



**HAL**  
open science

# Etude de noyaux riches en neutrons dans la région du coeur doublement magique de $^{132}\text{Sn}$

Guillaume Gey

► **To cite this version:**

Guillaume Gey. Etude de noyaux riches en neutrons dans la région du coeur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$ . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY033 . tel-01461540

**HAL Id: tel-01461540**

**<https://theses.hal.science/tel-01461540>**

Submitted on 8 Feb 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Nucléaire**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

**Gey Guillaume**

Thèse dirigée par **Ramdhane Mourad**  
et codirigée par **Simpson Gary & Köster Ulli**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie** & de l'**Institut Laue-Langevin**  
et de l'**Ecole doctorale de physique de Grenoble**

## Etude de noyaux riches en neutrons dans la région du cœur doublement magique de $^{132}\text{Sn}$ .

Thèse soutenue publiquement le **2 octobre 2014**,  
devant le jury composé de :

**Mr. Sorlin Olivier**

Directeur de Recherche au GANIL (Caen), Rapporteur

**Mr. de France Gilles**

Directeur de Recherche au GANIL (Caen), Rapporteur

**Mr. Nowacki Frédéric**

Directeur de Recherche de l'IPHC (Strasbourg), Examineur

**Mr. Liatard Eric**

Professeur de l'Université Joseph Fourier (Grenoble), Examineur

**Mr. Ramdhane Mourad**

Professeur de l'Université Joseph Fourier (Grenoble), Directeur de thèse

**Mr. Simpson Gary**

Chargé de recherche à University of the West of Scotland (Paisley), Co-Encadrant de thèse

**Mr. Köster Ulli**

Chargé de recherche l'ILL (Grenoble), Co-Encadrant de thèse





## Remerciements

Je tergiverserais bien sur cette page, histoire de vous communiquer mon embarras à me lancer dans une liste exhaustive mais fatalement incomplète des personnes que je voudrais remercier, mais j'ai ouï dire que cela ne se faisait pas. Je ne vais donc pas le faire. Mince, j'ai déjà commencé ! Plus sérieusement, ces 3 dernières années furent les plus enrichissantes et, dans l'ensemble, les plus belles de ma vie. Que ce soit au niveau intellectuel comme humain.

Mes premiers remerciements vont à Gary et Ulli tout d'abord pour avoir réussi à me trouver un financement de thèse (ce qui n'était quand même pas gagné au vu de mes résultats académiques) et avoir pris le risque de me prendre en thèse. Je vous remercie aussi pour tous ces grands moments passés en manip, moments que je n'oublierai jamais. Je remercie aussi Mourad qui a réussi la tâche presque impossible de maintenir ma santé mentale à flot pendant ma troisième année de thèse, ainsi que de s'être rendu disponible lorsque j'en avais besoin. Je remercie en outre l'ensemble de mon jury de thèse qui a pris cette tâche avec beaucoup de sérieux. Merci tout d'abord d'avoir pris la peine de lire ce manuscrit, mais aussi et surtout de m'avoir permis de l'améliorer par des commentaires très précis. Ceux-ci m'ont permis de rapprocher un peu plus ce manuscrit de ce que je visais, je tiens donc une fois de plus à souligner l'importance de votre contribution à ces travaux.

Je remercie ensuite particulièrement mes collègues de bureau. Tout d'abord Aurélie Vancraeynest, qui m'a mis le pied à l'étrier dans ce travail de recherche, tâche délicate dont tu t'es acquittée avec le sourire (le plus souvent !). Cet encadrement bonus ainsi que ton soutien extra-professionnel m'ont été indispensables. Je remercie ensuite Floriane Drouet, comparse de rédaction, dont le soutien constant m'a permis d'aller jusqu'au bout de ce travail, que ce soit pour la rédaction ou pour la préparation de la soutenance. Je remercie enfin Robin Fabbro et Jérôme Rubert pour leur bonne humeur tout au long de la rédaction. Je remercie également Karim, Jon et l'ensemble des membres du Bidul pour leur bonne humeur et leur aide constante. Je tiens aussi à remercier les personnels du LPSC pour le temps qu'ils m'ont consacré, en particulier l'atelier et le service administratif.

Je te remercie aussi Kamila Sieja, pour toute l'aide que tu m'as fournie concernant les résultats de tes calculs pour les isotopes de Sn, discussions qui m'ont permis d'y voir plus clair dans bon nombre d'éléments de théorie autrement inaccessibles. Merci également à Florian Lyonnet, Josselin Proudoum et Mariane Mangin-Brinet du groupe Théorie du LPSC pour tout le temps que vous avez accepté de passer avec moi à discuter de renormalisation, du problème à A corps, de graphes de Feynman et de tout un tas d'autres choses ! Je remercie également Yannick Arnoud du groupe DAME pour avoir pris le temps de répondre à mes nombreuses questions, et pour m'avoir fait profiter de sa saine philosophie de la vie !

Je remercie de tout mon cœur mes collaborateurs du RIKEN. Tout d'abord Pieter Doornenbal,

Shunji Nishimura ainsi que Hiroyoshi Sakurai grâce à qui j'ai eu le privilège de passer 3 mois au RIKEN du Japon. Ce furent les 3 plus beaux mois de ma vie, une expérience inoubliable ! Je remercie aussi Jan Taprogge, Frank Browne et Zhengyu Xu qui ont eu la gentillesse de répondre à toutes mes questions durant cette rédaction, et dont la contribution à ce manuscrit fut très importante. Je remercie aussi Guiseppe Lorusso, Pär-Anders Söderström, Jin Wu, Zsolt Vajta, Toshiyuki Sumikama, Daisuke Kameda et Toshiyuki Kubo pour leur aide et leur gentillesse. Le souvenir de ce séjour est gravé dans ma mémoire.

Bon, on en vient au point délicat. Mes idoles. Tout d'abord Benjamin Dechenaux que j'ai suivi pendant presque tout mon cursus universitaire. Combien de problèmes avons-nous résolus ensemble à la BU ? Quoique je devrais plutôt remercier Sébastien Mermoz pour ça, vu que toi tu préférerais réviser en regardant Magnum. Bref, ta passion pour la science a été un moteur pour moi, mais surtout une référence, en particulier dans un monde où les notes régissent tout, en dépit du bon sens parfois. Je remercie également Mathieu Tartare, Gianluca Santoni, Nicolas Arbor ainsi que mon gladiateur préféré Guilhem Bernard pour cette fantastique année de PSA et les années qui ont suivi. Vous n'avez jamais été avares lorsqu'il s'agissait de transmettre vos connaissances. En ce qui concerne Guilhem, je remercie également tes frères pour m'avoir ouvert les yeux sur nombre de choses. Dans la même lignée, je remercie Vincent Doyeux pour toutes les bières descendues à EVE puis au bar après, et toutes les passionnantes et profondes discussions que l'on a pu avoir (avec quelques grammes dans le sang, c'est toujours mieux). Je remercie particulièrement Sébastien Mermoz pour avoir toujours été là dans les moments les plus noirs de ma vie (donc nombre de moments de la thèse, on ne va pas se mentir alors même que l'on vient à peine d'entamer le manuscrit n'est-ce pas ?), et pour toutes ces années grandioses à la fac. Je remercie enfin Clément Gaillard, grand maître de la voie du Rock'n'Roll, pour avoir été une perpétuelle source d'inspiration.

Mes parents, ceux à qui je dois d'en être arrivé là. Geneviève et Michel Gey. Cette thèse n'est qu'à moitié la mienne, l'autre moitié étant le reflet des valeurs que vous m'avez transmises et que je chéris par dessus tout. Je vous remercie du fond du cœur pour avoir cru en moi alors que personne d'autre n'y croyait lorsque j'ai repris mes études. Cette thèse est aussi la votre, et je vous la dédie.

Enfin, je te remercie Sandra Le Coz pour ton soutien indéfectible, quelle que soit la situation. Pour ton inspiration et ta créativité sans bornes. Pour ton esprit libéré de tout formatage académique et qui te permet de voir ce que toi seule, ou presque, peut voir. Pour ton sens critique qui me permet encore à ce jour d'évoluer pour devenir meilleur. Je te remercie d'accepter encore à ce jour l'amour maladroit mais tellement profond que je te porte.

Je conclurais sur cette maxime qui m'a suivi toutes ces années : l'important n'est pas ce que l'on exige de vous, mais ce que vous exigez de vous-même. Car après tout, c'est bien soi-même que l'on voit le matin dans le miroir, n'est-ce pas ?

# Résumé

Le présent manuscrit de thèse se propose d'étudier l'évolution de l'interaction nucléaire dans les noyaux riches en neutrons de la région du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$  via les isotopes de  $^{136}_{51}\text{Sb}_{85}$ ,  $^{136}_{50}\text{Sn}_{86}$  et de  $^{138}_{50}\text{Sn}_{88}$ . Le premier chapitre de ce manuscrit présente succinctement certains des isotopes de Sb et de Sn connus à ce jour au delà des fermetures de couches  $Z = 50$  et  $N = 82$ , ainsi que certaines des problématiques rencontrées pour la description des noyaux de cette région par le modèle en couches nucléaire. Le lecteur y trouvera en outre une brève présentation des outils indispensables à la compréhension de tels calculs. Les états excités du  $^{136}\text{Sb}$  furent produits à l'Institut Laue-Langevin de Grenoble via le mécanisme de fission induite par neutrons thermiques sur une cible de  $^{241}\text{Pu}$ . Les fragments de fission ainsi produits furent séparés par le spectromètre de masse Lohengrin, et une mesure des  $\gamma$  et des électrons de conversions des fragments de  $^{136}\text{Sb}$  permirent la confirmation du précédent spectre expérimental obtenu ainsi que la mesure d'une durée de vie de 31(7) ns pour l'état de spin  $4^-$ . Ces éléments sont présentés et discutés en première partie du manuscrit. Les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ , objets de la seconde partie, furent quant à eux produits par fission d'un faisceau de  $^{238}\text{U}$  sur une cible de  $^9\text{Be}$  au RIBF du RIKEN, à Tokyo. Les séparateurs de masses BigRIPS et ZDS y permirent une séparation et une identification des fragments de fission ainsi produits avant leur implantation dans le détecteur en silicium hautement segmenté WAS3ABi, entouré par l'ensemble de détecteurs en germaniums EURICA. Une première mesure des énergies des transitions  $6^+ \rightarrow 4^+$ ,  $4^+ \rightarrow 2^+$  et  $2^+ \rightarrow 0^+$  de chacun de ces deux isotopes fut alors réalisée, ainsi que la mesure d'une durée de vie de 46(7) et 219(58) ns pour les états de spins  $6^+$  du  $^{136}\text{Sn}$  et du  $^{138}\text{Sn}$  respectivement.

## Abstract

The evolution of nuclear structure in the vicinity of the doubly magic nuclei  $^{132}\text{Sn}$  will be discussed in this work, through the spectroscopy of  $^{136}_{51}\text{Sb}_{85}$ ,  $^{136}_{50}\text{Sn}_{86}$  and  $^{138}_{50}\text{Sn}_{88}$  isotopes. Several Sb and Sn known isotopes beyond the  $Z = 50$  and  $N = 82$  shell closures will be briefly presented in the first chapter, as well as some of the problems arising from the current shell-model description of the nuclei in this region. The reader will also find in the same chapter a brief description of the most important tools needed to understand such calculations. Excited states of  $^{136}\text{Sb}$  have been populated at the Institut Laue-Langevin (Grenoble) through thermal neutron-induced fission on a  $^{241}\text{Pu}$  target. The fission fragments produced were separated with the Lohengrin mass spectrometer. Delayed conversion electrons and  $\gamma$ -rays from  $^{136}\text{Sb}$  were measured and confirmed the previously proposed scheme. A new 31(7) ns isomer has been measured and assigned to the  $4^-$  state. Details of the experiment and analysis are presented in the first part. The second part is devoted to the  $^{136,138}\text{Sn}$  isotopes, produced via in-flight fission of  $^{238}\text{U}$  on a  $^9\text{Be}$  target at the RIBF of the RIKEN (Tokyo). The mass separators BigRIPS and ZDS allowed separation and identification of the produced fragments, before implantation in the highly segmented silicon detector WAS3ABi surrounded by the EURICA germanium array. The first energy measurement of the  $6^+ \rightarrow 4^+$ ,  $4^+ \rightarrow 2^+$  and  $2^+ \rightarrow 0^+$  transitions has been performed for each of the  $^{136,138}\text{Sn}$  isotopes, as well as 46(7) and 219(58) ns half-lives for the  $6^+$  states of the  $^{136}\text{Sn}$  and  $^{138}\text{Sn}$  respectively.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 - Motivations et éléments de théorie</b>	<b>3</b>
1 Structure des noyaux riches en neutrons au delà des fermetures de couche $N = 82$ et $Z = 50$ . . . . .	4
1.1 Energies d'excitation à une particule dans les couches $Z = 50 - 82$ et $N = 82 - 126$ . . . . .	5
1.2 Les isotopes de Sb et de Sn pairs au delà de la fermeture de couche $N = 82$	7
1.3 Motivations . . . . .	9
2 Le modèle en couches nucléaire . . . . .	12
2.1 Traitement de l'Hamiltonien à A corps . . . . .	14
2.2 Le potentiel d'interaction nucléon-nucléon libres . . . . .	17
2.3 De l'interaction nucléon-nucléon nue à une interaction effective . . . . .	18
2.4 Schéma de la séniorité et appariement des nucléons . . . . .	18
3 L'isométrie nucléaire . . . . .	19
3.1 Les isomères de spin . . . . .	20
3.2 L'isométrie provenant de transitions de faible énergie . . . . .	21
3.3 Les isomères $K$ . . . . .	21
3.4 Les isomères de forme . . . . .	21
3.5 Estimations de Weisskopf . . . . .	22
4 La conversion interne . . . . .	23
<b>Partie I</b>	
<b>Etude des états excités du <math>^{136}\text{Sb}</math> à l'Institut Laue-Langevin</b>	<b>25</b>
<b>Chapitre 2 - L'expérience 3-01-522</b>	<b>27</b>
1 L'Institut Laue-Langevin . . . . .	29

## Table des matières

2	Le spectromètre de masse Lohengrin . . . . .	30
2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	31
2.2	Résolution en énergie et en masse . . . . .	34
3	Montage expérimental . . . . .	35
3.1	Choix de la cible . . . . .	36
3.2	La chambre d'ionisation . . . . .	37
3.3	Les détecteurs en germanium . . . . .	39
3.4	Les détecteurs en silicium . . . . .	41
3.5	Les convertisseurs temps en amplitude . . . . .	42
4	La chaîne d'acquisition . . . . .	43
4.1	Les <i>Digital Gamma Finder</i> (DGFs) . . . . .	43
4.2	Les Filtres Temps-Amplitude (TFAs) . . . . .	44
4.3	Les Discriminateurs à Fraction Constante (CFDs) . . . . .	44
<b>Chapitre 3 - Méthode d'analyse</b>		<b>47</b>
1	Calibrations en énergie des germaniums et des siliciums . . . . .	50
1.1	Germaniums . . . . .	50
1.2	Siliciums . . . . .	53
2	Calibrations en efficacité des germaniums et siliciums . . . . .	54
2.1	Germaniums . . . . .	55
2.2	Siliciums . . . . .	57
3	Méthode d'analyse des spectres en énergie : description des différentes matrices	60
3.1	Matrices siliciums-germaniums . . . . .	61
3.2	Matrices germaniums-germaniums et siliciums-siliciums . . . . .	61
3.3	Matrices germaniums-temps et siliciums-temps . . . . .	64
3.4	Paramètres de la production des spectres en énergie . . . . .	66
4	Méthode d'analyse des spectres en temps des TACs . . . . .	68
<b>Chapitre 4 - Résultats et discussions</b>		<b>71</b>
1	Soustraction de bruit de fond . . . . .	72
2	Spectres en énergie . . . . .	73
2.1	Spectre en énergie du $^{136}\text{Sb}$ . . . . .	74
2.2	Multipolarité de la transition à 172.7 keV . . . . .	76
2.3	Spectre siliciums-siliciums . . . . .	77
2.4	Multipolarité de la transition à 53.4 keV . . . . .	80
2.5	Multipolarité de la transition à 50.4 keV . . . . .	81
3	Spectre en temps . . . . .	82
4	Interprétations . . . . .	85

**Partie II****Étude des états excités du  $^{136,138}\text{Sn}$  au RIBF du RIKEN 91****Chapitre 5 - L'expérience NP1112-RIBF85 93**

1	Production du faisceau primaire . . . . .	95
2	Production du faisceau secondaire . . . . .	96
2.1	Séparation des fragments de fission . . . . .	97
2.2	Identification des fragments de fission . . . . .	99
3	Les détecteurs de la ligne de faisceau . . . . .	101
3.1	La TEGIC . . . . .	101
3.2	Les PPACs . . . . .	102
3.3	Les scintillateurs plastique . . . . .	103
4	Montage expérimental . . . . .	103
4.1	Le détecteur EURICA . . . . .	104
4.2	Le détecteur WAS3ABi . . . . .	105
5	L'acquisition des données . . . . .	106
5.1	La chaîne d'acquisition de WAS3ABi . . . . .	106
5.2	La chaîne d'acquisition de EURICA . . . . .	107

**Chapitre 6 - Méthode d'analyse 111**

1	Calibrations . . . . .	112
1.1	Calibration en énergie des germaniums . . . . .	112
1.2	Calibration en efficacité des germaniums . . . . .	113
1.3	Calibration en temps des TDC <sub>SR</sub> . . . . .	115
2	Coupures générales . . . . .	115
2.1	Identification des particules . . . . .	116
2.2	Spectres en temps . . . . .	118
2.3	Spectres en énergie . . . . .	120
3	Méthode de mesure des durées de vie des états excités . . . . .	123
3.1	Méthode A . . . . .	123
3.2	Méthode B . . . . .	125
3.3	Méthode C . . . . .	127

**Chapitre 7 - Résultats et discussions 129**

1	Étude du $^{136}\text{Sn}$ . . . . .	130
1.1	Spectre en énergie . . . . .	130
1.2	Durée de vie . . . . .	134
2	Étude du $^{138}\text{Sn}$ . . . . .	136
2.1	Spectre en énergie . . . . .	136

## Table des matières

2.2	Durée de vie . . . . .	138
3	Interprétations . . . . .	139
3.1	Affaiblissement de la force d'appariement . . . . .	140
3.2	Polarisation du cœur . . . . .	142
3.3	Discussions . . . . .	142
<b>Conclusions</b>		<b>147</b>
<b>Annexes</b>		<b>151</b>
A	Calibration en efficacité des Clovers de l'ILL . . . . .	152
A.1	Détermination d'une efficacité absolue de détection à partir des $\gamma$ du $^{136}\text{Xe}$	152
A.2	Rayons X du $^{136}\text{Xe}$ . . . . .	156
A.3	Cas du $^{132}\text{Te}$ . . . . .	157
A.4	Cas du $^{135}\text{Te}$ . . . . .	158
A.5	Cas du $^{124}\text{Sn}$ . . . . .	159
A.6	Cas du $^{130}\text{Sn}$ . . . . .	162
A.7	Résultats . . . . .	163
B	Calibration en efficacité des détecteurs en silicium . . . . .	164
B.1	Efficacité de détection aux électrons . . . . .	164
B.2	Efficacité de détection aux photons X $K_{\alpha}$ du $^{130}\text{Sn}$ . . . . .	170
C	Calcul des multipolarités des transitions du $^{136}\text{Sb}$ . . . . .	171
C.1	Multipolarité de la transition à 172.7 keV . . . . .	171
C.2	Multipolarité de la transition à 53.4 keV . . . . .	173
C.3	Multipolarité de la transition à 50.4 keV . . . . .	175
<b>Bibliographie</b>		<b>179</b>
<b>Liste de figures</b>		<b>187</b>
<b>Liste des tables</b>		<b>195</b>

# Introduction

Car après avoir sillonné le vaste monde, en entier  
Et cherché en vain toutes ces longues années, qu'était-il advenu  
De ma quête, de ma foi déclinante, ces fantômes abattus  
N'eussent pu porter le poids de cet espoir trop vif, plein de témérité  
Et c'est à peine si je sus réprimer le bond enchanté  
Que fit mon cœur, sentant la défaite venue.

*Le chevalier Roland s'en vint à la tour noire*

ROBERT BROWNING

Le noyau est un édifice quantique constitué de  $N$  fermions, les nucléons. Ces nucléons ne sont toutefois pas en toute rigueur les constituants élémentaires des noyaux nucléaires, chacun d'entre eux étant constitué de 3 quarks. La description la plus fondamentale qui soit du noyau est donc l'étude d'un système de  $3N$  quarks fortement confinés, autrement dit dans un régime non-perturbatif de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD). Bien qu'une telle théorie puisse en principe décrire exactement le noyau nucléaire, les ressources informatiques nécessaires pour mener à bien un tel calcul sont colossales. La preuve en est qu'aucun calcul d'état lié de 2 nucléons n'a pu à l'heure actuelle être mené à bien de la sorte. Bien que la nature composite des nucléons soit manifeste à haute énergie, le degré de liberté QCD est supposé négligeable à basse énergie, c'est pourquoi les nucléons sont traités en physique nucléaire comme les particules élémentaires constituant le noyau. Ces nucléons interagissent alors entre eux via une interaction restant à déterminer, l'interaction nucléon-nucléon. Cette interaction ne présente pas à l'heure actuelle de forme analytique et est un sujet fondamental de l'étude de la structure nucléaire.

Le traitement du problème à plusieurs corps résultant de cette première approximation reste toutefois extrêmement complexe. Il existe en conséquence une étonnante variété de modèles pour décrire les toutes aussi variées propriétés des noyaux. Ceux-ci sont en effet des systèmes extrêmement versatiles, aux nombreux degrés de liberté, et nécessitent par conséquent le plus souvent une approche par un modèle adapté selon qu'ils soient sphériques, déformés, qu'ils présentent un halo de neutrons etc... Le modèle en couches nucléaire est l'un de ces modèles. Il

aborde le problème de la structure nucléaire par les interactions entre ses constituants à l'aide d'un certain nombre d'approximations, comme nous le verrons dans le premier chapitre du présent manuscrit. La donnée essentielle à ce problème est bien entendu l'interaction nucléon-nucléon. Il existe plusieurs manières de créer un potentiel d'interaction entre deux nucléons, celui-ci devant reproduire les propriétés observées des noyaux, la première étant les fermetures de couches particulières appelées nombres magiques (2, 8, 20, 28, 50, 82 etc...). L'objectif d'un tel potentiel est ensuite de reproduire le plus précisément possible la structure détaillée des niveaux d'excitations de basse énergie des noyaux, c'est à dire d'une part les fonctions d'ondes mises en jeu, et d'autre part l'énergie des transitions entre ces niveaux. Diverses techniques expérimentales permettent de collecter ces informations afin de les confronter aux potentiels créés.

Les données nucléaires abondent, et ce pour des raisons évidentes, pour les noyaux proches de la vallée de stabilité. L'évolution de ces couches pour des noyaux plus exotiques, c'est à dire à haut ratio de neutrons sur protons  $N/Z$  est en revanche bien moins connue en raison de la difficulté de leur production, et constitue donc un test essentiel à tout potentiel d'interaction nucléon-nucléon. Les gaps en énergie entre ces couches tels que nous les connaissons peuvent en effet changer voire disparaître dans ces régions. En outre, l'étude de tels noyaux est essentielle pour l'astrophysique nucléaire. Il est en effet acquis depuis plusieurs décennies que l'abondance en éléments plus lourds que le fer est liée aux explosions de supernovae. De rapides captures de neutrons successives (*r-process*) formeraient des noyaux à extrêmement haut ratios  $N/Z$  jusqu'à ce que les sections efficaces de capture de neutrons soient assez faibles pour que les désintégrations  $\beta$  dominant leur évolution. On parle alors de "point d'attente". On s'attend à ce que la structure en couches du noyau joue un rôle prépondérant dans l'existence de ce point d'attente, et donc dans ces sections efficaces de capture.

Depuis plusieurs décennies, les moyens expérimentaux mis en œuvre ne cessent de repousser plus loin les limites de production des noyaux exotiques. Les installations de production de faisceaux d'ions lourds tels que le GANIL (Caen), le GSI (Darmstadt), le RIBF du RIKEN (Tokyo) ou encore le FRIB du NSCL (East Lansing) en sont des exemples. Les installations de production de faisceaux post-accélérés tels que ISOLDE (Genève) ou ISAC (Vancouver) en sont d'autres exemples. Les noyaux riches en neutrons peuvent aussi être produits par fission spontanée ou induite, nécessitant dans ce dernier cas aussi des installations dédiées, comme le JYFL (Jyväskylä), ou encore l'ILL (Grenoble). Le présent manuscrit concerne l'étude des états excités de plusieurs de ces noyaux très riches en neutrons : les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  au RIBF du RIKEN ainsi que le  $^{136}\text{Sb}$  à l'ILL de Grenoble. Les données nucléaires sont en effet relativement maigres dans la région à l'est du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$  en raison des difficultés de production de tels isotopes. La spectroscopie de tels noyaux en fait donc des candidats de choix pour tester l'interaction effective  $p - n$  et  $n - n$  ainsi que les calculs de modèle en couches loin de la stabilité.

# 1

## Motivations et éléments de théorie

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Structure des noyaux riches en neutrons au delà des fermetures de couche</b>	
	$N = 82$ et $Z = 50$ . . . . .	<b>4</b>
1.1	Energies d'excitation à une particule dans les couches $Z = 50 - 82$ et $N = 82 - 126$ . . . . .	5
1.2	Les isotopes de Sb et de Sn pairs au delà de la fermeture de couche $N = 82$	7
1.3	Motivations . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Le modèle en couches nucléaire</b> . . . . .	<b>12</b>
2.1	Traitement de l'Hamiltonien à $A$ corps . . . . .	14
2.2	Le potentiel d'interaction nucléon-nucléon libres . . . . .	17
2.3	De l'interaction nucléon-nucléon nue à une interaction effective . . . . .	18
2.4	Schéma de la séniorité et appariement des nucléons . . . . .	18
<b>3</b>	<b>L'isométrie nucléaire</b> . . . . .	<b>19</b>
3.1	Les isomères de spin . . . . .	20
3.2	L'isométrie provenant de transitions de faible énergie . . . . .	21
3.3	Les isomères $K$ . . . . .	21
3.4	Les isomères de forme . . . . .	21
3.5	Estimations de Weisskopf . . . . .	22
<b>4</b>	<b>La conversion interne</b> . . . . .	<b>23</b>

---

Les noyaux proches de cœurs doublement magiques sont des outils particulièrement commodes pour une étude des interactions nucléaires. En effet, les énergies de liaison de ces noyaux particuliers étant bien supérieures à celles de leurs voisins immédiats, on peut s'attendre à ce que les premiers niveaux excités de ces derniers soient dominés par les quelques nucléons ou trous en dehors de ces cœurs. Les données spectroscopiques de tels noyaux fournissent donc des informations capitales sur l'interaction nucléon-nucléon dans un milieu nucléaire riche en neutrons dans le cas du  $^{132}\text{Sn}$ , ou riche en protons dans le cas du  $^{100}\text{Sn}$  par exemple. Ces informations se traduisent entre autres par l'évolution des gaps en énergie à mesure que l'on s'éloigne d'un cœur doublement magique, gaps dominés par l'interaction résiduelle dans laquelle se cache l'interaction nucléon-nucléon comme nous allons le voir. L'apparition de phénomènes collectifs en est un autre exemple. De nombreuses composantes de l'interaction nucléon-nucléon peuvent jouer un rôle dans l'évolution de ces gaps, notamment l'interaction spin-orbite, la partie tensorielle de l'interaction, les effets à trois corps pouvant apparaître de manière effective dans l'interaction résiduelle, ou encore la force d'appariement. Ces composantes peuvent en outre varier d'un potentiel nucléon-nucléon à l'autre, par construction.

## 1 Structure des noyaux riches en neutrons au delà des fermetures de couche $N = 82$ et $Z = 50$

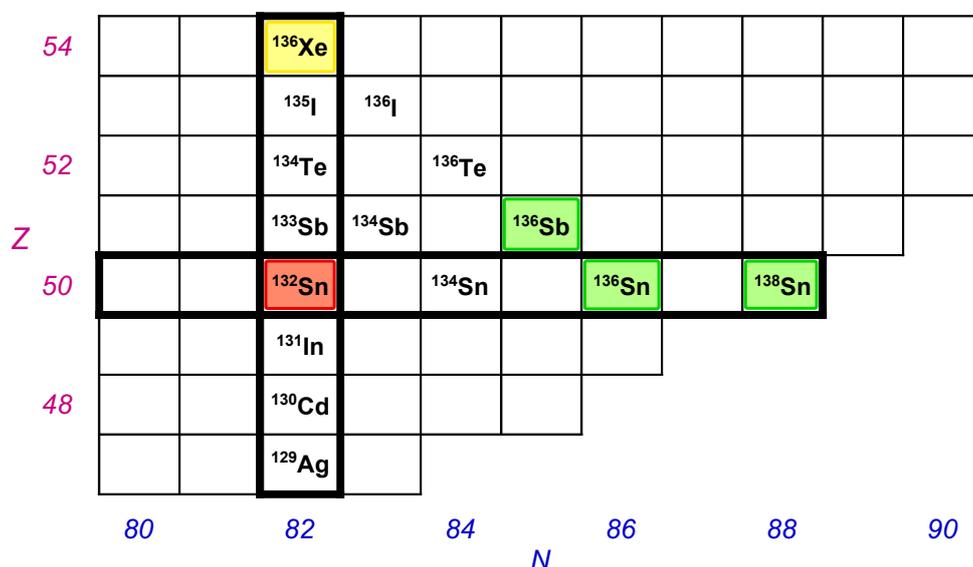


FIGURE 1.1: Table des noyaux au voisinage immédiat du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$  (en rouge). Le seul isotope stable dans cette région est le  $^{136}\text{Xe}$ , en jaune. Les isotopes étudiés dans ce manuscrit sont indiqués en vert.

Le  $^{132}\text{Sn}$  est un noyau magique en protons ( $Z = 50$ ) et en neutrons ( $N = 82$ ). Les données concernant la couche fermée  $Z = 50$  sont particulièrement rares au delà de  $N = 82$ , ces isotopes de Sn étant très difficiles à atteindre expérimentalement. Jusqu'à présent, des états excités furent mesurés jusqu'au  $^{134}\text{Sn}$  par Zhang *et al.* en 1997 [1], puis par Korgul *et al.* en 1999 [2]. Nous apporterons dans ce manuscrit les premières informations spectroscopiques des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  afin de compléter ces données sur les interactions effectives neutron-neutron dans cette région. Les isotopes de Sb présentent un seul proton en dehors de la couche fermée  $Z = 50$ , et permettent quant à eux une étude de l'évolution des gaps en énergie due à l'interaction effective proton-neutron. L'isotope de Sb le plus riche en neutrons pour lequel des informations spectroscopiques sont disponibles est le  $^{136}\text{Sb}$ . Un premier état excité ainsi qu'une période isomérique furent mesurés par Mineva *et al.* [3] en 2001, auquel furent ajoutés deux nouveaux états excités de basse énergie en 2007 par Simpson *et al.* [4]. Un nouvel isomère ainsi qu'une analyse à bien plus haute statistique de cet isotope seront présentés dans ce manuscrit.

## 1.1 Energies d'excitation à une particule dans les couches $Z = 50 - 82$ et $N = 82 - 126$

Les noyaux ne présentant qu'un seul nucléon (ou trou) en dehors d'un cœur doublement magique fournissent des informations essentielles à tout calcul de modèle en couche. Considérant la forte énergie de liaison des nucléons constituant ledit cœur, les premiers états excités de tels noyaux peuvent en principe être décrits par le couplage du seul nucléon libre avec un cœur inerte. Les énergies de ces états excités nous indiquent alors les énergies dites "des particules indépendantes" dans le milieu nucléaire considéré. La détermination expérimentale de ces énergies revêt donc une importance capitale pour les calculs de modèles en couche pour une région donnée de la table des noyaux dans la mesure où elle détermine la base des particules indépendantes. Nous reviendrons sur ces points section 2.

La couche  $Z = 50$  à  $Z = 82$  est constituée des orbites de protons  $0g_{7/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $1d_{3/2}$ ,  $0h_{11/2}$  et  $2s_{1/2}$ . Une première mesure des états excités du  $^{133}\text{Sb}$  par désintégration  $\beta$  du  $^{133}\text{Sn}$  fut réalisée en 1973 par Borg *et al.* [5]. Ces mesures furent confirmées et enrichies par une expérience de fission induite par neutrons sur une cible de  $^{235}\text{U}$  en 1977 par Sistemich *et al.* [6], puis par une autre expérience de désintégration  $\beta$  du  $^{133}\text{Sn}$  en 1983 par Blomqvist *et al.* [7]. A l'état fondamental fut alors attribué la configuration à un proton  $0g_{7/2}$ , puis les configurations  $1d_{5/2}$  et  $0h_{11/2}$  aux états excités mesurés respectivement à 962.1 et 2791.3 keV. La configuration à un proton  $1d_{3/2}$  fut ensuite identifiée comme étant l'état d'énergie de 2439.5 keV par Sanchez-Vega *et al.* [8] en 1999.

La configuration à un proton  $2s_{1/2}$  dans cette couche n'a toujours pas été observée expérimentalement dans le  $^{133}\text{Sb}$ , c'est pourquoi son énergie fut déterminée théoriquement par Andreozzi

*et al.* [9] en 2005. L’auteur détermina l’énergie de la configuration à un proton dans cette couche en cherchant à reproduire l’état de spin  $1/2^+$  du  $^{137}\text{Cs}$  de 2150 keV, observé expérimentalement et identifié comme étant majoritairement de configuration à un proton  $2s_{1/2}$  par une réaction de transfert [10]. L’énergie de la configuration à un proton  $2s_{1/2}$  dans cette couche fut alors calculée à 2.8 MeV. Il est intéressant de noter que le spectre du  $^{133}\text{Sb}$  présente un large gap entre les états identifiés comme étant de configuration à un proton et tous les autres états, ceux-ci étant d’énergie supérieure à 4 MeV. Les auteurs de [8] attribuèrent cette particularité à la relative robustesse du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$ , son premier état excité étant un état de spin  $2^+$  de 4041.1 keV. Le taux de transitions  $B(E3; 11/2^- \rightarrow 5/2^+)$  de 22(13) W.u mesuré par ces mêmes auteurs (discutés dans [11]) entre les configurations  $0h_{11/2}$  et  $1d_{5/2}$  est toutefois anormalement haut pour une transition entre deux états à une particule. D’autres auteurs [12] suggèrent alors que l’état de spin  $11/2^-$  du  $^{133}\text{Sb}$  soit un mélange de la configuration  $0h_{11/2}$  avec la configuration  $1d_{5/2}$  couplée à l’état de spin  $3^-$  du cœur de  $^{132}\text{Sn}$ . Aucune réaction de transfert visant à produire l’isotope de  $^{133}\text{Sb}$ , permettant d’évaluer précisément l’amplitude de ce mélange via l’étude des facteurs spectroscopiques correspondants, n’a cependant été encore réalisée à ce jour.

La couche  $N = 82$  à  $N = 126$  est quant à elle constituée des orbites de neutrons  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$ ,  $0h_{9/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $0i_{13/2}$ . Une première mesure des états excités du  $^{133}\text{Sn}$  fut réalisée par Hoff *et al.* [13] en 1996 par une expérience de décroissance  $\beta$  du  $^{134}\text{In}$  suivie d’une émission de neutron. Les configurations à un neutron  $2p_{3/2}$ ,  $0h_{9/2}$  et  $1f_{5/2}$  furent ainsi associées aux états d’énergie 853.7, 1560.9 et 2004.6 keV respectivement, la configuration  $1f_{7/2}$  étant associée à l’état fondamental du  $^{133}\text{Sn}$ . Jones *et al.* [14] confirmèrent cette assignation via une expérience par réaction de transfert sur le  $^{132}\text{Sn}$  et y ajoutèrent la configuration à un neutron  $2p_{1/2}$ , associée à l’état de 1363 keV.

La configuration à un neutron  $0i_{13/2}$  n’a quant à elle toujours pas été observée expérimentalement dans le  $^{133}\text{Sn}$ . L’énergie de cette configuration employée dans les calculs de modèle en couches à partir d’une interaction réaliste dans cette région est issue d’une évaluation à partir du spectre en énergie expérimental du  $^{134}\text{Sb}$  par Urban *et al.* [15]. L’état de spin  $10^+$  et d’énergie 2434 keV de cet isotope fut en effet interprété par les auteurs comme ayant une configuration dominante  $\pi g_{7/2} \nu i_{13/2}$ . L’énergie de la configuration à un neutron  $0i_{13/2}$  fut alors estimée à 2694 keV à partir des éléments de matrice proton-neutron du  $^{210}\text{Bi}$  (noyau équivalent à l’isotope de  $^{134}\text{Sb}$  en terme de nucléons de valence dans la région du cœur doublement magique de  $^{208}\text{Pb}$ ) affectés d’un facteur rendant compte de la différence de masse des deux cœurs, et des énergies à un neutron des autres orbites de la couche  $N = 82 - 126$  déjà mesurées. Les auteurs associèrent à cette valeur une incertitude d’environ 200 keV tenant compte de cette mise à l’échelle de l’interaction proton-neutron ainsi que de l’ajustement aux niveaux observés du  $^{134}\text{Sb}$ , mais ne firent mention de la possible fragmentation de la configuration de cet état d’énergie de 2434 keV.

## 1.2 Les isotopes de Sb et de Sn pairs au delà de la fermeture de couche $N = 82$

Les états excités du  $^{134}\text{Sb}$  furent mesurés pour la première fois par Fogelberg *et al.* [16] en 1990, puis enrichi en 2002 par Korgul *et al.* [17] et en 2005 par Shergur *et al.* [18]. Les états excités du  $^{134}\text{Sb}$  furent peuplés dans ces 3 études par décroissances  $\beta$  du  $^{134}\text{Sn}$ , ainsi que par décroissance  $\beta$  du  $^{135}\text{Sn}$  suivi de l'émission d'un neutron dans le dernier cas, permettant l'observation d'états excités de plus haut spins pour la première fois. Des calculs de modèle en couches à partir de différentes interactions s'accordèrent sur la relative pureté (de l'ordre de 90%) de chacun des 8 états du multiplet  $\pi g_{7/2} \otimes \nu f_{7/2}$ , désormais tous observés expérimentalement. L'interaction de Kuo-Herling *KH208* [19] utilisée dans la région du cœur de  $^{208}\text{Pb}$  produisit par ailleurs un meilleur accord avec ces dernières données expérimentales que la même interaction avec une mise à l'échelle pour le cœur de  $^{132}\text{Sn}$  et des éléments de matrice modifiés (*KH5082N*), tels qu'indiqués dans l'étude de Korgul *et al.* [17], ainsi qu'avec une interaction construite à partir du potentiel *CD-Bonn* [20]. En revanche, cette dernière interaction se montra plus adaptée à la description des états excités du  $^{135}\text{Sb}$ , comme l'indiquèrent les mêmes auteurs dans d'autres travaux [21]. Celle-ci nécessita toutefois un ajustement des énergies à un proton  $1d_{5/2}$  et  $1d_{3/2}$  de -300 keV, ajustements motivés par la faiblesse de l'énergie de l'état de spin  $5/2^+$  du  $^{135}\text{Sb}$  (282 keV) comparée à celle du  $^{133}\text{Sb}$  (963 keV). Les auteurs, en s'appuyant sur d'autres travaux [22, 23], suggérèrent que ce phénomène soit une conséquence de la présence des 2 neutrons additionnels par rapport au  $^{133}\text{Sb}$  rendant la surface nucléaire plus diffuse, effet aussi appelé "peau de neutrons".

