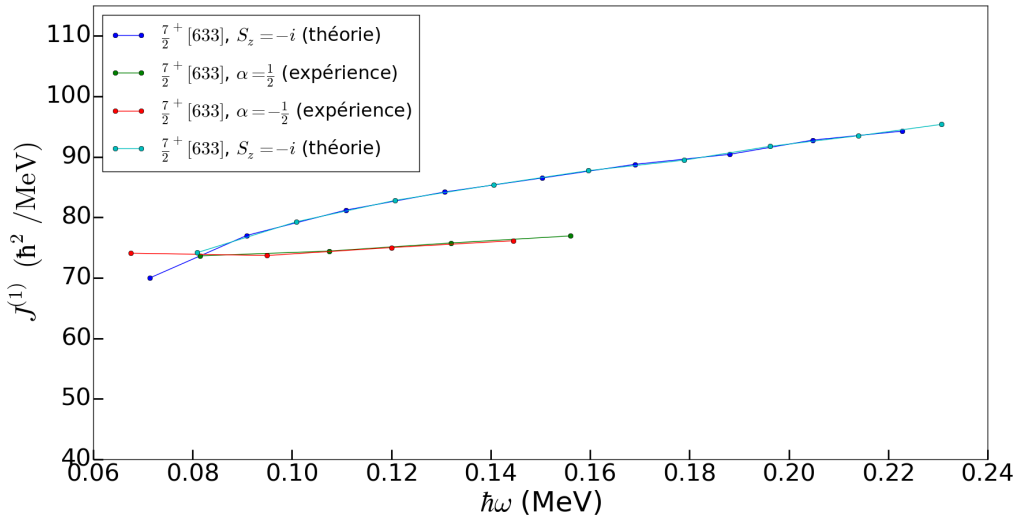

FIGURE 4.51 – *Moment d'inertie cinématique expérimental de la nouvelle bande comparés aux prédictions théoriques pour la configuration* $K^\pi = \frac{7}{2}^+$ *(*$S_z = -i$*).*

Nous observons une différence importante entre les deux signatures $+i$ et $-i$ dans le cas $K^\pi = \frac{1}{2}^-$, ce qui reflète la levée de dégénérescence des deux signatures caractéristique de $K = \frac{1}{2}$; par ailleurs la signature $+i$ semble mieux adaptée pour reproduire nos données. Pour les cas $K = \frac{7}{2}$ nous voyons peu de différence entre les deux signatures théoriques, confirmant ce qui était déjà constaté pour les moments d'inertie dynamique (qui est plus sensibles aux variations de structure en fonction de la rotation). Comme pour le moment d'inertie dynamique, nous constatons des différences significatives à la fois entre les différentes configurations, et entre expérience et théorie. Compte tenu des déficiences du modèle HFB avec la force de Skyrme SLy4 que nous avons déjà notées lors de la discussion du moment d'inertie dynamique, une discussion plus poussée du moment d'inertie cinématique serait périlleuse.

4.7 Récapitulatif

L'expérience de spectroscopie réalisée en 2012 à L'université de Jyväskylä a permis d'obtenir de nouveaux résultats aussi bien grâce à la spectroscopie prompte que retardée. Les données de spectroscopie gamma prompte ont permis de mettre en évidence une nouvelle bande rotationnelle pour laquelle les deux partenaires en signature sont observées. La spectroscopie électron prompte a pu être réalisée pour la première fois pour ^{251}Md. La structure complexe du spectre a été interprétée grâce à des simulations ayant notamment pour ingrédient le facteur gyromagnétique des bandes rotationnelles. L'interprétation favorise ainsi la configuration $\frac{7}{2}^-[512]$ (c'est-à-dire l'état fondamental) pour la nouvelle bande rotationnelle.

La spectroscopie retardée a permis de révéler un isomère de 1.3 s de temps de demi-vie. L'analyse des transitions alimentant et désexcitant cet isomère permet d'ébaucher un nouveau schéma de niveau. L'isomère doit ainsi avoir une énergie d'excitation supérieur à 1.3 MeV et sa désexcitation alimente la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental $\frac{7}{2}^-[512]$. Une interprétation en termes d'excitations à trois quasi-particules est suggérée.

Enfin, les résultats expérimentaux sont en bon accord avec de nouveaux calculs de type HFBLN avec l'interaction Skyrme SLy4.

CHAPITRE 5

LA SPECTROSCOPIE DU ^{249}MD

Les expériences visant à la spectroscopie du ^{249}Md se sont déroulées à Jyväskylä en 2012, 2013 et en 2016. L'expérience de 2012 a été dédiée à l'estimation de la section efficace, alors que celles de 2013 et 2016 ont été dédiées à la spectroscopie prompte du ^{249}Md. Lors de ces expériences nous avons utilisé la réaction de fusion-évaporation ^{203}Tl(^{48}Ca,2n)^{249}Md. Avant ce travail la spectroscopie prompte du ^{249}Md n'avait jamais été réalisée, les résultats présentés ici sont donc nouveaux. Nous verrons d'abord l'état des connaissances concernant ce noyau, la mesure de section efficace de la réaction ^{203}Tl(^{48}Ca,2n)^{249}Md effectuée pour la première fois en 2012, puis les résultats obtenus par spectroscopie.
Malheureusement plusieurs difficultés ont été rencontrées, l'une au niveau de la cible de thallium (en 2013 et 2016) amenant à une production plus faible qu'attendue, l'autre au niveau de la barrière haute tension de SAGE rendant l'utilisation du détecteur d'électrons impossible lors de l'expérience de 2013.

5.1 État des lieux

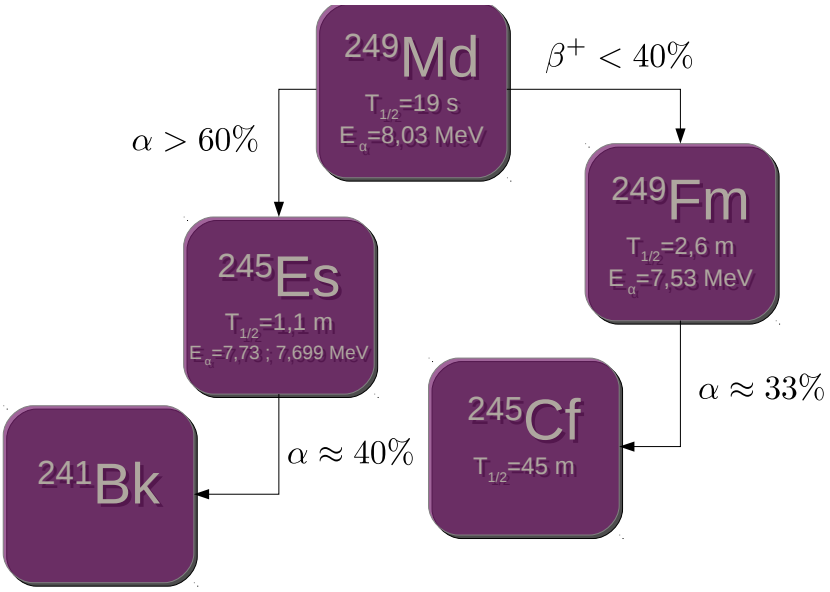

FIGURE 5.1 – *Principales caractéristiques connues du* ^{249}Md *avant ce travail [109].*

La figure 5.1 montre les principales caractéristiques connues du ^{249}Md avant ces travaux. La table des isotopes [98] donne une valeur du rapport d'embranchement α de $20 \pm 10\%$, alors que l'évaluation de Nuclear Data Sheets [109] et les travaux Heßberger et al. [110] donnent une valeur supérieure à 60%, que nous retenons pour la figure 5.1. Le ^{249}Md décroît donc majoritairement par désintégration α vers le ^{245}Es et minoritairement vers ^{249}Fm par décroissance β. Contrairement au ^{251}Md, le rapport d'embranchement est plutôt favorable aux désintégrations α. Le ^{249}Md est donc un cas plus propice que le ^{251}Md pour l'utilisation de la technique RDT.

Plusieurs expériences de spectroscopie retardée après décroissance de ^{253}Lr ont été réalisées avant ce travail [110, 95, 111, 112]. Ces expériences n'ont pas permis de mettre formellement en évidence des états excités.

5.2 Cibles et section efficace

Les cibles de $^{203}_{81}$Tl que nous avons utilisées ont été produites à l'université Ludwig Maximilian de Munich (LMU) en Allemagne. A l'instar du ^{251}Md, les cibles utilisées pour la production du ^{249}Md sont constituées de ^{203}Tl sur support et couche protectrice de C. Le processus de fabrication consiste en l'évaporation d'oxyde de thallium enrichi à 97 % disposé dans un creuset chauffé entre deux électrodes. Le thallium est évaporé sur un support de carbone disposé au-dessus du creuset. Lors du processus, le thallium se dépose de manière homogène formant ainsi, au fur et à mesure de l'évaporation, une cible de thallium métallique. Le processus est effectué dans une chambre à vide représentée figure 5.2

FIGURE 5.2 – *Dispositif pour la fabrication des cibles de thallium au LMU Munich. A gauche la chambre contenant le dispositif, à droite nous pouvons apercevoir les deux électrodes en cuivre et le creuset contenant le thallium. Les électrodes chauffent ce creuset afin d'évaporer le thallium.*

La liste des cibles utilisées lors des expériences (2012, 2013 et 2016) est donnée dans les tableaux 5.1 et 5.2.

Support C (μg.cm^{-2})	$^{203}_{81}$Tl (μg.cm^{-2})	Couche protectrice C (μg.cm^{-2})
20	262	11
20	272	11
20	274	11
20	318	11
20	294	11

TABLE 5.1 – Cibles utilisées lors de la mesure de section efficace en 2012 et lors l'expérience de 2013.

Support C (μg.cm^{-2})	$^{203}_{81}$Tl (μg.cm^{-2})	Couche protectrice C (μg.cm^{-2})
21	260	22
21	327	22
21	287	22
21	246	19
21	287	24
21	289	25
21	287	20

TABLE 5.2 – Cibles utilisées lors de l'expérience de 2016.

L'estimation de la section efficace du ^{249}Md s'est avérée délicate. La première expérience de spectroscopie réalisée en 2013 a mis en évidence une décroissance du taux de production en fonction du temps. Cela a été attribué, dans un premier temps, à l'évaporation du thallium de la cible lors de son exposition au faisceau de Calcium. Entre la mesure de section efficace de 2012 et l'expérience de spectroscopie de 2013, les cibles ont été stockées à l'air. L'évaporation serait donc liée à une oxydation de la cible, le thallium étant très réactif à l'oxygène et l'oxyde

de thallium étant plus volatile que le métal. Afin de valider cette interprétation, des analyses PIXE (Particle-Induced X-ray Emission) et RBS (Rutherford Back Scattering) ont été effectuées à Jyväskylä par le groupe Pelletron.
L'analyse PIXE permet d'identifier les composants de la cible à partir du rayonnement X induit par le bombardement de particules chargées. Cette analyse n'a pas mis en évidence de contaminants hormis potentiellement de petites quantités d'oxygène.
L'analyse RBS consiste à mesurer la rétrodiffusion de particules α ayant une énergie cinétique d'environ 2 MeV. Le comptage et l'énergie des rétrodiffusions à un angle d'environ $165\ ^{\circ}$donnent accès à l'épaisseur de la cible et à sa composition. La figure 5.3 présente les résultats de l'analyse RBS. La relative largeur de la courbe rouge (en dehors de la zone d'irradiation du faisceau) indique que l'épaisseur du thallium reste importante. A contrario la relative finesse de la courbe bleu (au niveau de la zone d'exposition du faisceau) indique une diminution importante de l'épaisseur de la cible et donc du thallium de celle-ci. Des traces d'oxygène sont également observées. En conséquence nous avons gardé comme hypothèse une oxydation de la cible.

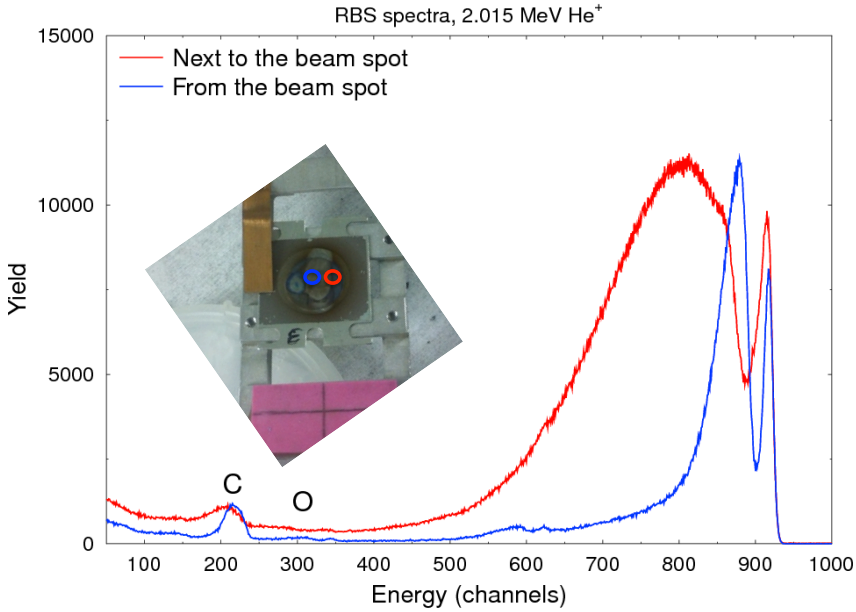

FIGURE 5.3 – *Le graphique présente les résultats de l'analyse RBS appliqués à une cible de thallium utilisée en 2013. La figure représente le nombre de coups en fonction de l'énergie de la particule rétro-diffusée. En rouge pour la zone non irradiée de la cible, en bleu pour la zone irradiée.*

Nous avons par conséquent demandé, à nouveau, du temps de faisceau et demandé au LMU Munich la fabrication de nouvelles cibles de ^{249}Md qui ont été stockées, avant l'expérience de 2016, sous atmosphère inerte (Ar) afin de les protéger de toute oxydation. Ces cibles sont couverte d'une couche de C de $\sim 20\ \mu$g.cm^{-2}, comparé à $\sim 10\ \mu$g.cm^{-2} précédemment afin d'assurer une protection supplémentaire contre l'oxydation. Il s'avère cependant que les résultats ont été similaires à ceux de l'expérience de 2013, c'est-à-dire une dégradation rapide des cibles sous faisceau.

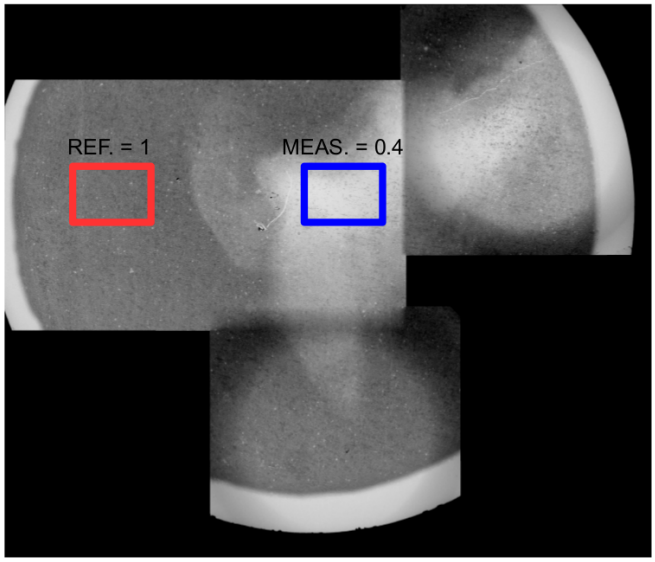

FIGURE 5.4 – *Mosaïque d'images aux rayons X d'une cible utilisée en 2016.*

De nouvelles analyses de cible ont par conséquent été effectuées. La figure 5.4 montre les images sous rayons X d'une des cibles utilisées en 2016. La mesure a été réalisée par J. Sorri et J. Parkkonen de l'université de Jyväskylä avec l'appareil Xradia microCT-400 (Zeiss). La couleur claire indique les parties les plus fines de la cible qui a perdu jusqu'à 60 % de son épaisseur. De plus deux fissures sont visibles, l'une au centre, et l'autre à environ 40°dans le sens horaire. Le thallium s'est donc majoritairement volatilisé au contact du faisceau. Le thallium est connu pour sa volatilité, néanmoins l'expérience portant sur le ^{251}Md avec une cible de ^{205}Tl n'a pas présenté un tel comportement et l'évaporation, si elle a eu lieu, fut bien moins rapide. Par conséquent nous supposons que le problème pourrait provenir de la structure de la cible de ^{203}Tl qui serait différente de celle de ^{205}Tl et qui entraînerait son évaporation prématurée. Ceci pourrait être lié, par exemple, à des différences de processus d'enrichissement des isotopes fournis sous forme d'oxyde Tl_2O_3 par le laboratoire d'Oak Ridge.

Pour les raisons que nous venons de discuter, la section efficace que nous avons mesurée est donc sujette à caution et doit plutôt être prise comme une borne inférieure.

Afin d'évaluer la section efficace, nous utilisons les données collectées en 2012 à la fin de l'expérience dédiée au ^{251}Md. La section efficace a pu être mesurée pour deux énergies de faisceau au centre de la cible de 214.3 ± 2.1 et 212.7 ± 2.1 MeV. Une cible de 318 $\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$ a été utilisée. Le faisceau ayant une énergie initiale de 218 MeV traverse les deux feuilles de carbone de 50 $\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$ chacune isolant le spectromètre à électrons de la région remplie d'hélium où se situe la cible. L'énergie du faisceau à la sortie des feuilles est alors de 216 MeV. Après avoir traversé les 20 $\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$ du support carbone puis la moitié de la cible (159 $\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$), l'énergie du faisceau est de 214.3 MeV.

Afin d'éviter de changer l'énergie du cyclotron, ce qui aurait été trop long, nous avons utilisé un dégradeur de carbone (d'épaisseur $80\ \mu\mathrm{g.cm}^{-2}$) placé avant la cible afin de diminuer l'énergie du faisceau. L'énergie du faisceau au centre de la cible est finalement de 212.7 MeV. Les pertes d'énergies dans la cible et dans les feuilles de carbones sont calculées à l'aide du programme LISE++ [113].

La section efficace pour les deux énergies de faisceau est obtenue à l'aide de la relation 4.3. L'intensité de faisceau est d'environ 10 pnA. Nous avons utilisé un rapport d'embranchement alpha $b_\alpha = 0.86 \pm 0.15$ mesuré lors de l'expérience de 2013 : voir paragraphe 5.4. L'incertitude sur l'énergie de faisceau est dominée par le cyclotron, la valeur admise étant de 1 %. Les résultats pour les deux énergies de faisceau sont donnés table 5.4 et figure 5.5. La section efficace est comparée aux résultats du code HIVAP [89]. Les résultats sont en bon accord avec ce modèle.

épaisseur de la cible (μg.cm^{-2})	Temps (min)	Énergie au centre de la cible (MeV)	n_α	σ (nbarn)
318	450	214.3 ± 2.1	65	288 ± 135
318	420	212.7 ± 2.1	13	62 ± 33

TABLE 5.3 – Données expérimentales lors de la mesure de section efficace du ^{249}Md.

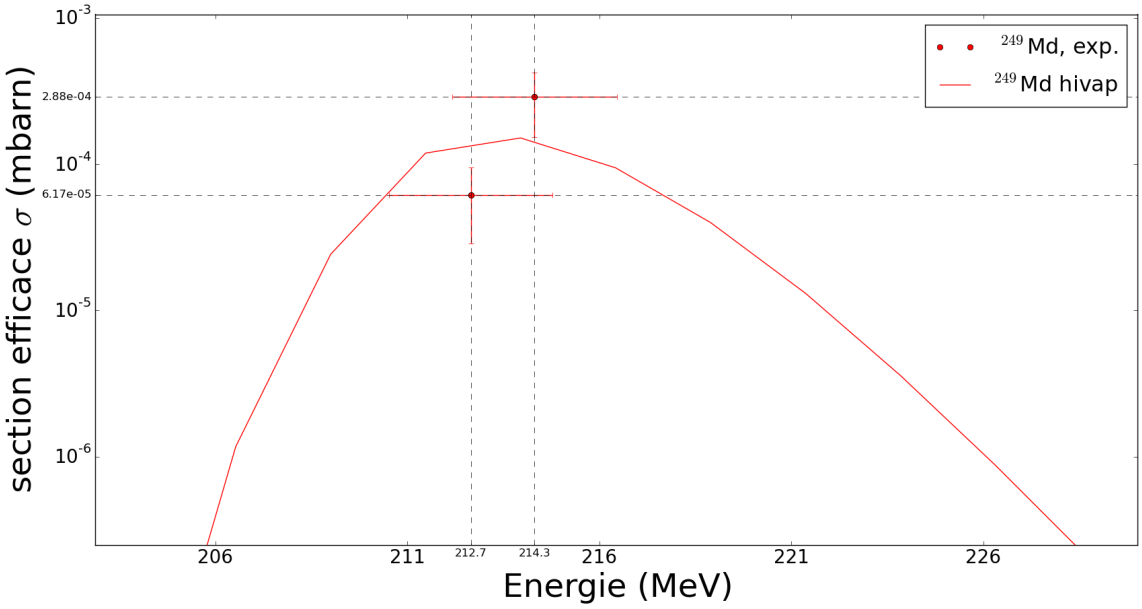

FIGURE 5.5 – *Section efficace de production du* ^{249}Md *en fonction de l'énergie en milieu de cible, comparé au calcul HIVAP [89].*

Lors de l'expérience de spectroscopie réalisée en 2013, nous avons choisi une énergie de faisceau de 219 MeV correspondant à une énergie en milieu de cible de $\sim$ 215.4 MeV. Étant donné l'asymétrie de la fonction d'excitation (voir figure 5.5), il est toujours préférable de choisir une énergie légèrement supérieure à celle correspondant au maximum de la fonction d'excitation.

Nous présentons par la suite les données issues de l'expérience de 2013. Les données de 2016 sont en cours d'évaluation et sont de qualité similaire. Une intensité de faisceau d'environ 10 pnA a été utilisée ainsi que les cibles répertoriées table 5.1. La production de ^{249}Md réduite par l'évaporation du thallium de la cible ne permet pas d'obtenir un nombre de noyaux de résidus d'évaporation aussi important qu'escompté. Cependant le fort rapport d'embranchement en faveur des désintégrations α autorise l'utilisation de la technique RDT. Ainsi les techniques RT et de RDT sont utilisés afin d'extraire les données du ^{249}Md.

5.3 Spectroscopie γ prompte par la méthode RT

La première étape consiste à sélectionner les noyaux d'intérêt selon leur cinématique. Afin de mieux cerner les sélections à effectuer, une visualisation 3D a été utilisée : voir la figure 5.6 qui met en avant l'importance des sélections choisies. La sélection des événements s'appuie principalement sur trois variables : le temps de vol entre le DSSD et le MWPC, la perte d'énergie au sein du détecteur MWPC (ΔE) et le temps entre la détection au niveau de jurogam II et l'implantation de l'ion au sein du DSSD (t_{juro}). Le graphique de gauche montre la dispersion des événements obtenus par la technique RT en appliquant des sélections très larges. Ces événements ne correspondent pas tous à des noyaux de ^{249}Md. Ils sont fortement pollués, notamment, par des atomes diffusés de la cible ^{203}Tl transmis jusqu'au DSSD et émettant des rayons X et des rayons gamma prompts après excitation Coulombienne. Le tableau 5.4 résume les principaux rayonnements émis lors de l'excitation Coulombienne de ^{203}Tl. Le graphique de droite 5.6 montre les sélections effectuées afin d'éliminer la majorité des polluants.

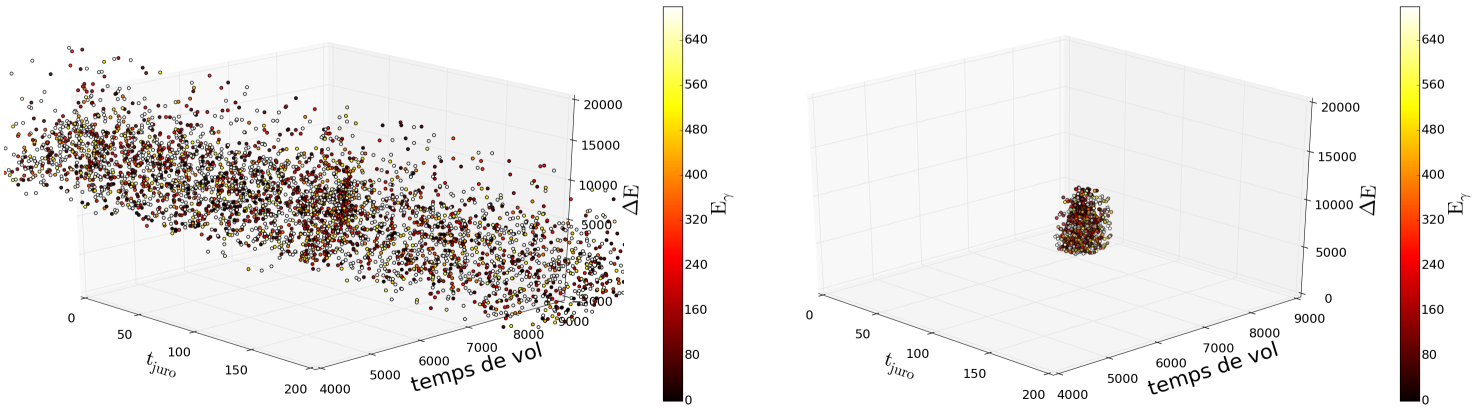

FIGURE 5.6 – *A gauche : échantillon d'événements obtenus par la méthode de Recoil Tagging (RT) avec une sélection large en temps de vol, ΔE (perte d'énergie dans le MWPC) et t_{juro}. A droite : spectre obtenu par la méthode RT avec une sélection plus étroite correspondant aux résidus d'évaporation de* ^{249}Md.

J^π des transitions	multi-polarité de la transition	Énergie du photon (keV)
$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	M1+E2	279.197
$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	M1+E2	401.323

TABLE 5.4 – Transitions γ du ^{203}Tl émises par excitation Coulombienne [98].

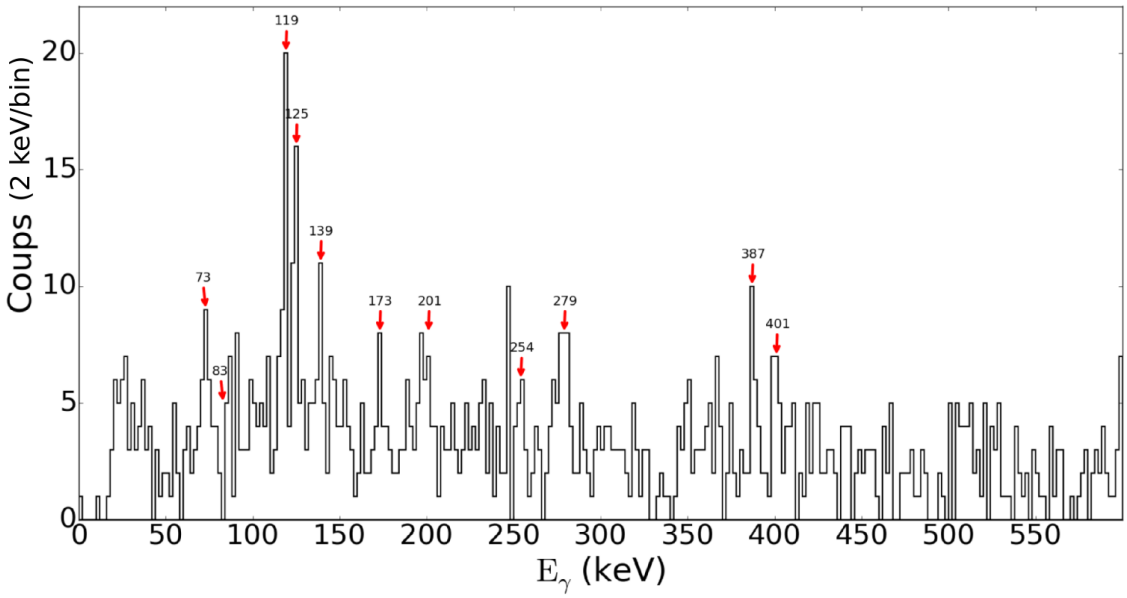

FIGURE 5.7 – *Spectre gamma du* ^{249}Md *obtenu par technique d'étiquetage des reculs (RT) (2keV/bin).*

La figure 5.7 obtenue à l'aide de la technique RT et de la sélection étroite de la figure 5.6 permet de distinguer plusieurs pics. Comme pour le ^{251}Md, les rayons X du mendélévium sont visibles (119, 125 et 139 keV). Cependant le spectre reste pollué par le ^{203}Tl notamment le rayonnement X à 73 et 83 keV et les transitions gamma à 279 et 401 keV.
Néanmoins certaines transitions peuvent être mises en évidence : 173, 201, 254, 387 keV. Seuls 2 neutrons séparent le ^{251}Md du ^{249}Md, par conséquent on s'attend à retrouver des similarités entre les spectres. La transition à 387 keV rappelle de part son intensité la transition à 389 keV observée dans le cas du ^{251}Md. Il pourrait donc s'agir d'une transition entre états de particules individuelles identiques pour ces deux noyaux.