D'autres auteurs contredirent toutefois cette hypothèse peu après. En effet Coraggio *et al.* [24] proposèrent un Hamiltonien permettant de décrire à la fois la structure de ces deux isotopes (entre autres, comme nous le verrons plus loin) en 2006. Ils parvinrent à reproduire, bien qu'un écart avec le résultat expérimental d'environ 100 keV subsista encore, l'énergie d'excitation de l'état de spin  $5/2^+$  du  $^{135}\text{Sb}$  sans modification des énergies à une particule [25]. Ils attribuèrent cet effet à un fort mélange de configuration pour cet état de spin, composé essentiellement à environ 23% de la configuration  $\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^2$  et environ 45% de la configuration  $\pi d_{5/2}^1 \nu f_{7/2}^2$  [25]. Coraggio *et al.* partirent du potentiel nucléon-nucléon libres *CD-Bonn* mais utilisèrent cette fois la méthode  $V_{\text{low-k}}$  en lieu et place de la matrice  $G$  qu'utilisèrent les auteurs de [17] afin de rendre l'Hamiltonien traitable en théorie des perturbations. En particulier, le faible gap de 13 keV entre les états de spin  $0^-$  et  $1^-$  fut cette fois reproduit convenablement, le précédent calcul donnant lieu à un fort écart d'environ 329 keV. Les auteurs attribuèrent cette réussite à une prise en compte différente des effets de polarisation du cœur, c'est à dire des diagrammes d'interaction issus du traitement perturbatif du potentiel nucléon-nucléon ainsi que de sa renormalisation. Les détails d'un tel calcul, difficiles à obtenir et dont la teneur est bien au delà des objectifs du présent manuscrit, seront toutefois peu discutés par la suite. Ces corrections sont illustrées sur

la figure 1.2.

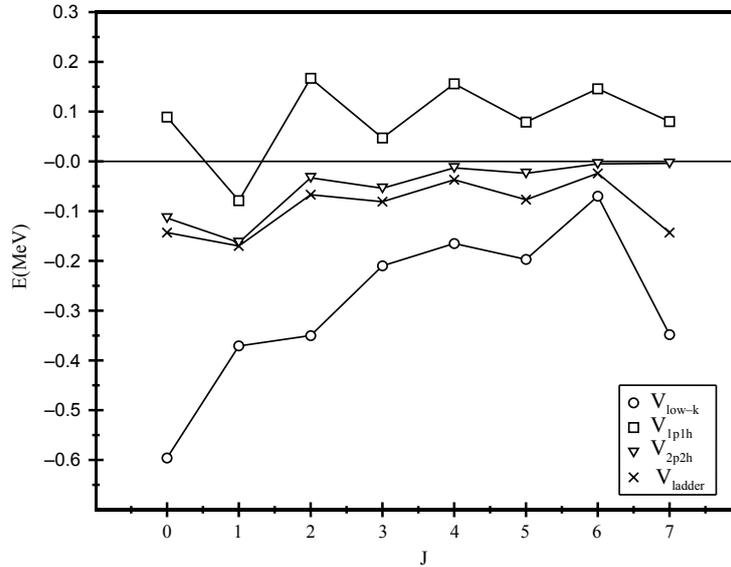


FIGURE 1.2: Eléments de matrice diagonaux de l'interaction  $V_{\text{low-k}}$  utilisés par Coraggio *et al.* [24] pour la configuration  $\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$  du  $^{134}\text{Sb}$ . Ne sont représentées que les contribution des diagrammes du second ordre de la perturbation.

Les états excités du  $^{136}\text{Sb}$  furent mesurés quant à eux en 2001 par Mineva *et al.* [3] par une expérience de fission induite par neutron dans une cible de  $^{238}\text{U}$ , puis par Simpson *et al.* [4] en 2007 par une expérience de fission induite par neutron dans une cible de  $^{241}\text{Pu}$ . Cette première expérience permet la mesure d'une durée de vie de 565(50) ns associée à un état de spin  $4^-$  suivi d'une désexcitation  $\gamma$  de 173 keV, à laquelle furent ajoutées deux transitions de 53.4 et 51.4 keV par la seconde, à des états de spin  $2^-$  et  $6^-$  respectivement. L'interaction de Coraggio *et al.* décrite précédemment [24] reproduisit relativement bien le spectre expérimental, confirmant de prime abord le caractère unificateur de leur Hamiltonien effectif pour les isotopes de cette région. Il produisit toutefois un fort gap entre les état de spin  $0^-$  et  $1^-$ , contrairement au cas du  $^{134}\text{Sb}$ . Ce comportement peut être expliqué par les propriétés de l'interaction proton-neutron, celle-ci étant fortement attractive dans le cas particule-particule (ou trou-trou) et résultant en un abaissement de l'énergie d'excitation des membres les plus extrêmes du multiplet considéré. Elle donne ainsi lieu à une distribution en forme de parabole inversée des énergies d'excitation des niveaux dudit multiplet en fonction de leurs spins, le  $^{134}\text{Sb}$  en étant un exemple. A contrario, à mesure que des neutrons sont ajoutés à l'espace de valence et remplissent l'orbite  $1f_{7/2}$ , le caractère particule-particule de l'interaction proton-neutron peut changer pour un caractère particule-trou. L'interaction proton-neutron devient alors répulsive [26] et l'énergie d'excitation des membres les plus extrêmes du multiplet considéré augmente. Aucune mesure de l'énergie d'excitation de l'état de spin  $0^-$  n'a cependant été à ce jour réalisée. L'interaction effective de Coraggio *et al.* produit en outre une durée de vie mesurable pour l'état de spin  $4^-$ , d'environ

17 ns. De même, aucune mesure de cette durée de vie n'a encore été réalisé afin de vérifier la robustesse de cet Hamiltonien effectif.

Enfin, les états excités du  $^{134}\text{Sn}$  furent mesurés pour la première fois par Zhang *et al.* [1] en 1997 via une expérience de fission spontanée à partir d'une source de  $^{248}\text{Cm}$ . Les trois niveaux ainsi observés furent associés au multiplet  $\nu f_{7/2}^2$  et les spins  $2^+$ ,  $4^+$  et  $6^+$  leurs fut attribués, l'état de spin  $0^+$  correspondant à l'état fondamental. En outre, une durée de vie de 80(15) ns fut mesurée pour l'état de spin  $6^+$ . Une expérience similaire réalisée par Korgul *et al.* [2] en 1999 confirma les résultats précédents, et y ajouta une transition de 1261.5 keV attribuée à un état de spin  $8^+$  de configuration  $\nu f_{7/2}\nu h_{9/2}$ . Cette attribution fut basée sur les résultats du calcul de modèle en couches des auteurs à partir de l'interaction effective de Kuo-Herling KH208 [19], celle-ci s'étant avérée jusque là capable de reproduire les spectres expérimentaux des noyaux proches du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$  et de ceux proches du cœur doublement magique de  $^{208}\text{Pb}$  observée jusque là, et la structure des noyaux de la première de ces régions s'avérant relativement similaire avec celle des noyaux miroirs dans la seconde. Comme nous l'avons mentionné précédemment, Shergur *et al.* [18] indiquèrent cependant qu'aucune modification de cette interaction ne lui permis de reproduire correctement à la fois les spectres du  $^{134}\text{Sn}$  et des isotopes de  $^{134,135}\text{Sb}$  observés expérimentalement. Corragio *et al.* indiquèrent quant à eux très récemment que l'interaction qu'ils proposèrent pour décrire la structure de ces trois noyaux [24] s'avéra aussi efficace pour décrire les noyaux miroirs dans la région du  $^{208}\text{Pb}$  [27]. Celle-ci reproduisit bien le spectre expérimental du  $^{134}\text{Sn}$  ainsi que l'attribution de la configuration  $\nu f_{7/2}\nu h_{9/2}$  à l'état de spin  $8^+$  [28]. Elle reproduisit en outre le taux de transitions  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  du  $^{134}\text{Sn}$  mesuré par Beene *et al.* [29] en 2004, attestant la pureté de la configuration  $\nu f_{7/2}^2$  des états de spin  $2^+$  et  $0^+$ .

### 1.3 Motivations

Radford *et al.* découvrirent que l'évolution des taux de transitions  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  entre les isotopes de Te avec  $N = 80, 82$  et  $84$ , et les isotopes de Xe, de Ba, et de Ce avec les mêmes nombres de neutrons se comportent différemment [30]. Dans ces chaines isotopiques, la diminution de l'énergie de cet état  $2_1^+$  est accompagnée d'une augmentation du  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  en raison de l'augmentation de la collectivité des états [31]. Ceci n'est pas le cas du  $^{136}\text{Te}$ , où le taux de transition est de moitié inférieur à celui du  $^{132}\text{Te}$  alors qu'il est comparable dans les isotopes de Xe, de Ba et de Ce symétriques par rapport à  $N = 82$  comme l'indique la figure 1.3. Ces résultats expérimentaux furent interprétés comme un affaiblissement de la force d'appariement des neutrons au delà de  $N = 82$  par Terasaki *et al.* [31] via un calcul de QRPA (*Quasiparticle Random Phase Approximation*). Ce même calcul prédit toutefois un rétablissement de cette force pour les isotopes de Sn au voisinage immédiat de  $^{132}\text{Sn}$ , comme c'est le cas dans la région du  $^{208}\text{Pb}$ .

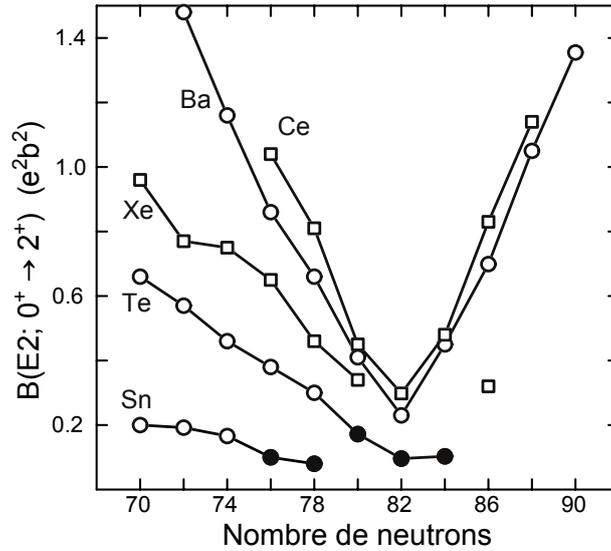


FIGURE 1.3: Valeurs des  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  pour les isotopes pairs de Sn, Xe, Te, Ba et Ce proches de la fermeture de couche  $N = 82$ . Les valeurs indiquées par des symboles creux sont issues de la référence [32], les valeurs indiquées par les symboles pleins étant quant à elles issues des références [30] et [33] pour les isotopes de Te et de Sn respectivement.

Des travaux récents mirent par ailleurs en évidence des excitations de cœur dans cette région [34]. Le  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  du  $^{134}\text{Te}$  ne put en effet être reproduit par un calcul de modèle en couches qu'en tenant compte d'un couplage avec une vibration du cœur, tout ajustement de la charge effective des protons résultant en une dégradation des  $B(E2)$  des transitions  $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$  et  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ , autrement bien reproduits. Formellement, ces effets apparaissent lors du traitement perturbatif de l'Hamiltonien résiduel, traitement rendant compte de la réduction de l'espace physique total à l'espace de valence. Un tel développement fait apparaître des termes d'interaction comprenant des états intermédiaires particule-trou, 2 particules-2 trous, etc... selon l'ordre de la perturbation. Le sommation des diagrammes ainsi produits, ainsi que l'annulation pure et simple de certains termes de la perturbation pouvant diverger [35], est une procédure extrêmement complexe et qui peut être menée à bien de différentes manières. Elles peuvent donc de même donner des résultats différents. L'importance de ce type de diagrammes, et en particulier ceux présentant un état intermédiaire de type particule-trou (le célèbre diagramme à "bulle" en est un exemple), fut aussi soulignée par Coraggio *et al.* [24] pour les éléments de matrice proton-neutron dans cette région. Les corrections apportées par ces interaction avec les nucléons de cœur furent en effet nécessaires pour reproduire le faible gap entre les états de spin  $0^-$  et  $1^-$  du  $^{134}\text{Sb}$ . Comme nous l'avons mentionné précédemment, bien que l'Hamiltonien d'interaction proposé par ces derniers put reproduire les états excités des isotopes jusqu'à présent connus de Sn et de Sb, les données spectroscopiques sont actuellement trop pauvres dans cette région pour pouvoir tirer de fermes conclusions quant à son universalité. La mesure de la durée de vie

de l'état de spin  $4^-$  du  $^{136}\text{Sb}$  prédite par cette interaction effective à 17 ns serait une nouvelle étape pour en vérifier la robustesse, notamment celle des éléments de matrice proton-neutron supposés responsables d'après ces auteurs du haut mélange de configuration de l'état de spin  $5/2^+$  du  $^{135}\text{Sb}$ , et donc de sa faible énergie [25].

$J^\pi$	$\pi 0g_{7/2}^2$		$\nu 1f_{7/2}^2$	
	$V_{\text{low-k}}$	$V_{1p1h}$	$V_{\text{low-k}}$	$V_{1p1h}$
$0^+$	0.063	-0.549	-0.403	-0.100
$2^+$	-0.016	0.071	-0.289	0.018

TABLE 1.1: Eléments de matrice diagonaux de l'interaction effective proposée par Coraggio *et al.* [27].  $V_{\text{low-k}}$  désigne ici l'interaction effective sans la prise en compte des effets de polarisation du cœur.  $V_{1p1h}$  désigne la contribution des états intermédiaire à 1 particule-1 trou à l'interaction effective. Toutes les énergies sont données en MeV.

D'après les même auteurs, la contribution de cette même correction aux éléments de matrice neutron-neutron serait toutefois relativement faible. Coraggio *et al.* [27] notèrent en particulier la forte différence de contribution à l'interaction effective des éléments de matrice proton-proton  $\pi 0g_{7/2}^2$  et neutron-neutron  $\nu 1f_{7/2}^2$  couplés à  $J = 0$ , ces éléments étant rappelés dans le tableau 1.1. En d'autres termes, l'interaction de Coraggio *et al.* indique une bien plus forte contribution de certains effets de polarisation de cœur (le diagramme à bulle mentionné précédemment) à la force d'appariement entre protons qu'entre neutrons dans cette région. Prise indépendamment de sa contrepartie proton-proton, la faiblesse du terme correctif  $V_{1p1h}$  associé à l'élément de matrice neutron-neutron couplés à  $J = 0$  n'est en outre pas sans conséquences. En effet les calculs de Dean *et al.* [36] montrèrent entre autres l'importance de l'inclusion des termes de polarisation du cœur dans une interaction effective afin reproduire le gap en énergie des états de spin  $0^+ - 2^+$  globalement constant des isotopes de  $^{116-130}\text{Sn}$ . Ce gap est d'environ 0.4 MeV plus faible pour le  $^{134}\text{Sn}$ . Considérant la pureté des états de spin  $0^+$  et  $2^+$  du  $^{134}\text{Sn}$  dont il a été question section 1.2, la relative faiblesse de ce gap en énergie fut directement reliée à la faible différence entre les éléments de matrice diagonaux neutron-neutron des configurations  $\nu f_{7/2}^2$  couplées à  $J = 0$  et  $J = 2$  par Covello *et al.* [37]. Ceux-ci attribuèrent en d'autres termes la relative faiblesse de ce gap à un affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron dans cette région, celle-ci prenant sa source dans la faible contribution des effets de polarisation du cœur à aux éléments de matrice neutron-neutron de l'interaction effective [37]. La faiblesse de ces corrélations à 1 particule-1 trou dans les éléments de matrice neutron-neutron de l'interaction effective dans cette région fut aussi soulignée par Kartamyshev *et al.* [38], les auteurs prédisant par ailleurs un rôle dominant de la force d'appariement dans l'interaction résiduelle des isotopes

de cette région. La mesure des premiers états excités des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  est donc un pas essentiel vers la détermination des éléments de matrice neutron-neutron dans cette région.

Un autre effet des excitations de cœur fut en outre observé très récemment dans la région du cœur doublement magique de  $^{208}\text{Pb}$  par Gottardo *et al.* [39], en 2012. La prise en compte des effets à trois corps de la polarisation du cœur y fut nécessaire afin de reproduire les taux de transition observés des isotopes pairs de  $^{212}\text{Pb}$  à  $^{216}\text{Pb}$  [39]. En effet l'une des conséquences de la complexité de la procédure de renormalisation de l'interaction nucléon-nucléon est la fréquente non prise en compte de diagrammes d'interactions à trois corps apparaissant dès l'ordre 2 de la perturbation. Des données spectroscopiques sur les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  permettraient de vérifier si l'inclusion ou non de tels effets relève de la même importance pour les noyaux riches en neutrons de cette région.

D'autres travaux d'ordre théoriques prédisent par ailleurs un rôle important des interactions à 3 corps dans la structure des isotopes de Sn au delà de  $N = 82$  [40]. Des calculs de modèle en couches avec l'interaction empirique SMPN montrèrent une évolution dans l'énergie du niveau  $2_1^+$  de ces isotopes jusqu'à l'apparition d'un nouveau gap à  $N = 90$ . Des calculs de modèle en couches avec l'interaction réaliste CWG indiquèrent quant à eux une relative stabilité de l'énergie de ce même niveau pour les isotopes riches en neutron de Sn. L'interaction CWG produisit toutefois le même résultat que l'interaction SMPN si certains de ses éléments de matrices sont modifiés afin de rendre compte des effets à 3 corps [40]. Il est donc important d'obtenir plus de données expérimentales concernant les isotopes de Sn au delà de la fermeture de couche  $N = 82$  afin de pouvoir comparer avec plus de détails les différentes approches théoriques.

## 2 Le modèle en couches nucléaire

Un premier modèle en couches nucléaire fut proposé dans les années 30 suite au triomphe du modèle en couches atomique. L'ajout d'un fort couplage spin-orbite à la fin des années 40 par Goeppert-Mayer [41] lui permit alors de reproduire les nombres magiques observés expérimentalement (voir figure 1.4), en faisant l'un des modèles les plus prolifiques de la structure nucléaire. Le modèle en couches nucléaire est un modèle microscopique, autrement dit il décrit le noyau à travers ses constituants, les nucléons. Contrairement à son homologue de la physique atomique, où les électrons évoluent dans un potentiel Coulombien bien connu généré par le noyau, les nucléons évoluent dans un potentiel généré par eux-même et dont la forme analytique n'est toujours pas connue à l'heure actuelle. Nous verrons succinctement dans les paragraphes suivants comment cette problématique est traitée dans le cadre du modèle en couches.

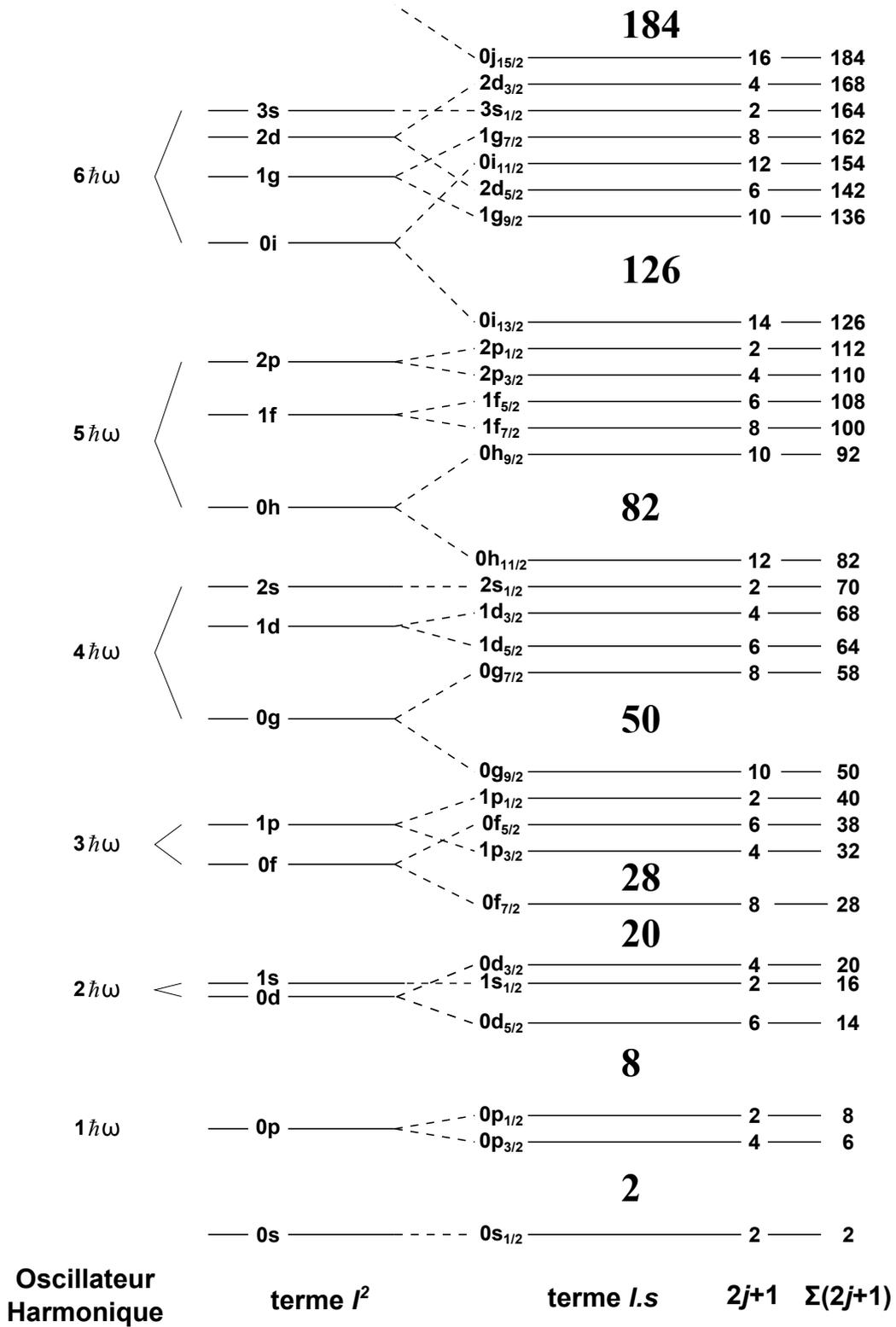


FIGURE 1.4: Structure des excitations "particules indépendantes" obtenues par le potentiel de l'oscillateur harmonique, ainsi que par l'ajout d'un terme  $\vec{l}^2$  et d'un couplage  $\vec{l} \cdot \vec{s}$ .

## 2.1 Traitement de l'Hamiltonien à A corps

En supposant des interactions à deux corps seulement, l'Hamiltonien d'un système de  $A$  nucléons en interaction s'écrit ainsi :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \hat{T}_i + \sum_{i<j=1}^A \hat{V}_{ij} \quad (1.1)$$

où le premier terme correspond aux énergies cinétiques des nucléons et le second aux potentiels d'interaction entre 2 nucléons. Les interactions 3 corps ou plus ne sont généralement pas incluses dans ce traitement. On suppose en effet que la contribution de ces termes à la partie basse du spectre en énergie des noyaux est suffisamment faible au regard de celle du terme d'interaction à deux corps, et que leur effet peut être plus ou moins retrouvé dans les interactions effectives après renormalisation des interactions nucléon-nucléon nues [42], [43]. La comparaison avec les résultats expérimentaux montre toutefois que cette approximation est dans l'ensemble raisonnable. L'équation de Schrödinger 1.1 ne peut néanmoins être résolue de manière exacte à l'exception des cas relatifs aux masses  $A$  les plus faibles, bien que cela soit formellement possible [44]. Une manière de simplifier ce problème consiste à introduire un potentiel de forme simple et connue,  $\hat{U}_i$ , dans lequel évoluerait chacune des  $i$  particules indépendamment, et dont le but est de minimiser le terme  $\sum_{i<j=1}^A \hat{V}_{ij}$  :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) + \left( \sum_{i<j=1}^A \hat{V}_{ij} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right) = \hat{H}_0 + \hat{H}_{res} \quad (1.2)$$

où  $\hat{H}_0 = \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i)$  est un Hamiltonien à  $A$  particules indépendantes, donc aisément solvable, et  $\hat{H}_{res} = \sum_{i<j=1}^A \hat{V}_{ij} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i$  est la partie résiduelle de l'Hamiltonien. L'Hamiltonien  $\hat{H}$  est alors traitable en théorie des perturbations pourvu que sa partie résiduelle soit suffisamment minimisée par  $\sum_{i=1}^A \hat{U}_i$ ,  $\hat{H}_0$  en étant la partie non perturbée. Un choix courant et pratique de potentiel  $\hat{U}_i$  est l'oscillateur harmonique, le traitement analytique de celui-ci étant simple.

### Les configurations nucléaires

Les vecteurs propres issus de la résolution de la partie non perturbée de l'Hamiltonien  $\hat{H}_0$  engendrent une base de l'espace de Hilbert dans lequel une théorie des perturbations sera appliquée. En notant  $|\phi_{k,n_k}\rangle$  le  $n$ -ième vecteur propre de la  $k$ -ième particule du système, un vecteur

propre  $|\Phi_\alpha\rangle$  quelconque de  $\hat{H}_0$  s'écrit ainsi :

$$|\Phi_\alpha\rangle = |\phi_{1,n_1}\rangle \otimes |\phi_{2,n_2}\rangle \otimes \dots \otimes |\phi_{A,n_A}\rangle = \prod_{k=1}^A |\phi_{k,n_k}\rangle \quad (1.3)$$

Les protons et les neutrons correspondent dans le formalisme du spin isotopique à deux états distincts d'une même particule, le nucléon. Chacun de ces vecteurs propres doit donc bien entendu être anti-symétrisé afin de répondre aux exigences du principe de Pauli pour ce système de  $A$  fermions, et prend donc la forme d'un déterminant de Slater. Cette procédure d'anti-symétrisation est aisément trouvable dans la littérature [45] et ne sera donc pas rappelée ici. Compte tenu de l'expression de  $\hat{H}_0$ , il est évident que le vecteur propre  $|\Phi_\alpha\rangle$  ainsi construit correspond à une répartition de tous les nucléons du noyau sur les différentes orbites des particules indépendantes (*Single-Particle Orbits* dans la littérature anglo-saxonne). Un exemple de ces orbites est donné dans le cas de l'oscillateur harmonique figure 1.4. Les énergies associées à chacune de ces orbites sont appelées de même "énergies des particules indépendantes" (*Single-Particle Energies*). On appelle le groupe d'états formé par cet ensemble de nucléons avec les nombres quantiques  $n_i$ ,  $l_i$  et  $j_i$  une *configuration nucléaire* [46]. Chacune de ces configurations est composée de plusieurs états, dégénérés en l'absence d'interaction entre les nucléons. L'interaction résiduelle va entre autres lever cette dégénérescence, et être responsable de l'évolution des couches vis-à-vis de celles obtenues par le traitement de l'Hamiltonien non perturbé. Il convient enfin de préciser que la résolution du problème à  $A$  corps par une théorie des perturbations et la diagonalisation de l'Hamiltonien total résultant nous amènera à travailler dans une base composée de combinaisons linéaires d'états pouvant provenir de différentes configurations nucléaires. On parle alors de *mélange de configurations*.

## L'espace de valence et le cœur inerte

Le second point essentiel est la dimension de l'espace considéré. Bien entendu les ressources informatiques pour diagonaliser un tel Hamiltonien sont finies, il est donc évident que cet espace doit être limité. Une conséquence est que les plus hauts niveaux d'excitations de l'oscillateur harmonique sont exclus de l'espace d'intérêt. Même ainsi, le nombre d'éléments de base restant est bien trop grand pour être traité numériquement, c'est pourquoi le nombre de particules interagissantes est de même limité. Les nucléons sont alors divisés en deux catégories : les nucléons constituant un *cœur inerte*, et les nucléons de *valence*. Seuls ces derniers participeront aux excitations dans le cadre du calcul. Cette approximation est basé sur un fait expérimental très simple : certains noyaux possèdent une énergie de liaison bien plus forte que leurs voisins immédiats sur la table des noyaux, et ce pour un ensemble de nombres de neutrons et/ou de protons bien connus. Il s'agit des nombres magiques mentionnés précédemment. Nous nous attendons donc à ce que la partie basse du spectre en énergie d'un noyau constitué d'un cœur

magique en protons et en neutrons (on parle aussi de cœur doublement magique) auquel sont ajoutés quelques nucléons soit dominé par les interactions entre ces derniers. Le sous-espace des configurations nucléaires incluses dans le calcul est alors appelé *espace de valence* et est illustré figure 1.5.

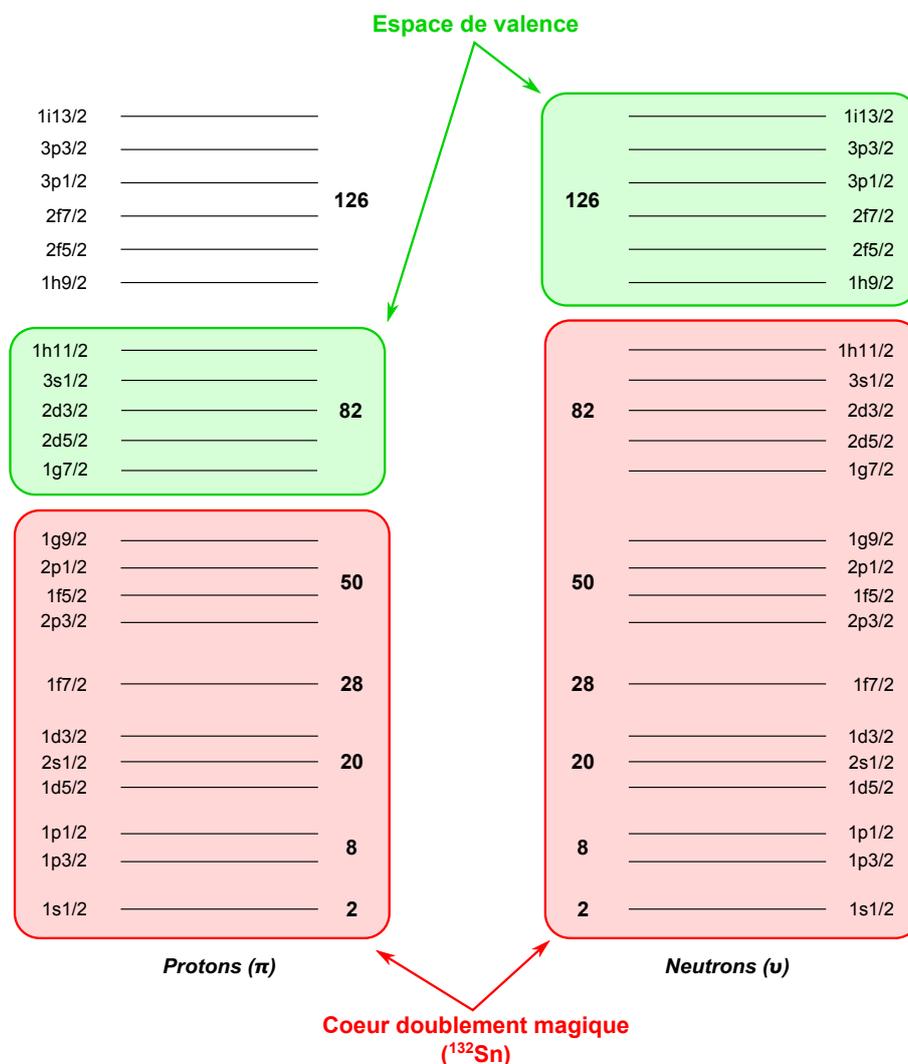


FIGURE 1.5: Exemple de définition d'un espace de cœur et d'un espace de valence pour un noyau proche du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$ .

## Les éléments de matrice à 2 corps

Dans la mesure où nous nous sommes limité aux interactions à deux corps, seuls les éléments de matrice de l'Hamiltonien ainsi défini pris entre deux configurations nucléaires différant d'au plus 2 nucléons seront non nuls dans la base propre de  $\hat{H}_0$ . On appelle ces derniers *éléments de*

*matrice à deux corps* (*Two-Body Matrix Elements*, TBME). Ceux-ci sont les éléments capitaux de tout calcul de modèle en couches, et leur détermination (extrêmement complexe) ne sera couverte ici que schématiquement. Une méthode consiste tout d’abord à déterminer un potentiel d’interaction réaliste entre deux nucléons, une interaction nucléon-nucléon nue (aussi appelée *interaction nucléon-nucléon libres*, voir section 2.2). Le potentiel ainsi obtenu est rendu effectif par l’introduction d’une coupure des plus courtes distances d’interaction afin de pouvoir être traité en théorie des perturbations (voir section 2.3). Il est alors injecté dans l’équation 1.2 en lieu et place du terme  $\hat{V}_{ij}$ , puis l’Hamiltonien résiduel traité en théorie des perturbations dans l’espace de valence.

## 2.2 Le potentiel d’interaction nucléon-nucléon libres

Un potentiel d’interaction nucléon-nucléon libres peut entre autres être décrit en terme d’échange de bosons (OBEP, *One Boson Exchange Potential*). De tels potentiels décrivent, par l’échange de différents mésons, les caractéristiques principales de l’interaction nucléon-nucléon à différentes portées : fortement répulsive à très faible distance (on parle de *cœur dur*), attractive à moyenne distance (de l’ordre de 1 fm) et très faible aux longues distances. Les justifications formelles relatives à une telle approche sont bien au-delà du présent manuscrit, aussi nous renvoyons le lecteur à une littérature plus adaptée [35], [47]. Le point de départ est bien entendu l’écriture des Lagrangiens d’interaction entre les différents mésons inclus dans la théorie. Les paramètres du potentiel d’interaction obtenu (les détails de la procédure peuvent être trouvés par exemple dans les travaux de Machleidt [47], [20]) sont alors ajustés sur les données de diffusion nucléon-nucléon libres et les états liés du deutéron. La représentation dans l’espace réel des potentiels ainsi créés à partir des Lagrangiens d’interaction choisis permet quant à elle de mettre en évidence 3 contributions aux potentiels nucléon-nucléon [12] :

- un terme d’interaction *central*
- un premier terme *non-central* contenant l’interaction spin-orbite ( $\vec{L} \cdot \vec{S}$ )
- un second terme *non-central* contenant la partie tensorielle de l’interaction ( $S_{12}$ )

Nous renvoyons une fois de plus le lecteur aux travaux de Machleidt [47] (appendices E et F) pour le détail de la procédure. La partie tensorielle de l’interaction nucléon-nucléon est particulièrement difficile à reproduire, notamment parce qu’elle n’est pas une quantité directement mesurable, et est en conséquence au centre de nombreux débats. Une discussion plus détaillée de ce terme peut être trouvée dans les textes [35] et [12]. Le potentiel nucléon-nucléon libres utilisé pour les calculs de modèle en couches relatifs à ce manuscrit est l’un de ces potentiels : le potentiel *CD-Bonn* (*Charge-Dependent Bonn*), [20].

## 2.3 De l'interaction nucléon-nucléon nue à une interaction effective

Le problème auquel nous sommes alors confrontés est le fait que la partie dite de cœur dur de l'interaction nucléon-nucléon ainsi obtenue est impropre à un traitement perturbatif [35]. Il existe plusieurs méthodes pour contourner ce problème, les plus connues étant la matrice  $G$  de Brueckner [35] et la méthode  $V_{\text{low-k}}$  [48]. Cette dernière fut utilisée conjointement au potentiel CD-Bonn pour les calculs du présent manuscrit. La caractéristique principale de la méthode  $V_{\text{low-k}}$  est de produire une interaction effective aux faibles impulsions indépendante du potentiel d'interaction nucléon-nucléon qui lui est donné. En effet les données de diffusion élastique nucléon-nucléon servant à ajuster les paramètres de ces potentiels nucléon-nucléon s'élèvent jusqu'à des énergies d'environ 350 MeV. Autrement dit, les interactions nucléon-nucléon produites précédemment présentent des comportements différents au-delà de cette échelle d'énergie [48]. La méthode  $V_{\text{low-k}}$  consiste en une approche par les équations du groupe de renormalisation afin d'éliminer cette dépendance des modèles aux faibles distances d'interaction tout en préservant leurs comportements aux plus basses énergies [48]. Il fut par ailleurs démontré il y a une dizaine d'années que le traitement par les équations du groupe de renormalisation et les théories effectives classiques de ces potentiels est équivalent, au moins pour le problème à deux corps [49].

## 2.4 Schéma de la séniorité et appariement des nucléons

Le schéma de la *séniorité* fut introduit par Racah en 1943 pour la classification des états du spectre atomique, qui l'étendit à certains éléments du spectre nucléaire en 1952. Le principe est d'introduire un nombre quantique additionnel afin de caractériser de manière simple et unique des configurations nucléaires indépendantes possédant les mêmes nombres quantiques  $J$  et  $M$ . Un tel problème se pose pour des configurations à 3 nucléons ou plus à partir de  $j = 7/2$  [50], autrement dit typiquement le cas des orbites correspondant aux états excités des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ . Le nombre quantique de séniorité  $\nu$  est défini comme étant égal au nombre de nucléons d'une configuration couplés à  $J \neq 0$ , ou comme étant égal à 1 dans le cas d'une configuration à un seul nucléon. Ainsi, dans le cas d'une configuration à deux nucléons  $j^2$  telle que  $J = 0$  par exemple,  $\nu = 0$ . Tous les autres couplages de cette configuration donneront lieu à  $\nu = 2$ . Cette notion est donc intimement liée à celle d'appariement des nucléons, et donc de la *force d'appariement*.

La notion de force d'appariement fut introduite afin de rendre compte de la plus forte énergie de liaison d'une paire de nucléons couplés à  $J = 0$  qu'à un autre moment angulaire. D'un point de vue formel, il n'est pas question d'introduire une nouvelle composante à l'interaction effective nucléon-nucléon, il s'agit plutôt d'une interprétation de la contribution à l'interaction nucléaire des couplages des moments angulaires à  $J = 0$ . Son expression, à partir du déve-

loppement en multipôles des éléments de matrice d'une interaction effective nucléon-nucléon quelconque, peut être trouvé dans la littérature [50]. Celle-ci, consistant pour l'essentiel en une séparation des composantes radiales et angulaires de l'interaction effective [46], ne sera pas discutée plus en avant dans ce manuscrit.

Il est important de noter toutefois que cette force d'appariement tire sa source de deux contributions comme nous l'avons brièvement abordé section 1.3, intimement liées en raison de la procédure de construction d'une interaction effective. La première contribution vient du potentiel nucléon-nucléon libres lui-même, Dean *et al.* [36] indiquant qu'en particulier l'onde partielle  $^1S_0$  domine cette force d'appariement. Celle-ci est très attractive à courte portée, et est dominée par la partie centrale de l'interaction nucléon-nucléon. Les auteurs ajoutent qu'une seconde contribution, plus faible, provient de l'onde partielle  $^3P_2$ . Cette dernière est de portée intermédiaire et est dominée par la partie spin-orbite de l'interaction. A ces deux contributions du potentiel nucléon-nucléon libre s'ajoute une troisième contribution provenant du traitement perturbatif de l'interaction. Comme nous l'avons vu précédemment, ce traitement perturbatif de l'Hamiltonien permettant de rendre compte de la réduction de l'espace physique total à l'espace de valence peut faire apparaître des diagrammes d'interaction donnant lieu à des états intermédiaires à 1 particule-1 trou, ou plus. L'état intermédiaire de ce type de diagrammes implique une interaction avec les nucléons du cœur, c'est pourquoi on fait référence à ce type de phénomènes comme étant une "polarisation du cœur". En outre, comme l'indiquent Morten *et al.* [35], ce type d'interaction est de longue portée.

### 3 L'isométrie nucléaire

Dans la littérature, on appelle *état isomérique* un état nucléaire possédant une durée de vie supérieure à celle des états voisins. Bien que cette définition soit extrêmement floue, celle-ci ne comportant pas de limite inférieure aux durées de vie, on trouve en pratique dans la littérature des références à des états isomériques à partir de quelques ps. Clairement, un état excité nucléaire possédant une durée de vie de l'ordre de la dizaine de ns est qualifiable d'état isomérique.