5.3.0.1 Projection gamma-gamma

La faible statistique ne permet pas de faire des projections gamma-gamma fiables. Le peu de données dont nous disposons indiquerait des coïncidences entre des transitions à 130, 183, 201, 219, 243, 253, 316, 340, 382 et 435 keV. Néanmoins les coïncidences ne sont pas assez significatives pour conjecturer une ou plusieurs bandes rotationnelles.

5.4 Décroissance α et technique RDT

A l'aide de l'expérience de spectroscopie réalisée 2013 nous avons pu effectuer une nouvelle estimation des rapports d'embranchements. Le rapport d'embranchement du ^{249}Md est obtenu en estimant le nombre de décroissance α du ^{249}Fm et en le comparant au nombre de décroissance α du ^{249}Md. Les désintégrations α du ^{249}Fm ($E_\alpha = 7530$ keV) ainsi que du ^{249}Md sont obtenues grâce à la méthode des corrélations génétiques, le spectre non corrélé étant trop bruité. En corrigeant du temps de recherche d'une particule α après l'implantation du recul ainsi que du rapport d'embranchement du ^{249}Fm (voir figure 5.1), nous obtenons 36 ± 36 coups pour ^{249}Fm

pour 220 ± 15 coups pour le ^{249}Md, soit un rapport d'embranchement :

$$b_\alpha(^{249}\mathrm{Md}) = 0.86 \pm 0.14. \tag{5.1}$$

Le rapport d'embranchement du ^{245}Es est quant à lui obtenu en utilisant le nombre de décroissance de ^{249}Md obtenu par corrélations recul-α (N_α) et le nombre de décroissances de ^{249}Md obtenu par corrélations recul-α-α ($N_{\alpha-\alpha}$). Le rapport d'embranchement s'exprime alors comme (dans la limite de temps de recherche longs par rapport au temps de vie ($t \longrightarrow \infty$)) :

$$b_\alpha(^{245}\mathrm{Es}) = \frac{N_{\alpha-\alpha}}{N_\alpha \epsilon_\alpha} \approx \frac{93}{225 \times 0.55} \sim 0.75 \pm 0.10. \tag{5.2}$$

Le rapport d'embranchement du ^{249}Md en faveur de la décroissance α permet d'observer, au niveau du DSSD, les transitions α du ^{249}Md et de son fils le ^{245}Es (figure 5.8).

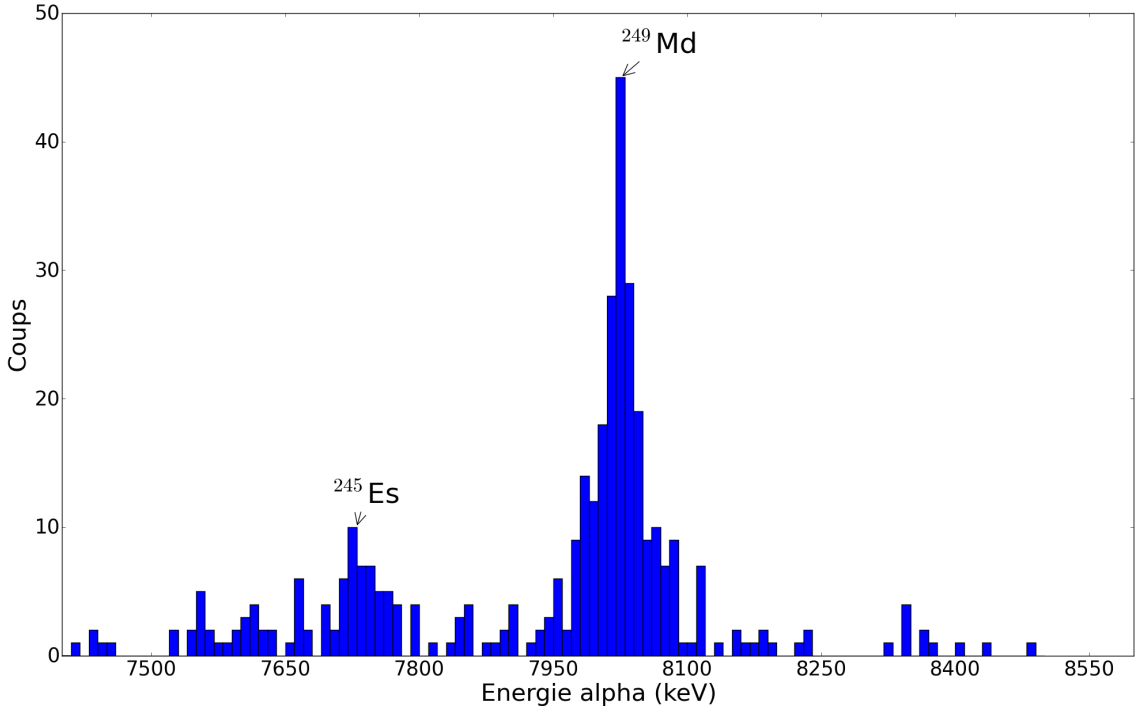

FIGURE 5.8 – *Spectre de décroissance α du ^{249}Md et du ^{245}Es mesuré grâce au DSSD (10 keV/bin).*

La statistique collectée permet d'estimer le temps de demi-vie du ^{249}Md. Le résultat est représenté figure 5.9. Un temps de demi-vie d'environ 23 s est obtenu, soit un temps de vie moins long que le ^{251}Md comme attendu : le ^{249}Md ayant moins de neutrons que le ^{251}Md (déjà riche en proton, c'est-à-dire à gauche de la vallée de stabilité), il s'éloigne encore plus de la stabilité.

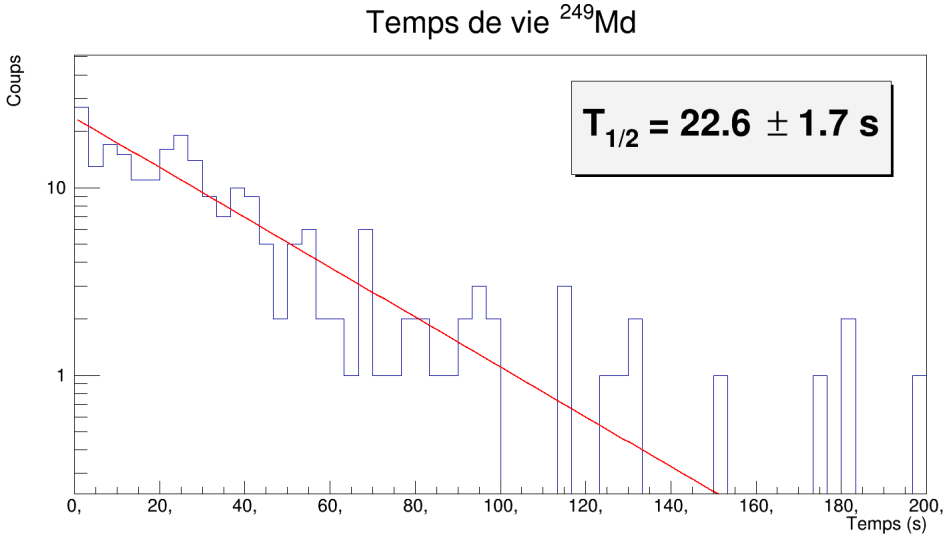

FIGURE 5.9 – *Temps de demi-vie du* ^{249}Md *(s).*

Grâce à la technique d'étiquetage des reculs RDT, c'est-à-dire en corrélant l'implantation du noyau de ^{249}Md avec l'émission d'une particule alpha, nous obtenons le spectre 5.10.

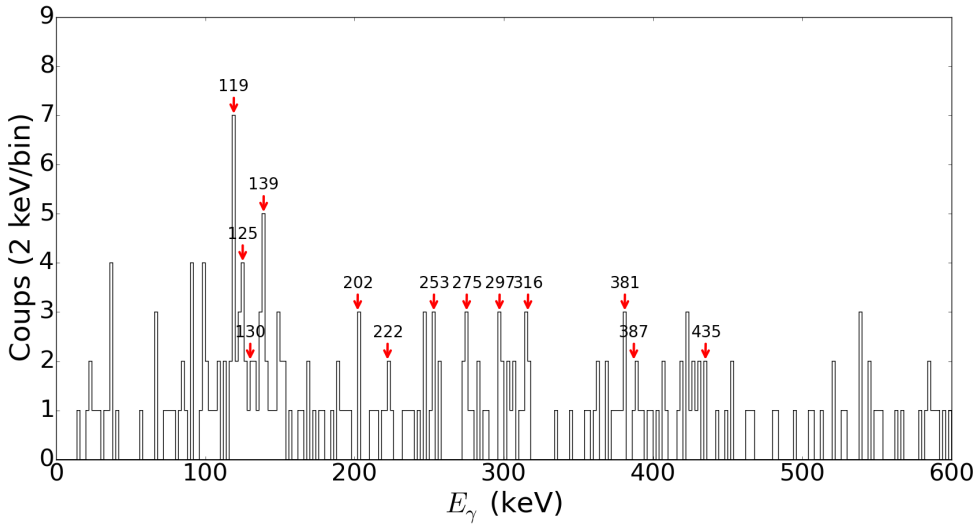

FIGURE 5.10 – *Spectre gamma du* ^{249}Md *obtenu par technique d'étiquetage des reculs (RDT) (2keV/bin).*

La figure 5.10 permet d'identifier un certain nombre de transitions. Les transitions à 201, 253 et 387 keV ont déjà pu être identifiées par la méthode RT.

De plus les transitions à 130, 202, 253, 316 et 435 keV semblent communes avec les transitions issues des projections gamma-gamma. Cependant le peu de statistique par transition (3 ou 4 coups) ne nous permet pas d'interprétation fiable du spectre. Nous pouvons, par ailleurs, constater que la technique RDT améliore notablement la propreté du spectre ; en effet nous éliminons fortement les raies du thallium (279 et 401 keV).

5.5 Spectroscopie retardée

Nous avons pu observer au plan focal de RITU la désexcitation du ^{245}Es peuplée par décroissance α de ^{249}Md et pu ébaucher un schéma de niveau de ^{245}Es. Cependant, la modeste statistique obtenue ne nous a pas permis d'observer d'isomères pour ^{249}Md.

5.5.1 Désexcitation du ^{245}Es

En coïncidence avec la désintégration α du ^{249}Md vers ^{245}Es, les détecteurs germaniums plan focal permettent d'observer la désexcitation de ce dernier. La figure 5.11 montre ainsi les histogrammes des transitions obtenues grâce aux détecteurs germanium planaire et trèfles au plan focal. Il est possible d'observer clairement une transition à 253 keV ainsi que de spéculer la présence de trois transitions à 103, 191, et 200 keV qui sont cependant statistiquement peu significatives.

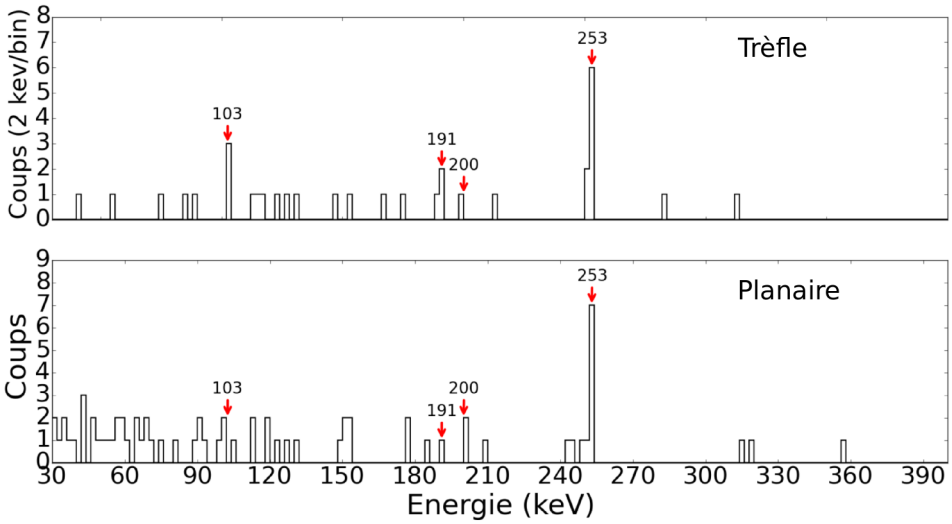

FIGURE 5.11 – *Spectre des transitions de* ^{245}Es. *Elles sont détectées au plan focal en coïncidence avec la décroissance* α *du* ^{249}Md *à l'aide des détecteurs germanium de type trèfle (en haut) et du détecteur de type planaire (en bas) (2 keV/bin).*

Par analogie avec le schéma de niveau d'autres isotopes de Es [91, 95], nous pouvons ébaucher le schéma de niveau présenté figure 5.12.

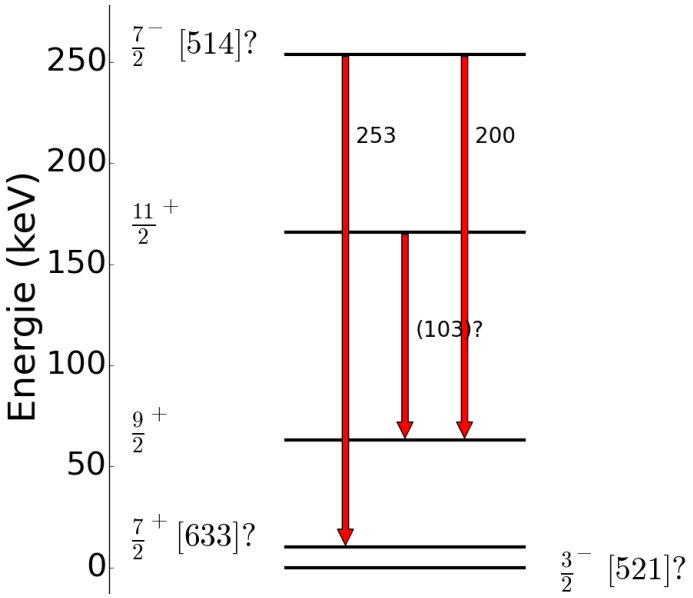

FIGURE 5.12 – *Proposition de schéma de niveaux du* ^{245}*Es.*

La figure 5.12 représente ainsi une manière possible d'interpréter les transitions de désexcitation du ^{245}Es. La transition à 191 keV, de part sa faible intensité et sa difficulté à être interprétée n'a pas été représentée sur ce schéma.

Nos données peuvent être comparées à celles obtenues à GSI par Heßberger et al. [95] : voir le spectre gamma figure 5.13. Les données sont en accord. Cependant, nous ne pouvons pas confirmer la transition à 223.2 keV suggérée par les travaux de GSI.

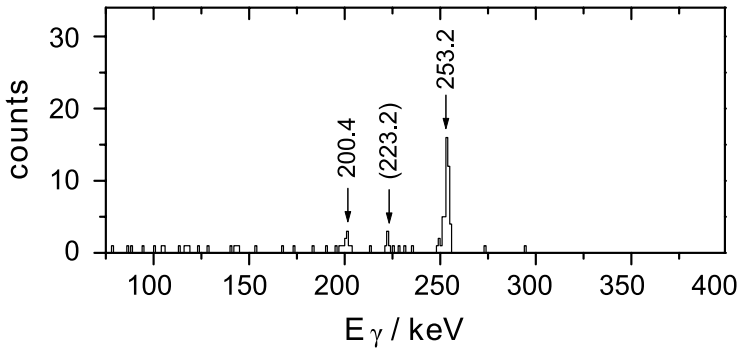

FIGURE 5.13 – *Spectre de désexitation du* ^{245}Es *obtenu par F. Heßberger et al. [95] à GSI.*

5.6 Récapitulatif

Nous avons pu exploiter, pour la première fois, la réaction de fusion-évaporation ^{203}Tl(^{48}Ca,2n)^{249}Md. Bien que la section efficace d'environ 300 nb puisse permettre de réaliser la spectroscopie gamma prompte, nous avons rencontré d'importants problèmes de dégradation des cibles de ^{203}Tl qui ne nous ont pas permis de collecter une statistique suffisante, même en changeant de cible régulièrement. Néanmoins, nous avons pu prouver la faisabilité d'une telle expérience. Nous pouvons également proposer une valeur du temps de vie de ^{249}Md ainsi que de son rapport d'embranchement α. Le spectre de désexcitation du noyau fils ^{245}Es est en bon accord avec des mesures précédentes.

CHAPITRE 6

LE ^{243}ES

Afin d'estimer la faisabilité d'une future expérience de spectroscopie prompte, nous avons mesuré la section efficace de production de ^{243}Es. La mesure a été effectuée en 2013.

6.1 État des lieux

Le ^{243}Es reste très peu connu. Aucune spectroscopie prompte n'a été effectuée, et comme l'indique la figure 6.1 seuls le temps de vie et le rapport d'embranchement α sont connus [114].

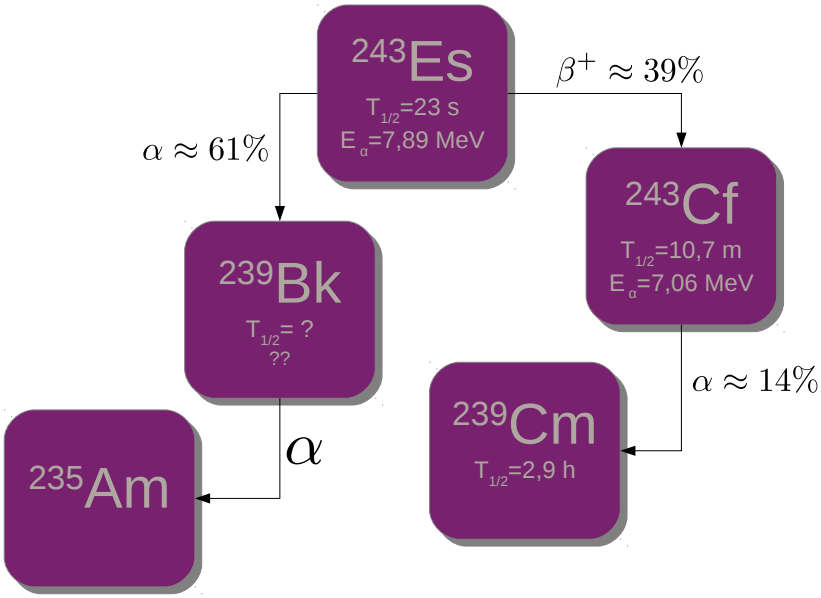

FIGURE 6.1 – *Principales caractéristiques connues du ^{243}Es [114].*

C'est donc dans l'optique d'effectuer une spectroscopie de ce noyau que nous avons d'abord estimé sa section efficace.

6.2 Section efficace

Afin de synthétiser le ^{243}Es nous avons utilisé la réaction de fusion-évaporation ^{197}Au(^{48}Ca,2n)^{243}Es. Nous avons utilisé deux cibles d'or dont l'une précédée d'un dégradeur de Carbone de 100 μg.cm^{-2} afin d'obtenir deux énergies différentes au centre de la cible sans changer l'énergie du cyclotron. Les cibles utilisées sont les suivantes :

- C 100 μg.cm^{-2} + $^{197}_{79}$Au 280 μg.cm^{-2}
- $^{197}_{79}$Au 280 μg.cm^{-2}

Ces deux mesures ont été réalisées avec un faisceau de ^{48}Ca ayant une énergie initiale de 213 MeV. Il traverse d'abord les deux feuilles de carbone de 50 $\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$ d'épaisseur chacune isolant le spectromètre à électrons de la région remplie d'hélium ou se situe la cible. L'énergie du faisceau diminue alors à 211 MeV. Après avoir traversé la moitié de la cible (140 $\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$), l'énergie du faisceau est de 209.8 MeV. Avec l'ajout du dégradeur carbone de 100 μg.cm^{-2}, l'énergie du faisceau au centre de la cible est de 207.7 MeV. Les pertes d'énergies dans la cible et dans les feuilles de carbones sont calculées à l'aide du programme LISE++ [113]. Le tableau 6.1 reprend les principales informations.

épaisseur de la cible ($\mu\mathrm{g.cm}^{-2}$)	Temps (min)	Énergie au centre de la cible (MeV)	n_α	σ (nbarn)
280	2100	209.8 ± 2.1	50	35 ± 13
280	1480	207.7 ± 2.1	34	32 ± 12

TABLE 6.1 – Données expérimentales lors de la mesure de section efficace du ^{243}Es.

A l'aide de l'équation 4.3 nous obtenons ainsi deux estimations de la section efficace :

- pour la cible nue :

$$\sigma \approx 35 \pm 13 \text{ nb.} \tag{6.1}$$

  Le rapport d'embranchement b_α est estimé à $61 \pm 6\%$ [114], l'efficacité de détection α est estimée à 55 % , le nombre de particules α (n_α^{total}) est de 50 ± 7 et le faisceau possède une intensité d'environ 21 pnA pour un temps de mesure de 2100 minutes.

- pour la cible avec dégradeur de carbone :

$$\sigma \approx 32 \pm 12 \text{ nb.} \tag{6.2}$$

  Le nombre de particule α (n_α^{total}) est de 34 ± 6 et le faisceau possède une intensité d'environ 22 pnA, pour un temps de mesure de 1480 minutes.

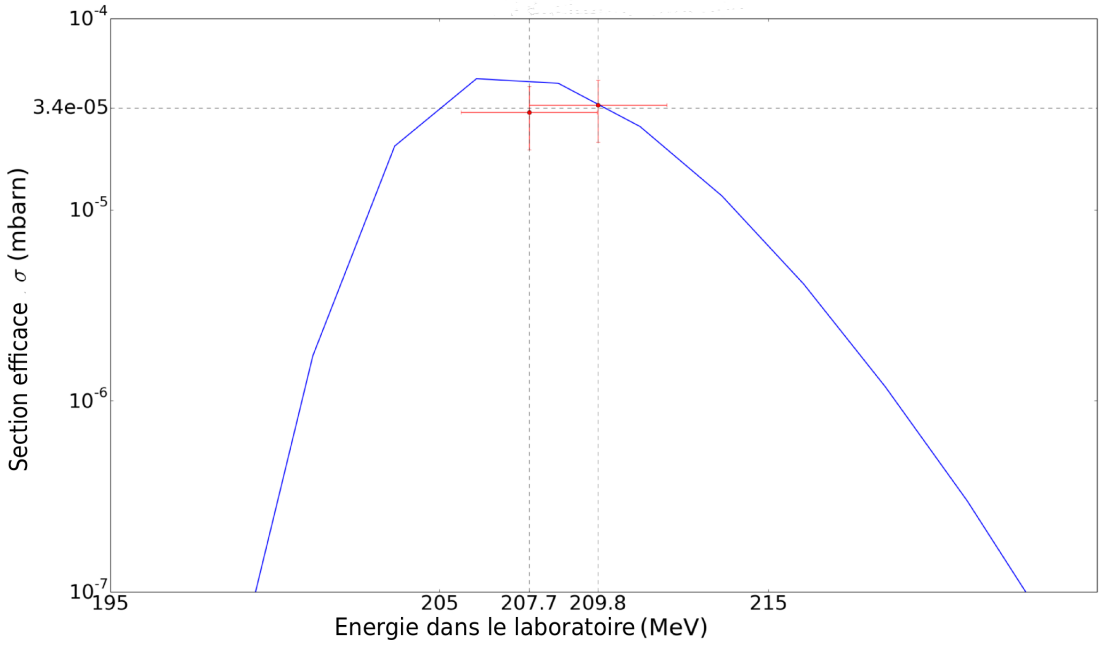

FIGURE 6.2 – *Section efficace du* ^{243}Es *en fonction de l'énergie dans le laboratoire, comparaison avec le résultat du code HIVAP [89].*

La figure 6.2 reprend les estimations de section efficace et les comparent avec les résultats de calculs HIVAP [89]. Comme pour le ^{249}Md nous trouvons un plutôt bon accord entre ce modèle et la mesure.

6.3 Discussion

Afin de discuter plus largement la mesure de section efficace de ^{243}Es ainsi que celles du ^{249}Md et ^{251}Md, nous avons compilé, dans la région des noyaux lourds, les sections efficaces de réactions de fusion-évaporation après évaporation de 2 neutrons. Le tableau 6.2 récapitule toutes les sections efficaces compilées qui sont représentées figure 6.3.

La probabilité de fusion évaporation (P_{FE}) peut être décomposée en trois parties :

$$P_{FE} = P_{capture} \times P_{NC} \times P_{survie}, \tag{6.3}$$

avec $P_{capture}$ la probabilité de capture liée à la pénétration du projectile au travers de la barrière de Coulomb, P_{NC} la probabilité de la formation du noyau composé et P_{survie} la probabilité de survie du noyau liée, entre autres, à la barrière de fission [129]. Ainsi la description des réactions de fusion-évaporation est complexe. Elle est notamment corrélée aux propriétés quantiques des noyaux composant la cible, des noyaux composant le faisceau, et du noyau produit (valeur des barrières Coulombienne, caractère magique du noyau, barrière de fusion, barrière de fission, etc). La figure 6.3 témoigne de plusieurs tendances. Tout d'abord en rouge nous représentons les noyaux créés à partir d'un faisceau de ^{48}Ca. Ce noyau est particulier puisqu'il est doublement magique (20 protons et 28 neutrons). Cette propriété joue un rôle non négligeable puisque les points rouges possèdent, en moyenne, une section efficace plus importante que les réactions impliquant des noyaux moins magiques comme projectiles (points bleus). De même la section