L'intérêt de tels états pour la structure nucléaire réside dans le fait que ces durées de vie sont relativement facilement mesurables, et fournissent des informations directes sur les états excités concernés. Ils sont donc des sondes de premier ordre pour tout test de calcul de modèle en couches. La durée de vie d'un état d'énergie  $E_i$  et de spin  $J_i$  est égale à l'inverse de sa probabilité  $P(\gamma)_{J_i \rightarrow J_f}$  de désexcitation vers un état d'énergie  $E_f$  et de spin  $J_f$  par l'émission d'un  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma = E_i - E_f$ . Cette probabilité, aussi appelée *taux de transition* et notée

$T(\gamma)_{J_i \rightarrow J_f}$  dans certaines littératures [51], peut s'exprimer ainsi :

$$P(\gamma)_{J_i \rightarrow J_f} = \sum_{L, \pi} P_\gamma(\pi L; J_i \rightarrow J_f) \quad (1.4)$$

avec

$$P_\gamma(\pi L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L [(2L+1)!!]^2} \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\pi L; J_i \rightarrow J_f) \quad (1.5)$$

la probabilité d'émission d'un  $\gamma$  de caractère  $\pi = M$  ou  $E$  (caractère dit "Magnétique" ou "Electrique", respectivement) de multipolarité  $L$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\hbar$  la constante de Planck réduite. La probabilité de transition réduite  $B(\pi L; J_i \rightarrow J_f)$  est exprimée ici en unité de  $e^2 f m^{2L}$  (avec  $e$  la charge électrique élémentaire). Celle-ci est définie de la sorte :

$$B(\pi L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{|\langle J_f || \mathcal{M}(\pi L) || J_i \rangle|^2}{(2J_i + 1)} \quad (1.6)$$

où  $\langle J_f || \mathcal{M}(\pi L) || J_i \rangle$  est l'élément de matrice réduit de l'opérateur multipolaire électrique ou magnétique [51]. Cet opérateur étant en principe connu, la détermination expérimentale du caractère, de la multipolarité et de l'énergie d'une transition ainsi que de la durée de vie de l'état excité dont elle est issue permet d'obtenir directement des informations sur les configurations nucléaires initiales et finales. Une manière commode de déterminer le caractère et la multipolarité d'une transition est la spectroscopie d'électrons de conversion. Un état initial  $J_i$  peut effectivement aussi se désexciter vers un état  $J_f$  par émission d'un électron de conversion. La probabilité de désexcitation totale s'écrit alors :

$$P(tot)_{J_i \rightarrow J_f} = P(\gamma)_{J_i \rightarrow J_f} + P(e^-)_{J_i \rightarrow J_f} = P(\gamma)_{J_i \rightarrow J_f} (1 + \alpha_{tot}) \quad (1.7)$$

où  $\alpha_{tot}$  est le coefficient de conversion total de la transition  $\gamma$ . Ce coefficient est déterminé par la nature du noyau, le caractère  $M$  ou  $E$  de la transition, son énergie, et sa multipolarité. Nous reviendrons sur ce point dans la section 4.

Bien que le recouvrement entre les fonctions d'ondes initiales et finales soit au centre de l'origine de l'isométrie nucléaire, nous venons de voir que diverses grandeurs peuvent favoriser ce phénomène. On classe donc l'isométrie nucléaire en plusieurs catégories, dont les principales sont brièvement décrites dans les paragraphes suivants.

### 3.1 Les isomères de spin

Un fort changement de spin  $J$  entre les états initiaux et finaux implique une forte différence entre les fonctions d'ondes initiales et finales, réduisant d'autant leur recouvrement par l'opérateur  $\mathcal{M}(\pi L)$ . En conséquence, plus la multipolarité d'une transition  $\gamma$  est élevée, plus la durée

de vie de l'état initial est élevée. Ce phénomène est appelé *isométrie de spin*. Ceci est en outre directement visible dans l'équation 1.5. La probabilité de transition diminue en effet très rapidement avec  $L$  comme l'indique le terme  $(L + 1) / [(2L + 1)!!]^2$ , augmentant d'autant la durée de vie de l'état initial.

### 3.2 L'isométrie provenant de transitions de faible énergie

La probabilité de transition d'un état initial vers un état final donné dépend aussi fortement de l'énergie de la transition, comme l'atteste le terme  $(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}$  de l'équation 1.5. Il est clair que plus l'énergie d'une transition est faible, plus la durée de vie de l'état initial sera longue. L'état  $10^+$  du  $^{128}\text{Sn}$  et du  $^{130}\text{Sn}$ , se désexcitant par une transition  $E2$  de 79.3 et 96.5 keV pour une durée de vie de 2.69 et 1.61  $\mu\text{s}$  respectivement, en sont deux exemples [52]. Combiné à une multipolarité élevée, ceci peut donner naissance à de bien plus longues durées de vie. Ce type de transition peut en outre être très fortement converti, d'où l'importance de la spectroscopie d'électrons de conversion pour de telles études.

### 3.3 Les isomères $K$

La projection du moment angulaire total d'un état nucléaire sur l'axe de symétrie d'un noyau déformé est notée  $K$ . Les transitions électromagnétiques doivent obéir à la règle de sélection  $\Delta K \leq L$  (avec  $L$  la multipolarité de la transition et  $\Delta K$  la variation du nombre quantique  $K$  entre l'état initial et final) si le noyau déformé possède bel et bien une symétrie axiale, autrement dit si  $K$  est un bon nombre quantique. Plusieurs études ont montré que des transitions normalement interdites par cette règle de sélection sont plutôt "ralenties" qu'interdites au sens strict du terme, et que ce facteur de "ralentissement" est fortement corrélé avec le degré d'interdiction ( $\nu = \Delta K - L$ ), impliquant une brisure partielle de la règle de sélection  $K$  [51], [53]. Ainsi, une forte variation du nombre quantique  $K$  entre un état initial et final peut donner lieu à une durée de vie, en raison du fort réarrangement des nucléons entre les deux états. On parle alors d'*isomère  $K$* . Les isotopes de  $^{176}\text{Lu}$  et de  $^{180}\text{Ta}$ , ce dernier présentant un état excité méta-stable d'une durée de vie de  $7.1 \times 10^{15}$  années, en sont des exemples [54].

### 3.4 Les isomères de forme

Dans certains cas, l'énergie potentielle d'un noyau peut présenter un ou plusieurs minimum local, comme illustré sur la figure 1.6. Lorsqu'un tel noyau se trouve dans une configuration nucléaire telle qu'il est dans un minimum local, il ne peut se désexciter qu'en franchissant la barrière de potentiel le séparant du minimum global par effet tunnel ou décroître par un proces-

sus alternatif changeant la nature du noyau, telle que la fission spontanée, la désintégration  $\alpha$  ou encore  $\beta$ .

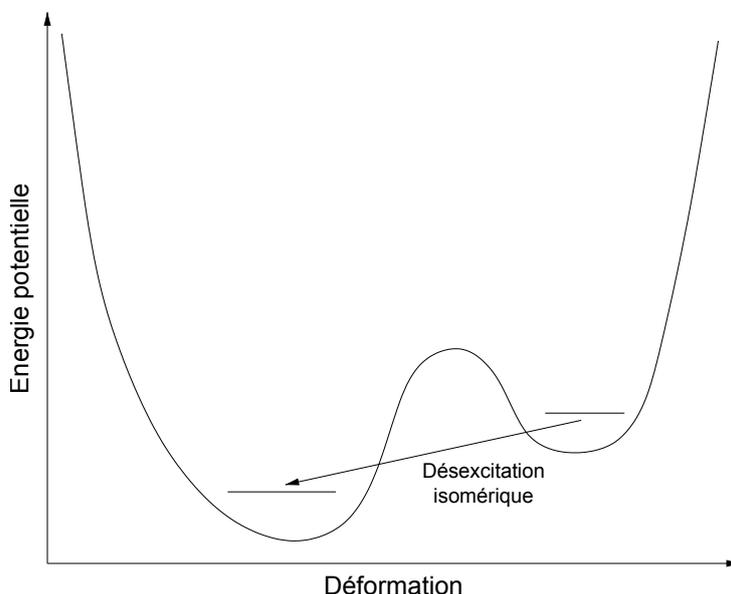


FIGURE 1.6: Exemple d'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation dans le cas de l'existence d'un minimum local.

La forme du noyau entre ces deux états est différente, on peut ainsi s'attendre à ce que les configurations nucléaires le soient d'autant. Par conséquent le recouvrement des fonctions d'onde initiales et finales par l'opérateur  $\mathcal{M}(\pi L)$  est faible, d'où la présence d'une durée de vie. Cette origine de l'isométrie est appelée *isométrie de forme*.

### 3.5 Estimations de Weisskopf

L'équation 1.6 peut s'avérer relativement pénible à évaluer, la forme et l'action sur les états de l'opérateur  $\mathcal{M}(\pi L)$  étant non triviaux. Une approximation courante pour les évaluer de manière simple est appelée *approximation de Weisskopf*. Celle-ci consiste à traiter la probabilité de transition en supposant les propriétés du noyau gouvernées par son caractère à particules indépendantes, et à approximer la fonction d'onde par sa partie radiale seulement, sous forme d'une constante :

$$R = r_0 A^{1/3} \tag{1.8}$$

avec  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ . Il s'agit bien entendu d'une approximation grossière, aucune règle de sélection dépendante de la structure ou d'une éventuelle déformation n'étant prise en compte. On peut donc s'attendre à ce qu'elle fonctionne mieux près d'un cœur doublement magique. Elle permet toutefois de fournir de manière simple des informations sur les ordres de grandeur des taux

de transition et sur le degré de collectivité d'un noyau. Dans le cadre de l'approximation de Weisskopf, ceux-ci s'expriment de la sorte [55] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda(EL) = \frac{2(L+1)}{\hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} e^2 R^{2L} \text{ (s}^{-1}\text{)} \\ \lambda(ML) = \frac{80(L+1)}{\hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \mu_N^2 R^{2L-2} \text{ (s}^{-1}\text{)} \end{array} \right. \quad (1.9)$$

où  $\mu_N$  est le magnéton nucléaire.

Par souci de commodité, les taux de transition sont souvent exprimés en unités de Weisskopf (W.u.). On exprime un taux de transition de la sorte en divisant simplement le résultat obtenu expérimentalement (ou théoriquement) par son estimation de Weisskopf :

$$P_\gamma(\pi L; J_i \rightarrow J_f)_{\text{exp/théo}} = \frac{P_\gamma(\pi L; J_i \rightarrow J_f)_{\text{exp/théo}}}{\lambda(\pi L)} \text{ (W.u.)} \quad (1.10)$$

## 4 La conversion interne

Au lieu d'émettre un photon, un noyau peut aussi se désexciter en éjectant un électron de son cortège électronique par interaction électromagnétique via un photon virtuel. Ce processus est appelé conversion interne. L'électron est alors émis avec une énergie égale à la différence entre l'énergie du photon virtuel, elle-même égale à la différence d'énergie  $\Delta E$  entre l'état initial et final du noyau, et son énergie de liaison  $B_{e_i^-}$  :

$$E_{e_i^-} = \Delta E - B_{e_i^-} \quad (1.11)$$

où le label  $i$  désigne la couche électronique de laquelle est éjecté l'électron de conversion, soit en notation spectroscopique  $i = K, L, M$  etc...

Le rapport entre la probabilité d'émission d'un électron de conversion d'une couche  $i$  et la probabilité d'émission d'un photon est appelé coefficient de conversion  $\alpha_i$ . Le coefficient de conversion total est bien entendu égal à la somme de tous les coefficients de conversion partiels :

$$\alpha_T = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (1.12)$$

Les principales caractéristiques d'un tel processus peuvent être décrites qualitativement par un calcul non relativiste, en considérant l'électron émis comme décrit par des ondes planes

[51] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_T(EL) = Z^3 e^8 \frac{L}{L+1} \left( \frac{2\hbar}{\Delta E} \right)^{L+5/2} \frac{1}{n^3} \\ \alpha_T(ML) = Z^3 e^8 \left( \frac{2\hbar}{\Delta E} \right)^{L+3/2} \frac{1}{n^3} \end{array} \right. \quad (1.13)$$

où  $Z$  est le nombre de protons du noyau considéré,  $e$  la charge électrique élémentaire,  $\Delta E$  la différence d'énergie entre l'état initial et final, et  $n$  le nombre quantique principal. Ces équations font ressortir les principales propriétés de la conversion interne :

- les coefficients de conversion interne seront d'autant plus grands que la différence d'énergie entre l'état initial et final  $\Delta E$  est faible. En termes plus clairs, ce processus étant en compétition avec l'émission d'un photon, on peut s'attendre à ce qu'une transition  $\gamma$  de basse énergie sera fortement convertie.
- les coefficients de conversion augmentent avec la multipolarité  $L$  de la transition.
- les coefficients de conversion des couches électroniques profondes sont plus forts que ceux des couches externes, c'est à dire  $\alpha_K > \alpha_L > \alpha_M > \dots$

Ces caractéristiques font de la spectroscopie d'électrons de conversion un outil extrêmement puissant pour l'étude de la structure nucléaire. En effet, les transitions de plus basse énergie peuvent avoir de très hauts coefficients de conversion, voire supérieurs à l'unité, c'est à dire au canal de désexcitation  $\gamma$ . Dans de tels cas de figure, si des mesures sont réalisées à la fois pour les photons et les électrons de conversion, la multipolarité et le caractère de la transition peuvent être déterminés en plus de la durée de vie de l'état excité, permettant d'affiner notre connaissance des configurations nucléaires étudiées. Appliquée à une cascade de désexcitations, une telle méthode peut permettre de construire et de caractériser complètement un schéma de niveau, pourvu qu'au moins l'un des niveaux (typiquement l'état fondamental) soit lui même caractérisé. L'analyse des états excités du  $^{136}\text{Sb}$  du présent manuscrit en est un exemple typique.

L'émission d'un électron de conversion est le plus souvent accompagnée de l'émission d'un ou de plusieurs photons de fluorescence, provenant du ré-arrangement du cortège électronique de l'atome. Les rendements de fluorescence ainsi que les énergies de ces photons sont tabulés pour chaque élément [55] et nécessitent une attention particulière pour toute spectroscopie d'électrons de conversion, comme nous le verrons pour l'analyse des états excités du  $^{136}\text{Sb}$ .

# PARTIE I

---

**Etude des états excités du  $^{136}\text{Sb}$  à  
l'Institut Laue-Langevin**

---



# 2

## L'expérience 3-01-522

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>L'Institut Laue-Langevin</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>2</b>	<b>Le spectromètre de masse Lohengrin</b> . . . . .	<b>30</b>
2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	31
2.2	Résolution en énergie et en masse . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Montage expérimental</b> . . . . .	<b>35</b>
3.1	Choix de la cible . . . . .	36
3.2	La chambre d'ionisation . . . . .	37
3.3	Les détecteurs en germanium . . . . .	39
3.4	Les détecteurs en silicium . . . . .	41
3.5	Les convertisseurs temps en amplitude . . . . .	42
<b>4</b>	<b>La chaîne d'acquisition</b> . . . . .	<b>43</b>
4.1	Les <i>Digital Gamma Finder</i> (DGFs) . . . . .	43
4.2	Les Filtres Temps-Amplitude (TFAs) . . . . .	44
4.3	Les Discriminateurs à Fraction Constante (CFDs) . . . . .	44

---

L'expérience 3-01-522 a eu lieu à l'Institut Laue-Langevin (ILL) sur l'instrument PN1, le spectromètre de masse Lohengrin [56],[57]. Elle se déroula en 13 jours dont 7 avaient pour buts principaux de mesurer la durée de vie de l'état de spin  $4^-$  du  $^{136}\text{Sb}$  prédite par un calcul de modèle en couche, et de vérifier son schéma niveau actuel (voir figure 2.1), celui-ci ayant été établi dans une mesure précédente au même endroit [4] à plus faible statistique. L'expérience consistait à utiliser le spectromètre de masse Lohengrin pour sélectionner les fragments de fission produits par une cible de  $^{241}\text{Pu}$  exposée au haut flux de neutrons thermiques de l'ILL. Les noyaux de  $^{136}\text{Sb}$  ainsi sélectionnés furent alors implantés dans une feuille de Mylar placée à la fin d'une chambre d'ionisation, cette dernière servant à identifier de manière unique les fragments de fission ainsi sélectionnés. Deux détecteurs à haute pureté en germanium placés de part et d'autre de cette chambre d'ionisation mesurèrent alors les photons émis pendant une courte période après l'implantation des ions sélectionnés, pendant qu'un détecteur en silicium faisant face à la feuille de Mylar mesurait les photons de basse énergie ainsi que les électrons de conversion. Des convertisseurs temps en amplitude permettaient alors de mesurer l'intervalle de temps pour deux évènements se produisant dans différentes combinaisons de détecteurs.

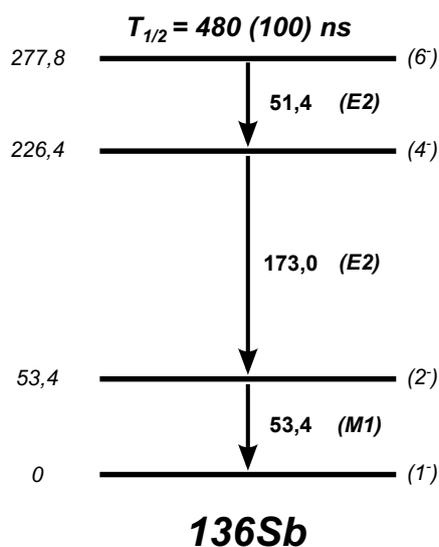


FIGURE 2.1: Schéma de niveau du  $^{136}\text{Sb}$  proposé par Simpson *et al.* [4]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV.

L'expérience permet ainsi de construire des matrices de triples coïncidences de natures différentes (ion-germanium-silicium, ion-germanium-germanium notamment) assurant la qualité de sélection nécessaire pour mener à bien cette étude.

# 1 L'Institut Laue-Langevin

L'Institut Laue-Langevin (ILL) est un organisme de recherche international situé à Grenoble, France. Il est financé et géré par la France, l'Allemagne et le Royaume-Uni en partenariat avec 11 autres pays Européens et l'Inde. La particularité de l'ILL est d'abriter un réacteur nucléaire de faible puissance thermique afin de fournir le flux continu de neutrons thermiques le plus intense au monde à des fins scientifiques. Ces neutrons alimentent alors divers instruments de mesure pour des études allant principalement de la physique de la matière jusqu'à la physique nucléaire. Le spectromètre de masse Lohengrin (noté PN1 sur la figure 2.2) du groupe Physique Nucléaire et des Particules (groupe NPP) est l'un de ces instruments.

Le réacteur de l'ILL est un réacteur à haut flux utilisant de l'eau lourde comme modérateur et caloporteur. Il est capable de délivrer un flux de neutrons thermiques de  $1.5 \times 10^{15}$  neutrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> pour une puissance dégagée de 58 MW. Une autre de ses particularités est de fonctionner avec un unique élément de combustible de 40 cm de diamètre et de 80 cm de hauteur, pour une dizaine de kg d'Uranium enrichi à 93% en <sup>235</sup>U.

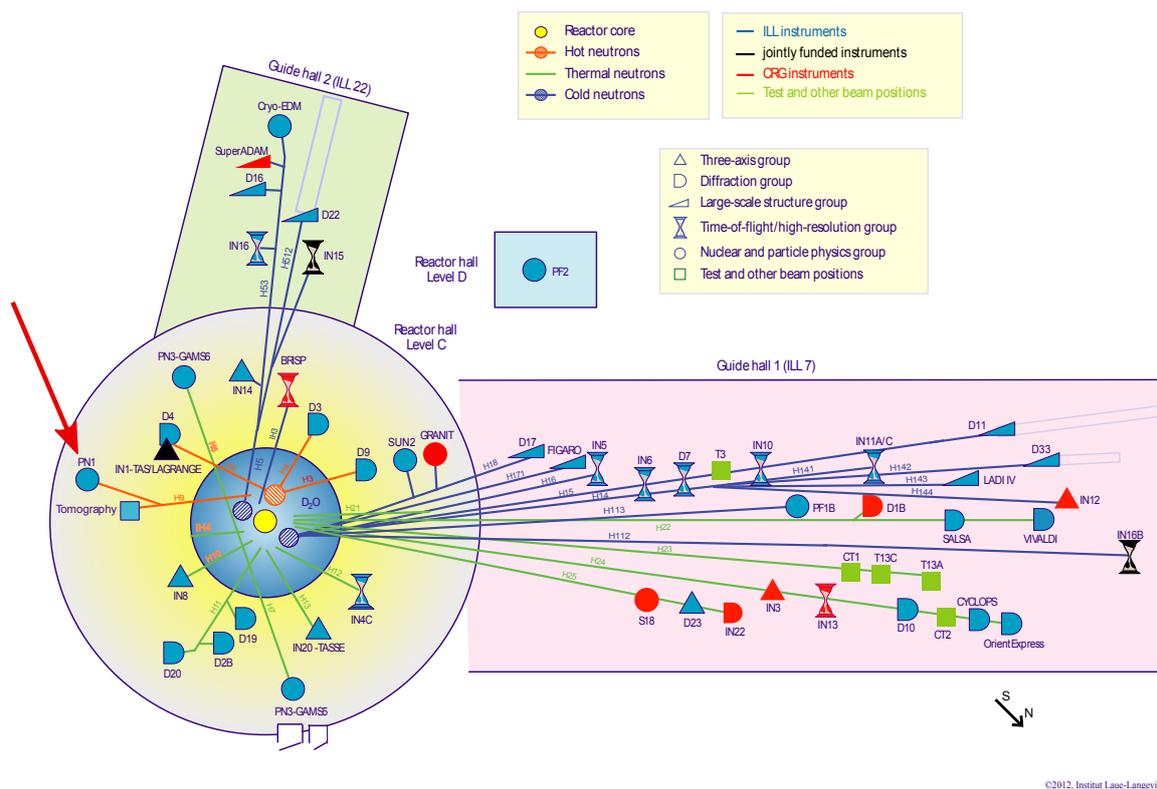


FIGURE 2.2: Schéma en coupe horizontale du site expérimental de l'ILL [58].

## 2 Le spectromètre de masse Lohengrin

Le spectromètre de masse Lohengrin (figure 2.3) est un séparateur de fragments de fission [56],[57]. Une cible d'un actinide fissile ou fertile est placée à l'aide d'un chariot dans un doigt de gant au sein du réacteur, où le flux de neutrons très intense (de l'ordre de  $5 \times 10^{14}$  neutrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>) va induire un haut taux de fissions. Les fragments de fissions ainsi produits quittent la cible avec l'énergie cinétique acquise dans le processus de fission, de l'ordre de 50 à 120 MeV. L'acceptance angulaire de Lohengrin étant faible (l'angle solide étant de l'ordre de  $4\pi \times 10^{-5}$  sr), seule une petite partie des fragments de fissions traverse le spectromètre. Ces fragments de fission y sont alors séparés selon les besoins de l'utilisateur en fonction de leurs rapports masse atomique/charge ionique, et énergie cinétique/charge ionique. Divers systèmes de détection placés à la fin du séparateur permettent alors de mener à bien l'étude désirée.



FIGURE 2.3: Le spectromètre de masse Lohengrin [59].

Le spectromètre mesure 23.1 m de la cible à son plan focal image. Le temps de vol des fragments de fission dans le spectromètre est de l'ordre de 1.5 à 2.5  $\mu$ s, c'est pourquoi seuls les isomères d'une durée de vie de l'ordre de quelques centaines de ns ou plus, ainsi que les décroissances  $\beta$  des fragments de fission sélectionnés par le spectromètre et implantés dans la zone de détection pourront être étudiés. Tous les événements prompts relatifs à la fission seront donc invisibles dans la zone expérimentale, ce qui contribue largement à la pureté du faisceau final, bien que réduisant le champ d'études possibles. La figure 2.4 présente une vue synthétique des ordres de grandeurs temporels des divers phénomènes se produisant après la fission. Le <sup>136</sup>Sb présente un état isomérique de spin 6<sup>-</sup> d'une durée de vie de l'ordre de 500 ns se désexcitant vers un état de spin 4<sup>-</sup> [4], objet de cette étude. Il sera donc visible avec un tel dispositif, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

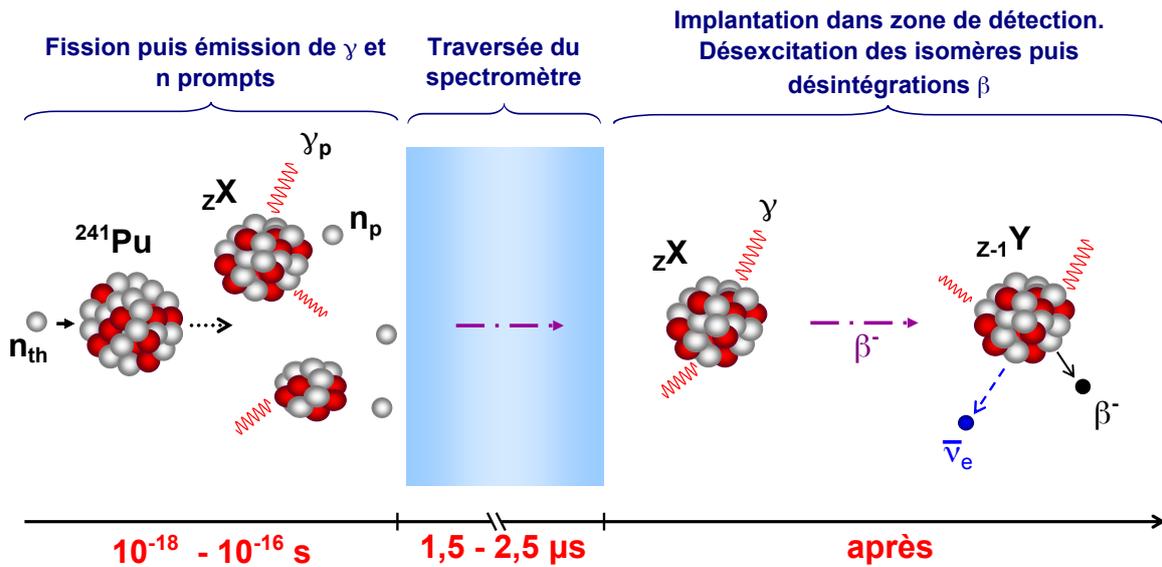


FIGURE 2.4: Echelle de temps de la fission à la détection dans le spectromètre de masse Lohengrin.

## 2.1 Principe de fonctionnement

Une représentation schématique du spectromètre de masse Lohengrin est donnée figure 2.5. La sélection des fragments de fission est réalisée par l'aimant principal et un déflecteur électrostatique. En effet, en traversant la cible les fragments de fission perdent une partie de leurs électrons, devenant des ions. En notant  $q$  la charge ionique des fragments de fission et  $n_e$  le nombre d'électrons qui leur est arraché lors de cette traversée, on a pour un fragment de fission donné de numéro atomique  $Z$  :

$$q = Z - n_e$$

Bien entendu, le nombre exact d'électrons arrachés dépend de nombreux paramètres, la charge ionique est donc une distribution autour d'une valeur moyenne  $\bar{q}$  avec une dispersion  $\bar{\sigma}$ , les deux dépendant entre autres de la nature du fragment de fission. L'ordre de grandeur typique de  $\bar{q}$  à Lohengrin est de 21, néanmoins la distribution est très large ( $\sigma \approx 3$ ) ce qui aura un impact sur la sélection comme il sera discuté plus loin. Ainsi, comme pour toute particule chargée, les trajectoires des fragments de fission deviennent sensibles aux champs magnétiques et électriques. L'aimant principal et le condensateur placés après la cible vont donc permettre leur séparation selon certains paramètres explicités par la suite. L'aimant RED (Reverse Energy Dispersion, [60]) sert quand à lui à re-focaliser le faisceau résultant de la sélection vers le système de détection.

L'aimant dipolaire principal applique aux particules entrantes un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 2400 Gauss, constant, uniforme et orthogonal à la direction de propagation des

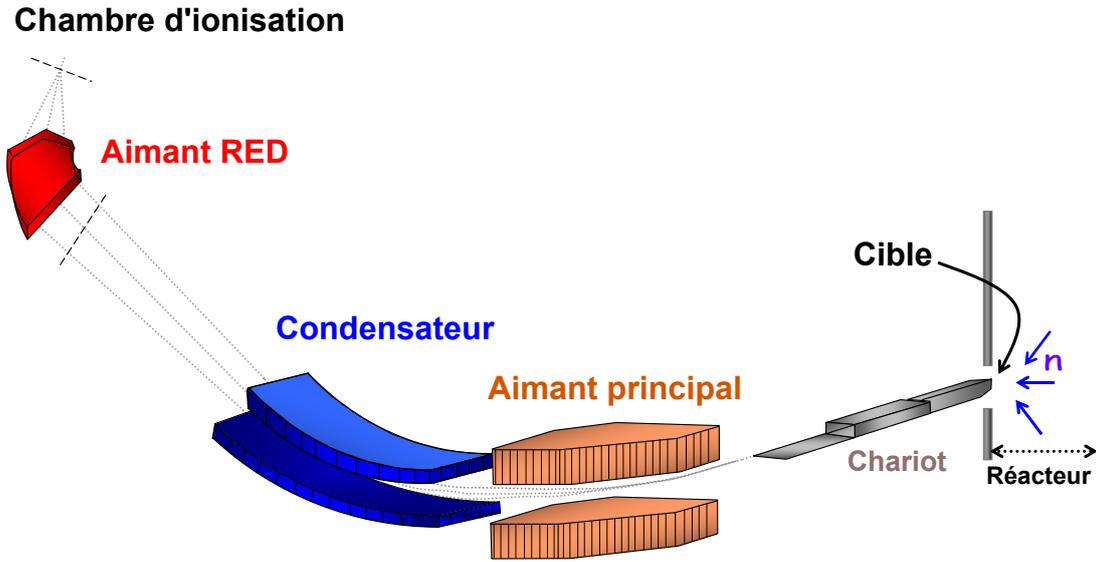


FIGURE 2.5: Représentation schématique du spectromètre Lohengrin.

ions. Il est placé 8 m après la cible et dévie le faisceau de  $45^\circ$  dans un plan horizontal. La force de Lorentz dans l'aimant principal s'écrit :

$$m\vec{a} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

avec  $m$ ,  $\vec{a}$  et  $\vec{v}$  respectivement la masse, l'accélération et la vitesse des ions, et  $\vec{B}$  le champ magnétique. Compte tenu des propriétés de  $\vec{B}$ , on obtient très simplement :

$$qvB = \frac{Av^2}{\rho_B} \quad (2.2)$$

avec  $A$  la masse des fragments de fission, et  $\rho_B$  le rayon de courbure de la trajectoire de référence de l'aimant. Ainsi, à l'acceptance angulaire près, tout ion dont le rayon de courbure de la trajectoire est différent du rayon de courbure de la trajectoire de référence de l'aimant sera stoppé par une des parois. Ce rayon de courbure est de  $\rho_B = 4$  m.

Le condensateur placé après l'aimant principal consiste en 2 plaques cylindriques concentriques séparées d'environ  $d = 0.3$  m sur lesquelles est appliquée une tension pouvant atteindre jusqu'à  $V/2 = \pm 330$  kV. Il dévie le faisceau de  $35.35^\circ$  dans un plan vertical. Comme pour l'aimant principal, il présente un rayon de courbure géométrique  $\rho_E = 5.6$  m conditionnant la trajectoire des ions sélectionnés. Il applique aux ions un champ électrique constant, uniforme et orthogonal à la direction de propagation pour tout ion suivant une trajectoire de rayon de courbure proche de  $\rho_E$ . Les autres ions seront stoppés dans les parois du condensateur. Pour les

ions sélectionnés, la force de Lorentz se réduit à sa composante centrifuge :

$$qE = \frac{Av^2}{\rho_E} \quad (2.3)$$

avec  $\rho_E$  le rayon de courbure de la trajectoire de référence du condensateur. Des équations 2.2 et 2.3 on obtient :

$$v_0 = \frac{E\rho_E}{B\rho_B} \quad (2.4)$$

avec  $v_0$  la vitesse des ions sélectionnés.

Les équations 2.2 et 2.3 forment alors le système :

$$\begin{cases} \frac{A}{q} = \frac{B^2\rho_B^2}{E\rho_E} \\ \frac{E_k}{q} = \frac{E\rho_E}{2} \end{cases} \quad (2.5)$$

avec  $E_k$  l'énergie cinétique des ions sélectionnés.

Sachant que le champ électrique  $\vec{E}$  est constant et uniforme on peut écrire  $E = V/d$ . Le système 2.5 devient alors :

$$\begin{cases} \frac{A}{q} = \frac{B^2}{V\chi} \\ \frac{E_k}{q} = V\phi \end{cases} \quad (2.6)$$

où

$$\begin{cases} \chi = \frac{\rho_E}{\rho_B^2 d} \\ \phi = \frac{\rho_E}{2d} \end{cases}$$

sont des constantes du spectromètre.

Ainsi, comme le montre le système 2.6, pour un couple  $(B,E)$  donné les ions seront séparés en fonction de leurs rapports  $A/q$  et  $E_k/q$ . Naturellement, tous les ions ayant ces deux valeurs  $A/q$  et  $E_k/q$  ne sont pas forcément de la même espèce. Tout d'abord, puisque la charge ionique et l'énergie cinétique des fragments de fission obéissent à de larges distributions, plusieurs ions de masse  $A$  et d'énergie cinétique  $E_k$  différentes peuvent obéir à cette sélection. De plus, tous les isobares de masse  $A$  produits ne peuvent être différenciés par une telle sélection. Comme nous le verrons plus loin, la chambre d'ionisation permet d'apporter un critère d'identification

supplémentaire afin de lever partiellement cette dégénérescence des couples  $A/q$  et  $E_k/q$ .

## 2.2 Résolution en énergie et en masse

Le spectromètre de masse Lohengrin agit comme un système optique de grossissement égal à l'unité. La cible est donc projetée dans le plan focal image, 6.24 m après le condensateur à sa taille originelle. Néanmoins, l'aimant principal et le condensateur étant des optiques ioniques dispersives, les résolutions en énergie et en masse dans le plan focal image de la cible s'en trouvent affectées. Les dispersions en énergie et en masse  $D_E$  et  $D_A$  dans le plan focal image de la cible sont respectivement égales à 7.2 m et 3.24 m. En d'autres termes, on ne pourra pas distinguer dans le plan focal image un ion d'énergie  $E + \Delta E$  émis à partir d'un point  $x$  de la cible d'un ion d'énergie  $E$  émis à partir d'un point  $x + \Delta x$  de la cible (figure 2.6). Le raisonnement est analogue pour la masse. Ainsi, la taille de la cible conditionne l'erreur sur l'énergie et la masse dans le plan focal image.

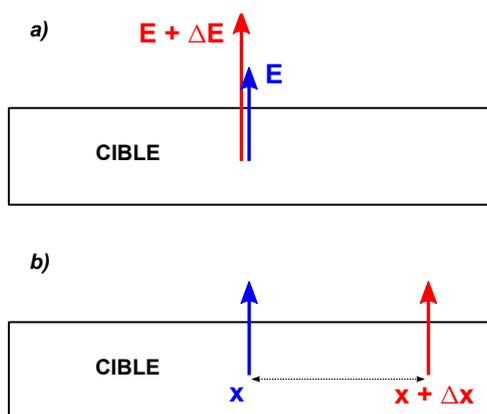


FIGURE 2.6: Emission de deux ions de même masse dans deux cas de figure. Dans le cas *a*), ils sont émis à partir du même point de la cible mais leur énergie cinétique diffère de  $\Delta E$ . Dans le cas *b*) ils sont émis avec la même énergie cinétique mais leurs positions d'émission dans la cible diffèrent de  $\Delta x$ . Selon l'énergie cinétique  $E$  de ces ions, la résolution du spectromètre peut rendre ces deux cas de figure indiscernables.

Ces dispersions se traduisent par une erreur dans le plan focal image de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta x}{D_E} = \frac{\Delta E}{E} \\ \frac{\Delta y}{D_A} = \frac{\Delta A}{A} \end{array} \right. \quad (2.7)$$

La cible employée dans cette expérience mesurant  $7 \times 0.5 \text{ cm}^2$ , la résolution en énergie est de 1% et de 0.2% sur la masse.

Une conséquence de cette dispersion en énergie est aussi que les fragments de fission obéissant à la sélection décrite précédemment mais avec une énergie cinétique plus grande ou plus faible vont être projetés loin du centre du plan focal image. Par exemple, une variation de l'énergie cinétique  $\Delta E$  de 5 MeV par rapport à un réglage du spectromètre à  $E_k = 65$  MeV induira d'après la relation 2.7 un écart dans le plan focal image de plus de 55 cm. Dans la mesure où les distributions en charges ioniques et en énergie cinétique des fragments de fission sont larges, cela représente un facteur non négligeable sur le taux de comptage final. Afin d'augmenter l'acceptance en énergie du système, un second aimant appelé RED (Reverse Energy Dispersion, [60]) est placé dans le plan focal image de la cible, et focalise le faisceau d'ion vers la chambre d'ionisation en une image de quelques  $\text{cm}^2$ . Le rayon de courbure de la trajectoire de référence dans le RED étant seulement de 0.6 m, le champ magnétique qu'il fournit doit donc être 6.7 fois plus intense que dans l'aimant principal, c'est pourquoi il fonctionne jusqu'à 1.6 T. Il couvre une largeur de 40 cm dans le plan focal, ce qui se traduit par une acceptance en énergie de  $\Delta E/E \approx 5.5\%$ .

### 3 Montage expérimental

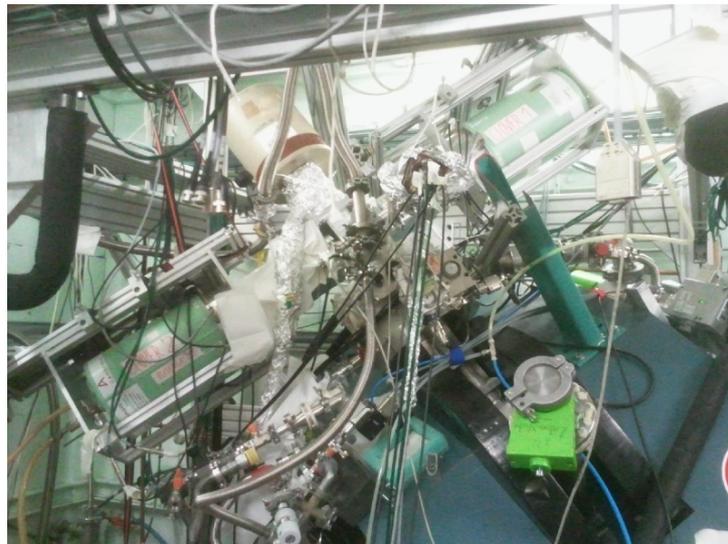


FIGURE 2.7: Montage expérimental complet d'une expérience similaire (Juillet 2013). On y voit les deux Clovers placés face à face, de part et d'autre de la chambre d'ionisation, ainsi que le détecteur en silicium tout en haut du système. Enfin, on y voit en bas à droite l'aimant RED.

Le dispositif expérimental consiste en une chambre d'ionisation, deux détecteurs en germanium munis chacun de 4 cristaux (les Clovers), d'un détecteur muni de 2 têtes en silicium, et de 4 convertisseurs temps-amplitude. Le système est placé peu après l'aimant RED. Le faisceau

d'ions focalisés atteint la chambre d'ionisation remplie d'un gaz de comptage et dans laquelle est placée une fine feuille de Mylar. Les ions y sont implantés et se désactivent en émettant leurs photons et électrons de conversion. Les deux Clovers détectent les photons sur une large gamme d'énergie alors que les siliciums détectent les photons de basse énergie et les électrons, et ce dans une plage de temps réglée pour cette expérience sur environ  $25 \mu\text{s}$  après l'implantation d'un ion. Les germaniums et les siliciums sont connectés à des convertisseurs temps-amplitude afin de mesurer l'intervalle de temps entre deux événements dans ces deux types de détecteurs dans une plage de 200 ns.

### 3.1 Choix de la cible

Le rendement de fission dépendant en particulier de la cible, celle-ci doit être en principe choisie en fonction des besoins de l'étude. Comme le montre la figure 2.8, le rendement isobarique de fission dans la région  $A=136$  faisant l'objet de cette étude change relativement peu en fonction de la cible. Néanmoins, le rendement isotopique du  $^{136}\text{Sb}$  peut changer quant à lui d'un ou deux ordres de grandeur d'après les systématiques des rendements de fission que l'on peut trouver dans les bases de données telles que *JEFF3.1* [61]. C'est pourquoi une cible de  $^{241}\text{Pu}$ , possédant le meilleur rendement de fission prédit pour le  $^{136}\text{Sb}$ , fut choisie.

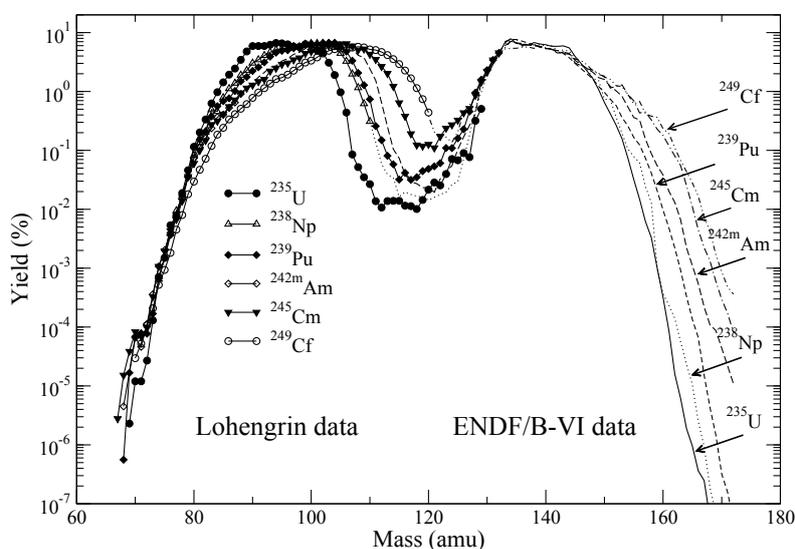


FIGURE 2.8: Rendements de fissions par neutrons thermiques pour diverses cibles d'actinides à Lohengrin [59].

La cible consiste en une plaque de titane de  $2 \times 9 \text{ cm}^2$  sur laquelle sont déposés 0.906 mg d'oxyde de plutonium enrichi en  $^{241}\text{Pu}$  en une couche de  $0.5 \times 7 \text{ cm}^2$ . Elle est placée sur un support en titane de  $8 \times 9 \text{ cm}^2$  compatible avec le chariot. Afin d'éviter l'éjection de matière

fissile de la cible dans le spectromètre par des collisions avec les fragments de fissions qui y sont produits, synonyme de perte d'intensité pour la production du noyau d'intérêt, cette couche de  $^{241}\text{Pu}$  fut recouverte par une autre feuille de Ni de  $0.25\ \mu\text{m}$  d'épaisseur.

### 3.2 La chambre d'ionisation

La partie active de la chambre d'ionisation mesure  $14.8\ \text{cm}$ . Elle est remplie d'un gaz, de l'isobutane, qui s'ionise avec le passage des fragments de fission avant leur implantation dans une fine feuille de Mylar de  $12\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, et d'une surface de  $1.5 \times 6.2\ \text{cm}^2$ . Afin de limiter la perte d'énergie des électrons émis depuis leur point d'implantation dans cette feuille de Mylar, la pression en isobutane a été ajustée de sorte à réduire l'énergie cinétique des fragments de fission d'intérêt. On peut ainsi dans une large mesure contraindre l'implantation des ions vers la partie de la feuille de Mylar faisant face au détecteur en silicium. La pression a été ajustée à  $20\ \text{mbars}$ , ce qui correspond pour la masse  $A=136$  à une profondeur d'implantation d'environ  $10\ \mu\text{m}$ , c'est à dire environ  $2\ \mu\text{m}$  des têtes en silicium. La chambre est constituée d'aluminium, les flancs exposés aux Clovers étant épais de  $1\ \text{mm}$ .

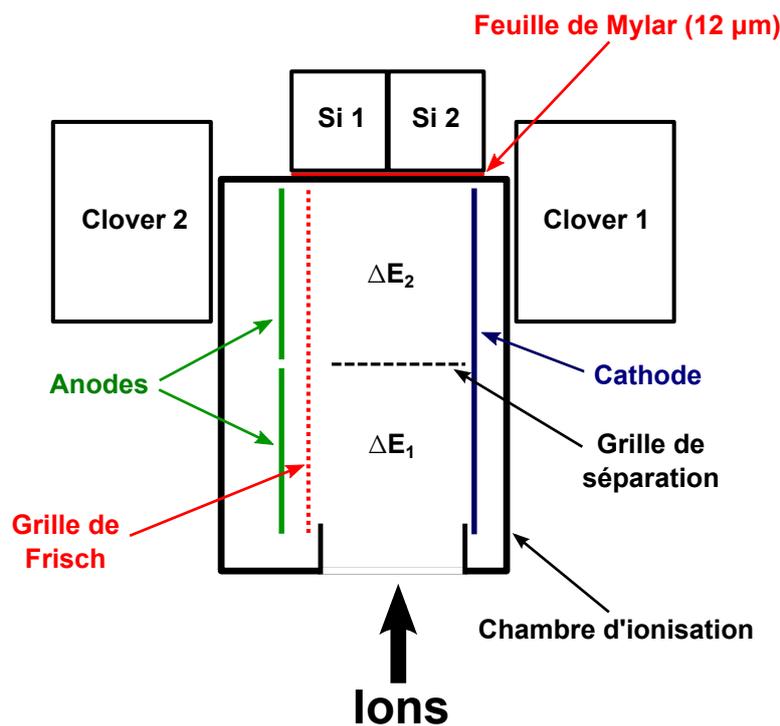


FIGURE 2.9: Schéma du montage expérimental.

Un schéma de la chambre d'ionisation et du dispositif expérimental l'entourant est donné figure 2.9. Le but de cette chambre d'ionisation est de mesurer l'énergie cinétique totale des

fragments de fission afin de lever la dégénérescence des couples  $(A/q, E_k/q)$  due à leurs larges distributions en énergie cinétique et charge ionique (voir section 2.1). L'objectif en ajustant la pression dans la chambre est donc aussi de maximiser ce dépôt d'énergie dans le gaz afin de pouvoir écrire l'approximation  $E_k \approx \Delta E_{tot}$ , où  $\Delta E_{tot}$  est l'énergie cinétique des fragments de fission déposée dans la chambre. Les rapports  $A/q$  et  $E_k/q$  étant contraints par le réglage du spectromètre, une mesure directe de  $E_k$  nous permet donc de déterminer  $q$ , et donc  $A$ .

Afin d'affiner encore l'identification des ions incidents, il est aussi possible de faire une mesure du dépôt d'énergie partiel  $\Delta E_1$  d'un ion dans la première partie de la chambre en plus de son dépôt d'énergie total  $\Delta E_1 + \Delta E_2 = \Delta E_{tot}$ . En effet, comme nous allons le montrer peu après la perte d'énergie cinétique des ions dans le gaz est proportionnelle au carré de leur charge nucléaire, ainsi comparer pour chaque ion la perte partielle et totale d'énergie cinétique permet dans une certaine mesure de les différencier. La relation de Bethe pour des particules chargées non relativistes donne :

$$-\frac{dE_k}{dx} \propto \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right)$$

où  $Z$  et  $v$  sont respectivement la charge nucléaire et la vitesse de l'ion,  $m_e$  la masse de l'électron au repos et  $I$  le potentiel moyen d'ionisation de l'isobutane. On peut donc réécrire cette relation sous la forme :

$$-\frac{dE_k}{dx} \propto \frac{2AZ^2}{E_k} \ln\left(\frac{2\Delta E_{tot} m_e}{IA}\right) \quad (2.8)$$

avec  $E_k$  l'énergie cinétique totale de l'ion telle que décrite précédemment et  $A$  sa masse. On mesure  $\Delta E_{tot} \approx E_k$  déterminant ainsi  $q$ , et donc  $A$ . L'expression 2.8 se simplifie alors grandement et devient :

$$-\frac{dE_k}{dx} \propto Z^2$$

Sans avoir la résolution nécessaire pour donner une valeur de la charge nucléaire des ions, une mesure partielle  $\Delta E_1$  de l'énergie cinétique déposée dans la chambre permet toutefois de les différencier plus nettement, comme le montre la figure 2.10. On y voit le dépôt d'énergie partiel de chaque ion tracé en fonction de son dépôt d'énergie total, ainsi que sa projection sur l'abscisse, autrement dit une seule mesure correspondante à l'énergie cinétique totale de l'ion. Dans le cas d'une double mesure, on distingue en principe plus nettement certaines espèces améliorant ainsi la sélection des évènements d'intérêt lors de l'analyse. L'échelle de couleur logarithmique de la figure de gauche donne plus d'importance à la trainée observée à hauteur de la masse  $A=136$  qu'elle n'en a réellement. Cette trainée correspond aux ions diffusés, voire arrêtés par la grille de séparation entre les deux parties de la chambre d'ionisation, et ne comporte en réalité que peu d'évènements par rapport au pic voisin.

Les deux anodes mesurant  $\Delta E_1$  et  $\Delta E_2$  sont de la même taille et fonctionnent sous une tension de 400 V. Afin d'obtenir un temps de montée du signal suffisamment rapide pour travailler à un

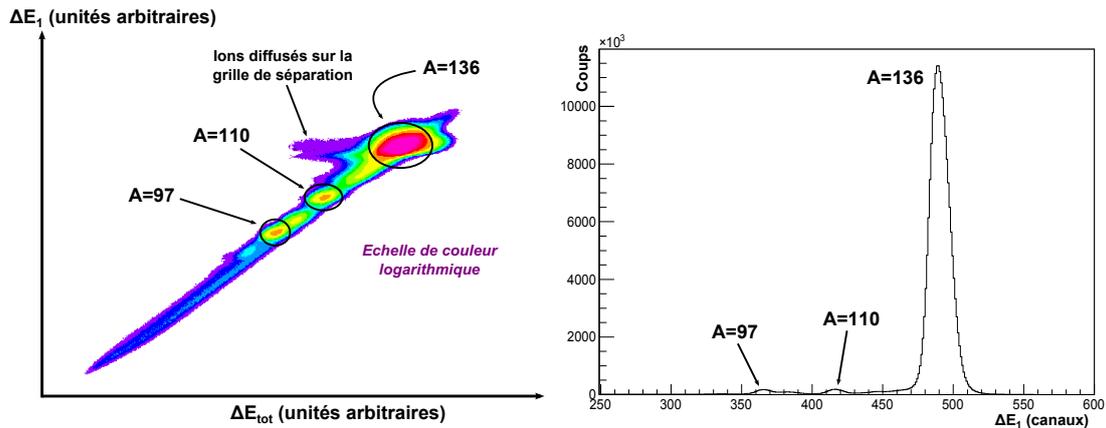


FIGURE 2.10: A gauche,  $\Delta E_1$  tracé en fonction de  $\Delta E_{tot}$  pour les 7 jours d'acquisition. A droite, la projection sur la diagonale de ces mêmes données, c'est à dire  $\Delta E_1$  seulement. Une mesure de l'énergie cinétique totale couplée à une mesure partielle permet de mieux résoudre les masses.

taux de comptage optimal, la chambre d'ionisation est munie d'une grille de Frisch opérant sous une tension de 180 V et disposée parallèlement aux anodes. Elle permet de faire fonctionner la chambre en sensibilité électronique, c'est à dire en collecte des électrons seulement. Ainsi, nous nous affranchissons de la dépendance du signal avec la position d'interaction dans le gaz, les électrons franchissant cette grille étant alors tous soumis à la même différence de potentiel.

### 3.3 Les détecteurs en germanium

Afin de détecter les photons  $\gamma$  émis par les désexcitations des noyaux produits, deux détecteurs en germanium de types Clover ([62], [63]) furent disposés de part et d'autre de la chambre d'ionisation. Les Clovers consistent chacun en 4 cristaux à haute pureté en germanium (HPGe) coaxiaux de type N. Chaque cristal est un cylindre de 50 mm de diamètre pour 80 mm de long. Ils sont taillés en biseau à partir d'environ la moitié de leur hauteur afin de pouvoir les placer en une géométrie compacte telle que montrée figure 2.11, et sont entourés d'une fine enveloppe d'aluminium.

Les détecteurs à haute pureté en germanium sont des semi-conducteurs [64], [65], [66]. Ces matériaux sont caractérisés par un faible gap entre leur bande de valence et leur bande de conduction [67]. A très faible température, la bande de conduction d'un semi conducteur est vide. L'énergie des photons incidents est convertie dans de tels détecteurs en énergie d'électrons de recul par effet photo-électrique, Compton ou créations de paires, ces électrons rapides communiquant à leur tour leur énergie aux électrons liés du milieu, les faisant passer dans la bande de conduction. Une tension appliquée au matériau permet alors de collecter les trous

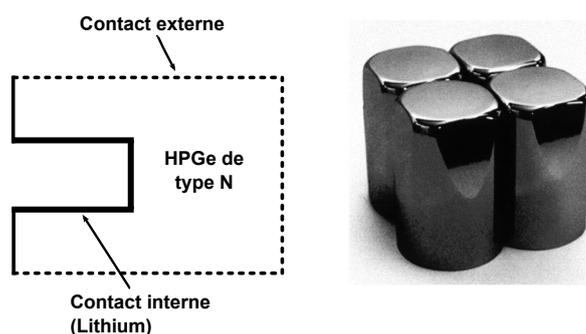


FIGURE 2.11: A gauche : coupe schématique d'un cristal HPGe coaxial de type N. A droite, 4 cristaux de germanium formant la tête d'un Clover placés côte à côte [62].

ou les électrons ainsi formés, et de fournir un signal proportionnel à l'énergie du rayonnement incident. Le contact extérieur d'un semi-conducteur de type N est dopé en ions riches en électrons favorisant ainsi la collecte des électrons, le contact interne étant quant à lui réalisé par une couche de lithium (voir figure 2.11). Les Clovers sont refroidis à environ 77 K par de l'azote liquide, chaque cristal opérant sous une tension allant de 2700 à 3500 V. Leurs résolutions en énergie ont été alors mesurées avec une transition à haute énergie du  $^{136}\text{Xe}$  (1.313 MeV), abondamment produit dans cette expérience, et sont résumées dans le tableau 2.1.

Clover 1		Clover 2	
Cristal	FWHM (keV)	Cristal	FWHM (keV)
1	2.2	1	2.2
2	2.3	2	2.1
3	2.1	3	2.2
4	2.4	4	2.2

TABLE 2.1: Résolution des cristaux de germaniums à 1.313 MeV.

Le Clover 2 fut équipé de véto anti-Compton afin de rejeter des données les photons n'ayant déposé qu'une partie de leur énergie dans les cristaux de germanium par diffusion Compton, l'autre s'échappant du volume de détection. L'objectif relevait avant tout d'un test à plus long terme, afin d'évaluer une potentielle amélioration des spectres en énergie obtenus à Lohengrin. Le temps manquant, ils ne furent finalement pas incorporés à l'analyse, ils introduisent néanmoins une contamination des spectres en énergie. Ces véto anti-Compton consistent en 4 scintillateurs inorganiques en germanate de bismuth (BGO) disposés sur chacune des faces latérale de la tête du Clover. Ainsi, un photon  $\gamma$  interagissant dans les BGOs va y créer des lacunes électroniques, lesquelles induiront un rayonnement X. Les principaux rayons X ainsi émis visibles dans les spectres en énergie produits par le Clover 2 appartiennent au bismuth, et

sont résumés dans le tableau 2.2.

Rayon X	Rendement de fluorescence (%)	Energie (keV)
$K_{\alpha 1}$	46.2	77.107
$K_{\alpha 2}$	27.7	74.815
$K_{\beta 1}$	10.7	87.349
$K_{\beta 2}$	3.93	89.784
$K_{\beta 3}$	5.59	86.830

TABLE 2.2: Principaux rayonnements X issus du bismuth. Les rendements sont donnés pour 100 lacunes dans la couche électronique K [55].

### 3.4 Les détecteurs en silicium

Les détecteurs en silicium sont des semi-conducteurs dopés en lithium (d'où leur appellation abrégée Si(Li)) dont le rôle est de mesurer l'énergie des électrons de conversion et des rayons X émis [66]. L'efficacité de détection relative d'un tel détecteur pour les photons de 100 keV est de seulement quelques %, le rendant donc presque inutilisable pour la spectroscopie  $\gamma$ . Les deux détecteurs en silicium sont montés sur la même tête et refroidis par un réservoir commun d'azote liquide à environ 77 K lorsqu'ils sont sous tension, à -400 V. Ils ont chacun une surface active de 6 cm<sup>2</sup> pour une épaisseur 4 mm, couvrant ainsi la totalité de la fenêtre en Mylar de la chambre d'ionisation.



FIGURE 2.12: Les détecteurs en silicium et leur réservoir commun.

Comme il a été mentionné précédemment, une épaisseur de quelques  $\mu\text{m}$  sépare les ions de

la surface active du détecteur, les électrons de conversion émis traverseront donc une épaisseur différente de Mylar selon leur angle d'émission perdant ainsi une énergie variable. C'est pourquoi nous observerons un fort élargissement non-Gaussien à gauche des signaux en énergie des électrons sur les spectres de ce détecteur, dégradant d'autant sa résolution.

### 3.5 Les convertisseurs temps en amplitude

Les convertisseurs temps en amplitude (TAC) servent à mesurer une différence en temps entre deux signaux d'entrée, un signal *start* et un signal *stop*. Ils génèrent alors un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à la différence de temps entre les deux signaux [68]. Ils permettent de mesurer des intervalles de temps plus fins que la branche temporelle du système d'acquisition en place, comme nous le verrons plus loin. Le signal ainsi créé est alors acheminé au système d'acquisition et échantillonné au même titre que l'énergie d'un photon détecté dans les Clovers, déplaçant cette limitation de résolution en temps à celle en énergie, bien meilleure. La résolution en temps est alors conditionnée par les détecteurs eux mêmes, celle des TACs étant de l'ordre de quelques dizaines de ps, et sera discutée au chapitre suivant.

TAC	start	stop
C1S1	Clover 1	silicium 1
C2S1	Clover 2	silicium 1
S2C1	silicium 2	Clover 1
S2C2	silicium 2	Clover 2

TABLE 2.3: Combinaisons de *start* et de *stop* des 4 TACs.

L'isomère du  $^{136}\text{Sb}$  faisant l'objet de cette étude ayant une durée de vie prédite courte, la portée temporelle des TACs fut réglée à 200 ns. Les 4 TACs disponibles furent réglés pour mesurer les écarts en temps entre différentes combinaisons de *start* et de *stop* parmi les 4 détecteurs présents, les 4 cristaux de chaque Clover étant traités comme un seul détecteur. Ces combinaisons sont résumées dans le tableau 2.3. Puisque les deux sens de combinaisons *start* et *stop* ont été réalisées (c'est à dire *start* Clover et *stop* silicium ou le contraire), il est inévitable qu'un processus retardé dans un des deux types de détecteur mène à la production d'un signal *stop* avant la production d'un signal *start*. Un délai de 100 ns fut donc introduit sur les signaux *stop* entrant dans les TACs. La première conséquence sur les spectres en temps issus des TACs est qu'un évènement simultané dans les deux types de détecteurs produira un signal à environ 100 ns, c'est à dire au milieu de la plage couverte. La seconde est que certaines combinaisons de *start* et de *stop* conduiront à une lecture inversée des spectres en temps produits par rapport au pic de simultanéité, à 100 ns. Nous reviendrons sur ces deux points plus en détail au chapitre suivant, section 4.

## 4 La chaîne d’acquisition

La figure 2.13 résume schématiquement la chaîne d’acquisition de l’expérience. Les Clovers et les siliciums présentent deux sorties identiques délivrant un signal correspondant à l’énergie déposée par la particule détectée. A la sortie des pré-amplificateurs de ces détecteurs, les signaux de ces deux sorties sont analogiques. L’une des sorties de chacun des détecteur est directement reliée aux 7 modules XIA, les *Digital Gamma Finder* (DGF) comme indiqué sur la figure 2.13, pour y être numérisés. La seconde sortie est quant à elle acheminée à travers des filtres temps-amplitude (TFA), puis des discriminateurs à fraction constante (CFD) avant d’atteindre les TACs. La chambre d’ionisation ne délivre qu’un signal correspondant à l’énergie cinétique déposée par un ion entrant et sert de déclencheur. Les signaux issus des Clovers et des siliciums numérisés par les DGFs sont alors validés et enregistrés suite à l’implantation d’un ion. Contrairement aux Clovers et aux siliciums, la chambre d’ionisation ne dispose pas de pré-amplificateur interne, c’est pourquoi deux modules de pré-amplification externes lui sont adjoints.

### 4.1 Les *Digital Gamma Finder* (DGFs)

Afin de s’assurer autant que possible de l’implantation d’un ion dans la feuille de Mylar, un déclencheur n’est généré que lorsque des signaux avec les énergies voulues  $\Delta E_1$  et  $\Delta E_2$  sont observés, c’est à dire lorsqu’un ion est correctement détecté par les deux parties de la chambre d’ionisation. En effet, une petite fraction des ions peut être bloquée par la grille de séparation des deux parties de la chambre d’ionisation, ou même diffusée vers l’une de ses parois. Une porte en temps d’environ  $25 \mu\text{s}$  est alors générée et envoyée vers les DGFs afin de valider les informations qui y sont numérisées et traitées en provenance des divers détecteurs. Le temps de traitement des signaux des germaniums et des siliciums par les DGFs étant respectivement d’environ 8 et  $3 \mu\text{s}$ , les signaux validés par l’implantation d’un ion correspondent donc à une plage d’environ 8 et  $3 \mu\text{s}$  avant cette implantation, jusqu’à environ 17 et  $22 \mu\text{s}$  après, selon le type de détecteur. Cette différence de temps de traitement s’explique par la différence de longueur des filtres appliqués aux signaux provenant des siliciums et des germaniums. Les signaux de tous les détecteurs sont néanmoins marqués selon une horloge commune par le filtre rapide des DGFs, celui-ci se produisant avant l’application des filtres lents servant au traitement des signaux [69]. Ainsi, seule la position de la porte d’acquisition relativement à l’implantation d’un ion change d’un détecteur à l’autre. Dans la mesure où l’isomère du  $^{136}\text{Sb}$  peuplant l’état d’intérêt présente une durée de vie de l’ordre de 500 ns, et où cet état d’intérêt présente une durée de vie courte, la plage couverte reste amplement suffisante dans tous les cas.

Le taux d’implantation au tout début de l’expérience a été en partie ajusté à l’aide des colimateurs situés avant l’aimant RED à environ  $6000 \text{ ions.s}^{-1}$  (soit en moyenne 1 ion toutes les

166  $\mu$ s) afin de limiter la probabilité d'avoir des évènements à deux ions. Les convertisseurs analogiques/digitaux (ADC) des DGFs fonctionnent à une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz (25 ns) pour une résolution de 16 bits [70]. Les paramètres des filtres lents, dédiés à l'analyse en ligne des signaux entrants, sont adaptés à chaque détecteur et permettent de produire des spectres en énergie de haute qualité. Ils sont les principaux responsables du temps de traitement des signaux, dépendant en grande partie de la longueur de ces filtres. Un filtre rapide produit quant à lui le déclencheur signant l'information temporelle sur le signal, celle-ci étant enregistrée en même temps que l'information sur l'énergie. Ce filtre est en revanche insuffisant pour mesurer une période courte, sa résolution étant d'au mieux 50 ns, d'où l'utilisation de TACs pour l'analyse de tels isomères.

## 4.2 Les Filtres Temps-Amplitude (TFAs)

La résolution en temps d'un cristal coaxial de germanium de type N dépend largement de sa géométrie et de sa qualité, mais aussi de l'énergie du photon détecté, de sa position d'interaction dans le volume actif, ainsi que de la distribution de la charge créée. Ces facteurs vont affecter le temps de montée du signal mais aussi et surtout sa forme. L'ordre de grandeur de cette résolution pour un cristal de ce type varie des quelques ns au delà de 1 MeV à plus d'une dizaine autour de 100 keV. Une manière d'homogénéiser puis d'améliorer cette résolution est d'utiliser des filtres temps/amplitude (TFA) suivis de discriminateurs à fraction constante (CFD). Les signaux à la sortie des pré-amplificateurs des Clovers et des siliciums sont des exponentielles négatives, correspondant à la collecte des électrons. Leurs temps de montée sont donc bien trop rapides pour permettre aux CFDs de fonctionner de manière optimale, c'est pourquoi des modules de mise en forme sont placés juste avant : les TFAs. Ils transforment les signaux exponentiels entrants en des signaux semi-Gaussiens larges selon un paramètre de mise en forme, présentant alors un temps de montée plus long, adapté au traitement des CFDs [71].

## 4.3 Les Discriminateurs à Fraction Constante (CFDs)

Le principe de fonctionnement d'un discriminateur à fraction constante est de dupliquer le signal d'entrée, d'inverser la polarité de l'un d'entre eux, puis de le retarder [72]. L'autre signal est simplement atténué d'une fraction constante puis ajouté au premier. Le point d'annulation du signal ainsi produit est détecté, et un signal logique aussitôt renvoyé. Atténuer le signal non retardé d'une fraction constante permet de s'affranchir de la dépendance du point d'annulation avec les amplitudes, d'où le nom de ces modules. En outre, afin de s'affranchir en grande partie de la dépendance du point d'annulation avec le temps de montée des signaux entrants, les CFDs opéraient en mode "compensation de l'amplitude et du temps de montée" (ARC, [73]).

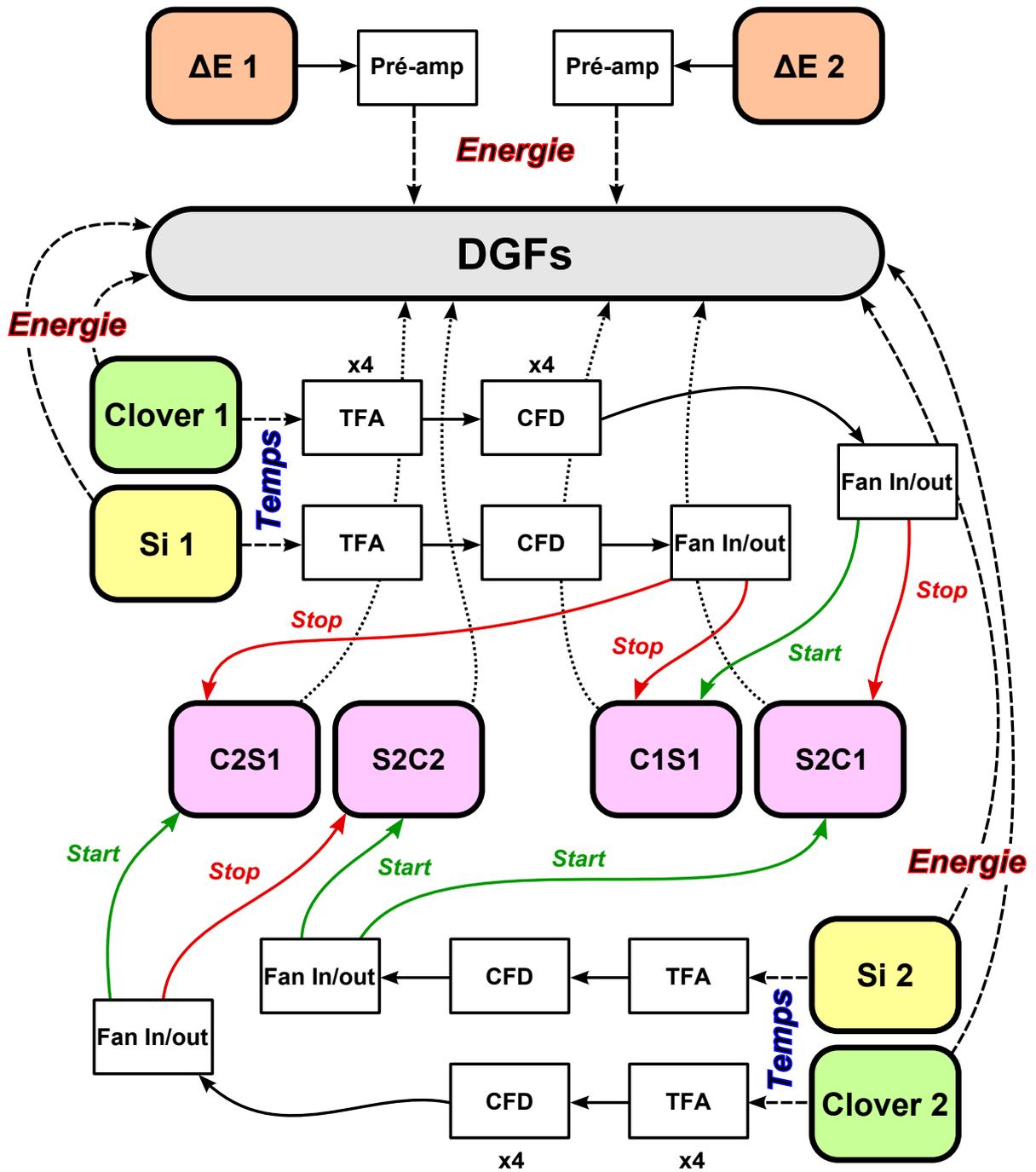


FIGURE 2.13: Schéma de la chaîne d'acquisition de l'expérience.



# 3

## Méthode d'analyse

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Calibrations en énergie des germaniums et des siliciums . . . . .</b>	<b>50</b>
1.1	Germaniums . . . . .	50
1.2	Siliciums . . . . .	53
<b>2</b>	<b>Calibrations en efficacité des germaniums et siliciums . . . . .</b>	<b>54</b>
2.1	Germaniums . . . . .	55
2.2	Siliciums . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Méthode d'analyse des spectres en énergie : description des différentes matrices</b>	<b>60</b>
3.1	Matrices siliciums-germaniums . . . . .	61
3.2	Matrices germaniums-germaniums et siliciums-siliciums . . . . .	61
3.3	Matrices germaniums-temps et siliciums-temps . . . . .	64
3.4	Paramètres de la production des spectres en énergie . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Méthode d'analyse des spectres en temps des TACs . . . . .</b>	<b>68</b>

---

Des évènements furent construits à partir des données enregistrées par les DGFs à l'aide d'un programme développé par G. S. Simpson (*LPSC, University of the West of Scotland*). Ces évènements sont construits autour de l'implantation d'un ion dans une fenêtre d'environ  $25 \mu\text{s}$  (voir figure 3.1), tout phénomène se produisant dans les détecteurs dans cette fenêtre de temps y étant assigné. Un second programme permet alors de construire les diverses matrices d'intérêt à partir de ces évènements selon des critères de l'utilisateur, une matrice étant simplement une collection d'évènements manipulables selon des critères communs. Les principales matrices utilisées (germaniums-ion, siliciums-ion, germaniums-germaniums-ion et germaniums-siliciums-ion) seront détaillées section 3. Les principaux paramètres ajustables pour la construction de ces matrices sont la région en masse d'intérêt (voir figure 2.10), la multiplicité des évènements, et les temps d'émission des photons et des électrons relativement à l'implantation d'un ion. Ce dernier paramètre servira à déterminer une plage en temps d'intérêt ainsi qu'une plage en temps pour faire une éventuelle soustraction de bruit de fond.

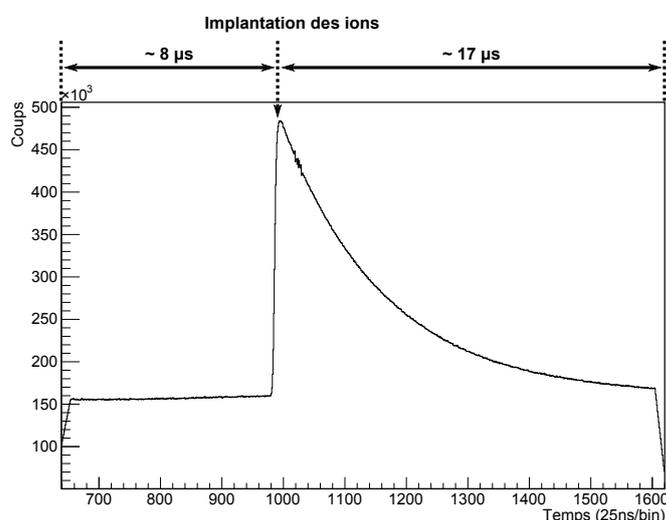


FIGURE 3.1: Projection sur l'axe temporel de la matrice germaniums-temps sur toute la durée de l'expérience. Cette matrice correspond aux énergies et temps des signaux mesurés par les Clovers relativement à l'implantation d'un ion. Un décalage de 1000 bins y a été introduit afin de centrer la plage d'acquisition dans l'histogramme. Le délai d'environ  $8 \mu\text{s}$  entre le début de la fenêtre d'acquisition et l'implantation d'un ion correspond au temps de traitement du signal des germaniums dans les DGFs, comme il a été expliqué section 4.3.

Dans la mesure où l'implantation d'un ion est la condition nécessaire à la construction de tout évènement pour l'analyse du  $^{136}\text{Sb}$ , nous nous référerons désormais aux matrices ion-germanium et ion-silicium comme étant les matrices germanium-temps et silicium-temps, où l'axe temporel indique le temps d'arrivée d'un électron ou d'un photon dans chacun de ces deux détecteurs relativement à l'implantation de l'ion. De même, les matrices germaniums-

germaniums-ion et germaniums-siliciums-ion seront désormais appelées respectivement matrices germaniums-germaniums et germaniums-siliciums.

Le temps de vol des fragments de fission dans le spectromètre, couplé aux changements de trajectoire imposés par l'aimant principal et le condensateur, assure automatiquement un minimum de pureté du rayonnement  $\gamma$  total observé dans la zone expérimentale. En effet, seuls les ions ayant une masse correspondante aux critères de sélection mentionnés au chapitre précédent sont implantés, ainsi seules les désexcitations des fragments de fission possédant un ou plusieurs états isomériques d'une durée de vie assez longue et des noyaux fils issus des désintégrations  $\beta$  de ces fragments de fission seront observées par les systèmes de détection autour de la chambre d'ionisation. La production de noyaux fils par désintégration  $\beta$  des fragments de fissions pouvant être considérée comme constante sur la durée de l'expérience (les durées de vies des ces désintégrations étant de l'ordre de quelques dizaines de secondes dans cette région), le bruit de fond  $\gamma$  induit par ces désintégrations peut être en principe soustrait par une porte en temps adaptée.

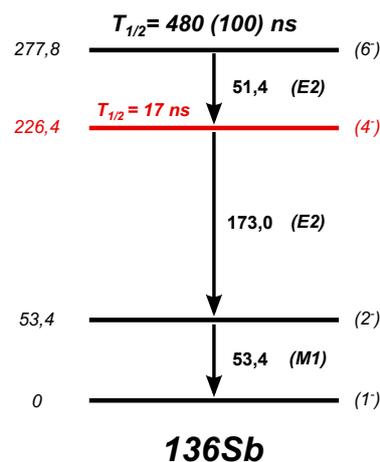


FIGURE 3.2: Schéma de niveau du  $^{136}\text{Sb}$  proposé par Simpson *et al.* [4]. L'état présentant une durée de vie d'après les calculs de A. Covello et A. Gargano est indiqué en rouge.

L'objectif de cette expérience était de vérifier et de mesurer la durée de vie de l'état de spin  $4^-$  du  $^{136}\text{Sb}$  dont la période fut prédite à environ 18 ns par les calculs de modèle en couche de A. Covello et A. Gargano (*Università degli Studi di Napoli Federico II*), ainsi que de vérifier l'existence de deux transitions de basse énergie converties, proposées par Simpson *et al.* [4]. Le schéma de niveau du  $^{136}\text{Sb}$  établi dans cette précédente mesure à l'ILL est donné figure 3.2. Les calculs de A. Covello et A. Gargano seront quant à eux discutés au chapitre suivant.

## 1 Calibrations en énergie des germaniums et des siliciums

La calibration en énergie des Clover a été faite principalement à partir des données expérimentales, suffisamment de transitions connues du  $^{136}\text{Xe}$  et du  $^{136}\text{I}$ , très bien produits, étant observées. Cette calibration fut complétée par quelques transitions d'une source de  $^{133}\text{Ba}$ , celle-ci étant de toutes façons utilisée pour la calibration en énergie des siliciums. Les matrices utilisées seront présentées plus en détail dans la section 3, celles-ci demandant nombre de clarifications quant à leur construction.

### 1.1 Germaniums

La calibration en énergie de chacun des 8 cristaux de germanium constituant les 2 Clovers fut réalisée avec le  $^{136}\text{Xe}$ , le  $^{136}\text{I}$  et le  $^{133}\text{Cs}$ . Le  $^{136}\text{Xe}$  présente 3 transitions bien connues à partir d'un état isomérique de spin  $6^+$  de  $2.95 \mu\text{s}$  et est donc idéal pour les calibrations, particulièrement pour celle de l'efficacité de détection comme nous le verrons plus loin. Le  $^{136}\text{I}$  ne présente quant à lui pas d'isomère assez long, mais est aussi produit par les désintégrations  $\beta$  successives des fragments de fission des isobares de masse  $A=136$ . Enfin les états excités du  $^{133}\text{Cs}$  furent peuplés à l'aide d'une source de  $^{133}\text{Ba}$  se désintégrant par capture électronique, source utilisée juste avant l'acquisition des données de la campagne. Les schémas de niveau partiels des isotopes de  $^{136}\text{I}$  et de  $^{136}\text{Xe}$ , auxquels nous feront appel à plusieurs reprises au cours de diverses étapes de l'analyse, sont rappelés figures 3.3 et 3.4 respectivement.

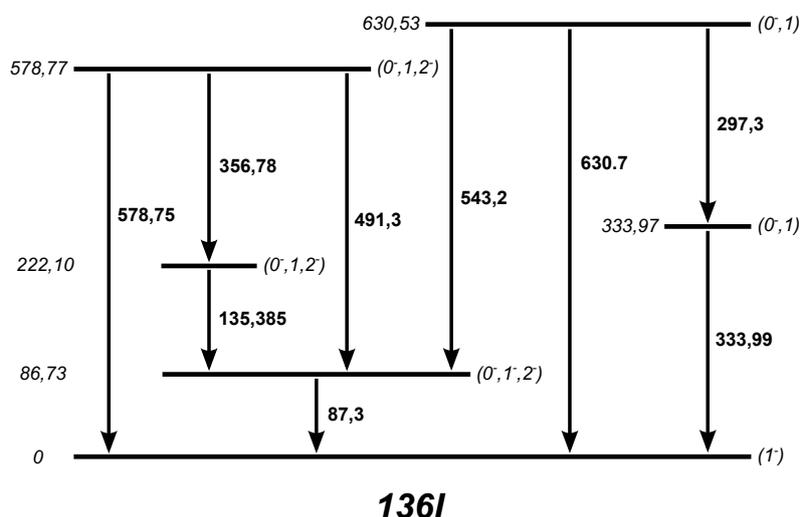


FIGURE 3.3: Schéma de niveau des premiers états excités du  $^{136}\text{I}$  [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV.

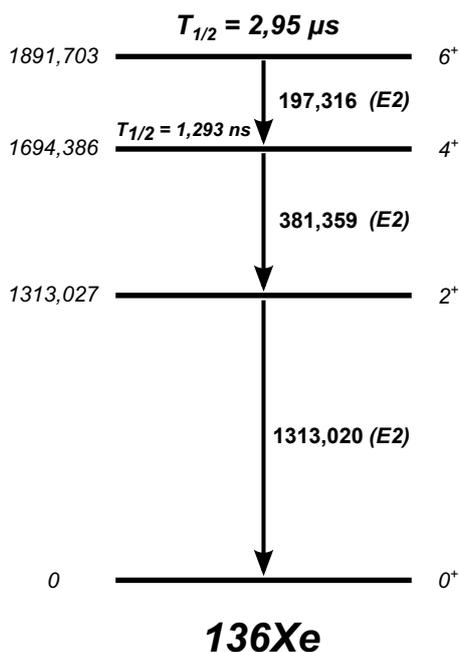


FIGURE 3.4: Schéma de niveau du  $^{136}\text{Xe}$  à partir de l'état isomérique de 1891.703 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV.

Une calibration linéaire fut donc réalisée sur une plage d'environ 29 à 1700 keV, le domaine de l'étude s'étalant des rayons X au MeV. Comme le montrent les déviations de cette calibration présentées dans le tableau 3.2, une calibration linéaire est amplement suffisante pour une étude des isomères. Pour les transitions provenant du  $^{136}\text{Xe}$  et du  $^{136}\text{I}$ , les spectres utilisés pour cette calibration furent obtenus à partir des matrices germanium-temps de chaque cristal sur une plage de 15  $\mu\text{s}$  après implantation d'un ion. Pour les transitions du  $^{133}\text{Cs}$  une matrice particulière sans déclencheur fut construite, ses données étant issues d'une source, c'est à dire d'une acquisition sans faisceau. Par ailleurs, les deux transitions à basse énergie du  $^{133}\text{Cs}$  sont issues d'un traitement particulier. Dans la mesure où il n'est pas possible de résoudre tous les différents rayons X  $K_{\alpha i}$ , ni tous les différents  $K_{\beta i}$ , ils furent chacun moyennés avec un poids égal à leurs rendements respectifs de fluorescence selon la simple formule :

$$E_{\text{moyenne}} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i \omega_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i} \quad (3.1)$$

où  $E_{\text{moyenne}}$  est l'énergie moyenne des N rayons X pris en considération dans la somme, et où  $E_i$  et  $\omega_i$  sont respectivement l'énergie et le rendement de fluorescence du i-ème rayon X. Les énergies moyennes ainsi calculées pour le Ce sont donnés tableau 3.1.