Réaction (canal 2n)	Section efficace (nbarn)	Erreur	Référence
^{48}Ca+^{198}Pt $\rightarrow^{244}$Cf	150		[115][a]
^{48}Ca+^{197}Au $\rightarrow^{243}$Es	35	$\pm^{13}_{13}$	ce travail
^{48}Ca+^{204}Hg $\rightarrow^{250}$Fm	980	$\pm^{160}_{160}$	[116]
^{48}Ca+^{203}Tl $\rightarrow^{249}$Md	288	$\pm^{135}_{135}$	ce travail
^{48}Ca+^{205}Tl $\rightarrow^{251}$Md	1097	$\pm^{221}_{221}$	ce travail
^{48}Ca+^{204}Pb $\rightarrow^{250}$No	13	$\pm^{10}_{7}$	[117]
^{48}Ca+^{206}Pb $\rightarrow^{252}$No	515	$\pm^{80}_{27}$	[118]
^{48}Ca+^{207}Pb $\rightarrow^{253}$No	1310	$\pm^{430}_{410}$	[118]
^{48}Ca+^{208}Pb $\rightarrow^{254}$No	3385	$\pm^{310}_{310}$	[119]
^{48}Ca+^{209}Bi $\rightarrow^{255}$Lr	437	$\pm^{93}_{96}$	[119]
^{36}S+^{204}Pb $\rightarrow^{238}$Cf	2.7	$\pm^{0.6}_{0.6}$	[120]
^{34}S+^{206}Pb $\rightarrow^{238}$Cf	0.3	$\pm^{0.1}_{0.1}$	[121]
^{36}S+^{206}Pb $\rightarrow^{240}$Cf	76	$\pm^{10}_{10}$	[120]
^{34}S+^{208}Pb $\rightarrow^{240}$Cf	1.3	$\pm^{0.6}_{0.6}$	[121]
^{36}S+^{207}Pb $\rightarrow^{241}$Cf	190	$\pm^{50}_{50}$	[120]
^{40}Ar+^{206}Pb $\rightarrow^{244}$Fm	1.4	$\pm^{0.7}_{1.4}$	[122]
^{40}Ar+^{208}Pb $\rightarrow^{246}$Fm	11.0	$\pm^{2}_{2}$	[123]
^{50}Ti+^{198}Pt $\rightarrow^{246}$Fm	2.5	$\pm^{0.7}_{1.5}$	[122]
^{50}Ti+^{208}Pb $\rightarrow^{256}$Rf	15.7	$\pm^{0.2}_{0.2}$	[124]
^{50}Ti+^{209}Bi $\rightarrow^{257}$Db	2.4	$\pm^{0.3}_{0.3}$	[125]
^{54}Cr+^{207}Pb $\rightarrow^{259}$Sg	0.32	$\pm^{0.12}_{0.25}$	[126]
^{54}Cr+^{208}Pb $\rightarrow^{260}$Sg	0.69	$\pm^{0.17}_{0.17}$	[112]
^{54}Cr+^{209}Bi $\rightarrow^{261}$Bh	0.036	$\pm^{0.016}_{0.025}$	[127]
^{58}Fe+^{208}Pb $\rightarrow^{264}$Hs	0.002[b]		[128]

TABLE 6.2 – Section efficace de réactions de fusion évaporation dans le canal 2n.

[a] Données en cours d'évaluation.
[b] Pas d'erreur donnée dans la référence (21 événements observés).

efficace la plus importante est obtenue pour la réaction ^{48}Ca+^{208}Pb $\rightarrow^{254}$No mettant en jeu deux noyaux doublement magique : ^{48}Ca et le ^{208}Pb. De part et d'autre de cette réaction pour un noyau résiduel $Z > 102$ ou $Z < 102$, la perte du caractère doublement magique de la cible et/ou du projectile diminue la section efficace de production. De plus, ce caractère magique du projectile et/ou de la cible doit être convolué par la stabilité du noyau résiduel qui est maximale pour les couches magiques déformés $N = 152$, $Z = 100$. Nous pouvons également percevoir un effet de corrélation de paires, puisque les noyaux impairs produits possèdent, pour $Z \leq 103$, en moyenne une section efficace un peu plus faible que les noyaux pairs en proton adjacents.

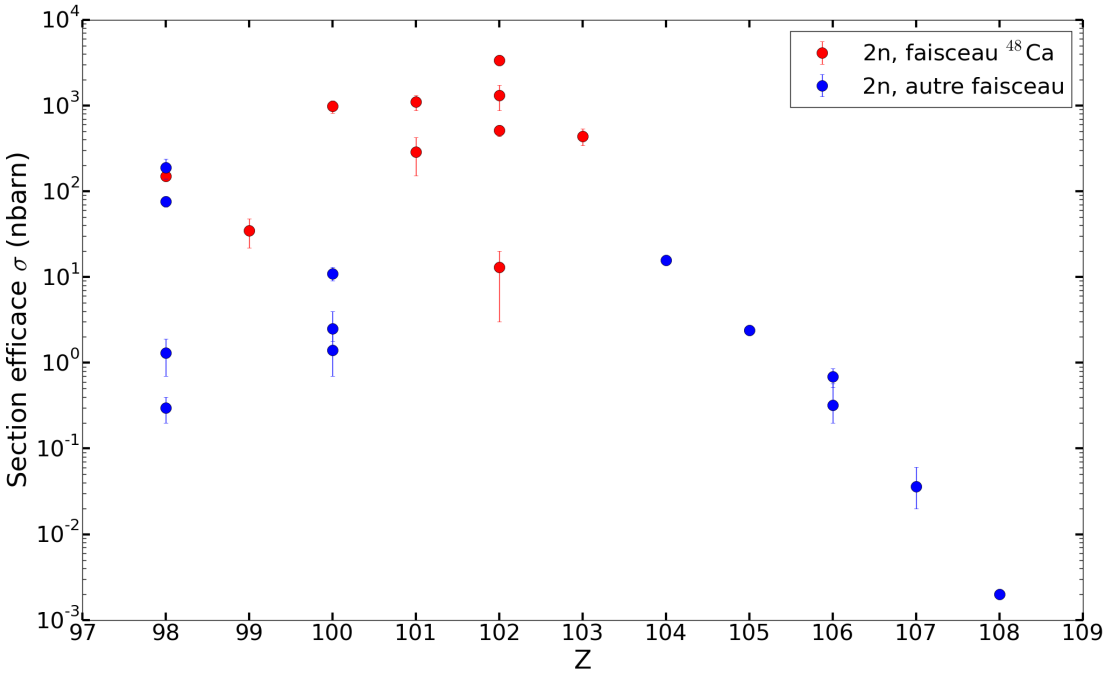

FIGURE 6.3 – *Section efficace de réactions de fusion-évaporation autour du Nobélium en fonction du nombre de proton du noyau résiduel. En rouge les réactions utilisant un faisceau de ^{48}Ca, en bleu les réactions utilisant d'autres faisceaux. Les valeurs sont reportées table 6.2.*

Finalement l'estimation de la section efficace du ^{243}Es de $\sim$ 35 nb ne permet pas d'envisager la spectroscopie prompte avec les dispositifs expérimentaux actuels, la statistique serait insuffisante. A titre de comparaison, le noyau impair le plus lourd ayant été étudié par spectroscopie prompte est le ^{255}Lr. Avec une section efficace de production de environ 400 nb, ce cas étant déjà à la limite de la faisabilité [32]. Même en envisageant l'utilisation de dispositifs plus performants comme AGATA couplé à un séparateur de très grande transmission, la spectroscopie de ^{243}Es reste difficile à envisager. Néanmoins notre mesure complète la tendance des réactions de fusion-évaporation pour le canal 2n.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Apport sur les noyaux lourds impairs

Ce travail de thèse s'attache à la structure de deux noyaux impairs en protons, le ^{249}Md et le ^{251}Md. Il a permis l'étude, pour la première fois, des électrons de conversion du ^{251}Md, ainsi que la spectroscopie du ^{249}Md. Ainsi, pour le ^{251}Md et son fils ^{247}Es, nous confirmons les résultats de précédentes expériences :

- la section efficace de fusion-évaporation ^{205}Tl(^{48}Ca,2n)^{251}Md est mesurée à environ 1 μbarn,
- la bande rotationnelle construite sur l'état excité $\frac{1}{2}^{-}[521]$ est confirmé,
- le temps de vie du ^{251}Md est d'environ 4 min 30,
- la désexcitation du ^{247}Es est observée (via des transitions à 243 et 294 keV).

De nouveaux résultats ont aussi été obtenus :

- une nouvelle bande rotationnelle basée sur l'état fondamental correspondant à l'orbitale $\frac{7}{2}^{-}[514]$,
- l'interprétation, la simulation du spectre d'électrons de conversion et la comparaison de différentes hypothèses sur la tête de bande de la nouvelle bande rotationnelle,
- la mise en évidence d'un isomère ayant pour temps de vie environ 1.3 secondes et se désexcitant vers la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental,
- la comparaison du schéma de niveaux et des moments d'inertie avec des prédictions théoriques grâce à une collaboration avec des théoriciens du CEA Saclay et de Bruyères-le-Châtel.

L'établissement de la bande rotationnelle basée sur l'état fondamental $\frac{7}{2}^{-}[514]$ fut particulièrement ardu. Elle repose principalement sur l'étude des projections gamma-gamma, des électrons de conversion et de la comparaison avec la théorie. Il est intéressant de constater que les électrons de conversion, quand la statistique le permet, autorisent une certaine discrimination pour

assigner la configuration (et donc le spin) des bandes rotationnelles, notamment grâce aux transitions fortement converties M1 dont l'intensité dépend des nombres quantiques de la tête de bande.

La spectroscopie du ^{249}Md s'est avérée plus délicate. La section efficace pour la réaction de fusion-évaporation ^{203}Tl(^{48}Ca,2n)^{249}Md a pu être estimée à environ 300 nbarn. Le temps de vie de ^{249}Md est estimé à environ 20 secondes. Cependant nous avons été confronté à une évaporation prématurée du thallium de la cible amenant à une diminution de la statistique par rapport à ce qui était attendu. Cette évaporation est confirmée par analyses PIXE et RBS réalisées à l'université de Jyväskylä. Néanmoins quelques transitions gamma ont tout de même été extraites des données, ainsi qu'une estimation des rapports d'embranchement pour la décroissance de ^{249}Md et de ^{245}Es. Des transitions issues de la désexcitation du ^{245}Es ont aussi été confirmées en accord avec des anciens travaux.

Enfin la section efficace du ^{243}Es peuplé grâce à la réaction ^{197}Au(^{48}Ca,2n)^{243}Es est estimée à environ 35 nbarn.

Perspectives

L'analyse du ^{249}Md n'a pu être finalisée ; l'analyse des nouvelles données produites en 2016 devrait apporter des indices sur la validité des premières transitions suggérées dans cette thèse. De plus, malgré l'évaporation du thallium, l'expérience de 2016 a permis d'utiliser le détecteur SAGE, et donc d'obtenir un spectre d'électrons de conversion qui sera précieux pour l'interprétation des données. Une meilleure compréhension des raisons conduisant à l'évaporation des cibles de ^{203}Tl pourrait nous permettre d'envisager une nouvelle expérience dans le futur. A contrario l'estimation de la section efficace du ^{243}Es nous a montré que sa spectroscopie prompte était, pour le moment, hors de portée.

Des calculs de type Hartree-Fock-Bogoliubov réalisés à Bruyères-le-Châtel avec l'interaction effective de Gogny D1S ont été amorcés durant la thèse, ils sont encore en cours. Malheureusement la difficulté à faire converger certains états n'a pas permis de présenter les résultats dans ce travail. Cela devrait être possible dans le courant de l'année 2016 et permettre ainsi de comparer les données expérimentales du ^{251}Md avec des calculs utilisant deux types interactions : Skyrme et Gogny.

Enfin des méthodes au-delà du champ moyen comme des calculs HFB projetés ainsi que de nouvelles interactions pourraient aussi être riches d'informations.

Dans un futur proche, l'alliance au GANIL du spectromètre gamma AGATA (Advanced GAmma Tracking Array) et du séparateur à gaz VAMOS-Gas-Filled permettra d'entreprendre de nouvelles expériences sur les noyaux lourds et super-lourds. Des propositions en vue de l'étude par spectroscopie prompte des noyaux impairs ^{243}Cf, ^{247}Fm, ^{249}Fm, ^{255}No ont été faites [130]. Il a également été proposé d'étudier des noyaux pairs-pairs afin de compléter les expériences déjà effectuées et d'explorer les isomères K pour des éléments comme le ^{242}Cf, ^{240}Cf, ^{236}Cm, ^{230}Pu, ^{226}U ou encore le ^{254}No [131]. Il pourrait aussi être intéressant, dans un futur un peu

plus lointain, de coupler AGATA avec un spectromètre d'électrons similaire à SAGE afin de compléter les données spectroscopiques.

Dans la course à l'étude de noyaux toujours plus lourds, la construction en Russie à Dubna du complexe SHE-factory, et à Caen en France du Super Spectromètre Séparateur S^3 et de l'accélérateur Spiral2 permettront l'analyse de noyaux encore plus lourds. Par exemple des études de spectroscopie jusqu'à $Z \approx 114$ seront potentiellement possibles. Ces installations devraient également rendre possible la création de noyaux plus lourds que Z=118.

Finalement la route vers la découverte des noyaux lourds semble encore longue et promet des découvertes aussi bien expérimentales que théoriques dans les années à venir.

Appendices

ANNEXE A

ERREURS

La plupart des erreurs données dans ce travail sont calculées à l'aide de la formule de propagation des erreurs [132]. Soit f la grandeur physique dépendant de deux autres grandeurs physiques x et y. L'erreur de f sera calculée à partir des erreurs sur x et y (δx et δy) avec x et y considérés comme indépendantes et aléatoires.

$$\delta f = \sqrt{(\frac{\partial f}{\partial x}\delta x)^2 + (\frac{\partial f}{\partial y}\delta y)^2}. \tag{A.1}$$

Pour une grandeur physique x, mesurée N, fois la variance est définie comme :

$$\sigma_x^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(x_i - x_{moy}^2)^2, \tag{A.2}$$

avec x_{moy} la valeur moyenne de x. La formule A.1 devient :

$$\sigma_f = \sqrt{(\frac{\partial f}{\partial x}\sigma_x)^2 + (\frac{\partial f}{\partial y}\sigma_y)^2}. \tag{A.3}$$

Il s'agit de la formule usitée la plupart du temps dans cette thèse. Il est possible de raffiner le calcul en supposant une fonction où x et y ne seraient pas indépendants, c'est-à-dire ou $\sigma_{xy} \neq 0$.

En effet :

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(f_i - f_{moy})^2,$$

avec $f_i \approx f_{moy} + \frac{\partial f}{\partial x}(x_{moy} - x_i) + \frac{\partial f}{\partial y}(y_{moy} - y_i)$,

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(\frac{\partial f}{\partial x}(x_{moy} - x_i) + \frac{\partial f}{\partial y}(y_{moy} - y_i))^2,$$

$$\sigma_f^2 = (\frac{\partial f}{\partial x})^2 \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(x_{moy} - x_i)^2 + (\frac{\partial f}{\partial y})^2 \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(y_{moy} - y_i)^2 + 2\frac{\partial f}{\partial x}\frac{\partial f}{\partial y} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(x_{moy} - x_i)(y_{moy} - y_i).$$

La covariance s'écrit $\sigma_{xy} = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N}(x_{moy} - x_i)(y_{moy} - y_i)$.
Finalement :

$$\sigma_f^2 = (\frac{\partial f}{\partial x})^2 \sigma_x^2 + (\frac{\partial f}{\partial y})^2 \sigma_y^2 + 2\frac{\partial f}{\partial x}\frac{\partial f}{\partial y}\sigma_{xy}. \tag{A.4}$$

ANNEXE B

LES RÉGRESSIONS LINÉAIRES

Différents ajustements linéaires ont été effectués durant cette thèse. En général, l'immense majorité de ces ajustements s'appuie sur deux techniques :

- La méthode des moindres carrés.
- La méthode du maximum de vraisemblances.

La méthode des moindres carrés est la méthode la plus couramment utilisée, elle est la plus facile à mettre en place et permet d'obtenir relativement facilement une estimation des erreurs. Elle consiste à la minimisation de l'opération [133] :

$$S(\theta) = \sum_{i=1}^{N} \left(y_i - f(x_i;\theta)\right)^2 . \tag{B.1}$$

La fonction f de variables x_i et de paramètres inconnus θ est comparée aux véritables données y_i. La différence entre y_i et f des deux permet de vérifier l'écart de la fonction aux données. Les écarts sont sommés et mis au carré afin qu'ils soient positifs. On minimise donc l'écart entre la fonction et les données.

Lorsqu'il existe des erreurs sur les données, il est possible d'améliorer la minimisation en donnant un poids plus important aux données possédant une erreur moins importante. La fonction utilisée et minimisée est alors :

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{y_i - f(x_i;\theta)}{\sigma_i}\right)^2 . \tag{B.2}$$

Cette méthode est à l'origine de la plupart des ajustements.

La méthode du maximum de la vraisemblance est plus générale que la méthode des moindres carrés, elle est souvent utilisée pour des échantillons de taille réduite. La vraisemblance est définie comme :

$$L(x_i;\theta) = \Pi_i f(x_i;\theta), \tag{B.3}$$

avec x_i les échantillons de n nombres, θ le(s) paramètre(s) de la loi à déterminer et f la densité de probabilité à ajuster. Les variables sont considérées comme indépendantes ($L(x_1 \cap x_2) = f(x_1)f(x_2)$). Ainsi le maximum de la vraisemblance, lorsqu'on explore l'espace des paramètres, correspond au(x) paramètre(s) les plus probables comme illustré sur la figure B.1 dans le cas de la décroissance exponentielle du ^{251}Md. Le maximum de la vraisemblance est atteint pour $\theta \approx 0.00268$ soit environ 4.30 min comme attendu.

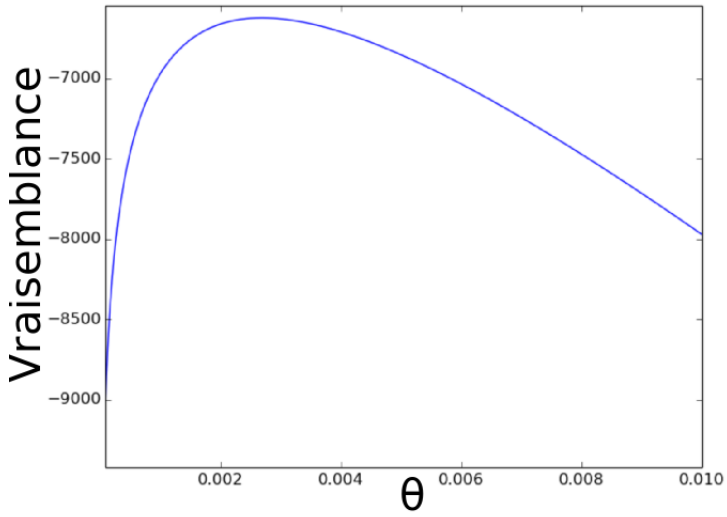

FIGURE B.1 – *Valeur de la vraisemblance L en fonction du paramètre θ.*

Afin de tester les deux méthodes sur un échantillon de taille réduite, nous avons simulé 1000 décroissances exponentielles de demi-vie de 22.5 secondes sur un échantillon de 300 événements. Chaque temps de demi-vie mesuré par la méthode de la vraisemblance est indiqué sur la figure B.2, de même avec la méthode des moindres carrés sur la figure B.3.

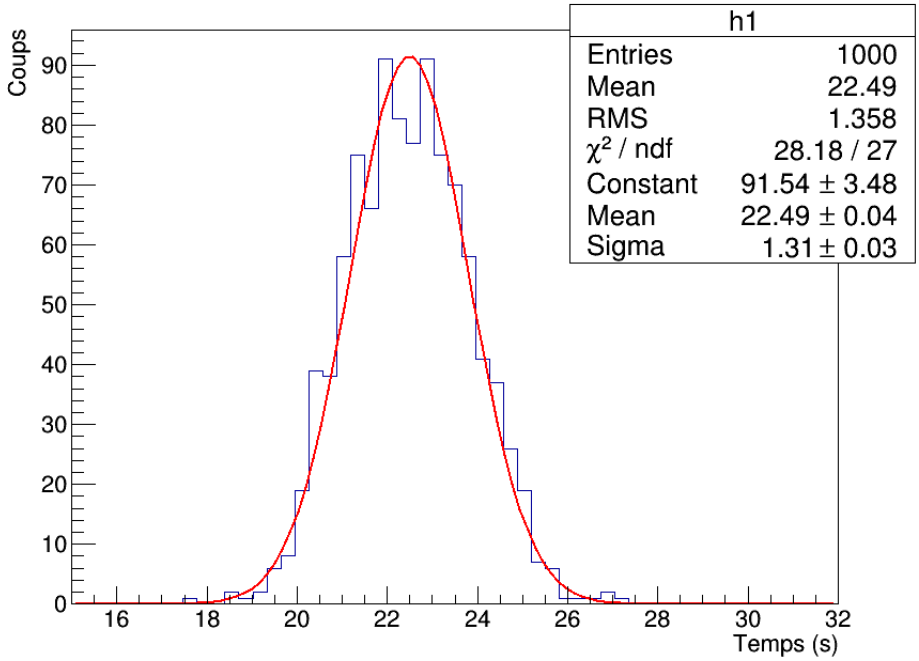

FIGURE B.2 – *Histogramme des temps de demi-vie mesurés par la méthode de vraisemblance et ajustés par une gaussienne.*

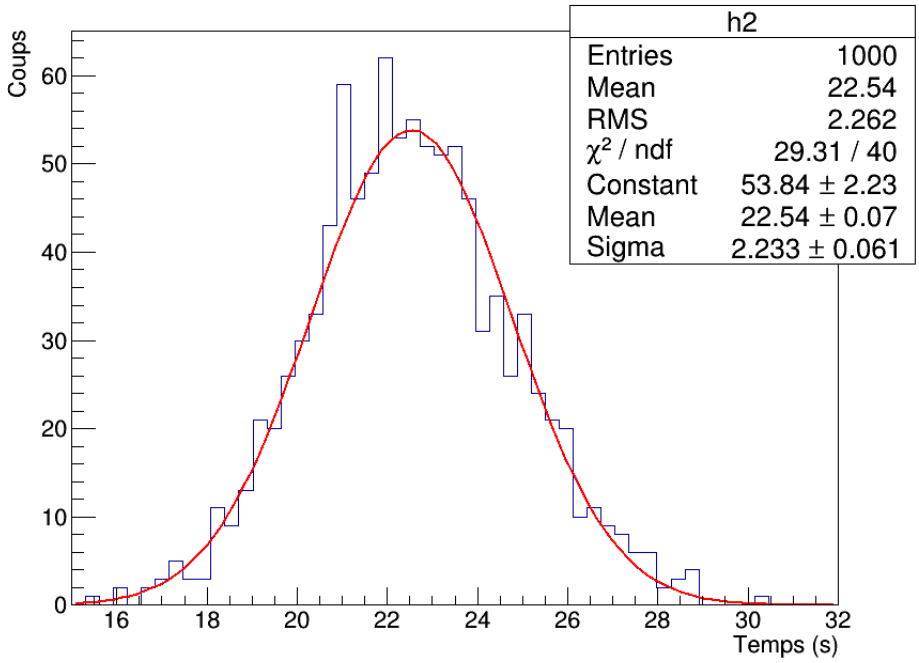

FIGURE B.3 – *Histogramme des temps de demi-vie mesurés par la méthode des moindres carrés et ajustés par une gaussienne.*

Ce test confirme la supériorité de la méthode de vraisemblance pour la mesure de temps de vie sur de faibles échantillons. En effet, en plus d'être légèrement plus précise (prédiction en moyenne à 22.49 secondes pour 22.54 secondes pour la méthode des moindres carrés), elle possède, en moyenne, un écart type 1.7 fois plus faible que la méthode des moindres carrés. Par

conséquent la méthode de la vraisemblance est en moyenne plus précise. C'est pour cela qu'elle sera privilégiée pour la mesure des temps de vie de cette thèse.

ANNEXE C

TABLEAUX

transition 1 (keV)	transition 2 (keV)	transition 3 (keV)	transition 4 (keV)	coefficient
171	215	265	341	0.180
180	215	265	341	0.172
197	215	263	414	0.171
162	215	265	313	0.169
189	215	265	375	0.168
197	215	263	413	0.168
180	215	265	339	0.167
174	215	265	341	0.165
197	212	217	414	0.164
180	215	265	312	0.163
162	215	265	341	0.163
189	215	265	341	0.163
197	214	309	414	0.162
180	215	265	441	0.161
162	180	215	263	0.161
180	162	215	263	0.161
180	158	215	443	0.160
182	158	340	443	0.160
180	215	263	316	0.160
197	212	216	413	0.159
189	215	265	374	0.159
175	215	265	341	0.159
180	157	215	443	0.159
171	215	265	339	0.158
180	214	404	441	0.158
198	212	218	263	0.158
180	153	214	415	0.158
162	215	263	330	0.158
180	158	340	443	0.158
174	215	265	313	0.158

TABLE C.1 – Coefficient représentant le rapport signal sur bruit pour une projection gamma-gamma réalisée avec 4 transitions. Les combinaisons de transitions sont triées par ordre d'importance.

transition 1 (keV)	transition 2 (keV)	transition 3 (keV)	transition 4 (keV)	coefficient
197	245	338	414	0.138
180	245	214	338	0.134
180	245	338	418	0.129
180	245	338	441	0.128
166	245	338	418	0.128

TABLE C.2 – Coefficient représentant le rapport signal sur bruit pour une projection gamma-gamma réalisée avec 4 transitions et comme condition : transition 2 = 245 keV. Les combinaisons de transitions sont triées par ordre d'importance.

transition 1 (keV)	transition 2 (keV)	transition 3 (keV)	transition 4 (keV)	coefficient
162	389	215	265	0.1428
175	389	215	265	0.1382
180	389	215	265	0.1375
162	389	180	215	0.1287

TABLE C.3 – Coefficient représentant le rapport signal sur bruit pour une projection gamma-gamma réalisée avec 4 transitions et comme condition transition : 2 = 389 keV. Les combinaisons de transitions sont triées par ordre d'importance.

Transition (keV)	Multipolarité	Couche électronique	Coefficient de conversion	Energie de l'électron (keV)
144	$E2$	$L1$	0.22	116
144	$E2$	$L2$	2.56	116
144	$E2$	$L3$	1.24	123
144	$E2$	$M1$	0.07	137
144	$E2$	$M2$	0.71	137
144	$E2$	$M3$	0.37	138
163	$E2$	K	0.13	16
163	$E2$	$L1$	0.15	134
163	$E2$	$L2$	1.51	135
163	$E2$	$L3$	0.69	142
163	$E2$	$M1$	0.05	156
163	$E2$	$M2$	0.42	156
163	$E2$	$M3$	0.2	157
174	$M1$	K	8.0	27
174	$M1$	$L1$	1.54	145
174	$M1$	$L2$	0.23	146
174	$M1$	$L3$	0.01	153
174	$M1$	$M1$	0.37	167
174	$M1$	$M2$	0.06	167
174	$M1$	$M3$	0.0015	168
181	$M1$	K	7.15	34
181	$M1$	$L1$	1.38	152
181	$M1$	$L2$	0.21	153
181	$M1$	$L3$	0.0048	160
181	$M1$	$M1$	0.33	174
181	$M1$	$M2$	0.06	174
181	$M1$	$M3$	0.0013	175
190	$E2$	K	0.14	43
190	$E2$	$L1$	0.1	161
190	$E2$	$L2$	0.79	162
190	$E2$	$L3$	0.33	169
190	$E2$	$M1$	0.03	183
190	$E2$	$M2$	0.22	183
190	$E2$	$M3$	0.1	184
196	$E2$	K	0.13	49
196	$E2$	$L1$	0.09	167
196	$E2$	$L2$	0.69	168

TABLE C.4 – Transitions gamma et coefficients de conversion utilisés pour la simulation des électrons de conversion (spectre 4.23).