Rayon X	Energie (keV)	Rendement de fluorescence $\omega_i$ (%)	Moyenne (keV)
$K_{\alpha 1}$	30.973	46.7	30.850
$K_{\alpha 2}$	30.625	25.5	
$K_{\alpha 3}$	30.270	0.00296	
$K_{\beta 1}$	34.987	8.53	35.129
$K_{\beta 2}$	35.818	2.64	
$K_{\beta 3}$	34.920	4.42	
$K_{\beta 4}$	35.907	0.021	
$K_{\beta 5}$	35.252	0.091	
$KO_{2,3}$	35.972	0.35	

TABLE 3.1: Rayonnements X et rendements de fluorescence du césium pour 100 lacunes électroniques dans la couche K [55]. L'énergie moyenne des rayonnements X  $K_{\alpha}$  et  $K_{\beta}$ -KO est calculée avec la formule 3.1.

Noyau	Energie de la transition (keV)	$ E_{ENSDF} - E_{Calibration} $ (keV)
$^{133}\text{Cs}$	30.850	0.050
$^{133}\text{Cs}$	35.129	0.031
$^{133}\text{Cs}$	53.162	0.048
$^{136}\text{I}$	87.3	0.030
$^{136}\text{I}$	135.385	0.145
$^{136}\text{Xe}$	197.316	0.014
$^{133}\text{Cs}$	276.399	0.041
$^{133}\text{Cs}$	302.851	0.049
$^{133}\text{Cs}$	356.013	0.037
$^{136}\text{Xe}$	381.359	0.019
$^{136}\text{I}$	630.5	0.100
$^{136}\text{Xe}$	750.05	0.080
$^{136}\text{Xe}$	1313.02	0.010
$^{136}\text{Xe}$	1510.336	0.016
$^{136}\text{Xe}$	1694.379	0.021

TABLE 3.2: Transitions utilisées pour la calibration en énergie ainsi que les déviations qui en résultent avec la base de données *Evaluated Nuclear Structure Data File* (ENSDF, [74]). Les deux dernières transitions du  $^{136}\text{Xe}$  correspondent quant à elles à la détection simultanée d'un  $\gamma$  de 1313.02 keV, et d'un  $\gamma$  de 197.316 ou 381.359 keV.

## 1.2 Siliciums

La calibration des siliciums est plus délicate dans la mesure où l'efficacité de détection aux photons pour de tels détecteurs devient très faible au-delà de 100 keV, et que les signaux des électrons de conversions sont très larges et déformés par rapport à une Gaussienne. Ils sont donc inutilisables pour ce travail. C'est pourquoi la source de  $^{133}\text{Ba}$  mentionnée précédemment fut utilisée, le  $^{133}\text{Ba}$  se désintégrant en  $^{133}\text{Cs}$  par capture électronique. Les détecteurs en siliciums opérant sous un vide secondaire après refroidissement, la source dut être placée en dehors de la chambre d'ionisation. Ainsi, seuls les rayons X et  $\gamma$  de cette source parvinrent jusqu'au volume de détection.

Les rayons X du césium, déterminés précédemment, furent aussi utilisés pour cette calibration. De plus, un doublet de transitions indiscernables sur les spectres en énergie fut moyenné avec un poids égal à leurs intensités absolues : les transitions à 79.6142 KeV ( $I_{abs} = 2.65\%$ ) et 80.9979 KeV ( $I_{abs} = 32.9\%$ ). Un résumé des transitions utilisées ainsi que des déviations résultantes de l'ajustement linéaire est présenté dans le tableau 3.3.

Noyau	Energie de la transition (keV)	$ E_{ENSDF} - E_{Calibration} $ (keV)
$^{133}\text{Cs}$	30.850	0.040
$^{133}\text{Cs}$	35.129	0.061
$^{133}\text{Cs}$	53.162	0.228
$^{133}\text{Cs}$	80.895	0.365
$^{133}\text{Cs}$	276.399	0.211
$^{133}\text{Cs}$	302.851	0.079
$^{133}\text{Cs}$	356.013	0.223

TABLE 3.3: Transitions utilisées pour la calibration en énergie ainsi que les déviations qui en résultent avec la base de données *Evaluated Nuclear Structure Data File* (ENSDF, [74]). La transition à 80.895 keV est issue de la moyenne d'un doublet de transitions pondérée par les intensités respectives.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, les produits de fission ne sont pas implantés exactement à la fin de la feuille de Mylar. Ainsi, les électrons de conversions qui en sont émis y perdent une fraction de leur énergie avant d'atteindre les détecteurs en siliciums. Cela se traduit par un décalage plus ou moins grand sur les spectres en énergie du signal des électrons selon leur énergie initiale. Comme l'indique la figure 3.5, l'énergie perdue par les électrons de conversion émis depuis la feuille est beaucoup plus grande à basse énergie qu'à haute énergie. C'est pourquoi, afin de minimiser l'erreur sur la profondeur d'implantation, les électrons K de la transition à 87.3 keV du  $^{136}\text{I}$  furent utilisés pour la déterminer plutôt que ceux de la transition à 197.316 keV du  $^{136}\text{Xe}$ , pourtant plus intense sur les spectres bruts des

siliciums. Ils sont supposés avoir une énergie de 54.13 keV mais sont mesurés à environ 52.3 keV. Ceci correspond d'après la figure 3.5 à une profondeur d'implantation d'un peu plus de 2  $\mu\text{m}$ . Une telle démarche est bien entendu approximative, notamment parce que la profondeur d'implantation n'est pas rigoureusement identique pour deux ions de masses similaires mais d'espèces différentes, mais aussi parce que la résolution en énergie des siliciums aux électrons est significativement moins bonne que celle de détecteurs en germanium pour les photons. C'est pourquoi une erreur de 0.3 keV fut affectée à l'énergie des électrons déterminée à l'aide de cette profondeur d'implantation dans ce domaine d'énergie, comme nous le verrons pour l'analyse du  $^{136}\text{Sb}$  dans le chapitre suivant.

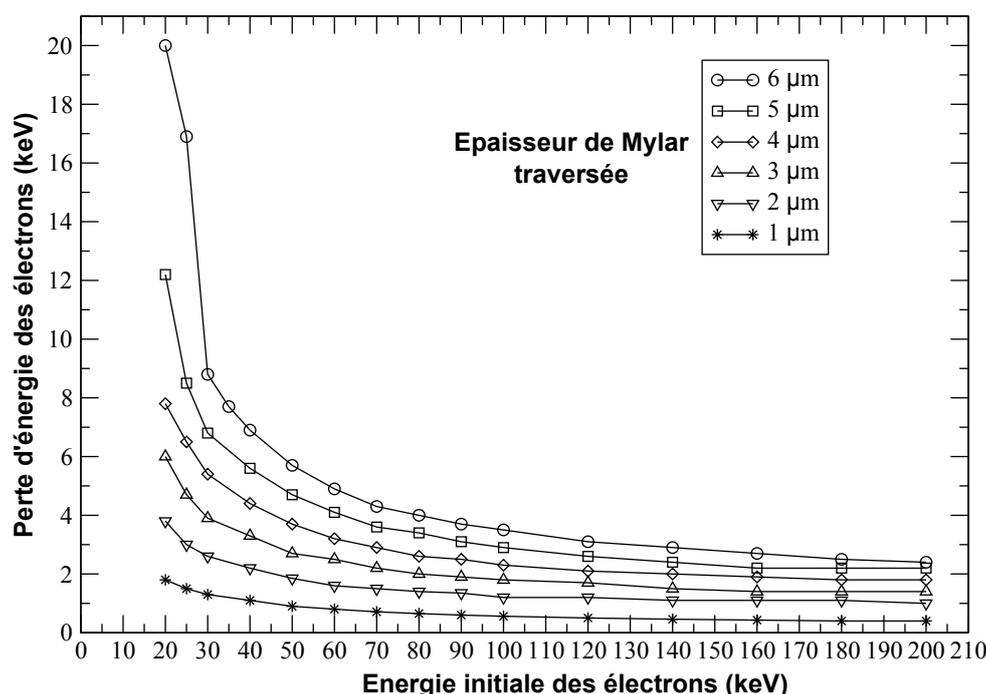


FIGURE 3.5: Perte d'énergie des électrons dans diverses épaisseur de Mylar [75]. Les courbes correspondantes à chaque épaisseur sont marquées par des symboles différents rappelés dans la légende.

## 2 Calibrations en efficacité des germaniums et siliciums

Les calibrations en efficacité de détection ont été faites à partir des données du faisceau délivré par le spectromètre Lohengrin. Ce dernier étant large spatialement, et la position des détecteurs par rapport à la chambre d'ionisation n'étant pas rigoureusement identique d'une expérience à l'autre, il est plus exact, bien que plus délicat, de faire la calibration en efficacité avec les données expérimentales.

## 2.1 Germaniums

Pour les germaniums, le procédé est en principe très simple. Une efficacité absolue de détection fut d'abord déterminée grâce au  $^{136}\text{Xe}$ , puis différentes transitions provenant d'autres noyaux furent ajoutées relativement à cette première calibration. Ces noyaux devaient pour ce faire présenter une transition proche en énergie d'une des transitions calibrée du  $^{136}\text{Xe}$ , afin de faire la plus faible extrapolation de la calibration possible. De plus, ils devaient bien évidemment posséder au moins une seconde transition digne d'intérêt pour la calibration, l'extrapolation de l'efficacité de la première transition servant à déterminer l'efficacité de détection à la seconde énergie. Enfin, les rapports d'embranchement des différentes transitions utilisées devaient être précisément connus. Pour certains cas de figure, des corrections spécifiques durent être apportées. Le détail du calcul des efficacités de détection pour chacune de ces transitions est donné annexe A. Les résultats de ces calculs et des incertitudes associées, issues des calculs de propagation d'erreurs respectifs, sont résumés dans le tableau 3.4.

Noyau	Energie de la transition (keV)	Efficacité absolue (%)	Erreur (%)
$^{136}\text{Xe}$	29.670	3.60	0.13
$^{136}\text{Xe}$	33.738	5.78	0.20
$^{135}\text{Te}$	50.0	10.39	1.25
$^{130}\text{Sn}$	96.54	15.03	0.47
$^{132}\text{Te} + ^{124}\text{Sn}$	103.424	15.39	0.47
$^{132}\text{Te}$	150.672	14.64	0.60
$^{136}\text{Xe}$	197.316	13.17	0.25
$^{135}\text{Te}$	325.0	9.03	0.37
$^{136}\text{Xe}$	381.359	7.07	0.16
$^{132}\text{Te}$	697.052	4.38	0.13
$^{124}\text{Sn}$	969.97	3.16	0.76
$^{124}\text{Sn}$	1072.88	3.36	0.84
$^{136}\text{Xe}$	1313.02	2.78	0.02

TABLE 3.4: Transitions utilisées pour la calibration en efficacité ainsi que les incertitudes associées, issues des calculs de propagation d'erreurs respectifs. La forte disparité des tailles des barres d'erreurs est due à une statistique très variable d'une transition à l'autre.

Une fois les efficacités de détection déterminées pour suffisamment de transitions, un ajustement par une fonction plus adaptée à toute la gamme d'énergie d'intérêt fut effectué. La forme de celle-ci est très proche de celle proposée par le logiciel *Radware* [76] développé par David

Radford (*Oak Ridge National Laboratory*), et est donnée par l'équation 3.2. Les paramètres issus de cet ajustement ainsi que les erreurs associées sont donnés dans le tableau 3.5.

$$\varepsilon(E_\gamma) = \exp \left[ \left( A + B \ln \frac{E_\gamma}{E_1} + C \left( \ln \frac{E_\gamma}{E_1} \right)^2 \right)^{G_{BE}} + \left( D + E \ln \frac{E_\gamma}{E_2} + F \left( \ln \frac{E_\gamma}{E_2} \right)^2 \right)^{G_{HE}} \right] \quad (3.2)$$

La première partie de l'équation, comportant les paramètres  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $G_{BE}$  domine la partie à basse énergie de l'ajustement, la seconde dominant la partie haute.  $E_1$  et  $E_2$  sont des constantes fixées ici à respectivement 115 et 1500 keV, bien qu'en pratique le présent ajustement produise le même résultat pour une plage assez large de couples  $(E_1, E_2)$ . Ces constantes servent en principe à donner un poids plus ou moins important à l'une des composantes relativement à la seconde selon la plage en énergie considérée, néanmoins le nombre de paramètres libres par rapport au nombre de points de données suffit dans le cas présent à limiter leur impact. La figure 3.6 présente le résultat de cet ajustement. La forte disparité des tailles des barres d'erreurs est due à une statistique très inégale, allant de quelques centaines à quelques centaines de milliers de coups par transitions. Bien que toutes les incertitudes aient été évaluées à partir d'un calcul de propagation d'erreur, ce résultat tend à montrer qu'une telle démarche n'est pas nécessaire pour une étude à faible statistique, l'incertitude de cette dernière dominant très largement les autres contributions.

Paramètre	Valeur	Erreur
$A$	0.972	0.001
$B$	0.018	0.003
$C$	0.036	0.001
$D$	1.079	0.010
$E$	0.509	0.004
$F$	0.166	0.004
$G_{BE}$	-16.110	0.428
$G_{HE}$	-1.091	0.101

TABLE 3.5: Paramètres issus de l'ajustement de l'efficacité par la fonction 3.2 avec les erreurs associées.

Comme le montre la figure 3.6, l'efficacité à basse énergie est assez mal reproduite par l'ajustement. Celui-ci nous donne par exemple une efficacité de 8.38% à 50 keV au lieu de 10.39% pour le point expérimental. Le calcul de propagation d'erreurs à partir des paramètres de l'ajustement nous donne une incertitude 0.58% à cette énergie, soit une incertitude insuffisante pour expliquer un tel écart. Il en va de même à 29.67 et 33.738 keV. Bien que les événements étu-

diés par la suite présentent de très faibles statistiques, la source d'erreur majeure comme il a été mentionné précédemment, il convient d'utiliser cette efficacité en dessous d'environ 60 keV avec la plus grande circonspection.

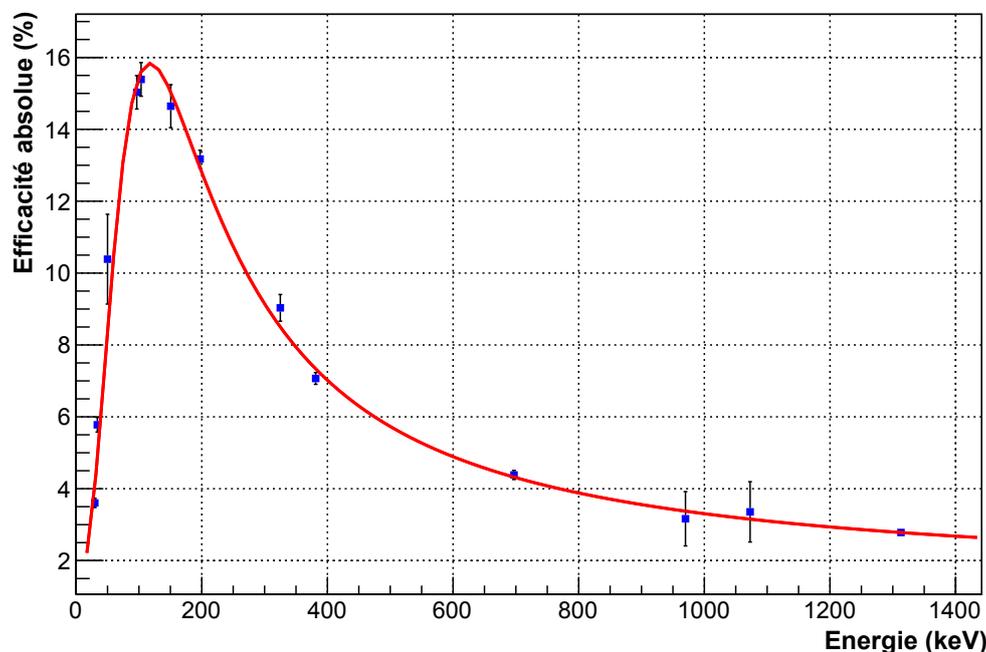


FIGURE 3.6: Efficacité absolue des détecteurs en germanium. Les données sont issues du tableau 3.4 et ajustées par l'équation 3.2. Les valeurs des paramètres issues de cet ajustement ainsi que les erreurs associées sont données dans le tableau 3.5.

## 2.2 Siliciums

Concernant les siliciums, une calibration en efficacité de détection des électrons fut tout d'abord construite. Une efficacité de détection en fut ensuite déduite pour les X  $K_{\alpha}$  du  $^{130}\text{Sn}$ , dont les énergies sont très proches de celles des X  $K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$ .

### Electrons

L'efficacité de détection des électrons est en principe constante dans une large plage d'énergie, celle-ci décroissant très rapidement à basse énergie, et plus lentement à haute énergie. Une approximation linéaire à l'efficacité peut donc être raisonnablement construite dans une plage de 40 à 400 keV. Une telle calibration fut donc construite avec les données du  $^{136}\text{Xe}$  entre 160 et 380 keV, et extrapolée jusqu'à environ 40 keV. L'efficacité de détection relative des électrons pour ce type de détecteur est en principe constante et proche de 100% dans une telle plage, bien

qu'elle soit limitée par les rétrodiffusions des électrons dans la partie active du silicium. L'efficacité relative de détection des photons est quant à elle supposée inconnue en toute rigueur, mais on sait néanmoins qu'elle est proche de 100% en dessous de 20 keV et décroît très rapidement pour atteindre quelques % vers 100 keV, comme pour tout détecteur en silicium de ce type. L'énergie des rayons X du  $^{136}\text{Xe}$  étant d'environ 30 keV, et ceux-ci étant bien entendu émis en même temps que les électrons de conversion qui nous servent à établir cette efficacité, nous nous attendîmes à un taux élevé d'évènements issus de la détection simultanée d'un électron de conversion et d'un rayon X. L'efficacité de détection des électrons fut donc corrigée de ce phénomène, les détails de la procédure étant expliqués annexe B.1.

Transition (keV)	Electron	Energie calculée (keV)	Coefficient de conversion interne
197.316	$e_K^-$	162.75	$\alpha_K = 0.133$
	$e_L^-$	192.13	$\alpha_L = 0.0284$
	$e_{M+}^-$	196.27	$\alpha_{M+} = 0.00733$
381.359	$e_K^-$	346.79	$\alpha_K = 0.0165$
	$e_L^-$	376.05	$\alpha_L = 0.0026$
	$e_{M+}^-$	380.27	$\alpha_{M+} = 0.00066$

TABLE 3.6: Energies des électrons de conversion [77] et coefficients de conversions internes [74] pour les transitions à 197.316 et 381.359 keV du  $^{136}\text{Xe}$ .

Le tableau 3.6 résume les énergies des divers électrons de conversions issus des transitions à 197.316 et 381.359 keV calculées avec le programme *Bricc* [77], ainsi que leurs coefficients de conversion interne tels qu'ils sont donnés par l'*ENSDF* [74]. La perte d'énergie des électrons de conversion dans la feuille de Mylar étant faible, de l'ordre de 1 keV pour des électrons de plus de 100 keV comme nous l'avons vu précédemment (voir figure 3.5), les énergies utilisées pour la calibration furent légèrement différentes de celles présentées dans le tableau 3.6. En effet, la calibration fut bien entendu réalisée à partir des énergies mesurées, c'est à dire les énergies que possèdent effectivement les électrons lorsqu'ils atteignent le détecteur.

Cette calibration fut réalisée sur chacun des siliciums, le résultat étant sommé et synthétisé dans le tableau 3.7, et les coefficients  $a$  et de  $b$  dans l'équation 3.3. Les détails du calcul peuvent être trouvés annexe B.1. Les incertitudes sont ici aussi issues de calculs de propagation d'erreurs sur toutes les variables présentes dans l'expression de  $a$  et de  $b$ .

$$\boxed{\begin{cases} a = 0.004 \pm 0.003 \\ b = 14.2 \pm 0.9 \end{cases}} \quad (3.3)$$

L'erreur massive sur ces deux paramètres affecte en réalité bien moins l'efficacité de détec-

tion que ce que l'on pourrait croire de prime abord. En effet, les paramètres  $a$  et  $b$  présentent beaucoup de variables communes, et nombre de termes issus de la dérivation par rapport à chacune de ces variables se compensent tels que les montrent les calculs complets de l'erreur sur les efficacités présentés dans le tableau 3.7. Un autre résultat surprenant est que l'erreur totale est largement dominée d'abord par les incertitudes sur les coefficients de conversion K et L des transitions à 197.316 et 381.359 keV du  $^{136}\text{Xe}$ , puis par les incertitudes sur les efficacités des germaniums à ces même énergies.

Energie mesurée (keV)	Efficacité absolue (%)	Erreur (%)
161.9	13.57	0.44
191.4	13.47	0.38
346.3	12.90	0.45
375.9	12.79	0.52

TABLE 3.7: Coefficients de calibration et efficacités absolues totales de détection des électrons par les siliciums.

## Photons X

L'efficacité de détection des photons X fut réalisée seulement pour les X  $K_\alpha$  du  $^{130}\text{Sn}$ , ceux-ci étant d'énergies proches respectivement des  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Sb}$  comme l'indique le tableau 3.8. Le  $^{130}\text{Sn}$  fut produit durant une autre partie de la campagne d'acquisition. Il possède un isomère de 1.61  $\mu\text{s}$  se désexcitant par une transition fortement convertie de 96.54 keV, suivie d'une seconde transition non convertie de 391.39 keV avant de se désintégrer par le canal  $\beta$  de désexcitation. Des matrices germaniums-temps et siliciums-temps furent alors construites pour la masse  $A=130$ , le signal d'intérêt étant pris sur les 5 premières  $\mu\text{s}$  après implantation d'un ion auquel fut soustrait la plage de 5  $\mu\text{s}$  suivante.

La technique utilisée ici pour déterminer cette efficacité s'appuie sur les mêmes éléments que ceux abordés précédemment pour l'efficacité de détection des électrons. Nous nous servîmes de notre connaissance des coefficients de conversion K et L de la transition à 96.54 keV du  $^{130}\text{Sn}$ , ainsi que des efficacités de détection des électrons désormais connues, pour déterminer le nombre d'évènements issus de l'empilement d'un électron de conversion K avec un photon X  $K_\alpha$ , et finalement en extraire l'efficacité de détection à ces mêmes photons X. Le détail de la procédure peut être trouvé annexe B.2.

Un calcul de propagation d'erreur fut réalisé sur chacune des variables de l'expression de l'efficacité de détection aux photons X  $K_\alpha$  du  $^{130}\text{Sn}$ . Cette démarche fut réalisée sur chacun des siliciums pour une efficacité de détection totale aux photons de 25.191 keV de 12.1(24) %.

La très forte incertitude entachant cette efficacité est dominée par l'erreur sur l'efficacité de détection des électrons déterminée précédemment. Cette valeur de l'efficacité correspond néanmoins relativement précisément à celle obtenue par d'autres mesures avec ces mêmes détecteurs effectuées précédemment par d'anciens membres du groupe Structure Nucléaire du LPSC.

Noyau	Rayon X	Energie (keV)	Rendement de fluorescence (%)	Moyenne (keV)
Sn	$K_{\alpha 1}$	25.271	45.7	25.191
	$K_{\alpha 2}$	25.044	24.7	
	$K_{\alpha 3}$	24.735	0.00154	
Sb	$K_{\alpha 1}$	26.359	46	26.272
	$K_{\alpha 2}$	26.111	24.9	
	$K_{\alpha 3}$	25.793	0.00179	

TABLE 3.8: Rayonnements X  $K_{\alpha}$  et rendements de fluorescence pour le Sn et le Sb, pour 100 lacunes électroniques dans la couche K.

### 3 Méthode d'analyse des spectres en énergie : description des différentes matrices

Comme il a été dit en tout début de chapitre, une matrice est une collection d'évènements obéissant à des critères communs quant à sa construction. L'implantation d'un ion fut un critère commun à toutes les matrices construites pour cette analyse, c'est pourquoi les dénominations de ces matrices n'y font plus allusion.

Toutes les matrices consacrées à cette analyse ainsi qu'à la production des données de calibrations utilisèrent les signaux de la chambre d'ionisation afin de ne sélectionner que les évènements observés dans les différents détecteurs corrélés en temps avec l'implantation d'un ion de masse  $A$  d'intérêt. Ainsi, pour l'analyse du  $^{136}\text{Sb}$  par exemple, seuls les évènements observés dans les siliciums et les germaniums dans une plage d'environ  $25 \mu\text{s}$  (voir figure 3.1) autour de l'implantation d'un ion identifié comme ayant une masse  $A=136$  (voir figure 2.10) furent retenus pour la construction de ces matrices. Elles sont de dimension 2, c'est à dire qu'elles présentent deux axes correspondant chacun à un critère commun pour tous les évènements qui y sont écrit. Ces 2 axes représentent les deux paramètres manipulables à volonté par l'utilisateur après construction de la matrice.

### 3.1 Matrices siliciums-germaniums

Une matrice siliciums-germaniums est construite à partir de tous les évènements possédant un ou plusieurs photons détectés par les germaniums, en coïncidence avec un ou plusieurs évènements dans les siliciums dans une plage de temps définie par l'utilisateur appelée "porte de coïncidence". Cette matrice est donc construite telle que chaque évènement d'un des deux détecteur est en coïncidence avec au moins un évènement du second. Le nombre d'évènements requis pour chacun des détecteurs est bien entendu lui aussi ajustable par l'utilisateur. Comme nous le verrons section 3.4, la plage en temps d'intérêt autour de l'implantation d'un ion est elle aussi ajustable par l'utilisateur mais ne peut être manipulée après construction de cette matrice, elle n'est donc pas un troisième axe au sens strict du terme. Ainsi, on peut par exemple décider de construire une matrice en ne sélectionnant que les évènements comportant au moins un photon dans les germaniums et au moins un évènement dans les siliciums, ceux-ci dans une porte de coïncidence de 250 ns, et ce dans une plage en temps de 15  $\mu$ s après l'implantation d'un ion de masse  $A=136$ . La projection totale selon les deux axes de cette matrice est donnée figure 3.7, ainsi que des exemples de projections partielles à partir de chacun des axes.

Le but d'une telle matrice est de pouvoir sélectionner, à l'aide d'une porte en énergie sur un axe, tous les évènements dans la porte de coïncidence observés sur l'autre axe. Ainsi, la figure 3.7c nous donne le spectre en énergie de tous les évènements observés dans les germaniums autour de 250 ns d'un évènement d'énergie  $\approx 162$  keV dans les siliciums. De même, la figure 3.7d nous donne le spectre en énergie de tous les évènements observés dans les siliciums autour de 250 ns d'un évènement d'énergie  $\approx 381$  keV dans les germaniums. Comme nous le montrent ces figures, les spectres résultants s'en trouvent grandement nettoyés. La comparaison entre les spectres figure 3.7b et 3.7c en est l'exemple le plus flagrant. En mettant une porte sur les électrons de conversion K de la transition à 197.316 keV, c'est à dire une porte à environ 162 keV sur les siliciums comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le spectre en énergie des germaniums ainsi conditionné fait clairement ressortir les transitions dominantes du  $^{136}\text{Xe}$ , auquel appartient cette transition de 197.316 keV. Bien sûr, mettre une telle condition sur les électrons de conversion revient à exiger que cette transition soit convertie, c'est pourquoi la transition à 197.316 keV est très affaiblie sur le spectre en énergie des germaniums ainsi obtenu.

### 3.2 Matrices germaniums-germaniums et siliciums-siliciums

Les matrices germaniums-germaniums et siliciums-siliciums obéissent aux mêmes principes, la seule différence avec la matrice siliciums-germaniums étant que les évènements coïncidents retenus sont issus de détecteurs du même type. Ceci implique que l'efficacité de détection sur les spectres obtenus par l'utilisation d'une porte en énergie sur l'un des axes doivent être corrigés d'un facteur additionnel, le détecteur touché par le premier évènement étant mort pour

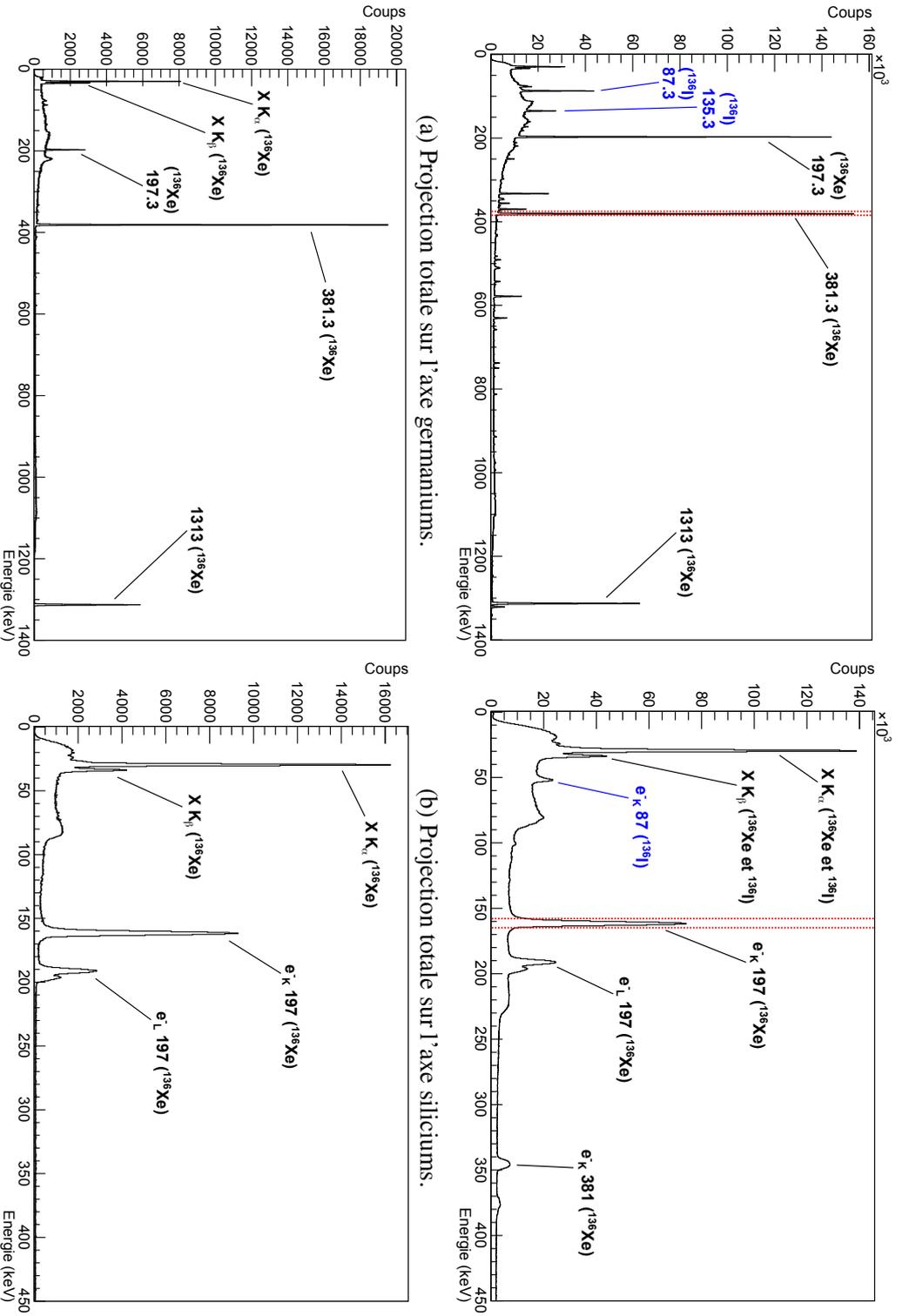


FIGURE 3.7: Projection totale de la matrice siliciums-germaniums sur l'axe des siliciums (3.7b) et des germaniums (3.7a). Un exemple de projection des événements sur l'axe des germaniums à partir d'une porte en énergie autour de 162 keV sur l'axe des siliciums est réalisé sur la figure 3.7c. De même, la figure 3.7d est une projection des événements sur l'axe des siliciums à partir d'une porte en énergie autour de 381 keV sur l'axe des germaniums.

la détection du second. La procédure pour déterminer cette correction est totalement similaire pour ces deux matrices, c'est pourquoi nous l'illustrerons dans la suite de cette section par la matrice germaniums-germaniums.

L'efficacité de détection des germaniums ayant été réalisée pour chaque cristal avec les 3 transitions du  $^{136}\text{Xe}$ , on peut déterminer le poids de chacun de ces cristaux dans la détection des photons, en supposant que l'efficacité de chaque cristal ait un comportement identique sur toute la plage énergie. Le principe est on ne peut plus simple : supposons une cascade de deux transitions d'énergies  $E_1$  et  $E_2$ . Parmi les  $N(E_1)$  coups mesurés à une énergie  $E_1$  sur l'un des axes de la matrice germaniums-germaniums, une fraction  $C_i N(E_1)$  a été détectée par le cristal  $i$ , avec  $C_i$  le poids de ce même cristal dans l'efficacité de détection totale. Ce même cristal sera donc aveugle quant à la détection d'un second photon coïncident. Ainsi, si une porte est utilisée à l'énergie  $E_1$  sur l'un des axes de la matrice germaniums-germaniums, la contribution à l'efficacité de ce cristal doit être retirée pour évaluer le nombre de photons d'énergie  $E_2$  réellement émis :

$$\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{coïnc}(i)}(E_2) = \varepsilon_{\text{tot}}(E_2) - \varepsilon_i(E_2)$$

$C_i$  étant la probabilité que le cristal  $i$  soit touché par un photon, la correction totale sur les 8 cristaux s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{coïnc}}(E_2) &= \sum_{i=1}^{N=8} C_i \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{coïnc}(i)}(E_2) \\ &= \sum_{i=1}^{N=8} C_i (\varepsilon_{\text{tot}}(E_2) - \varepsilon_i(E_2)) \\ &= \varepsilon_{\text{tot}}(E_2) \sum_{i=1}^{N=8} C_i (1 - C_i) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Bien entendu, cette correction ne rend pas compte des coïncidences d'ordres supérieurs à 2. Néanmoins, le nombre total d'évènements de multiplicité 3 dans les germaniums étant en pratique d'environ un ordre de grandeur inférieur à celui de multiplicité 2, cette contribution fut négligée. L'évaluation des coefficients  $C_i$  fut simplement réalisée en comparant l'efficacité du cristal  $i$  à l'efficacité sommée sur tous les cristaux à une énergie donnée. Le tableau 3.9 résume les efficacités individuelles des 8 cristaux de germaniums à partir de chacune des 3 transitions du  $^{136}\text{Xe}$  obtenues section 2.1, ainsi que les coefficients  $C_i$  qui en découlent.

La forte disparité d'efficacité d'un cristal de germanium à l'autre au sein d'un même Clover est un effet purement géométrique. En effet, il est en pratique très difficile de positionner les Clover de manière à ce que la feuille de Mylar dans laquelle sont implantés les ions soit placée exactement en leur centre. De plus, la chambre d'ionisation n'est pas totalement symétrique

par rapport à cette même feuille comme le montre le schéma 2.9, d'où la différence d'efficacité entre les Clover 1 et 2. Bien que les rapports entre les  $C_i$  d'un même Clover soient relativement homogènes d'une transition à l'autre, nous n'utiliserons par la suite que les  $C_i$  issus de la transition la plus proche en énergie de celle étudiée, afin d'obtenir les poids les plus réalistes possibles. Les transitions faisant l'objet de cette étude se trouvant dans la partie basse du spectre en énergie, nous ne retiendrons donc que les  $C_i$  issus de la transition à 197.316 keV afin de corriger l'efficacité totale de détection dans le cadre des coïncidences photon-photon.

Cristal	197.316 keV		381.359 keV		1313.02 keV	
	Efficacité (%)	$C_i$	Efficacité (%)	$C_i$	Efficacité (%)	$C_i$
11	1.48	0.112	0.77	0.109	0.31	0.112
12	1.61	0.122	0.73	0.104	0.33	0.120
13	2.76	0.210	1.45	0.205	0.53	0.192
14	2.65	0.201	1.37	0.194	0.51	0.183
21	0.88	0.067	0.53	0.075	0.20	0.073
22	0.91	0.069	0.54	0.076	0.21	0.076
23	1.42	0.108	0.84	0.119	0.33	0.119
24	1.46	0.111	0.84	0.118	0.35	0.125

TABLE 3.9: Efficacités individuelles et poids de chacun des 8 cristaux de germaniums dans l'efficacité totale pour les 3 transitions observées du  $^{136}\text{Xe}$ .

### 3.3 Matrices germaniums-temps et siliciums-temps

Les matrices germaniums-temps et siliciums-temps consistent simplement en la distribution temporelle de l'énergie des évènements observés dans les germaniums ou les siliciums relativement à l'implantation d'un ion. L'objectif premier de ces matrices durant cette analyse fut de nous permettre d'évaluer rapidement les intensités des transitions d'intérêt en fonction de l'implantation d'un noyau, ainsi que celles des potentielles contaminations. Elles nous permettent donc de déterminer simplement une plage en temps d'intérêt optimale, ainsi qu'une seconde plage en temps servant de soustraction en tant que bruit de fond. Ce point sera discuté plus en détail section 3.4. La figure 3.8 donne à titre d'exemple le résultat de la projection sur les deux axes de la matrice germaniums-temps et siliciums temps de toutes les données acquises durant la campagne, pour les ions identifiés comme étant de masse  $A=136$ .

Les figures 3.8a et 3.8b montrent une différence notable de la position de la porte en temps. Celle-ci, large d'environ  $25 \mu\text{s}$ , commence en effet à environ  $8 \mu\text{s}$  avant l'implantation d'un ion

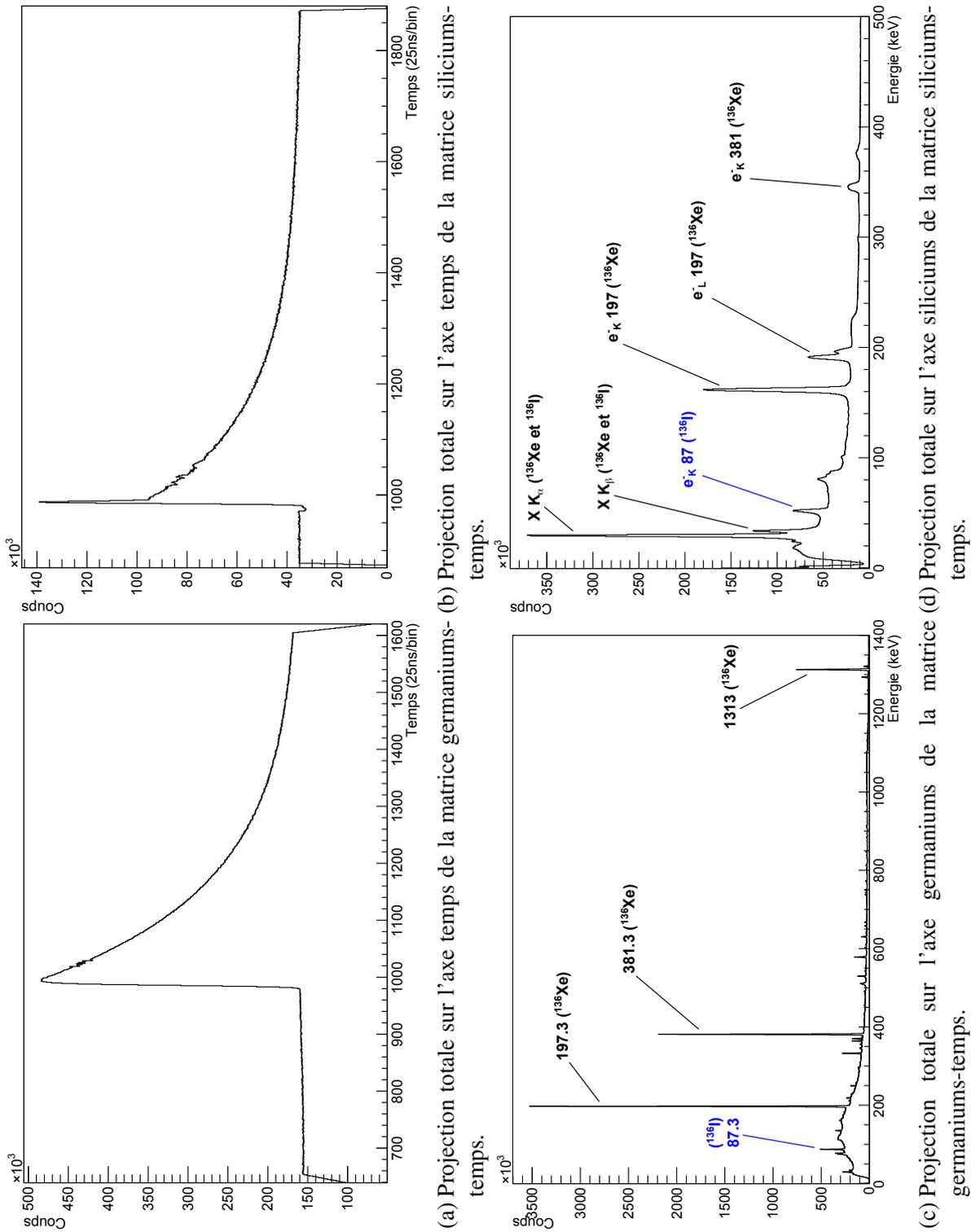


FIGURE 3.8: Projections totales des matrices germaniums-temps et siliciums-temps sur leurs axes respectifs.

pour la matrice germaniums-temps, et environ  $3 \mu\text{s}$  pour la matrice siliciums-temps. Cette différence est due aux temps de traitement des signaux différents selon les détecteurs par les DGFs, comme expliqué section 4.3. Néanmoins l'information sur le temps de chaque événement relativement à l'implantation d'un ion obéit bien entendu à une référence commune pour chaque détecteur, seule la position de la plage d'acquisition par rapport à cette implantation change comme l'attestent les figures 3.8a et 3.8b. Une conséquence est que la plage de temps maximum exploitable pour l'analyse s'en trouve contrainte, les germaniums ne couvrant qu'environ  $17 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion contre environ  $22 \mu\text{s}$  pour les siliciums.

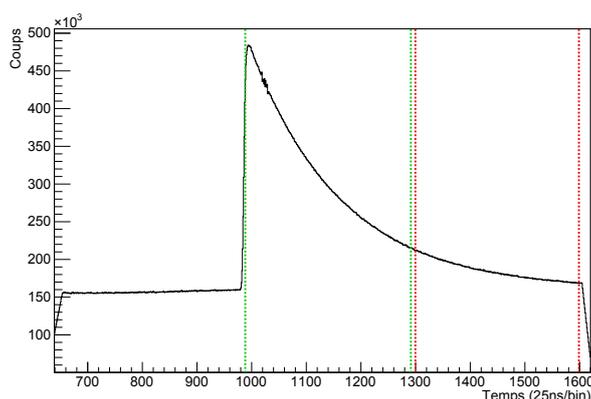
Une autre différence notable entre les figures 3.8a et 3.8b est le pic plus prononcé au niveau du temps d'implantation observé dans les siliciums par rapport aux germaniums. Ce pic est dû à des processus secondaires accompagnant l'arrivée d'un ion dans la chambre d'ionisation, tels que des noyaux légers du gaz de comptage ou de la feuille auxquels sont communiqués une énergie cinétique par collisions nucléaires avec les produits de fissions sélectionnés, ou encore des électrons delta. Bien que la probabilité de tels phénomènes soit en principe faible, notamment en tenant compte de l'acceptance angulaire des siliciums, leur somme sur toute la durée de la campagne résulte en un sensible excès d'événements aux temps courts.

### 3.4 Paramètres de la production des spectres en énergie

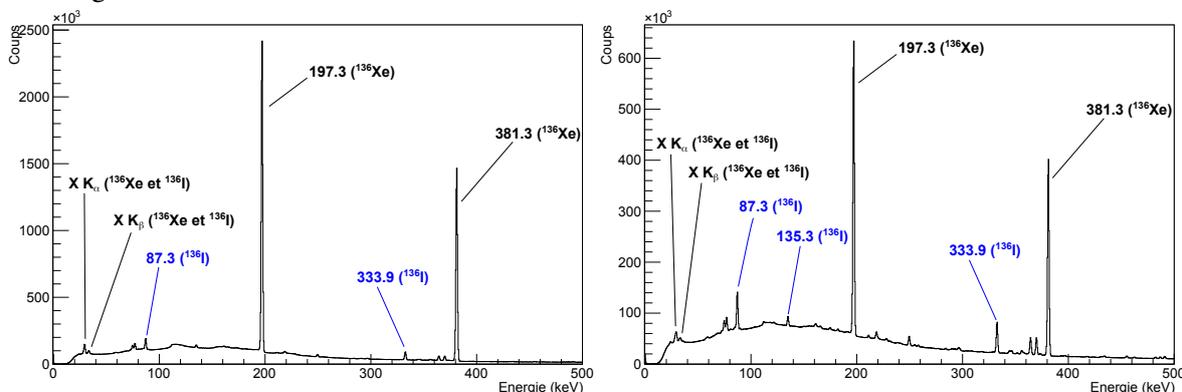
La durée de vie de l'isomère étudié étant courte, la porte de coïncidence entre les événements dans les germaniums et les siliciums fut réglée sur 250 ns. Bien que la portée temporelle des TACs fut réglée sur 200 ns, la pauvre résolution en temps des DGFs nous conduisit à utiliser une porte en temps légèrement plus large pour la production des spectres en énergie afin de ne pas dégrader la statistique déjà très faible des événements d'intérêt. Néanmoins, différentes largeurs de portes furent testées et aucun changement notable ne fut observé sur les spectres siliciums-germaniums pour des portes inférieures à 500 ns, attestant de la sélectivité des triples coïncidences ion-germaniums-siliciums. Les nombres requis de photons dans les germaniums et d'événements dans les siliciums pour la construction des matrices furent quant à eux simplement choisis comme étant supérieur ou égal à un, pour les mêmes raisons. En effet, aucun changement notable ne fut observé sur les spectres en énergie en limitant les événements à un seul signal dans les germaniums ou les siliciums. Par ailleurs, non seulement une soustraction de bruit de fond (discutée au paragraphe suivant) fut implémentée, mais aussi des portes en énergie telles que décrites figure 3.7 sur les transitions d'intérêt furent utilisées pour nettoyer les spectres, c'est pourquoi contraindre la construction des événements de la sorte ne fut *a posteriori* pas nécessaire.

La méthode de soustraction de bruit de fond utilisée pour l'analyse et la production des spectres de calibration est relativement simple. Elle consiste à retirer du spectre en énergie obtenu à partir des événements construits dans une certaine porte en temps à partir de l'implan-

### 3 – Méthode d'analyse des spectres en énergie : description des différentes matrices

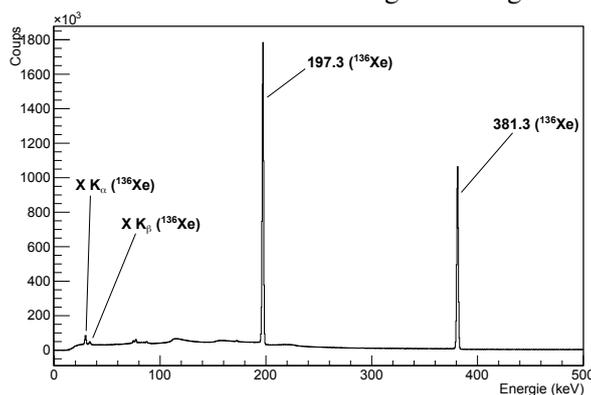


(a) Projection totale sur l'axe temps de la matrice germaniums-temps. La plage de temps d'intérêt pour le présent exemple est définie en vert, et celle servant à la soustraction de bruit de fond en rouge.



(b) Projection totale sur l'axe germaniums des 7.5 premières  $\mu\text{s}$  après implantation d'un ion de la matrice germaniums-temps (en vert sur la figure 3.9a).

(c) Projection totale sur l'axe germaniums de la matrice germaniums-temps sur une plage de 7.5 à 15  $\mu\text{s}$  après implantation d'un ion (en rouge sur la figure 3.9a).



(d) Projection totale sur l'axe germaniums des événements présentés figure 3.9b auxquels sont soustraits les événements présentés figure 3.9c.

FIGURE 3.9: Exemple de soustraction de bruit de fond employée dans l'analyse à l'aide de la matrice germaniums-temps.

tation d'un ion le spectre en énergie obtenu à partir des évènements construits dans une porte en temps de largeur équivalente positionnée après la première, ou simplement à la fin de la plage de temps. Bien entendu, les tailles et positions de ces portes doivent être adaptées à l'ion étudié, notamment en fonction de la durée de vie de l'isomère permettant leur implantation mais aussi des diverses contaminations, certaines pouvant provenir d'autres isomères indésirables. En pratique ce ne fut pas le cas pour l'analyse du  $^{136}\text{Sb}$ , c'est pourquoi toutes les matrices qui y sont décrites utilisent une porte en temps commençant directement après l'implantation d'un ion.

Le principe est illustré au travers d'un exemple par la figure 3.9, où nous avons cherché à nettoyer le spectre du  $^{136}\text{Xe}$  des contaminations *beta*, dont le  $^{136}\text{I}$  est une référence. L'isomère du  $^{136}\text{Xe}$  étant de durée de vie de  $2.95 \mu\text{s}$ , nous avons intérêt à prendre une porte en temps aussi large que possible après implantation d'un ion afin de maximiser le signal observé. Nous décidâmes par ailleurs d'utiliser deux portes en temps de largeur égales afin de normaliser le bruit de fond. Or d'après la figure 3.9, nous disposons en réalité d'une plage de temps d'un peu plus de  $15 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion, c'est pourquoi deux portes de  $7.5 \mu\text{s}$  furent utilisées. Celle correspondant au signal fut bien entendu placée au niveau de l'implantation d'un ion, et celle correspondant au bruit de fond en fin de plage comme l'indique la figure 3.9a. Les spectres en énergie des germaniums à partir de ces deux portes sont présentés respectivement figure 3.9b et 3.9c. Le rapport entre les intensités des transitions  $\gamma$  du  $^{136}\text{Xe}$  et du  $^{136}\text{I}$  sur les deux spectres énergie ainsi produits montre le poids croissant de la contribution issue des désintégrations  $\beta$  avec le temps. Le spectre 3.9c est alors soustrait du spectre 3.9b afin de produire le spectre en énergie du  $^{136}\text{Xe}$  présenté figure 3.9d, largement nettoyé de ses contaminations  $\beta$ .

Une fois qu'une soustraction de bruit de fond est définie à l'aide des matrices germaniums-temps ou siliciums-temps, les portes en temps dites "de signal" et "de bruit de fond" sont directement implémentées dans le code d'analyse afin de pouvoir produire des matrices siliciums-germaniums nettoyées de leurs contaminations  $\beta$ . Différentes portes sur les axes des matrices siliciums-germaniums ainsi produites permettent alors d'obtenir des spectres en énergie aussi propres que possible, et de mener à bien l'analyse désirée. Les résultats ainsi obtenus seront présentés et discutés au chapitre suivant.

## 4 Méthode d'analyse des spectres en temps des TACs

Les derniers outils nécessaires pour mener à bien ces analyses sont les spectres en temps produits par les TACs. Comme il a été dit au chapitre précédent, section 3.5, les TACs nous permettent de mesurer une différence de temps entre un évènement détecté par les germaniums et un évènement détecté par les siliciums beaucoup plus précise que celle obtenue en utilisant les temps des DGFs. Dans la mesure où différentes combinaisons de *start* et de *stop* furent employées entre les différents types de détecteurs, un délai de 100 ns fut introduit sur les signaux

*stop* afin de parer à l'éventualité que ceux-ci se produisent avant le signal *start*. Ainsi, n'importe quelle combinaison de transitions situées de part et d'autre d'un état présentant une durée de vie sera mesurée également par les TACs. La première conséquence est qu'un évènement simultané dans les siliciums et les germaniums produira un signal centré dans la plage d'acquisition des TACs. La seconde est que les spectres produits par la combinaison d'un signal *stop* émis par une transition située en amont d'un état isomérique avec un signal *start* émis par une transition en aval de cet état résultera en une exponentielle croissante jusqu'au centre de la plage, là où la combinaison inverse nous aurait donné une décroissance exponentielle à partir du milieu de la plage. En d'autres termes, placer un délai sur les signaux *stop* correspondant à la moitié de la plage des TACs résulte en une symétrie miroir par rapport à l'axe du milieu de cette plage des spectres en temps obtenus par des combinaisons inversées de *start* et de *stop*.

Les spectres des TACs consistent donc simplement en la distribution des intervalles de temps entre un évènement dans les germaniums, et un évènement dans les siliciums dans une plage de  $\pm 100$  ns. La production de tels spectres nécessite donc d'abord de produire une matrice siliciums-germaniums aussi propre que possible à l'aide des paramètres décrits précédemment pour le noyau d'intérêt, puis de valider une porte en énergie sur les germaniums et les siliciums pour deux transitions d'une même cascade de ce noyau. Bien entendu, l'une de ces deux portes doit être placée sur une transition précédant l'isomère étudié, et la seconde sur une transition le suivant. Une fois qu'une matrice siliciums-germaniums satisfaisante est obtenue et un jeu de portes validé, les spectres des TACs sont construits avec les mêmes paramètres et les portes en énergies ainsi définies. En pratique, la porte en énergie utilisée pour les siliciums est placée sur les électrons de conversion d'une transition de la cascade ou les rayons X associés, ces détecteurs y étant très efficaces, et celle utilisée pour les germaniums sur une autre transition de la même cascade.

Les TACs furent calibrés à l'aide d'un générateur de pulsations. Chaque cristal de germanium et détecteur en silicium ayant son propre canal de traitement (pré-amplificateur interne, TFA et CFD), les spectres produits par chacune de ces combinaisons dans les TACs durent être alignés séparément. Le  $^{136}\text{Xe}$  fut une fois de plus mis à contribution pour cette tâche, ses transitions  $\gamma$  étant intenses, converties, et supposées en cascade prompte, l'isomère de 1.29 ns de l'état de spin  $4^+$  étant trop court pour être mesuré avec de tels détecteurs. Les spectres obtenus pour chacun des 4 TACs après leur calibration et l'alignement de leurs diverses composantes sont présentés figure 3.10 pour le  $^{136}\text{Xe}$ . Une porte sur la transition  $\gamma$  à 1313.02 keV dans les germaniums et sur les électrons de conversion K à 161.9 keV dans les siliciums fut implémentée. Les évènements sur une plage de  $7.5 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion furent retenus pour ce spectre, auxquels furent soustraits les évènements des  $7.5 \mu\text{s}$  suivantes.

Comme le montrent les figures 3.10c et 3.10d, les TACs S2C1 et S2C2 présentent une forte asymétrie sur la droite du pic central. Bien que nous sachions que le silicium 2 présentait déjà des problèmes d'ordre technique avant cette expérience, cette double structure n'a toujours pas

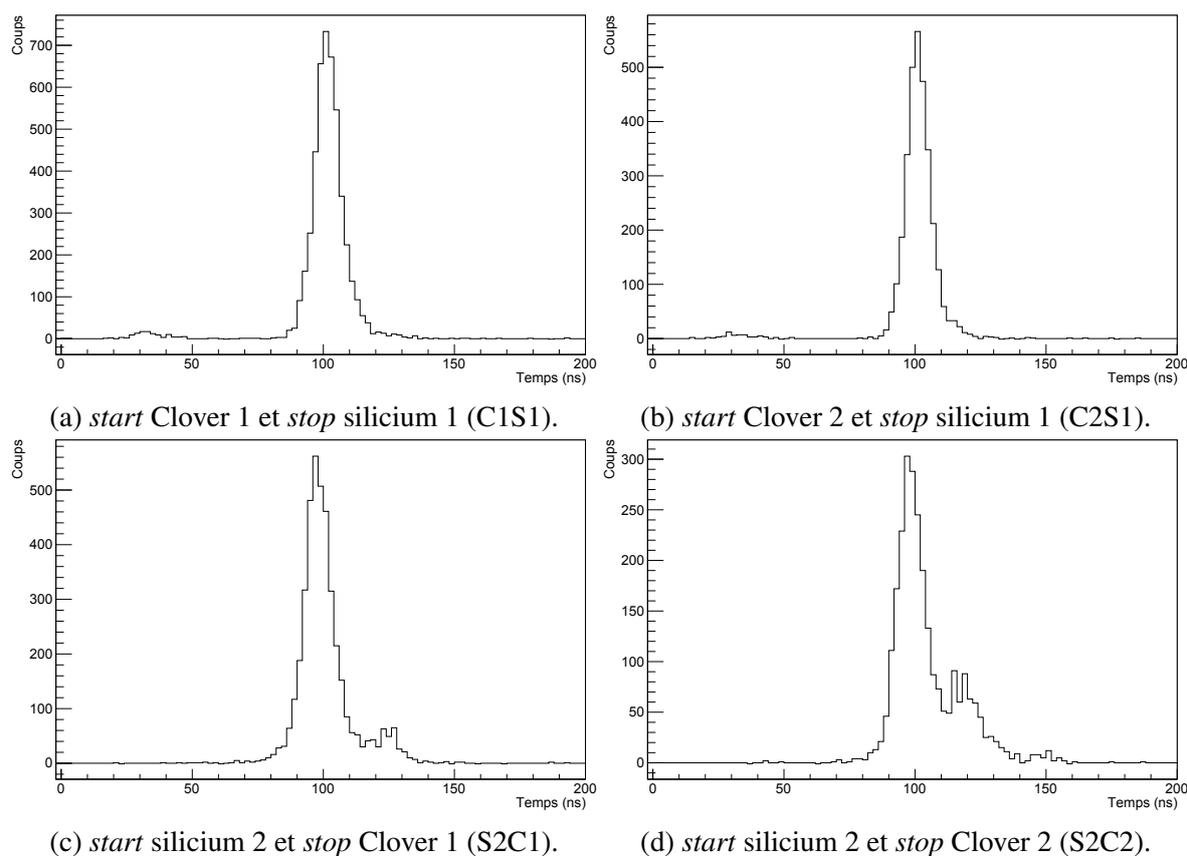


FIGURE 3.10: Spectres des TACs obtenus par une porte en énergie à 1313 keV sur les germaniums et à 162 keV sur les siliciums. Les différentes combinaisons de *start* et de *stop* sont rappelées sous chaque figure.

été clairement élucidée. Nous décidâmes en conséquence d'exclure ces deux TACs de l'analyse, au prix d'une statistique réduite. Les spectres présentés sur la figure 3.10 montrent par ailleurs que le pic central correspondant à la détection de deux évènements simultanés dans les germaniums et les siliciums est légèrement excentré par rapport au centre exact du spectre. Ceci est dû au fait d'une part que la réponse des CFDs placés en amont des TACs n'est pas totalement indépendante de l'énergie, et d'autre part que les longueurs de câble employés ne furent pas strictement identiques d'un détecteur à l'autre. Les TACs furent donc alignés avec des transitions aussi proches que possible de celles faisant l'objet de l'étude. La transition à 197.316 keV du  $^{136}\text{Xe}$  fut donc utilisée comme porte pour les germaniums, ainsi que les électrons de conversion K de la transition à 381.359 keV pour les siliciums, d'où le léger décalage du pic prompt dans les figures 3.10a, 3.10b, 3.10c et 3.10d avec le centre de la plage en temps. Notons toutefois que l'alignement entre les cristaux reste préservé, et que toute période mesurée restera valable quelles que soient les énergies des portes utilisées, seul un décalage est introduit par ce phénomène.

# 4

## Résultats et discussions

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Soustraction de bruit de fond . . . . .</b>	<b>72</b>
<b>2</b>	<b>Spectres en énergie . . . . .</b>	<b>73</b>
2.1	Spectre en énergie du $^{136}\text{Sb}$ . . . . .	74
2.2	Multipolarité de la transition à 172.7 keV . . . . .	76
2.3	Spectre siliciums-siliciums . . . . .	77
2.4	Multipolarité de la transition à 53.4 keV . . . . .	80
2.5	Multipolarité de la transition à 50.4 keV . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Spectre en temps . . . . .</b>	<b>82</b>
<b>4</b>	<b>Interprétations . . . . .</b>	<b>85</b>

---

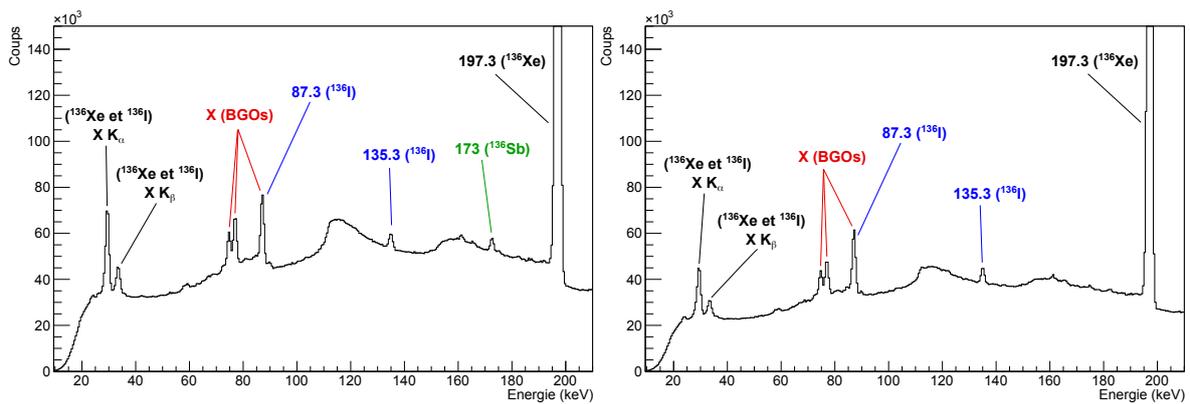
Le  $^{136}\text{Sb}$  étant produit dans cette expérience uniquement par la fission, il ne put être observé dans la zone expérimentale que grâce à son isomère de 480 ns [4]. La majeure partie de son rayonnement  $\gamma$  de désexcitation et de ses électrons de conversion se produit donc dans la première partie de la fenêtre en temps après implantation d'un ion. Nous nous attendons par ailleurs à une statistique très faible de ce rayonnement de désexcitation dans la mesure où d'une part, le temps de vol des fragments de fission dans le spectromètre est de l'ordre de  $2\ \mu\text{s}$ , et d'autre part le rendement de fission du  $^{136}\text{Sb}$  doit être relativement faible, bien que formellement inconnu. Des matrices adaptées durent donc être construites pour mener son étude à bien, comme nous allons le voir.

Les TACs mesurant une différence de temps entre des événements se produisant dans les germaniums et les siliciums, la première étape de l'analyse consiste à définir un jeu de portes en énergie sur les différents types de détecteurs ainsi qu'une soustraction de bruit de fond adaptée, afin d'obtenir des spectres en énergie aussi propres que possible. Les conditions ainsi déterminées seront alors utilisées afin de construire les spectres en temps produits par les TACs. La seconde étape consiste à vérifier l'existence de deux transitions de basse énergie converties, et évaluer leurs énergies et multipolarités. Enfin, la dernière étape sera de vérifier et mesurer l'existence d'un éventuel état isomérique avec les spectres en temps produits par les TACs.

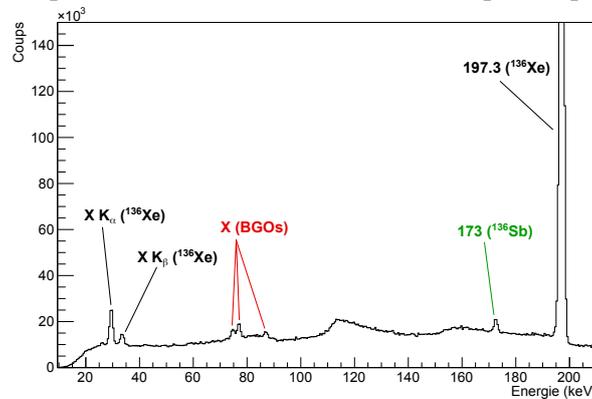
## 1 Soustraction de bruit de fond

Tout d'abord, une plage en temps d'intérêt et une plage en temps servant à la soustraction de bruit de fond furent déterminées. La transition à 173 keV du  $^{136}\text{Sb}$ , la seule du chemin de désexcitation ressortant nettement dans les spectres en énergie des germaniums sans coïncidences, nous sert de référence pour cette étape. Comme le montrent les figures 4.1a et 4.1b, la contribution du spectre à la transition de 173 keV provient presque exclusivement de sa portion de  $2.5\ \mu\text{s}$  située juste après l'implantation d'un ion. Afin de réduire autant que possible la contribution des différentes transitions du  $^{136}\text{Xe}$  au spectre final en plus d'éliminer la contribution des désintégrations  $\beta$ , la soustraction de bruit de fond fut placée immédiatement après la plage d'intérêt.

Comme le montre la figure 4.1c, les contaminations du spectre en provenance des décroissances  $\beta$  furent éliminées. On observe néanmoins que les rayons X du bismuth présent dans les BGOs sont toujours présents, quoique largement affaiblis. Ceci est dû au fait que ce rayonnement X est produit par l'interaction d'un rayonnement externe dans les BGOs, comme nous l'avons expliqué section 3.3, rayonnement qui est plus intense aux temps proches de l'implantation d'un ion comme l'atteste la figure 3.1. Ainsi, aucune soustraction de bruit de fond réalisée avec une plage de temps également large à celle du signal d'intérêt ne pourra nous en affranchir. Toutefois, cette contamination des spectres en énergie n'affectera pas l'étude du  $^{136}\text{Sb}$ . Cette soustraction de bruit de fond fut appliquée à toutes les matrices relatives à l'analyse du  $^{136}\text{Sb}$ .



(a) Projection totale sur l'axe germaniums des 2.5 premières  $\mu$ s après implantation d'un ion de la matrice germaniums-temps. (b) Projection totale sur l'axe germaniums de la matrice germaniums-temps sur une plage de 2.5 à 5  $\mu$ s après implantation d'un ion.



(c) Projection totale sur l'axe germaniums des événements présentés figure 4.1a auxquels sont soustraits les événements présentés figure 4.1b.

FIGURE 4.1: Soustraction de bruit de fond employée dans l'analyse du  $^{136}\text{Sb}$ .

## 2 Spectres en énergie

Une observation directe des transitions à 172.7 et 53.4 keV fut réalisée. L'existence d'une seconde transition de basse énergie fut elle aussi confirmée. La caractérisation de ces 3 transitions sera la partie centrale de cette analyse, et s'articule sur les rapports d'intensité entre les photons  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$  et les électrons de conversion de ces transitions. Une anomalie dans la structure des spectres siliciums extraits de matrices siliciums-germaniums fut tout d'abord constatée, et l'existence d'une seconde transition de basse énergie déduite. Un fort taux de coïncidences  $X K_{\alpha} - X K_{\alpha}$  fut ensuite relevé sur les matrices siliciums-siliciums, inexplicable par les seules conversions des transitions à 172.7 et 53.4 keV, étayant l'existence de cette seconde transition de basse énergie. Les multipolarités des transitions à 172.7, 53.4, puis 50.4 keV furent alors extraites.

## 2.1 Spectre en énergie du $^{136}\text{Sb}$

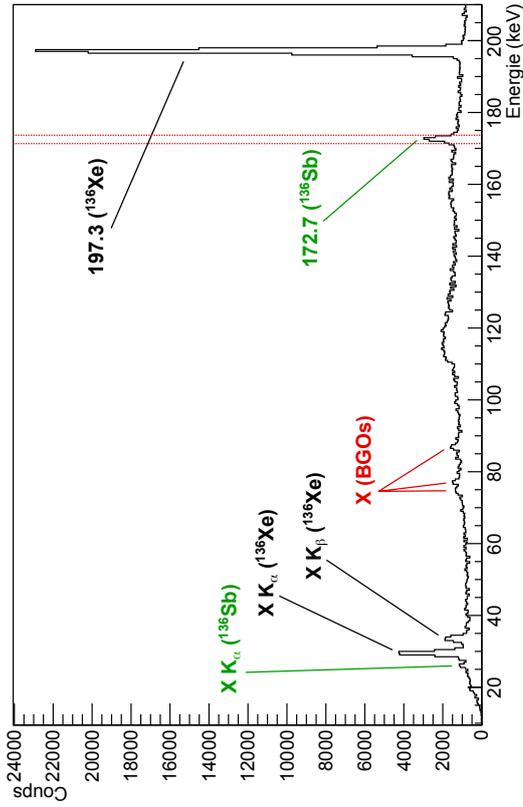
Les énergies moyennes des rayonnements X  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  du Sb, nécessaires à cette analyse, furent calculés de la même manière que ceux du  $^{133}\text{Cs}$  (voir section 1.1) et sont résumés dans le tableau 4.1. Les rayons X  $K_\beta$  du  $^{136}\text{Sb}$  sont confondus avec les  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Xe}$ , calculés précédemment à 29.669 keV. Ils ne pourront donc pas être utilisés d'une quelconque manière pour cette analyse, le  $^{136}\text{Xe}$  étant un bruit de fond que l'on ne peut qu'au mieux réduire.

Rayon X	Energie (keV)	Rendement de fluorescence $\omega_i$ (%)	Moyenne (keV)
$K_{\alpha 1}$	26.359	46	26.272
$K_{\alpha 2}$	26.111	24.9	
$K_{\alpha 3}$	25.793	0.00179	
$K_{\beta 1}$	29.726	8.09	29.822
$K_{\beta 2}$	30.393	2.28	
$K_{\beta 3}$	29.679	4.20	
$K_{\beta 4}$	30.460	0.013	
$K_{\beta 5}$	29.959	0.071	
$\text{KO}_{2,3}$	30.489	0.092	

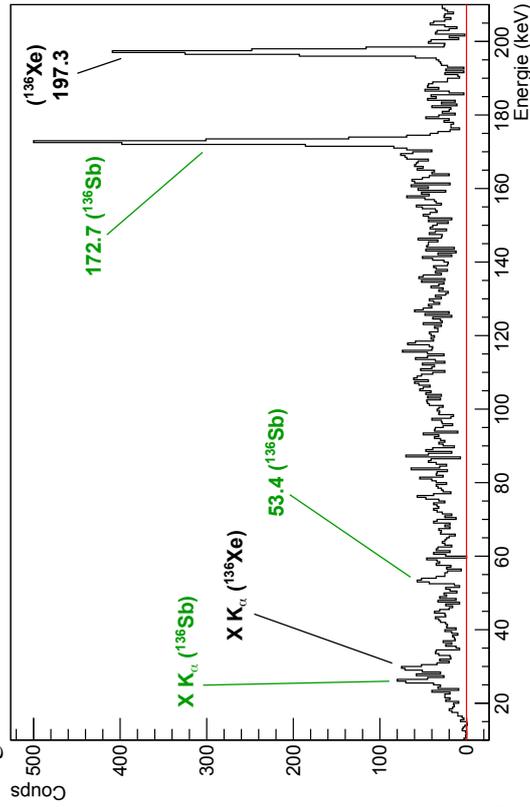
TABLE 4.1: Rayonnements X et rendements de fluorescence de l'antimoine pour 100 lacunes électroniques dans la couche K [55]. L'énergie moyenne des rayonnements X  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ -KO est calculée avec la formule 3.1.

Une matrice siliciums-germaniums fut alors construite, une projection sur ses deux axes étant présentée figure 4.2 ainsi que la projection sur l'axe siliciums d'une porte en énergie sur la transition à 173 keV du  $^{136}\text{Sb}$  de l'axe germaniums, et la projection sur l'axe germaniums d'une porte en énergie sur les rayons X  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Sb}$  de l'axe siliciums.

La figure 4.2d montre clairement que les transitions à 172.7(2) et 53.4(2) keV sont en coïncidence avec les rayons X  $K_\alpha$  du Sb, confirmant ainsi l'assignation précédente [4]. La figure 4.2c fait quant à elle apparaître une double structure à 46.3(3) et 43.3(3) keV. Bien que difficilement séparable, cette double structure semble correspondre aux groupements d'électrons de conversion L+M partiellement superposés de la transition à 53.4 keV et d'une seconde transition de basse énergie. En effet, cette double structure n'apparaît pas sur les spectres germaniums, éliminant l'hypothèse de seuls rayonnements  $\gamma$ . Par ailleurs, l'énergie la plus haute de cette double structure correspond à celle des électrons de conversions L de la transition à 53.4 keV observée sur les spectres germaniums présenté figure 4.2d, après correction de la perte d'énergie dans l'épaisseur résiduelle de la feuille de Mylar comme nous le verrons plus loin. Enfin, en supposant la composante de plus basse énergie de cette double structure correspondant à des électrons



(a) Projection totale sur l'axe siliciums de la matrice germaniums-germaniums. (b) Projection totale sur l'axe germaniums de la matrice siliciums-germaniums.



(c) Projection de la porte en énergie de l'axe germaniums (en rouge sur la figure 4.2b) sur l'axe siliciums. (d) Projection de la porte en énergie de l'axe siliciums (en rouge sur la figure 4.2a) sur l'axe germaniums.

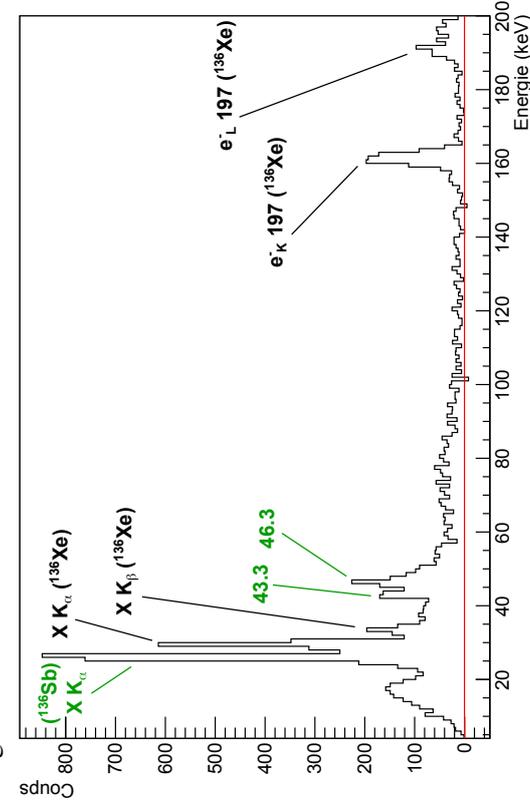
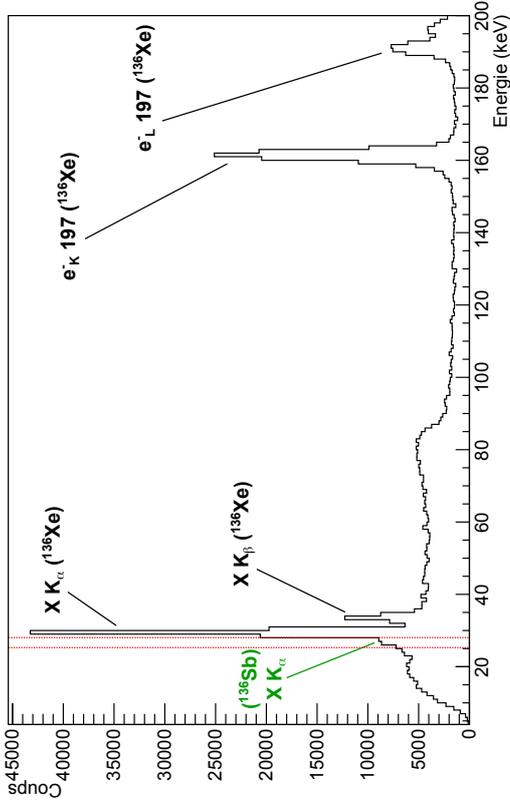


FIGURE 4.2: Projections sur les deux axes de la matrice siliciums-germaniums des 2.5 premières  $\mu\text{s}$  après implantation d'un ion, auxquelles sont soustraites les projections des 2.5  $\mu\text{s}$  suivantes. Les projections des portes en énergie indiquées en rouge sur les figures 4.2a et 4.2b sont données respectivement figure 4.2d et 4.2c.

de conversion K d’une nouvelle transition, et compte-tenu de son intensité sur le spectre 4.2c, une autre distribution à une énergie correspondant aux électrons de conversion L de cette même transition devrait alors être observée, ce qui n’est pas le cas. Cette structure de 43.3 keV fut donc attribuée aux électrons de conversion L d’une seconde transition de basse énergie, la distribution à 46.3 keV correspondant alors aux électrons L de 53.4 keV superposés aux électrons M de cette seconde transition.

Les énergies des électrons de conversion K et L pour plusieurs transitions du  $^{136}\text{Sb}$  furent alors calculées avec le logiciel *Bricc* [77] pour plusieurs multipolarités différentes. Comme l’indique le tableau 4.2, elles varient peu avec la multipolarité. Considérant la résolution en énergie des siliciums pour les électrons de 0.3 keV, discutée annexe B.1, nous serons dans l’incapacité de discriminer ces différents scénarios. Nous ne pourrons donc utiliser ces différences pour déterminer la multipolarité des transitions considérées.

	50.4 keV		53.4 keV		172.7 keV	
Multipolarité	$E_{e_K}$ (keV)	$E_{e_L}$ (keV)	$E_{e_K}$ (keV)	$E_{e_L}$ (keV)	$E_{e_K}$ (keV)	$E_{e_L}$ (keV)
M1		45.7		48.7		168.0
E1	19.91	45.9	22.9	48.9	142.2	168.1
E2		46.1		49.1		168.2

TABLE 4.2: Energie des électrons de conversion des 3 transitions d’intérêt du  $^{136}\text{Sb}$  calculées avec *Bricc* pour différentes multipolarités.

Comme nous l’avons vu section 1.2, la profondeur d’implantation des ions dans la feuille de Mylar est d’un peu plus de  $2\ \mu\text{m}$ , soit une perte d’environ 2.5(3) keV pour des électrons d’énergie comprise entre 45 et 50 keV. Le pic à 46.3(3) keV observé figure 4.2c correspond donc à des électrons de 48.8(5) keV. Ce résultat est compatible avec l’énergie des électrons de conversion L issus de la transition à 53.4(2) keV. Un raisonnement similaire nous permet de déduire une énergie de 50.4(5) keV pour la seconde transition de basse énergie.

## 2.2 Multipolarité de la transition à 172.7 keV

Les coefficients de conversion des transitions à 50.4, 53.4 et 172.7 keV pour différentes multipolarités furent calculés avec *Bricc* et sont résumés dans le tableau 4.3. Le coefficient de conversion  $\alpha_K$  de la transition à 172.7 keV fut alors évalué en comparant le nombre d’électrons de conversion K observés sur une matrice siliciums-temps au nombre de  $\gamma$  mesurés sur une matrice germaniums-temps.

Le nombre d’électrons de conversion K de cette transition à 172.7 keV dut bien entendu être

corrigé de l'empilement avec les photons X  $K_\alpha$ . Comme le montre le tableau 4.3, les coefficients de conversion  $\alpha_K$  des transitions à 50.4 et 53.4 keV sont bien plus grands que celui de la transition à 172.7 keV, et ce quelle que soit la multipolarité considérée. L'empilement d'un photon X  $K_\alpha$  issu de la conversion de l'une des deux transitions avec un électron K issu de la conversion de la transition à 172.7 keV n'est donc pas négligeable. En toute rigueur, l'empilement des photons X  $K_\beta$  avec ces mêmes électrons de conversion devrait aussi être pris en compte, néanmoins les grandes barres d'erreurs obtenues pour le calcul du seul empilement des photons X  $K_\alpha$  avec les électrons K dépassent une telle correction. Ils ne furent donc toujours pas inclus.