Transition (keV)	Multipolarité	Couche électronique	Coefficient de conversion	Energie de l'électron (keV)
196	$E2$	$L3$	0.28	175
196	$E2$	$M1$	0.03	189
196	$E2$	$M2$	0.19	189
196	$E2$	$M3$	0.08	190
203	$E2$	K	0.13	56
203	$E2$	$L1$	0.08	174
203	$E2$	$L2$	0.59	175
203	$E2$	$L3$	0.23	182
203	$E2$	$M1$	0.02	196
203	$E2$	$M2$	0.16	196
203	$E2$	$M3$	0.07	197
215	$E2$	K	0.13	68
215	$E2$	$L1$	0.07	186
215	$E2$	$L2$	0.47	187
215	$E2$	$L3$	0.18	194
215	$E2$	$M1$	0.02	208
215	$E2$	$M2$	0.13	208
215	$E2$	$M3$	0.05	209
239	$E2$	K	0.11	92
239	$E2$	$L1$	0.05	210
239	$E2$	$L2$	0.3	211
239	$E2$	$L3$	0.11	218
239	$E2$	$M1$	0.01	232
239	$E2$	$M2$	0.08	232
239	$E2$	$M3$	0.03	233
245	$E2$	K	0.11	98
245	$E2$	$L1$	0.05	216
245	$E2$	$L2$	0.27	217
245	$E2$	$L3$	0.1	224
245	$E2$	$M1$	0.01	238

TABLE C.5 – Transitions gamma et coefficients de conversion utilisés pour la simulation des électrons de conversion (spectre 4.23).

Transition (keV)	Multipolarité	Couche électronique	Coefficient de conversion	Energie de l'électron (keV)
245	$E2$	$M2$	0.08	238
245	$E2$	$M3$	0.03	239
255	$E2$	K	0.11	108
255	$E2$	$L1$	0.04	226
255	$E2$	$L2$	0.23	227
255	$E2$	$L3$	0.08	234
255	$E2$	$M1$	0.01	248
255	$E2$	$M2$	0.06	248
255	$E2$	$M3$	0.02	249
264	$E2$	K	0.1	117
264	$E2$	$L1$	0.04	235
264	$E2$	$L2$	0.2	236
264	$E2$	$L3$	0.07	243
264	$E2$	$M1$	0.01	257
264	$E2$	$M2$	0.06	257
264	$E2$	$M3$	0.02	258
277	$E2$	K	0.1	130
277	$E2$	$L1$	0.04	248
277	$E2$	$L2$	0.16	249
277	$E2$	$L3$	0.05	256
277	$E2$	$M1$	0.01	270
277	$E2$	$M2$	0.05	270
277	$E2$	$M3$	0.02	271
288	$E2$	K	0.09	141
288	$E2$	$L1$	0.03	259
288	$E2$	$L2$	0.14	260
288	$E2$	$L3$	0.04	267
288	$E2$	$M1$	0.01	281
288	$E2$	$M2$	0.04	281
288	$E2$	$M3$	0.01	282

TABLE C.6 – Transitions gamma et coefficients de conversion utilisés pour la simulation des électrons de conversion (spectre 4.23).

Transition (keV)	Multipolarité	Couche électronique	Coefficient de conversion	Energie de l'électron (keV)
291	$E2$	K	0.09	144
291	$E2$	$L1$	0.03	262
291	$E2$	$L2$	0.13	263
291	$E2$	$L3$	0.04	270
291	$E2$	$M1$	0.01	284
291	$E2$	$M2$	0.04	284
291	$E2$	$M3$	0.01	285
313	$E2$	K	0.08	166
313	$E2$	$L1$	0.03	284
313	$E2$	$L2$	0.1	285
313	$E2$	$L3$	0.03	292
313	$E2$	$M1$	0.01	306
313	$E2$	$M2$	0.03	306
313	$E2$	$M3$	0.01	307
320	$E2$	K	0.08	173
320	$E2$	$L1$	0.03	291
320	$E2$	$L2$	0.09	292
320	$E2$	$L3$	0.03	299
320	$E2$	$M1$	0.01	313
320	$E2$	$M2$	0.03	313
320	$E2$	$M3$	0.01	314
336	$E2$	K	0.07	189
336	$E2$	$L1$	0.02	307
336	$E2$	$L2$	0.08	308
336	$E2$	$L3$	0.02	315
336	$E2$	$M1$	0.01	329
336	$E2$	$M2$	0.02	329
336	$E2$	$M3$	0.01	330
346	$E2$	K	0.07	199
346	$E2$	$L1$	0.02	317

TABLE C.7 – Transitions gamma et coefficients de conversion utilisés pour la simulation des électrons de conversion (spectre 4.23).

Transition (keV)	Multipolarité	Couche électronique	Coefficient de conversion	Energie de l'électron (keV)
346	$E2$	$L2$	0.07	318
346	$E2$	$L3$	0.02	325
346	$E2$	$M1$	0.01	339
346	$E2$	$M2$	0.02	339
346	$E2$	$M3$	0.01	340
356	$E2$	K	0.07	209
356	$E2$	$L1$	0.02	327
356	$E2$	$L2$	0.06	328
356	$E2$	$L3$	0.02	335
356	$E2$	$M1$	0.01	349
356	$E2$	$M2$	0.02	349
356	$E2$	$M3$	0.0048	350
378	$E2$	K	0.06	231
378	$E2$	$L1$	0.02	349
378	$E2$	$L2$	0.05	350
378	$E2$	$L3$	0.01	357
378	$E2$	$M1$	0.0045	371
378	$E2$	$M2$	0.01	371
378	$E2$	$M3$	0.0036	372
389	$M1$	K	0.86	242
389	$M1$	$L1$	0.16	360
389	$M1$	$L2$	0.03	361
389	$M1$	$L3$	0.0005	368
389	$M1$	$M1$	0.04	382
389	$M1$	$M2$	0.01	382
389	$M1$	$M3$	0.0001	383

TABLE C.8 – Transitions gamma et coefficients de conversion utilisés pour la simulation des électrons de conversion (spectre 4.23).

Energie de transition gamma (keV)	Intensité totale simulée (unité arbitraire)	Multipolarité
59	1577	M1
133	431	E2
74	909	M1
163	613	E2
89	645	M1
190	633	E2
101	410	M1
215	773	E2
114	333	M1
239	636	E2
125	189	M1
265	817	E2
140	169	M1
289	571	E2
149	325	M1
311	554	E2
162	232	M1
335	548	E2
173	167	M1
357	501	E2
184	116	M1
376	476	E2
192	88	M1
396	413	E2
204	61	M1
416	385	E2
212	46	M1
435	321	E2
223	32	M1
454	294	E2
231	24	M1
471	238	E2
240	17	M1

TABLE C.9 – Transitions correspondant à la simulation d'une bande rotationnelle basée sur un état $K^\pi = \frac{7}{2}^-$.

Energie de transition gamma (keV)	Intensité totale simulée (unité arbitraire)	Multipolarité
59	1953	M1
133	64	E2
74	1787	M1
163	116	E2
89	1623	M1
190	169	E2
101	1447	M1
215	224	E2
114	1277	M1
239	260	E2
125	1024	M1
265	383	E2
140	1050	M1
289	152	E2
149	1149	M1
311	177	E2
162	984	M1
335	204	E2
173	820	M1
357	221	E2
184	676	M1
376	226	E2
192	550	M1
396	225	E2
204	440	M1
416	217	E2
212	341	M1
435	211	E2
223	275	M1
454	179	E2
231	194	M1
471	190	E2
240	176	M1
489	120	E2
249	95	M1

TABLE C.10 – Transitions correspondant à la simulation d'une bande rotationnelle basée sur un état $K^\pi = \frac{7}{2}^+$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Yu. Ts. Oganessian et al. Phys. Rev. Lett. 109 162501 (2012). 7

[2] Paul J. Karol et al. UPAC Technical Report, Pure Appl. Chem. (2016) ; 88(1-2) : 155–160,. 7

[3] E Rutherford. Uranium radiation and the electrical conduction produced by it. Philosophical Magazine Series 5, 47(284) :109–163, (1899). 9

[4] J.J. Thomson. "On the Structure of the Atom : an Investigation of the Stability and Periods of Oscillation of a number of Corpuscles arranged at equal intervals around the Circumference of a Circle ; with Application of the Results to the Theory of Atomic Structure" (extract of paper). Philosophical Magazine Series 6 7 (39) : 237–265 (1904). 9

[5] W. Heisenberg. "Über den Bau der Atomkerne. I". Z. Phys. 77 (1932) : 1–11. 9

[6] W. Heisenberg. "Über den Bau der Atomkerne. II". Z. Phys. 78 (1932) (3–4) : 156–164. 9

[7] W. Heisenberg. "Über den Bau der Atomkerne. III". Z. Phys. 80 (1933) (9–10) : 587–596. 9

[8] https://github.com/kmiernik/Chart-of-nuclides-drawer. 10

[9] Sven Gosta Nilsson and Ingemar Ragnarsson. Shapes and shells in nuclear structure. *Cambridge University Press*, pages 160–163, (1995). 12, 31, 32, 48

[10] Sigurd Hofmann. J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 42 (2015) 114001 (26pp). 13

[11] T. K. Sato et al. Measurement of the first ionization potential of lawrencium, element 103. *Nature*, 520 :209–U153, (2015). 13

[12] A. Ghiorso et al. Phys. Rev.98 (1955) 1518. 14

[13] P. Eskola. Phys. Rev. C 7 (1973) 280. 14, 82

[14] http://newscenter.lbl.gov/2011/01/12/ghiorso-tributes/. 14

[15] S. Cwiok et al. NPA 611 (1996) 221. 15

[16] M. Bender et al. Phys. Lett. B, 515 :42, (2001). 16

[17] H. Schüler and Th. Schmidt. Über Abweichungen des Atomkerns von der Kugelsymmetrie. Zeitschrift für Physik, 94(7) :457–468 (1935). 16

[18] R.R. Chasman et al. Rev. Mod. Phys. 49 (1977) 833. 17

[19] Pierre Curie. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique. *J. Phys. Theor. Appl.*, 3(1) :395–415, (1894). 21

[20] Sylvie Benzoni-Gavage. Symétries et lois de conservation ou le premier théorème de noether, http://math.univ-lyon1.fr/~benzoni/expose-Noether.pdf. 21

[21] Claude Aslangul. Mécanique quantique 2 : développements et applications à basse énergie. *de boeck*, (2008). 22, 46

[22] P. Schuck. Symétries et physique nucléaire. *Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire*, (1986). 23

[23] Aage Bohr, Ben R. Mottelson. Nuclear structure. *W.A BENJAMIN, INC, vol 2 (1969)*. 23, 25

[24] Héloïse Dancer. Thèse de doctorat : Une symétrie brisée dans le formalisme hartree-fock-bogoliubov : la z-signature. applications à la dynamique des noyaux déformés. *Université Claude Bernard-Lyon 1*, (2000). 26

[25] S.G Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk. 29, no 16. (1955). 27

[26] Jean Hladik, Michel Chrysos, Pierre-Emmanuel Hladik, Lorenzo Ugo Ancarani. Mécanique quantique. *Dunod*, (2000). 33

[27] A. Lopez-Martens et al. Isomeric states in ^{253}No. *EPJA*, 32(3) :245–250, (2007). 34, 55, 116

[28] K. Hauschild et al. Phys. Rev. C 78 (2008) 021302(R). 34, 55, 82, 83

[29] Ch. Theisen. Des noyaux lourds aux super-lourds. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, (2002). 34

[30] J. Dudek. Nuclear Superdeformation at High Spins. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 28 :131–185, (1992). 36

[31] C.S. Wu et al. Relation between the kinematic and dynamic moments of inertia in superdeformed nuclei. *PRC*, 45(5), (1992). 36

[32] S. Ketelhut et al. γ Ray Spectroscopy at the Limits : First Observation of Rotational Bands in ^{255}Lr. *Phys. Rev. Lett.*, 102(21) :212501, (2009). 37, 38, 94, 143

[33] R.-D. Herzberg et al. Structure of rotational bands in ^{253}No. *EPJA*, 42(3) :333–337, (2009). 37, 38

[34] S. K. Tandel et al. Rotational bands in odd A Cm and Cf isotopes : Exploring the highest neutron orbitals. *PRC*, 82(4) :41301, (2010). 37, 38

[35] Abu Saleem et al. Alignments in the odd-proton actinides ^{237}Np and ^{241}Am. *PRC*, 70(2) :24310, (2004). 37, 38

[36] A. Chatillon et al. *Phys. Rev. Lett.*, 98(13) :132503, (2007). 39, 82, 83, 86, 93

[37] J.F. Berger. Approches de champ moyen et au dela. *Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire*, (1991). 40

[38] J. Meyer. Interactions effectives, théories de champ moyen, masses et rayons nucléaires. (2003). 40, 41, 43

[39] T.H.R. Skyrme. Nucl. Phys. 615-634. (1959). 42

[40] J. Dechargé and D. Gogny. Phys. Rev. C 21 (1568) 1980. 43

[41] M. Wang et al. The Ame2012 atomic mass evaluation(I). *Chinese Physics C*, 36(12) :1603–2014, (2012). 44

[42] L. Meitner and O.R. Frisch. Nature 143 (1939) 239. 45

[43] O. Hahn and F. Strassmann. Naturwissenschaften 27 (1939) 11. 45

[44] Claude Le Sech, Christian Ngô. Physique nucléaire : Des quarks aux applications. *Dunod*, (2010). 46

[45] Bernard G. Harvey. Introduction to nuclear physics and chemistry. *Prentice-Hall, Inc.*, (1985). 46

[46] Juhani Kantele. Handbook of Nuclear Spectrometry,. *ACADEMIC PRESS, ogle*, (1995). 48, 50

[47] P. Ring and P. Schuck. The Nuclear Many-Body Problem,. *Springer*, (1980). 49

[48] Aage Bohr, Ben R. Mottelson. Nuclear structure. *W.A BENJAMIN, INC, vol 1 (1969)*. 49

[49] P. M. Walker et al. Multi-quasiparticle and rotational structures in 179 W : Fermi alignment , the K-selection rule and blocking. 568 :397–444, (1994). 49

[50] W. Loveland, D.J. Morrissey, and G.T. Seaborg. Modern Nuclear Chemistry. *Wiley-interscience*, (2006). 52

[51] T. Kibédi et al. Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 589(2) :202–229, (2008). 52, 69

[52] http://bricc.anu.edu.au/. 52

[53] P. Walker and G. Dracoulis. Nature 399 (1999) 35. 54

[54] K.E.G. Löbner. Systematics of absolute transition probabilities of K-Forbidden gamma-ray transitions. *Physics Letters B*, 26(6) :369–370, (1968). 55

[55] D. Peterson et al. Phys. Rev. C 74 (0143)16 (2006). 55

[56] A. P. Robinson et al. Phys. Rev. C 78 (0343)08 (2008). 55

[57] B. Sulignano et al. Phys. Rev. C 86 (2012) 044318. 55, 116

[58] F. P. Hessberger et al. Eur. Phys. J. A 43, 55 (2010). 55

[59] R.M. Clark et al. Phys. Lett. B 690 (2010) 19. 55

[60] S.K. Tandel et al. Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 082502. 55

[61] R.-D. Herzberg et al. Nature 442 (2006) 996. 55

[62] P. Chowdhury et al. in Proceedings of the 3rd International Conference on Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics, and Reactions : FINUSTAR 3, Rhodes, Greece, edited by P. Demetriou, R. Julin, and S. Harissopulos, AIP Conf. Proc. 1377 (AIP, Melville, NY (2010)), pp. 13–17. 55

[63] L. G. Multhauf et al. Phys. Rev. C 3 (1338) (1971). 55

[64] K. Katori, I. Ahmad, and A. M. Friedman. Phys. Rev. C 78 (0143)01 (2008). 55

[65] P. T. Greenlees et al. Phys. Rev. C 78 (0213)03 (2008). 55, 116

[66] R-D Herzberg et al. Isomer spectroscopy in ^{254}No, Phys. Scr. T125 (2006) 73–77. 55

[67] S. Antalic et al. Isomeric states in ^{253}No and ^{253}Fm. *EPJA*, 47(5) :62, (2011). 55

[68] H.B. Jeppesen et al. *PRC*, 80(3) :34324, (2009). 55, 116

[69] J. Pakarinen et al. Eur. Phys. J. A (2014) 50 : 53. (2014). 58

[70] Ch. Bourgeois. Des processus de base aux détecteurs (Ecole Joliot Curie). *IPN Orsay et université Paris 7*, (1994). 59, 63

[71] Philippos Papadakis. Thèse de doctorat : Combining in-beam γ-ray and conversion electron spectroscopy. The sage spectrometer. (June), (2010). 60, 66

[72] G. Duchêne et al. Clover : a new generation of composite Ge detectors. *NIM A*, 432(1) :90–110, (1999). 60

[73] http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z29.html. 62

[74] Joonas Konki. Geant4 simulations and measurements of the performance of the SAGE spectrometer. . *Pro Gradu, University of Jyväskylä*, (2011). 64, 67

[75] Robert C Mcfarland. Behavior of Several Germanium Detector Full-Energy-Peak Efficiency Curve-Fitting Functions. 2(4) :35–40, (1991). 64

[76] J. Pakarinen et al. The SAGE spectrometer. *EPJA*, 50(3) :53, (2014). 65

[77] P. Butler et al. Electron spectroscopy using a multi-detector array. *NIM A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 381(2 - 3) :433–442, (1996). 68

[78] M. Leino et al. NIM B 99 (1995) 635. 68

[79] J. Sarén et al. Absolute transmission and separation properties of the gas-filled recoil separator RITU. *NIM A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1) :508–521, (2011). 69, 70, 71, 72

[80] Matti Leino. In-flight separation with gas-filled systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 126(96) :320, (1997). 70

[81] Yu.Ts. Oganessian et al. *Zeitschrift fur Physik D 21*, S357, (1991). 71

[82] R.D. Page et al. NIM B 204 (2003) 634. 72

[83] Pauli Peura. Thèse de doctorat : Spectroscopic studies of ^{173}Pt and ^{175}Pt. page 33, December (2014). 75

[84] I. Lazarus et al. The GREAT triggerless total data readout method. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48(3) :567–569, jun (2001). 75

[85] Panu Ruotsalainen. *Thèse de doctorat : Development of the recoil-beta tagging method and recoil-beta tagging studies of ^{66}As and ^{66}Se*. Number October. (2013). 76

[86] Yu. Ts. Oganessian et al. Nucl Phys. A 239 (1975) . 76

[87] S. Hofmann. Rep. Prog. Phys. 61 (1998) 639. 76

[88] Audrey Chatillon. Thèse de doctorat : Spectroscopie des transfermiums impairs en proton : la structure du noyau de ^{251}Md. (2005). 77, 83, 85, 89

[89] W. Reisdorf et al. Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 300, 227 - 238 (1981). 77, 132, 141

[90] C. D. Nesaraja et al. Nuclear Data Sheets 125, 395 (2015) . 81

[91] A. Chatillon et al. Spectroscopy and single-particle structure of the odd- Z heavy elements ^{255}Lr, ^{251}Md and ^{247}Es. *EPJA*, 30(2) :397–411, (2006). 82, 83, 84, 137

[92] Nuclear Data Sheets 114 (1041) (2013). 82

[93] Nuclear Data Sheets 121, 695 (2014). 82

[94] Nuclear Data Sheets 125, 395 (2015). 82

[95] F.-P. Hessberger et al. Eur. Phys. J. A 26 (2005) 233-239. 82, 83, 128, 137, 138

[96] Antalic et al. Eur. Phys. J. A 38 (2008) 219–226 . 82, 83

[97] M. Asai et al. RIKEN Acc. Prog. Rep. 44 (2011) 22. 82, 83

[98] Table of Isotopes, 8th edition, edited by Richard B. Firestone and Virginia S. Shirley, John Wiley & Sons, Inc. (1996). 90, 128, 133

[99] F.G. Kondev. Nuclear Data Sheets 101, 521 (2004). 90

[100] Samuel M Harris. Higher Order Corrections to the Cranking Model. *Physical Review*, 138(3B) :B509—-B513, (1965). 96

[101] Table of Isotopes, 7th edition, edited by C. Michael Lederer and Virginia S. Shirley, John Wiley & Sons, Inc. (1978). 102

[102] G.D. Jones. NIM A 488 (2002) 471–472. 112

[103] E. Chabanat et al. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities. *Nuclear Physics A*, 635(1-2) :231–256, may (1998). 116

[104] H. J. Lipkin. Collective Motion in Many-Particle. pages 272–291, (1960). 116

[105] P. Bonche et al. Self-consistent study of triaxial deformations : Application to the isotopes of Kr, Sr, Zr and MO. 443(1985) :39–63, (2000). 116

[106] Benjamin Bally. Thèse de doctorat : Description of odd-mass nuclei by multi-reference energy density functional methods. *Université de Bordeaux*, page 126, (2014). 117, 118

[107] J. Dobaczewski et al. NPA 944 (2015) 388. 119

[108] Ch. Theisen et al. NPA 944 (2015) 333. 119

[109] E. Browne et al. Nuclear Data Sheets 112, 447 (2011). 128

[110] F.P. Hessberger et al. ZPA 322 (1985) 557. 128

[111] F P Hessberger et al. Jour. phys. g. 25(4) :877, (1999). 128

[112] F.P Hessberger et al. Eur. Phys. J. A 41 (1451)53 (2009). 128, 142

[113] http://lise.nscl.msu.edu/lise.html. 131, 140

[114] C.D. Nesaraja E.A. McCutchan. Nuclear Data Sheets 121 (2014) 695-748. 139, 140

[115] B. Sulignano et J. Konki. Communication privée. 142

[116] J. E. Bastin et al. PRC 73 (2006) 024308. 142

[117] D. Peterson et al. PRC 74 (2006) 014316. 142

[118] Yu. Ts. Oganessian et al. PRC 64 (2001) 054606. 142

[119] H.W. Gaggeler et al. Nucl. Phys A502 (1989) 561c. 142

[120] F. Kuuyagbaatar et al. EPJA 45 (2010) 59. 142

[121] Yu. A. Lazarev et al. NPA 588 (1995) 501. 142

[122] A. V. Yeremin et al. PPN 38 (2007) 492. 142

[123] H. Gäggeler et al. ZPA 316 (1984) 291. 142

[124] I. Dragojevic et al. PRC 78 (2008) 024605. 142

[125] F.P Hessberger et al. EPJ A12 (2001) 57. 142

[126] G. Munzenberg et al. ZPA 322 (1985) 227. 142

[127] G. Munzenberg et al. ZPA 333 (1989) 163. 142

[128] Yu. Oganessian et al. ZPA 319 (1984) 215. 142

[129] Valery Zagrebaev and Walter Greiner. Synthesis of superheavy nuclei : A search for new production reactions. *PRC - Nuclear Physics*, 78(3) :1–11, (2008). 141

[130] C. Theisen et al. Lettre d'intention GANIL (2016). 146

[131] B. Sulignano et al. Lettre d'intention GANIL (2016). 146

[132] John R. Taylor. An introduction to error analysis. *University Science Books*, (1997). 149

[133] http://www.incertitudes.fr/livre.pdf. 151

Titre : Étude de la structure de noyaux de mendélévium

Mots clés : spectroscopie gamma, spectroscopie électron, structure nucléaire

Résumé : Le sujet de cette thèse concerne la région des transfermiums. Il s'agit des noyaux de numéro atomique supérieur à 100 qui sont intéressants pour de nombreuses raisons. Tout d'abord, cette région est encore peu connue. En effet, les noyaux deviennent de plus en plus difficiles à produire lorsque qu'ils deviennent riches en nucléons. A fur et à mesure que l'étude progresse vers les noyaux les plus lourds, il devient difficile de les produire à plus de quelques unités, voire simplement de trouver des réactions permettant de les synthétiser. C'est pourquoi ces noyaux sont, aujourd'hui, cantonnés à des recherches très minutieuses. En outre, les modèles nucléaires prédisent l'existence d'un îlot de stabilité, encore inaccessible expérimentalement, pour les noyaux super-lourds vers $Z \sim 114$ – 126, $N \sim 184$. A contrario, les études dans la région des transfermiums nous apportent des informations sur cet îlot de stabilité. Cette thèse traite principalement de la structure nucléaire de deux isotopes impairs en proton de mendélévium (Z=101) : le ^{249}Md et le ^{251}Md. Ces deux isotopes sont déformés, ce qui nous permet d'avoir accès à des états quantiques communs avec des noyaux sphériques beaucoup plus lourds pouvant appartenir à l'îlot de stabilité. Les noyaux ont été créés à l'université de Jyväskylä en Finlande par réaction de fusion-évaporation à l'aide d'un faisceau de ^{48}Ca et de cibles de ^{203,205}Tl. Les noyaux sont extraits de l'important bruit de fond des réactions parasites à l'aide du séparateur à gaz RITU grâce à la technique de corrélations génétiques. Afin d'extraire la structure nucléaire de ces noyaux, les expériences exploitent les techniques de spectroscopie gamma et électron : détecteurs Jurogam II et SAGE. Grâce à ces instruments, une partie de la structure des noyaux peut être connue. Nous nous focalisons sur des structures collectives comme les bandes rotationnelles, mais aussi d'états métastables (les isomères), ou encore les transitions à une particule. Ce travail a permis d'extraire deux bandes rotationnelles du ^{251}Md. Nous avons pu pour la première fois réaliser la spectroscopie électron de ce noyau ce qui nous a permis de contraindre l'assignement des orbitales nucléaires : il s'agit des têtes de bande 1/2$^-$ et 7/2$^-$. Nous avons également découvert un isomère dans ^{251}Md et pu observer des transitions l'alimentant et le désexcitant. Ce travail a également permis d'ébaucher une structure collective de ^{249}Md ainsi que de mesurer des propriétés de l'état fondamental. Finalement une estimation de la section efficace de production de ^{243}Es (^{48}Ca + ^{197}Au) a aussi été faite afin d'évaluer la possibilité d'une future expérience. L'ensemble des données spectroscopiques est confronté à de nouveaux calculs de champs moyen de type Hartree-Fock-Bogoliubov utilisant les forces de Skyrme et Gogny. Cette thèse prolonge les recherches sur la région des noyaux lourds et vient compléter les données spectroscopiques de cette région encore largement inconnue.

Title : Study of the structure of mendelevium nuclei

Keywords : gamma spectroscopy, electron spectroscopy, nuclear structure

Abstract : The subject of this thesis is the study of the transfermium nuclei region. These are nuclei having an atomic number larger than 100, which are interesting for several reasons. First of all, this region is still poorly known. Indeed, nuclei are more and more difficult to produce as soon as the number of nucleons they are made of increases. When studies move towards the heaviest elements, it becomes difficult to produce more than a few atoms, the reactions production sometimes being simply impossible. That is why these nuclei as still restricted to very thorough studies. Furthermore, nuclear models predict an island of stability for super-heavy elements with $Z \sim 114$ – 126, $N \sim 184$, which are however experimentally still out of reach. Conversely, studies in the transfermium region can provide information of this island of stability. The thesis is mainly related to the nuclear structure of two proton-odd mendelevium (Z=101) isotopes : ^{249}Md and ^{251}Md. These isotopes are deformed, which provides access to quantum states also involved in heaviest spherical nuclei from the predicted island of stability. Nuclei were produced at the University of Jyväskylä with fusion-evaporation reactions using a ^{48}Ca beam on ^{203,205}Tl targets. Mendelevium nuclei were selected from the large background of parasitic reactions using the RITU gas-filled separator and the genetic correlations technique. The nuclear structure is deduced from the gamma and electron spectroscopy. The SAGE and Jurogam II arrays have been used. These devices provide new insight into nuclei structure : we focussed on the collective structure revealed through rotational bands, on metastable states (isomers) or on single-particle transitions. In this work, two ^{251}Md rotational band could be highlighted. We have been able to perform for the first time the electron spectroscopy of this nucleus, which provides a constrain for the nuclear orbitals assignment. The 1/2$^-$ and 7/2$^-$ band-heads were assigned. We furthermore observed for the first time a ^{251}Md isomer with several feeding and de-exciting transitions. In this work, we could also sketch the collective structure of ^{249}Md and measure some of its ground-state properties. Finally, the cross section for the ^{243}Es production (^{48}Ca + ^{197}Au) was measured in order to estimate the feasibility of a future spectroscopy. Spectroscopic data are compared to new mean-field calculations. Hartee-Fock Bogoliubov calculations using the Skyrme and Gogny forces were made. This thesis is part of the ongoing research program on heavy nuclei ; it provides new spectroscopic data in a region where much remains to be discovered.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France