		E1	M1	E2
50.4 keV	$\alpha_K$	1.086(14)	3.84(6)	8.51(12)
	$\alpha_L$	0.1508(22)	0.499(7)	8.64(12)
	$\alpha_M$	0.0296(5)	0.0989(14)	1.81(3)
53.4 keV	$\alpha_K$	0.928(13)	3.25(5)	7.40(11)
	$\alpha_L$	0.1276(18)	0.421(6)	6.57(10)
	$\alpha_M$	0.0251(4)	0.0835(12)	1.375(20)
172.7 keV	$\alpha_K$	0.0351(5)	0.1170(17)	0.192(3)
	$\alpha_L$	0.00437(7)	0.01487(21)	0.0391(6)
	$\alpha_M$	0.000859(12)	0.00294(5)	0.00795(12)

TABLE 4.3: Coefficients de conversion des 3 transitions d'intérêt du  $^{136}\text{Sb}$  calculées avec *Bricc* pour différentes multipolarités.

Les détails du calcul de  $\alpha_K^{172}$  peuvent être trouvés annexe C.1. Celui-ci fut effectué pour chacune des 9 combinaisons de multipolarité. Nous obtenons alors un coefficient de conversion  $\alpha_K^{172} = 0.17(4)$ . Ce résultat ne varie qu'à la troisième décimale selon la combinaison de multipolarités considérée, et reste donc largement dans la barre d'erreur proposée. Cette dernière est issue d'un calcul de propagation d'erreur sur chacune des variables considérées. Comme l'indique le tableau 4.3, ce résultat n'est compatible qu'avec une multipolarité *E2* pour la transition à 172.7 keV. Une multipolarité *E2* lui fut donc attribuée.

### 2.3 Spectre siliciums-siliciums

L'existence d'une seconde transition de basse énergie peut être étayée à l'aide d'une matrice siliciums-siliciums. Une porte fut placée sur les photons X  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Sb}$ , le spectre des coïncidences résultant étant présenté figure 4.3. On observe sur ce spectre un faible signal cor-

respondant aux électrons de conversion K de la transition à 172.7 keV, ainsi qu’une distribution en électrons L+M que nous n’assignerons pas de suite à une transition précise, et une forte intensité en photons  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$ . La forte coïncidence  $X K_{\alpha}$ - $X K_{\alpha}$  montre que nous avons au moins 2 transitions converties.

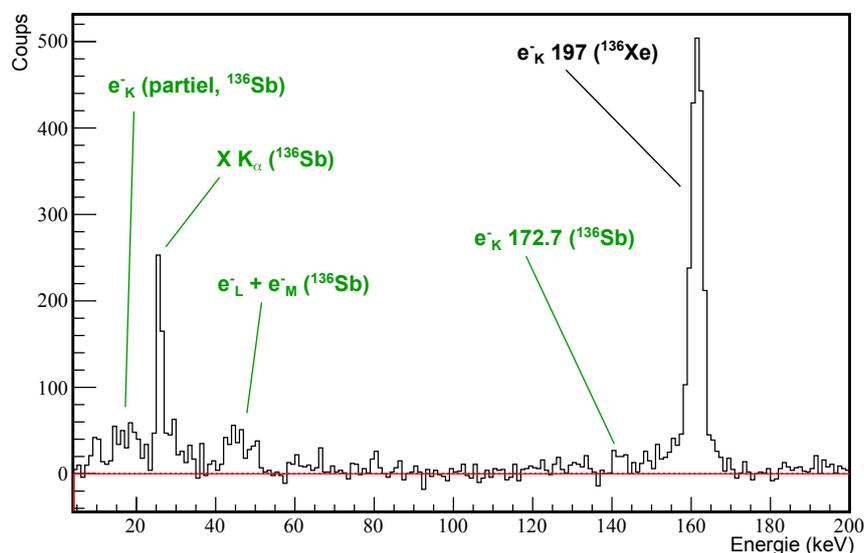


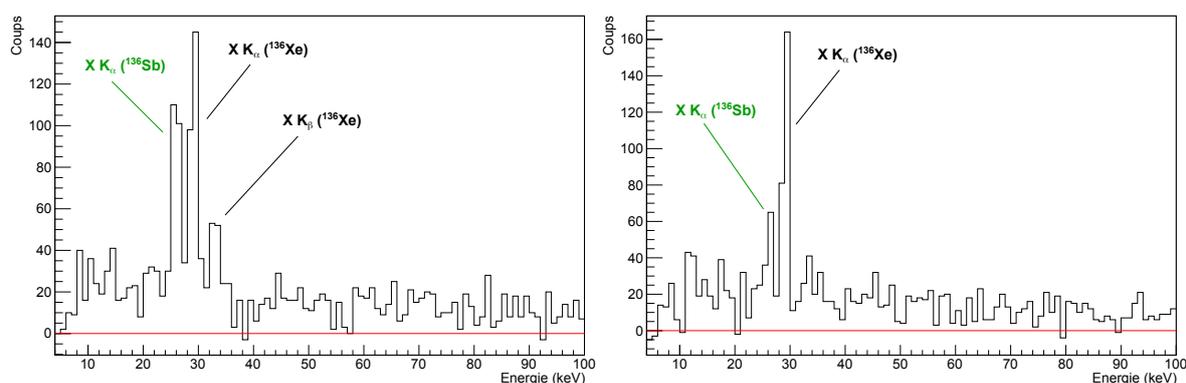
FIGURE 4.3: Projection sur l’axe siliciums d’une porte sur les  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$  sur le second axe siliciums d’une matrice siliciums-siliciums avec une soustraction de bruit de fond à 23 keV. Le signal des électrons de conversion K des transitions de basse énergie du  $^{136}\text{Sb}$  est largement coupé par le seuil.

Supposons maintenant que nous n’avons dans notre cascade que deux transitions converties, les transitions à 53.4 et 172.7 keV. La forte différence d’intensité entre le groupement d’électrons L+M semblant provenir de la conversion de la transition à 53.4 keV et les électrons de conversion K de la transition à 172.7 keV nous indiquerait alors que la transition à 53.4 keV est beaucoup plus convertie que la transition à 172.7 keV. En conséquence, un spectre généré à l’aide d’une porte en énergie placée sur les photons  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$  comporterait alors bien plus de coïncidences à partir d’un  $X K_{\alpha}$  issu de la conversion de la transition à 53.4 keV que de coïncidences à partir d’un  $X K_{\alpha}$  issu de la conversion de la transition à 172.7 keV. Ceci a deux conséquences importantes.

La première est que les photons  $X K_{\alpha}$  observés sur un tel spectre devraient provenir majoritairement de la conversion de la transition à 172.7 keV. Or nous observons sur le spectre présenté figure 4.3 que l’intensité en photons  $X K_{\alpha}$  est largement supérieure à celle en électrons de conversion K de la transition à 172.7 keV. L’efficacité de détection aux photons X et aux électrons de conversion, voisine dans ces plages d’énergie, ne peut expliquer une telle différence. La seconde est que nous devrions observer un plus grand nombre d’électrons de conversion K de la transition à 172.7 keV que d’électrons L ou M de la transition à 53.4 keV, l’émission d’un

photon  $X K_{\alpha}$  à partir de la transition de 53.4 keV ne pouvant s'accompagner de l'émission d'un électron de conversion L ou M à partir de la même transition. Or nous observons le contraire sur le spectre présenté figure 4.3, obtenu à partir d'une porte en énergie sur les photons  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$  auquel fut soustrait le spectre issu d'une porte en énergie équivalente à environ 23 keV, bonne approximation du bruit de fond dans cette région. Une seconde transition d'une énergie voisine de la transition à 53.4 keV, fortement convertie, et en cascade avec les transitions à 53.4 et 172.7 keV est donc nécessaire pour expliquer de tels résultats.

Nous observons par ailleurs sur le spectre 4.3 une distribution à gauche du pic correspondant aux photons  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$ . La projection sur l'axe siliciums d'une porte à 172.7 keV sur l'axe germaniums de la matrice siliciums-germaniums (figure 4.2c) montrait en outre une distribution similaire, distribution invisible sur le même axe en l'absence de condition sur l'énergie des germaniums (figure 4.2a). Une porte en énergie sur cette distribution fut alors réalisée avec une matrice siliciums-siliciums ainsi qu'une porte sur le bruit de fond voisin, les résultats étant présentés figure 4.4.



(a) Porte en énergie à 17 keV sur la matrice siliciums-siliciums. (b) Porte en énergie à 23 keV sur la matrice siliciums-siliciums.

FIGURE 4.4: Projection sur l'axe siliciums d'une porte à 17 (figure 4.4a) et 23 keV (figure 4.4b) sur le second axe siliciums de la matrice siliciums-siliciums.

La perte d'énergie dans la feuille de Mylar pour les électrons de conversion K des transitions à 50.4 et 53.4 keV s'élève à environ 5 keV. Ainsi, d'après le tableau 4.2, les énergies de ces électrons de conversion deviennent respectivement environ 15 et 18 keV. A de telles énergies, ces deux distributions deviennent difficilement discernables c'est pourquoi une seule porte en énergie à 17 keV, large, fut utilisée pour en observer les coïncidences sur une matrice siliciums-siliciums. Une porte en énergie également large fut aussi utilisée à 23 keV à titre de comparaison, celle-ci étant une bonne approximation au bruit de fond dans cette région. Nous observons une nette différence de rapports d'intensités entre les photons  $X K_{\alpha}$  du  $^{136}\text{Sb}$  et du  $^{136}\text{Xe}$  entre les spectres 4.4a et 4.4b, montrant la corrélation entre cette distribution et le  $^{136}\text{Sb}$  et confirmant ainsi son assignation aux électrons K de ses transitions de basse énergie.

## 2.4 Multipolarité de la transition à 53.4 keV

La détermination de la multipolarité de la transition à 53.4 keV fut réalisée en comparant le ratio mesuré entre les intensités  $\gamma$  des transitions à 53.4 et 172.7 keV avec une évaluation théorique de ce même ratio. Une projection sur l'axe germanium d'une porte en énergie sur les photons X  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Sb}$  de l'axe siliciums d'une matrice siliciums-germaniums (voir figure 4.2d) fut utilisée pour cette détermination expérimentale, pour un résultat de  $I_{\gamma_{172}}/I_{\gamma_{53}} = 10.6(17)$ . La matrice utilisée pour cette détermination expérimentale faisant appel à une porte en énergie sur les photons X  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Sb}$ , le ratio théorique dut être corrigé de multiples contributions. En effet, comme il a été mentionné précédemment, l'usage d'une porte sur ces rayonnements X conditionne les spectres obtenus, ces derniers ne pouvant obéir qu'à certains scénarios. Ainsi, un photon de 172.7 keV observé dans les germaniums sur le spectre 4.2d ne peut être issu que d'une coïncidence avec un photon X  $K_\alpha$  issu de la conversion de la transition à 50.4 ou 53.4 keV par exemple.

Le nombre de photons de 172.7 keV théoriquement mesuré en coïncidence avec des photons X  $K_\alpha$  fut donc évalué en tenant compte des contributions de chacun de ces divers scénarios, les détails relatifs à ce calcul étant décrits annexe C.2. Celui-ci fut réalisé pour chacune des 9 combinaisons de multipolarités des transitions à 50.4 et 53.4 keV, et un calcul de propagation d'erreur effectué sur chacune des variables, comme de coutume. Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.4.

Multipolarité des transitions		$\frac{I_{\gamma_{172}}^{\text{théo}}}{I_{\gamma_{53}}^{\text{théo}}}$	Erreur
53.4 keV	50.4 keV		
M1	M1	9.3	0.9
	E1	10.7	1.1
	E2	11.2	1.1
E1	M1	3.4	0.3
	E1	3.7	0.4
	E2	3.9	0.4
E2	M1	27.1	2.7
	E1	29.8	2.9
	E2	30.9	3.0

TABLE 4.4: Rapports théoriques d'intensité sur l'axe germanium d'une matrice siliciums-germaniums entre les transitions à 172.7 et 53.4 keV à partir d'une porte sur les photons X  $K_\alpha$  sur l'axe siliciums, pour différentes combinaisons de multipolarité des transitions à 50.4 et 53.4 keV.

D'après le tableau 4.4, seules les valeurs obtenues pour une multipolarité  $M1$  de la transition à 53.4 keV sont compatibles avec le ratio expérimental de 10.5(17). Toutes les multipolarités de la transitions à 50.4 keV demeurent néanmoins compatibles, en raison des fortes barres d'erreur associées à la fois à la valeur expérimentale et aux valeurs théoriques. Son cas sera donc traité séparément au paragraphe suivant. Une multipolarité  $M1$  fut ainsi assignée à la transition de 53.4 keV.

## 2.5 Multipolarité de la transition à 50.4 keV

Enfin, la détermination de la multipolarité de la dernière transition à 50.4 keV fut réalisée en comparant le ratio mesuré entre l'intensité en photons X  $K_\alpha$  et l'intensité en électrons de conversion L+M et en photons  $\gamma$  sommés sur les transitions à 50.4 et 53.4 keV, les électrons de conversion et les  $\gamma$  de ces deux transitions ne pouvant être séparés, avec une évaluation théorique de ce ratio. La projection sur l'axe siliciums d'une porte à 172.7 keV sur l'axe germaniums d'une matrice siliciums-germaniums (voir figure 4.2c) fut utilisée pour cette détermination expérimentale, pour un résultat de  $I_{K_\alpha}/I_{e_{L+M}+\gamma} = 1.04(14)$ .

De même que précédemment, l'évaluation théorique du nombre de photons X  $K_\alpha$  mesuré en coïncidence avec des électrons de conversion ou les  $\gamma$  des transitions à 50.4 et 53.4 keV dut être corrigée des contributions de multiples scénarios, les 3 transitions du  $^{136}\text{Sb}$  étant converties et en cascade directe. Les détails de ce calcul peuvent être trouvés annexe C.3. Celui-ci fut réalisé pour chacune des 3 multipolarités de la transition à 50.4, et un calcul de propagation d'erreur effectué sur chacune des variables. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4.4.

Multipolarité (50.4 keV)	$\frac{I_{K_\alpha}^{\text{théo}}}{I_{e_{L+M}+\gamma}^{\text{théo}}}$	Erreur
M1	2.34	0.39
E1	1.95	0.34
E2	0.90	0.17

TABLE 4.5: Rapports théoriques d'intensité sur l'axe silicium d'une matrice siliciums-germaniums entre les photons X  $K_\alpha$  et les électrons de conversion L+M et les photons  $\gamma$  sommés sur les transitions à 50.4 et 53.4 keV, à partir d'une porte sur la transition à 172.7 keV sur l'axe germaniums, pour différentes multipolarités de la transition à 50.4 keV.

D'après le tableau 4.5, seule la valeur obtenue pour une multipolarité  $E2$  de la transition à

50.4 keV est compatible avec le ratio expérimental de 1.04(14). Une multipolarité  $E2$  lui fut donc attribuée.

### 3 Spectre en temps

Les multipolarité des transitions étant désormais connues, nous pouvons dès lors évaluer le poids de chacune des deux transitions de basse énergie dans le groupement d'électrons de conversion L+M observé sur le spectre 4.2c à partir d'une porte à 172.7 keV sur l'axe germaniums. En négligeant la contribution à l'empilement un photon X  $K_\alpha$  issu de la conversion de l'une des deux transitions de basse énergie avec un électron de conversion K de la seconde, autrement dit le terme  $P_{K_\alpha+eK}^{50-53}$  décrit au paragraphe précédent, on peut écrire pour chaque silicium :

$$N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(50) = N_{\gamma 172}^{\text{détect}} \left( P_{e_{L+M+\gamma}}^{50} + P_{K_\alpha+eK}^{50} \right)$$

où  $N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(50)$  est le nombre d'électrons L et M issus de la conversion de la transition à 50.4 keV théoriquement mesuré en coïncidence avec des photons de 172.7 keV, et :

$$N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(53) = N_{\gamma 172}^{\text{détect}} \left( P_{e_{L+M+\gamma}}^{53} + P_{K_\alpha+eK}^{53} \right)$$

où  $N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(53)$  est le nombre d'électrons L et M issus de la conversion de la transition à 53.4 keV théoriquement mesuré en coïncidence avec des photons de 172.7 keV. On peut alors écrire la fraction d'évènements du groupement L+M en provenance de la transition à 50.4 keV comme :

$$W_{e_{L+M+\gamma}}(50) = \frac{N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(50)}{N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(50) + N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}(53)} \quad (4.1)$$

On obtient alors, à l'aide des coefficients de conversion présentés dans le tableau 4.3, une contribution d'environ 77% de la transition à 50.4 keV au signal observé dans le groupement L+M+ $\gamma$ . Ainsi, tout spectre produit par une coïncidence avec ce groupement L+M+ $\gamma$  sur les siliciums sera dominé par les coïncidences avec la transition de 50.4 keV.

Un raisonnement similaire peut être fait pour déterminer la contribution de chacune des deux transitions de basse énergie au pic des photons X  $K_\alpha$  du  $^{136}\text{Sb}$ . Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, on peut écrire pour chaque silicium :

$$N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(50) = N_{\gamma 172}^{\text{détect}} P_{K_\alpha}^{50}$$

où  $N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(50)$  est le nombre de photons X  $K_\alpha$  issus de la conversion de la transition à 50.4

keV théoriquement mesuré en coïncidence avec des photons de 172.7 keV, et :

$$N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(53) = N_{\gamma 172}^{\text{détect}} P_{K_\alpha}^{53}$$

où  $N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(53)$  est le nombre de photons X  $K_\alpha$  issus de la conversion de la transition à 53.4 keV théoriquement mesuré en coïncidence avec des photons de 172.7 keV. On peut alors écrire la fraction de photons X  $K_\alpha$  en provenance de la transition à 50.4 keV comme :

$$W_{K_\alpha}(50) = \frac{N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(50)}{N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(50) + N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}(53)} \quad (4.2)$$

On obtient alors, à l'aide des coefficients de conversion présentés dans le tableau 4.3, une contribution d'environ 38% de la transition à 50.4 keV au signal observé dans le pic des photons X  $K_\alpha$ . Cette fois, le signal est dominé par la transition à 53.4 keV, quoique moins nettement que dans le cas des électrons L+M.

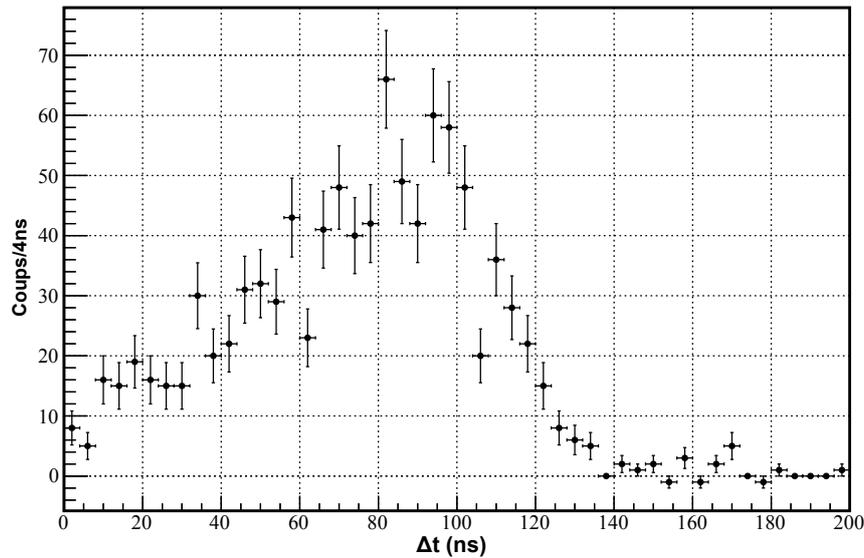


FIGURE 4.5: Spectre en temps des TACs C1S1 et C2S1 à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur le groupement L+M+ $\gamma$  des siliciums.

Un spectre en temps produit par les TACs C1S1 et C2S1 fut tout d'abord construit à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur le groupement L+M+ $\gamma$  dans les siliciums. Le spectre résultant est présenté figure 4.5. On y distingue une croissance exponentielle sur la première moitié, ainsi qu'une forme Gaussienne en son centre. Les TACs utilisés fonctionnant en mode *start Clovers - stop Siliciums*, la pente exponentielle montre la présence d'une période de l'ordre de quelques dizaines de ns entre l'une des transitions de basse énergie et la transition à 172.7 keV. Cette pente étant située à gauche du centre du spectre, ce dernier

correspondant rappelons-le à un intervalle de temps nul entre deux évènements sélectionnés par chacune des deux portes en énergie, nous pouvons en outre déduire que cette transition de basse énergie est située en amont de la transition à 172.7 keV dans le schéma de niveau. Enfin, comme nous l'avons mentionné précédemment, le groupement L+M+ $\gamma$  sur lequel fut appliqué la porte en énergie des siliciums est largement dominé par la conversion de la transition à 50.4 keV. Nous pouvons donc attribuer cette période à l'état final de la transition de 50.4 keV, autrement dit à l'état se désexcitant par la transition de 172.7 keV. La composante Gaussienne au centre du spectre correspond quant à elle à la résolution en temps totale du système de détection.

Un second spectre en temps produit par les TACs C1S1 et C2S1 fut ensuite construit à partir cette fois d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur les photons X  $K_{\alpha}$  dans les siliciums. Toutefois, comme le montre la figure 4.6, les formes exponentielle et Gaussienne attendues sont moins bien définies que dans le cas précédent en raison non seulement d'une contamination partielle du  $^{136}\text{Xe}$  dans le domaine de ces photons X, et de la faible contribution en provenance de la transition à 50.4 keV aux photons X  $K_{\alpha}$  relativement à la transition à 53.4 keV, affaiblissant d'autant le signal de l'exponentielle. Nous décidâmes donc de n'utiliser que le spectre 4.5 pour la suite de cette étude, ce dernier étant beaucoup plus propre.

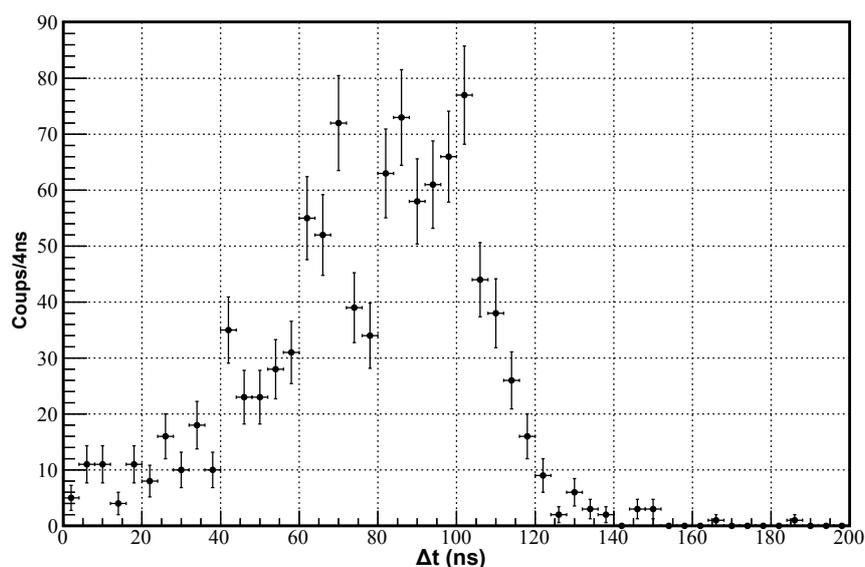


FIGURE 4.6: Spectre en temps des TACs C1S1 et C2S1 à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur les photons X  $K_{\alpha}$  des siliciums.

La figure 4.5 fut alors centrée en 0 par souci de commodité, puis ajustée par le produit de convolution d'une Gaussienne et d'une exponentielle décroissante. Le résultat de cet ajustement est présenté figure 4.7, et une période de 31(7) ns en fut extraite. L'incertitude associée à cette valeur fut évaluée à partir de plusieurs sources d'erreur. Plusieurs combinaisons de portes en énergies furent testées pour une déviation maximale de cette période d'environ 6 ns. Cette

déviations fut donc ajoutée à l'erreur produite par l'ajustement, erreur d'environ 3 ns. Une erreur supplémentaire de 2 ns fut enfin introduite, erreur correspondant à l'incertitude sur l'alignement de chaque de cristal de germaniums avec les siliciums 1 dans les TACs.

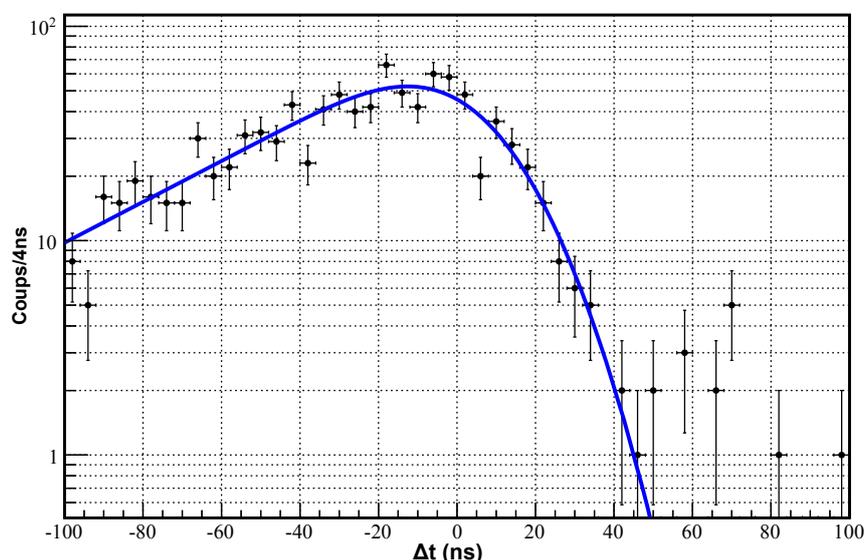


FIGURE 4.7: Spectre en temps des TACs C1S1 et C2S1 à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur le groupement L+M+ $\gamma$  des siliciums. L'ajustement est réalisé à partir du produit de convolution d'une Gaussienne et d'une exponentielle.

## 4 Interprétations

Le spin et la parité de l'état fondamental du  $^{136}\text{Sb}$  furent mesurés en 1997 par Hoff *et al.* [78] comme étant  $1^-$ . Par ailleurs, en raison du sens de la pente de la période mesurée entre les électrons de conversion de la transition à 50.4 keV et les photons de 172.7 keV (voir figure 4.5), nous savons que la première précède la seconde dans le schéma de niveau. Les multipolarités de chacune des transitions furent en outre déterminées dans les paragraphes précédents. La seule donnée manquante afin de construire le schéma du niveau est donc la position de la transition à 53.4 keV dans le schéma de niveau. Celle-ci fut donc attribuée par comparaison avec le résultat du calcul de A. Covello et A. Gargano (*Università degli Studi di Napoli Federico II*). Ce calcul fut réalisé avec le code *OXBASH* [79] avec une interaction effective construite à partir du potentiel nucléon-nucléon CD-Bonn [20] avec la méthode  $V_{low-k}$  [43] avec un cutoff à  $\Lambda = 2.2 \text{ fm}^{-1}$  sur les impulsions relatives des mésons de la théorie. La partie non perturbée de l'Hamiltonien fut traitée par un potentiel d'oscillateur harmonique avec un paramètre de taille radiale de  $\hbar\omega = 7.88 \text{ MeV}$ . L'interaction effective obtenue fut alors traitée en théorie des perturbations jus-

qu'au second ordre suivant le formalisme de la  $\hat{Q}$ -box [80] dans un espace contenant 5 couches de l'oscillateur harmonique tronqué à l'espace de valence. Celui-ci est composé des orbites de la couche  $Z = 50$  à  $Z = 82$  pour les protons (soit les orbites  $0g_{7/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $1d_{3/2}$ ,  $2s_{1/2}$ , et  $0h_{11/2}$ ), et des orbites de la couche  $N = 82$  à  $N = 126$  pour les neutrons (soit les orbites  $0h_{9/2}$ ,  $1f_{7/2}$ ,  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$ , et  $0i_{13/2}$ ). Les énergies des particules indépendantes associées sont identiques à celles utilisées par Coraggio *et al.* dans [25] et sont résumées dans le tableau 4.6.

Orbitale du proton ( $n,l,j$ )	Energie (MeV)	Orbitale du neutron ( $n,l,j$ )	Energie (MeV)
$0g_{7/2}$	0.00	$1f_{7/2}$	0.000
$1d_{5/2}$	0.96	$2p_{3/2}$	0.854
$1d_{3/2}$	2.44	$2p_{1/2}$	1.363
$0h_{11/2}$	2.79	$0h_{9/2}$	1.561
$2s_{1/2}$	2.80	$1f_{5/2}$	2.005
		$0i_{13/2}$	2.694

TABLE 4.6: Énergies des particules indépendantes de la couche  $Z = 50$  à  $Z = 82$  pour les protons et de la couche  $N = 82$  à  $N = 126$  pour les neutrons utilisées dans les présents calculs [25].

Le résultat de ce calcul pour les 3 premiers états excités du  $^{136}\text{Sb}$  est présenté figure 4.8, de même que le spectre expérimental obtenu. Les spins, parités et énergies d'excitations sont bien reproduits par cette interaction effective. Les taux de transition sont en revanche en moins bon accord, en particulier le  $B(E2; 4^- \rightarrow 2^-)$ , comme le montre le tableau 4.7.

$B(E2)$	Valeur expérimentale ( $e^2 fm^4$ )	Valeur théorique ( $e^2 fm^4$ )
$B(E2; 6^- \rightarrow 4^-)$	179.3 (38.9)	131
$B(E2; 4^- \rightarrow 2^-)$	96.2 (21.7)	170

TABLE 4.7: Valeurs des  $B(E2)$  expérimentaux et théoriques du  $^{136}\text{Sb}$  à partir des niveaux  $6^-$  et  $4^-$ .

Les charges effectives employées sont de  $e_{\pi}^{eff} = 1.55 e$  et  $e_n^{eff} = 0.7 e$  pour les protons et les neutrons respectivement, valeurs utilisées pour de précédents calculs dans cette région [81]. Rapportés aux énergies et coefficients de conversions expérimentaux, ces  $B(E2)$  théoriques prédisent une durée de vie de respectivement 657(40) et 17.5(2) ns pour les états de spin  $6^-$  et  $4^-$ , contre 480(100) et 31(7) ns d'après les données expérimentales. Bien que les durées de vie expérimentales et théoriques de l'état  $6^-$  soient relativement compatibles compte tenu du caractère approximatif de ce type de calcul, une déviation substantielle est observée pour l'état

de spin  $4^-$ , le  $B(E2; 4^- \rightarrow 2^-)$  expérimental étant près d'un facteur 2 inférieur à la valeur théorique. Une telle déviation fut aussi observée par Radford *et al.* [30] dans le  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  l'isobare de  $^{136}\text{Te}$  avec un calcul théorique en tout point identique, montrant la nécessité d'une adaptation de l'interaction effective dans cette région.

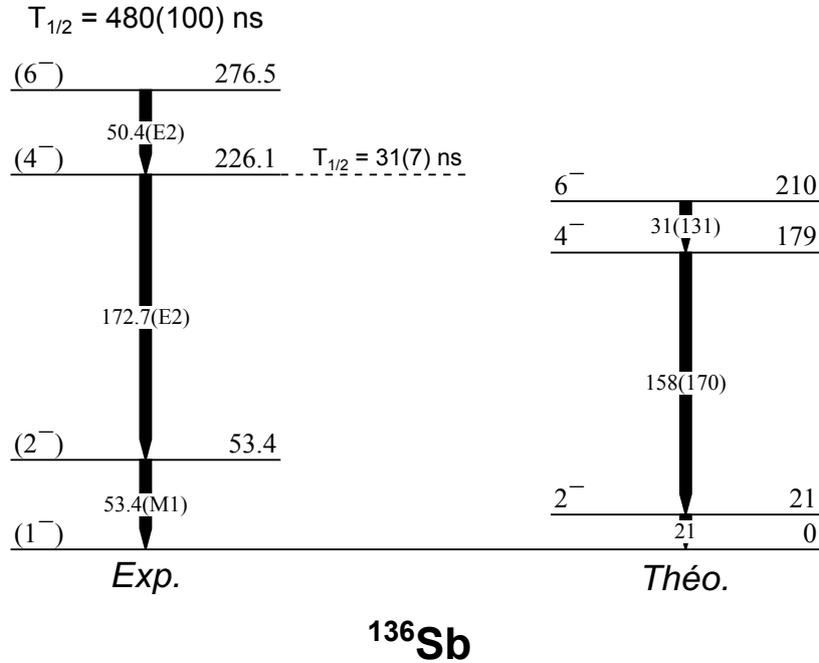


FIGURE 4.8: Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques du  $^{136}\text{Sb}$ . Toutes les énergies sont données en keV, les nombres entre parenthèses associés aux énergies des transitions correspondent aux  $B(E2)$  en  $e^2 fm^4$  pour le schéma de niveau théorique, et aux multiplicités des transitions pour le schéma expérimental.

Comme le montre le tableau 4.8, les 4 états observés du  $^{136}\text{Sb}$  sont dominés par la configuration  $\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$ . La figure 4.9 montre quant à elle l'influence d'une paire additionnelle de neutrons au spectre particule-particule du  $^{134}\text{Sb}$ . On y voit en effet une augmentation de l'énergie d'excitation de l'état  $0^-$ , pouvant être expliquée par l'addition de 2 neutrons couplés à  $J = 0$  [4], ainsi qu'une diminution globale de l'énergie d'excitation des états de spin  $1^-$  à  $6^-$ . Mineva *et al.* [3] interprétèrent ce lissage des différences d'énergies d'excitations entre ces niveaux comme étant une étape transitoire de la domination de l'interaction particule-particule de la configuration  $\pi g_{7/2} \otimes \nu f_{7/2}$  vers une domination de l'interaction particule-trou aux spectres en énergie des isotopes de  $^{134-140}\text{Sb}$  à mesure que la couche  $f_{7/2}$  est remplie. Une interaction  $\pi\nu$  particule-particule est en effet caractérisée par une distribution parabolique des énergies d'excitation des états en fonction de leur spin, parabole inversée pour une interaction  $\pi\nu$  particule-trou [26].

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'augmentation de l'énergie d'excitation de

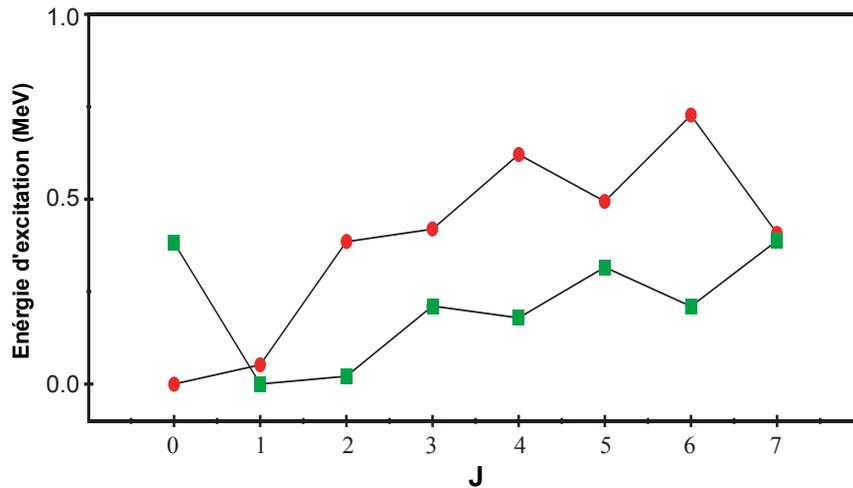


FIGURE 4.9: Energies des états Yrast de spins  $0^-$  à  $7^-$  calculées pour le  $^{134}\text{Sb}$  (en rouge) et le  $^{136}\text{Sb}$  (en vert).

l'état de spin  $0^-$  peut s'expliquer par l'addition d'une paire de neutrons couplés à  $J = 0$ . Les premiers états excités du  $^{136}\text{Sb}$  étant dominés par la configuration  $\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$  (celle-ci contribue à hauteur d'environ 68% à l'état de spin  $0^-$ , non reporté dans le tableau 4.8), on peut décrire qualitativement la partie basse du spectre en énergie du  $^{136}\text{Sb}$  comme celle du  $^{134}\text{Sb}$  à laquelle serait couplée une paire de neutrons. L'élément de matrice à deux corps de la configuration  $\nu f_{7/2}^2$  du  $^{134}\text{Sn}$  étant très attractif pour un couplage à  $J = 0$  (de l'ordre de  $-0.7$  MeV) et très faible pour un couplage à  $J = 6$ , on peut donc s'attendre à ce que l'ajout d'une paire de neutrons au  $^{134}\text{Sb}$  augmente l'énergie d'excitation de l'état de spin  $0^-$ . La distribution irrégulière des énergies en fonction des spins (appelée *staggering* dans la littérature Anglo-Saxonne) est quant à elle dûe aux plus hauts ordres de la décomposition en multipôles de l'interaction effective [26], et est de même un comportement attendu compte tenu des moments angulaires des orbitales dominant les plus bas niveaux d'excitation du  $^{136}\text{Sb}$ . L'opposition de phase entre le *staggering* observé dans le  $^{136}\text{Sb}$  par rapport à celui observé dans le  $^{134}\text{Sb}$  est dûe à la contribution à la configuration  $\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$  des paires de neutrons couplées à  $J \neq 0$  [27]. Malgré les relatives similitudes dans la structure des noyaux proches des cœurs doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$  et de  $^{208}\text{Pb}$ , ce phénomène n'est pas visible sur le spectre du noyau miroir  $^{212}\text{Bi}$ . Coraggio *et al.* [27] attribuèrent l'atténuation de ce phénomène dans ce dernier isotope à un bien plus grand mélange des configurations, diluant l'effet de ces paires brisées sur le spectre en énergie.

<sup>136</sup> Sb		
$J^\pi$	Configuration	Amplitude
$1^-$	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$	57.8%
	$\pi d_{5/2}^1 \nu f_{7/2}^3$	7.4%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^1$	3.2%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^1 p_{3/2}^2$	4.3%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^2 f_{5/2}^1$	3.6%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^1 h_{9/2}^2$	3.8%
$2^-$	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$	63.1%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^1$	10.5%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^1 p_{3/2}^2$	3.0%
$4^-$	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$	69.5%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^1$	7.9%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^1 p_{3/2}^2$	3.1%
$6^-$	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^3$	75.8%
	$\pi g_{7/2}^1 \nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^1$	4.8%

TABLE 4.8: Amplitudes des configurations dominant les premiers états excités du <sup>136</sup>Sb. Seules les contributions supérieures à 3% sont reportées dans ce tableau.



# PARTIE II

---

**Etude des états excités du  $^{136,138}\text{Sn}$   
au RIBF du RIKEN**

---



# 5

## L'expérience NP1112-RIBF85

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Production du faisceau primaire</b> . . . . .	<b>95</b>
<b>2</b>	<b>Production du faisceau secondaire</b> . . . . .	<b>96</b>
2.1	Séparation des fragments de fission . . . . .	97
2.2	Identification des fragments de fission . . . . .	99
<b>3</b>	<b>Les détecteurs de la ligne de faisceau</b> . . . . .	<b>101</b>
3.1	La TEGIC . . . . .	101
3.2	Les PPACs . . . . .	102
3.3	Les scintillateurs plastique . . . . .	103
<b>4</b>	<b>Montage expérimental</b> . . . . .	<b>103</b>
4.1	Le détecteur EURICA . . . . .	104
4.2	Le détecteur WAS3ABi . . . . .	105
<b>5</b>	<b>L'acquisition des données</b> . . . . .	<b>106</b>
5.1	La chaîne d'acquisition de WAS3ABi . . . . .	106
5.2	La chaîne d'acquisition de EURICA . . . . .	107

---

L'expérience NP1112-RIBF85 eut lieu au mois de décembre 2012 au *Radioactive Isotope Beam Factory* (RIBF, [82]) du RIKEN (Tokyo). Le RIBF est géré conjointement par le *RIKEN Nishina Center* (RNC) et le *Center of Nuclear Study* (CNS, *University of Tokyo*). Cette expérience consista en plus de 4 jours d'acquisitions (près de 100h), et avait pour but d'étudier les désexcitations isomériques et  $\beta$  des isotopes de  $^{132}\text{Cd}$  et de  $^{136,138}\text{Sn}$ , en collaboration avec l'*Instituto de Estructura de la Materia* (Madrid). Les données relatives au  $^{136,138}\text{Sn}$  échurent au groupe Structure Nucléaire du LPSC, néanmoins seules les désexcitations des isomères ayant jusqu'à présent pu être étudiées feront l'objet de cette partie.

Le principe de l'expérience était d'utiliser un faisceau de  $^{238}\text{U}$  à près de 345 MeV/nucléon sur une cible de  $^9\text{Be}$  de 2.9 mm d'épaisseur ( $0.56 \text{ g/cm}^2$ ), de séparer les fragments de fission ainsi produits à l'aide de la première section du spectromètre de masse BigRIPS [83], puis de les identifier avec la seconde section et le Spectromètre Zéro-Degrés (ZDS, [84]). La longueur totale des spectromètres BigRIPS et ZDS est de 113 m. Néanmoins, le caractère hautement relativiste des fragments de fission ainsi produits permet à des états isomériques d'une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de ns d'être implantés dans la zone expérimentale, et donc d'en faire la spectroscopie. Cette zone expérimentale consistait en un détecteur en silicium constitué de 8 plaques dans lesquelles furent implantés les fragments de fission (le détecteur WAS3ABi), et d'un ensemble de 12 détecteurs en germanium placés en géométrie compacte autour de WAS3ABi (le détecteur EURICA).

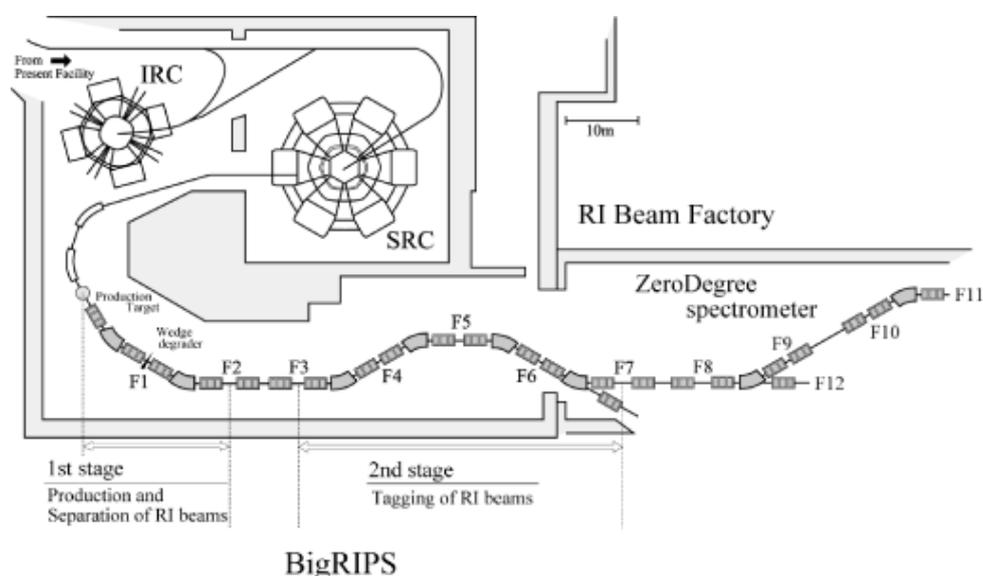


FIGURE 5.1: Vue schématique des spectromètres BigRIPS et Zéro-Degrés [85].

## 1 Production du faisceau primaire

La figure 5.2 présente une vue schématique du système de production du faisceau primaire au RIBF pour la campagne d'acquisition de fin 2012. La source d'ions fut récemment améliorée en une source supra-conductrice afin d'augmenter l'intensité du faisceau secondaire. En effet, la précédente source d'ions à résonance cyclotron électronique (ECRIS) de 18 GHz du RIKEN permettait de produire des faisceaux de  $^{238}\text{U}^{35+}$  avec une intensité d'environ 0.2 pA après la cible. Les résultats d'une campagne de 4 jours d'acquisitions avec un tel faisceau permirent en 2008 d'observer plus 40 nouveaux isotopes [86], montrant ainsi tout le potentiel d'un faisceau de  $^{238}\text{U}$  intense. Au printemps 2011, une amélioration pour une source d'ion supra-conductrice (SC-ECRIS) fut mise en place afin d'augmenter l'intensité délivrée [87] et de rendre possible l'exploration d'isotopes encore plus exotiques. Des micro-ondes de 28 GHz d'un gyrotron furent alors injectées dans la source d'ions, permettant ainsi d'atteindre les intensités requises pour la campagne d'acquisition d'octobre à décembre 2012, de l'ordre de 8 pA après la cible de Be.

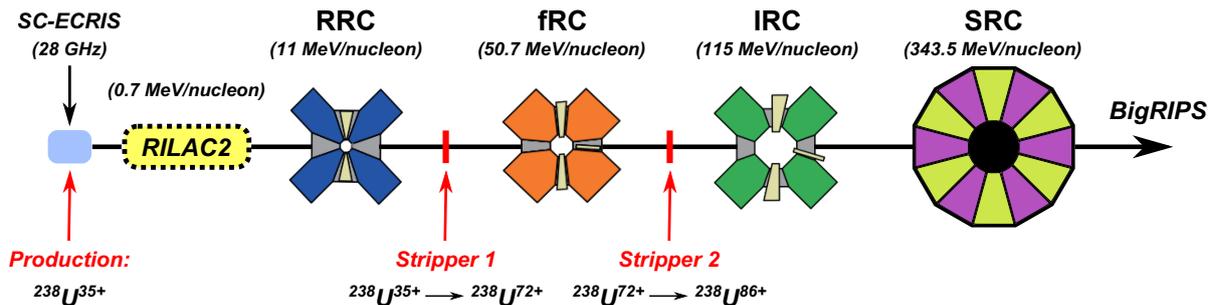


FIGURE 5.2: Vue schématique de la chaîne de production du faisceau primaire pour cette campagne d'acquisition.

Les ions ainsi produits sont alors injectés dans un accélérateur linéaire (RILAC2, [88]), à la sortie duquel ils ont une énergie de 0.7 MeV/nucleon pour une intensité de 200 pA. Cet accélérateur fut amélioré en 2011, notamment au niveau des systèmes de pompage du vide, afin de diminuer la perte d'intensité du faisceau induite par les réactions d'échange de charges [89] dans le guide. Ils sont alors acheminés successivement dans 4 cyclotrons : le RRC (*RIKEN Ring Cyclotron*), le fRC (*Fixed frequency Ring Cyclotron*), l'IRC (*Intermediate-stage Ring Cyclotron*) et le SRC (*Superconducting Ring Cyclotron*). Ils portent l'énergie cinétique des ions de  $^{238}\text{U}$  à respectivement 11, 50.7, 115 et 343.5 MeV/nucleon [82]. Une feuille de carbone de  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  placée après le RRC permet d'augmenter l'état de charge moyen des ions de  $^{238}\text{U}$  de 35+ à 72+ [90] avant leur accélération par le fRC. De même, une seconde feuille de carbone de  $17 \text{mg}/\text{cm}^2$  est placée après le fRC, et permet d'augmenter l'état de charge moyen des ions de  $^{238}\text{U}$  de 72+ à 86+ [91] avant leur accélération par le IRC, puis par le SRC.

A la sortie du SRC, l'énergie des ions de  $^{238}\text{U}^{86+}$  atteint 343.5 MeV/nucléon, c'est à dire approximativement 70% de la vitesse de la lumière. Ce faisceau est alors amené jusqu'à une cible de  $^9\text{Be}$  de 2.9 mm d'épaisseur, au plan focal F0 (voire figure 5.3). Le  $^9\text{Be}$  fut choisit en raison de sa relativement bonne section efficace de réaction par rapport à son pouvoir d'arrêt. Ceci conduit à une bonne probabilité de réaction tout en minimisant la perte d'énergie des fragments de fissions générés, permettant ainsi une mesure plus précise de leurs énergies [92]. L'épaisseur fut décidée à l'aide de simulations avec le programme *LISE++* [93]. Bien qu'une cible plus épaisse aurait augmenté le rendement de fission, la distribution des vélocités des fragments produits s'en trouverait élargie [94]. La distribution spatiale dans les divers plans focaux du séparateur des fragments de fission les plus légers aurait alors plus fortement recouverte celle des fragments de fission les plus exotiques. Dans la mesure où l'intensité du faisceau après la cible (faisceau secondaire) était d'ores et déjà contrainte par le bruit de fond maximum tolérable pour une analyse des désintégrations  $\beta$ , un équilibre entre pureté du faisceau et taux de production fut décidé pour cette campagne, et une cible de 2.9 mm utilisée.

## 2 Production du faisceau secondaire

Le séparateur de masse BigRIPS se décompose en 2 grandes parties. Comme indiqué sur la figure 5.3, la première section s'étend des plans focaux F0 à F2. Elle est dédiée à la séparation des isotopes du faisceau en fonction de leurs vélocités  $v$  et rapports masse/charge ionique  $A/Q$  respectifs. La seconde section s'étend des plans focaux F3 à F7. Elle est en charge, avec le Spectromètre Zéro-Degré, de l'identification des particules ainsi séparées (PID). Les longueurs totales du séparateur de masse BigRIPS (F0 à F7) et du spectromètre Zéro-Degré (F8 à F11) sont respectivement de 77 et 36 m.

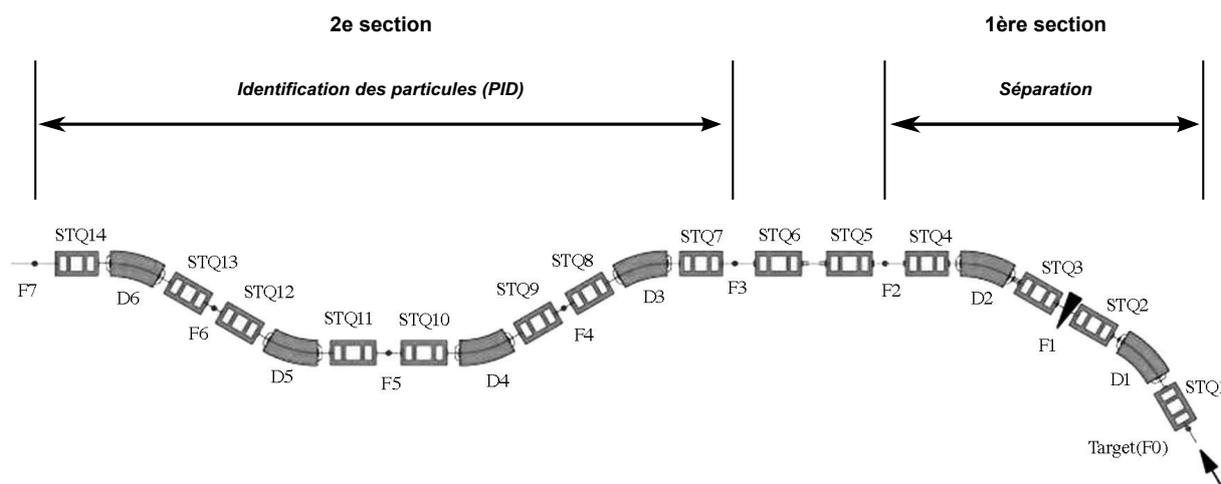


FIGURE 5.3: Configuration du séparateur de masse BigRIPS.

## 2.1 Séparation des fragments de fission

La première section du séparateur de masse BigRIPS comporte 2 aimants dipolaires (*Room Temperature Dipole*, RTD) d'angle de courbure de  $30^\circ$ , chacun d'entre eux étant précédé et suivi par un aimant quadrupolaire supraconducteur (*Superconducting Quadrupole Triplet*, STQ) servant à transporter et focaliser le faisceau. Il s'agit des aimants dipolaires D1 et D2, et des aimants quadrupolaires STQ1, STQ2, STQ3 et STQ4 sur la figure 5.3. Les aimants quadrupolaires sont focalisants dans un plan et défocalisants dans le second, raison pour laquelle ils sont appariés pour transmettre le faisceau d'un élément à l'autre du séparateur. L'acceptance angulaire du séparateur après la cible est de  $\pm 40$  mrad horizontalement et de  $\pm 50$  mrad verticalement, pour une acceptance en quantité de mouvement de  $\pm 3\%$ . Les spécifications de la première section du séparateur de masse BigRIPS sont données dans le tableau 5.1.

Configuration	F0-STQ1-D1-STQ2-F1-STQ3-D2-STQ4-F2
Dégradeur	F1 : taillé en biseau (aluminium, 3 mm)
Aimants	Dipolaires : température ambiante Quadrupolaires : supraconducteurs
Acceptance angulaire	Horizontale : 80 mrad Verticale : 100 mrad
$\Delta p/p$	6%
Plans focaux	F0 : achromatique F1 : dispersif F2 : achromatique

TABLE 5.1: Spécifications de la première section du séparateur de masse BigRIPS.

Les plans focaux F0 et F2 sont achromatiques, ce qui veut dire que la position et l'angle des ions y sont indépendants de leur quantité de mouvement. Le plan focal F1 est quant à lui dispersif. Un dégradeur en aluminium taillé en biseau y est installé afin d'induire une perte d'énergie des isotopes différente selon leurs masses  $A$  et charges nucléaires  $Z$ , selon la technique du dégradeur achromatique [94], la variation de l'épaisseur transverse de ce dégradeur étant calculée de sorte à préserver l'achromatisme du faisceau.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le mouvement d'une particule chargée de masse  $m$  et de charge  $q$  dans un champ magnétique constant, uniforme et orthogonal à sa direction de propagation peut s'écrire :

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho}$$

où  $q = eQ$  avec  $e$  la charge élémentaire et  $Q$  la charge ionique. Autrement dit nous avons :

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\gamma m_0 v}{eQ} = \frac{\gamma uv}{e} \frac{A}{Q} \quad (5.1)$$

où  $u$  est la masse par nucléon dans le référentiel du centre de masse, et  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ , avec  $\beta = v/c$  et  $c$  la vitesse de la lumière. La quantité  $B\rho$  est appelée rigidité magnétique et s'exprime en T.m. Les paramètres  $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont bien entendu fixés par la géométrie des aimants dipolaires. Ajuster le champ magnétique  $B_1$  du premier aimant dipolaire permet alors de séparer les fragments de fission en fonction de leurs rapports  $A/Q$ .

La perte d'énergie d'une particule chargée relativiste dans un matériau est donnée par la formule de Bethe :

$$-\frac{dE_k}{dx} = \frac{ne^4}{4\pi m_e \epsilon_0^2} \frac{AZ^2}{2E_k} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (5.2)$$

où :

- $n$  est la densité d'électrons dans la cible
- $e$  est la charge élémentaire
- $m_e$  est la masse de l'électron au repos
- $\epsilon_0$  est la permittivité du vide
- $c$  est la vitesse de la lumière
- $I$  est le potentiel moyen d'ionisation du milieu
- $\beta = v/c$  avec  $v$  la vitesse de la particule incidente
- $E_k$  est l'énergie cinétique de la particule incidente
- $A$  est la masse de la particule incidente
- $Z$  est la charge nucléaire de la particule incidente

Cette perte d'énergie est très différente selon la nature des ions incidents. Le champ magnétique  $B_2$  appliqué par le second dipôle permet donc une séparation des fragments de fissions précédemment sélectionnés en fonction cette fois de leur masse  $A$  et de leur charge nucléaire  $Z$  selon un rapport non symétrique entre ces deux grandeurs, pour des ions totalement dépourvus d'électrons. La séparation isotopique s'en trouve donc largement affinée. Des fentes placées à chaque plan focal permettent de bloquer une partie du faisceau à différentes étapes de la séparation, éliminant ainsi la plupart des contaminations.

Les  $B\rho$  des dipôles D1 et D2 furent réglés respectivement sur 8.004 et 7.483 T.m, afin de centrer le  $^{136}\text{Sn}^{50+}$  dans le plan focal F2. Les bords gauche et droit du collimateur placé dans le plan focal F1, après le dégradeur, furent réglés respectivement sur -43 et 64.2 mm. Le signe négatif désigne l'écartement par rapport au centre du faisceau du bord gauche de la fente, dans le sens de propagation du faisceau. Les bords gauche et droit du collimateur placé dans le plan focal F2 furent réglés quant à eux respectivement sur -12 et 18 mm. Les positions des bords

gauches furent ajustées de sorte à réduire l'intensité des fragments de fission lourds les moins riches en neutrons, tels que le  $^{131}\text{In}^{49+}$ , alors que les bords droits servirent ici à réduire l'intensité des fragments de fission légers. Un taux d'implantation de l'ordre de 60 pps fut ainsi atteint, taux suffisamment faible pour mesurer les durées de vie des désintégrations  $\beta$  des fragments de fission implantés [92], composante importante de la présente expérience.

## 2.2 Identification des fragments de fission

L'identification des fragments de fission (PID) est réalisée par la seconde section du séparateur de masse BigRIPS et le spectromètre de masse Zéro-Degré. La seconde section de BigRIPS s'étend des plans focaux F3 à F7 et comporte 4 aimants dipolaires (D3 à D6) d'angle de courbure de  $30^\circ$ , chacun d'entre eux étant précédé et suivi par un aimant quadrupolaire (STQ7 à STQ14). Le spectromètre Zéro-Degré s'étend quant à lui des plans focaux F8 à F11 et comporte les 2 aimants dipolaires D7 et D8 ainsi que 6 aimants quadrupolaires (STQ17 à STQ22). Les configurations de ces deux dispositifs sont résumées dans les tableaux 5.2 et 5.3. Un second dégradeur en aluminium taillé en biseau fut placé en F5 afin d'homogénéiser la distribution horizontale du faisceau en intensité, non-homogénéité due à la séparation plus ou moins isotonique au plan focal F2 [92], optimisant ainsi l'implantation des ions dans le détecteur WAS3ABi.

Configuration	F3-STQ7-D3-STQ8-F4-STQ9-D4-STQ10-F5-STQ11-D5 -STQ12-F6-STQ13-D6-STQ14-F7
Dégradeur	F5 : taillé en biseau (aluminium, 2.5 mm)
Plans focaux	F3 : achromatique F4 : dispersif F5 : dispersif F6 : dispersif F7 : doublement achromatique

TABLE 5.2: Spécifications de la seconde section du séparateur de masse BigRIPS.

Divers détecteurs sont placés en plusieurs points de la ligne de faisceau afin de déduire la charge nucléaire  $Z$  des isotopes et de mesurer leurs temps de vol respectifs dans le spectromètre ( $ToF$ ). L'identification des particules est alors réalisée à l'aide de la méthode  $\Delta E - B\rho - ToF$  [95]. Le dépôt d'énergie  $\Delta E$  des fragments de fission fut mesuré par une chambre d'ionisation TEGIC (*Tilted Electrode Gas Ionization Chamber*) placée après le plan focal F11. Le temps de vol des ions fut quant à lui mesuré à l'aide de scintillateurs plastique disposés aux plans

Configuration	F7-STQ17-D7-STQ18-F9-STQ19-STQ20-F10-STQ21 -D8-STQ22-F11
Plans focaux	F8 : achromatique F9 : dispersif F10 : dispersif F11 : doublement achromatique

TABLE 5.3: Spécifications du spectromètre Zéro-Degré.

focaux F3 et F7. Ces deux mesures permettent conjointement d'extraire la charge nucléaire des fragments de fission, comme l'atteste l'équation 5.2 réécrite sous la forme :

$$-\frac{dE_k}{dx} = \frac{ne^4}{4\pi m_e c^2 \epsilon_0^2} \frac{Z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

La rigidité magnétique de chaque ion fut quant à elle déduite de la rigidité magnétique de référence du spectromètre (correspondant à la trajectoire centrale) pour cette expérience, de la mesure des positions des ions en divers points de la ligne de faisceau à l'aide de détecteurs sensibles à la position (*Parallel Plate Avalanche Counter*, PPAC) placés aux plans focaux F3, F5 et F7, ainsi que du temps de vol de ces ions. En effet, l'équation 5.1 peut se réécrire sous la forme :

$$B\rho = \frac{\gamma m_0 v}{e} \frac{A}{Q} \quad (5.3)$$

La rigidité magnétique d'un fragment de fission donné peut aussi s'écrire entre les plans focaux F3 et F5, ou F5 et F7, comme celle de la trajectoire de référence plus un écart  $\delta$  à cette trajectoire correspondant à celle de l'ion donné :

$$B\rho = (1 + \delta) B\rho_0 \quad (5.4)$$

A partir d'une mesure des positions des ions par rapport au centre du faisceau en chacun de ces plans focaux par les PPACs, et des matrices de transport entre les différents systèmes optiques, le coefficient  $\delta$  peut être déterminé. On peut alors en extraire le  $B\rho$  de l'ion considéré, et donc son rapport  $A/Q$ . Ces matrices de transport furent fournies par l'équipe BigRIPS. Leur description précise étant bien au-delà du présent sujet, nous nous contenterons d'en dire ici qu'elles furent poussées jusqu'au second ordre. L'identification des particules fut par ailleurs nettoyée de diverses contributions au bruit de fond par Y. Shimizu du groupe BigRIPS, lesquelles incluent entre autres une dérive des positions des ions par les PPACs ou des réactions secondaires dans la chambre d'ionisation ou les autres détecteurs de la ligne.

### 3 Les détecteurs de la ligne de faisceau

La table 5.4 résume les positions de tous les détecteurs employés pour l'identification des particules sur la ligne de faisceau. Ces détecteurs sont brièvement décrits dans les paragraphes suivants.

Plan focal	Détecteur
F3	PPAC 1 & 2 Scintillateur plastique
F5	PPAC 1 & 2
F7	PPAC 1 & 2 Scintillateur plastique
F11	TEGIC

TABLE 5.4: Détecteurs employés pour l'identification des particules sur la ligne de faisceau.

#### 3.1 La TEGIC

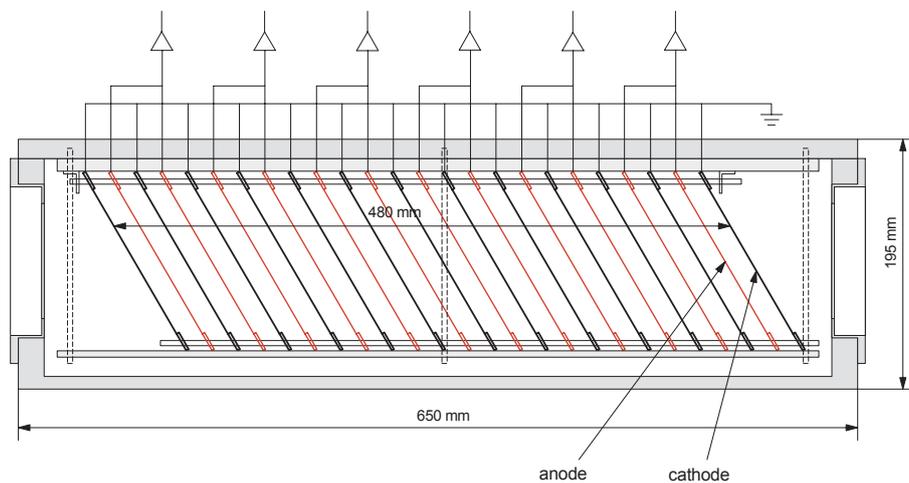


FIGURE 5.4: Vue schématique de la TEGIC [96].

Une chambre d'ionisation de type TEGIC (*Tilted Electrode Gas Ionization Chamber*, [96]) fut installée au plan focal F11 et avait pour but de mesurer la perte d'énergie des ions avant leur implantation dans WAS3ABi. Cette chambre d'ionisation fut développée afin de fonctionner à très haut taux de comptage, spécificité qui ne fut toutefois pas cruciale dans le cadre de cette

expérience. Pour ce faire, cette chambre fut munie de 12 anodes et 13 cathodes disposées perpendiculairement à son axe principal, autrement dit l'axe du faisceau, afin de réduire les temps de dérive des électrons et des ions créés par le passage d'une particule chargée dans la chambre avant leur collecte. Ces anodes et cathodes sont de fines feuilles conductrices espacées deux à deux de 20 mm, pour un total de 48 cm (voir figure 5.4). Les électrodes sont inclinées de 30° afin de limiter les effets de recombinaisons dans le gaz, ce dernier étant un mélange de Ar-CH<sub>4</sub> (90 et 10% respectivement, pour une pureté supérieure à 99.99%). La structure de la chambre est en aluminium, une fine feuille de katpon de 50 μm d'épaisseur en constituant les fenêtres d'entrée et de sortie.

### 3.2 Les PPACs

Des chambres d'ionisation de type PPAC (*Parallel Plate Avalanche Counter*, [97]) furent placées par paires aux plans focaux F3, F5 et F7 afin de mesurer non seulement les positions des ions les traversant, mais aussi leurs angles, comme indiqué figure 5.5.

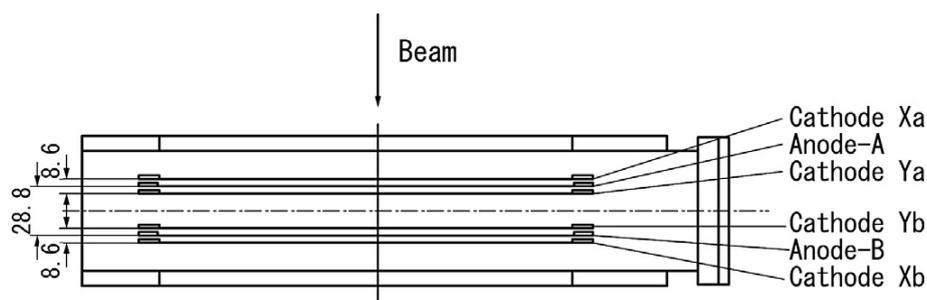


FIGURE 5.5: Vue schématique d'une paire de PPACs sur la ligne de faisceau [98].

Les PPACs utilisées sur la ligne de faisceau furent développées au RIKEN [98], afin de pouvoir opérer à de très hauts taux de comptage. Une vue schématique en est donnée figure 5.6. Elle consiste en 2 cathodes placées à 4.3 mm de part et d'autre d'une anode. Les plans X et Y des PPACs employées dans cette expérience comportent respectivement 100 et 60 fils de 2.4 mm de diamètre espacés de 0.15 mm, pour une surface active de 24×15 cm<sup>2</sup>. La chambre fut remplie de C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> à environ 40 mbar. Celui-ci permet d'atteindre une meilleure résolution en énergie qu'avec de l'isobutane, les ions y perdant plus d'énergie. Une tension de près de 2000 V fut appliquée sur les cathodes.

Les signaux délivrés par chaque extrémité des cathodes sont acheminés jusqu'à des CFDs puis des convertisseurs numériques de temps (TDCs). Les positions X et Y des ions sont alors déterminées en comparant ces signaux deux à deux, c'est à dire X<sub>1</sub> avec X<sub>2</sub> et Y<sub>1</sub> avec Y<sub>2</sub>. La résolution spatiale de ce dispositif atteint 0.39 mm pour des ions de Z ≈ 50.

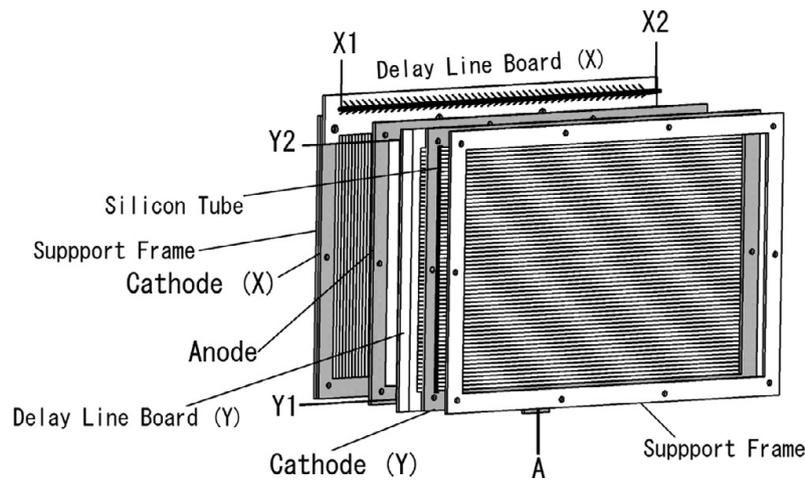


FIGURE 5.6: Vue schématique d'une des PPACs utilisée sur la ligne de faisceau dans cette expérience [98].

### 3.3 Les scintillateurs plastique

Les temps de vol des différents ions furent mesurés à partir du signal qu'ils produisirent en traversant les scintillateurs plastique placés aux plans focaux F3 et F7. La distance de vol totale de la trajectoire de référence est de 46.976 m entre ces deux détecteurs. Les signaux délivrés par les photomultiplicateurs placés de part et d'autre des tranches latérales de ces scintillateurs furent alors acheminés jusqu'à des convertisseurs charge-numérique (QDC) et temps-numérique (TDCs). Afin de s'affranchir de la dépendance de l'instant de passage d'une particule dans les scintillateurs avec sa position dans le plan transverse du faisceau, les signaux temporels gauche et droite de chaque scintillateur furent moyennés.

## 4 Montage expérimental

La zone expérimentale est située après le focal F11. Les ions précédemment sélectionnés et identifiés traversent un dernier dégradeur en aluminium d'épaisseur ajustable selon les besoins de l'expérience, avant d'être implantés dans un détecteur constitué de 8 couches de silicium, le détecteur WAS3ABi. Les 12 détecteurs à haute pureté en germanium constituant EURICA forment une sphère autour de WAS3ABi, et permettent de faire une spectroscopie  $\gamma$  à haute résolution des fragments de fission implantés, ou de leur noyaux fils produits par leurs désintégrations  $\beta$ .

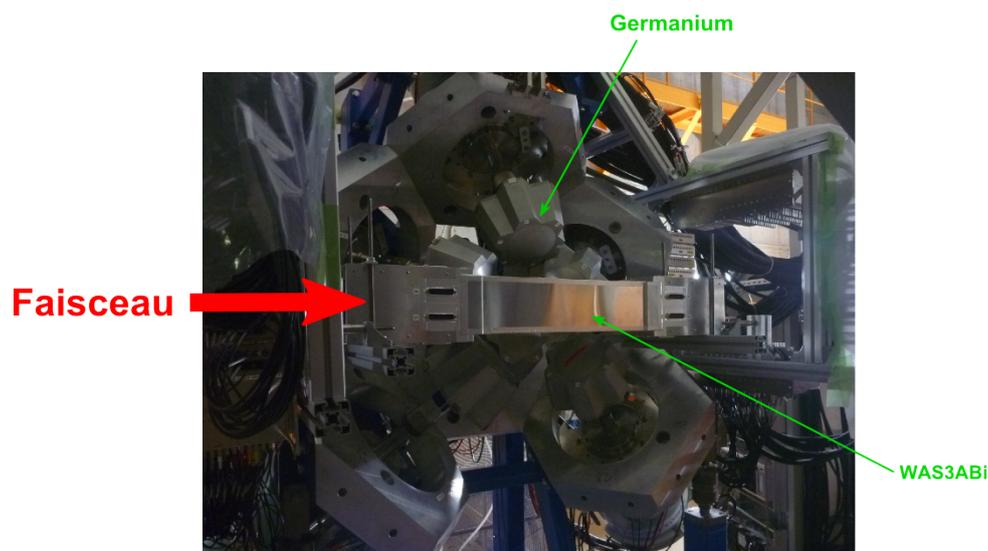


FIGURE 5.7: Montage expérimental après F11. La géométrie du détecteur EURICA est ici ouverte.

#### 4.1 Le détecteur EURICA

Chacun des 12 détecteurs formant EURICA (*EURoball-RIKEN Cluster Array*) est constitué de 7 cristaux de germaniums (pour un total de 84 cristaux), raison pour laquelle on désigne le plus souvent ces détecteurs par le terme *cluster* [99]. La tête d'un cluster présente un cristal de germanium central autour duquel sont disposés les 6 autres cristaux, comme on peut le voir sur la figure 5.8.

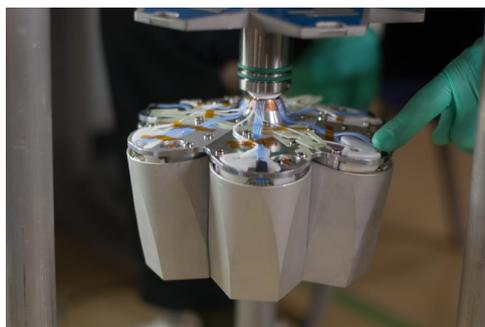


FIGURE 5.8: Tête d'un des cluster de EURICA sans son blindage arrière.

Les 12 détecteurs en germaniums forment une sphère autour de WAS3ABi, et sont disposés selon 3 anneaux inclinés de  $51^\circ$  (5 clusters),  $90^\circ$  (2 clusters) et  $129^\circ$  (5 clusters) par rapport au plan horizontal. Ils sont refroidis par de l'azote liquide et chaque cristal opère sous une tension allant de 3000 à 4000 V. Une résolution FWHM allant de 2.7 à 3.1 keV à 1332.5 keV FWHM fut alors mesurée pour ces cristaux à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$  au début de la campagne. Au

moment où se déroula l'expérience faisant l'objet de la présente analyse, 4 des 84 cristaux de germaniums étaient défectueux.

## 4.2 Le détecteur WAS3ABi

Le détecteur WAS3ABi (*Wide-range Active Silicon-Strip Stopper Array for Beta and ion detection*, [100]) consiste en 8 plaques de DSSSDs (*Double-Sided Silicon Strip Detector*) de 1 mm d'épaisseur. Ces DSSSDs comportent 60 et 40 bandes de silicium de 1 mm de largeur respectivement selon l'axe horizontal et vertical, pour une surface active de  $60 \times 40 \text{ mm}^2$ . La très forte segmentation spatiale de WAS3ABi permet de faire la spectroscopie  $\beta$  de fragments de fission implantés à un taux de comptage relativement élevé. Pour ce faire, les DSSSDs furent montés parallèlement avec un espace de 0.5 mm. Les signaux produits dans les DSSSDs par une particule  $\beta$  et ion lourd sont aisément distinguables dans les convertisseurs analogique-numérique (ADC). Ainsi, une décroissance  $\beta$  est identifiée en corrélant la position d'implantation d'un ion dans un DSSSD avec celle d'un électron détecté dans une plage de temps et à des coordonnées X (bande de silicium horizontale), Y (bande de silicium verticale) et Z (numéro du DSSSD) définies par l'utilisateur.



FIGURE 5.9: Le détecteur WAS3ABi.

Le support de WAS3ABi fut recouvert d'une enveloppe de 0.5 mm d'aluminium afin de réduire le bruit de fond en photons X émis depuis les DSSSDs. L'enceinte fut alors refroidie par un flot constant de  $\text{N}_2$  gazeux afin de réduire les fuites de courant, et ainsi limiter le bruit de fond électronique. Une tension de 250 V fut appliquée à chaque DSSSD. Les signaux de chacun des 100 canaux des 4 DSSSDs les plus proches du plan focal F11 furent enregistrés séparément, alors que les signaux des bandes de silicium horizontales des 4 suivants furent appariés afin de réduire le nombre de modules d'acquisition nécessaire pour cette expérience. 680 canaux en provenance de WAS3ABi furent ainsi enregistrés durant la campagne. L'épaisseur du dernier

dégradeur en aluminium précédant WAS3ABi fut ajustée sur 6.8 mm, afin d'implanter les ions de  $^{136}\text{Sn}^{50+}$  majoritairement dans le troisième DSSSD.

## 5 L'acquisition des données

L'acquisition des données expérimentales fut réalisée par 3 systèmes fonctionnant en parallèle. Le premier système est relatif aux données issues de BigRIPS et du ZDS, et inclut donc les signaux de tous les détecteurs placés sur la ligne de faisceau décrits précédemment. Le déclencheur de l'acquisition de ces données est un signal dans le scintillateur plastique placé au plan focal F7. Le second système est relatif au détecteur WAS3ABi. Le déclencheur de celui-ci est un signal du scintillateur plastique placé en F11 OU (au sens logique du terme) un signal dans les bandes verticales ET horizontales d'un même DSSSD. Enfin, le troisième système est bien entendu relatif au détecteur EURICA, dont le déclencheur fut identique à celui de WAS3ABi. Des modules LUPO (*Logic Unit for Programmable Operation*, [101]) synchronisés par une horloge externe à 25 MHz et placés sur chacun de ces systèmes enregistrèrent les temps absolus de chacun des évènements afin de pouvoir fusionner les 3 jeux de données hors-ligne. Ils possèdent une résolution en temps de l'ordre de 10 ns, autrement dit bien inférieure à l'intervalle de temps moyen entre deux ions dans le séparateur compte-tenu du taux de production, de l'ordre de la milliseconde.

### 5.1 La chaîne d'acquisition de WAS3ABi

Une vue schématique des principaux éléments de la chaîne d'acquisition dédiée à WAS3ABi ainsi que la construction du déclencheur est donnée figure 5.10. Les signaux des bandes X et Y délivrés par WAS3ABi traversèrent tout d'abord des pré-amplificateurs, qui furent développés sur place pour les spécifications de cette campagne [92]. Ils furent alors acheminés vers des modules de mise en forme afin d'améliorer leur résolution en énergie dans les convertisseurs analogique-digital (ADC). L'une des deux sorties de chacun de ces modules de mise en forme fut acheminée vers les ADC, pour lesquels une porte de  $8\ \mu\text{s}$  est ouverte par le déclencheur. La seconde sortie de ces modules de mise en forme est envoyée vers des CFDs opérant en mode *leading-edge*, une de leur sortie étant envoyée vers des TDCs sur lesquelles une porte de  $50\ \mu\text{s}$  fut ouverte par le déclencheur, une seconde étant envoyée à la section dédiée à la construction du déclencheur. Les signaux de ces TDCs ne furent finalement pas utilisés pour cette campagne, aussi nous n'y reviendrons désormais plus.

Les signaux produits par ces CFDs furent alors acheminés jusqu'à un module de coïncidence, nous assurant ainsi d'avoir un signal en provenance des bandes X et Y d'un même DSSSD pour la construction du déclencheur. Cette chaîne fut bien entendu réalisée pour chaque DSSSD

indépendamment. Le signal coïncident ainsi construit pour chaque DSSSD dans lequel un évènement se produisit fut alors amené jusqu'à un *Fan In-Fan Out* de même que l'éventuel signal en provenance du scintillateur plastique en F11, et constitue le déclencheur. Autrement dit, n'importe quel évènement se produisant dans le scintillateur à F11 ou dans n'importe quelle combinaison de DSSSDs, pourvu que les bandes X et Y d'un même DSSSD produisent un signal, déclenche l'acquisition sur une plage de  $8 \mu\text{s}$  pour les ADC et de  $50 \mu\text{s}$  pour les TDCs. Ce même déclencheur fut acheminé jusqu'aux germaniums.

## 5.2 La chaîne d'acquisition de EURICA

Les signaux en énergie provenant des germaniums furent acheminés directement aux DGFs et enregistrés sur une plage de  $110 \mu\text{s}$  après l'arrivée du déclencheur. Un retard de  $4.5 \mu\text{s}$  fut introduit sur cette branche de l'acquisition afin de partiellement compenser le temps de traitement des DGFs, ce dernier décalant légèrement la plage d'acquisition vers les temps précédant le déclencheur comme nous l'avons vu au chapitre 2. Bien que ce temps de traitement soit en réalité légèrement plus grand, la plage de  $110 \mu\text{s}$  d'acquisition fut de toutes façons bien suffisante pour s'assurer d'y observer toute décroissance isomérique des fragments très riches en neutrons implantés dans WAS3ABi, tout en limitant le recouvrement de deux portes déclenchées par la détection dans WAS3ABi de deux ions distincts, le taux d'implantation étant de l'ordre de quelques dizaines de particules par secondes.

Les signaux temporels furent quant à eux acheminés jusqu'à des TFAs, puis des CFDs. 2 sorties y furent produites : une en direction de TDCs à courte portée temporelle ( $\text{TDC}_{SR}$ ), et une en direction de TDCs à longue portée temporelle ( $\text{TDC}_{LR}$ ). Les  $\text{TDC}_{SR}$  enregistrèrent les temps des évènements dans les germaniums sur une plage de  $1.2 \mu\text{s}$  avec une résolution de l'ordre de  $0.3 \text{ ns}$  [102]. Ils furent utilisés pour mesurer les durées de vie des isomères les plus courts. Les  $\text{TDC}_{LR}$  enregistrèrent quant à eux les évènements sur une plage de  $100 \mu\text{s}$ , soit environ la plage temporelle d'acquisition des énergies des germaniums par les DGFs moins leur temps de validation. Ils ont une résolution de l'ordre de  $1.6 \text{ ns}$  pour une telle plage [103]. Toutefois, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la chaîne d'acquisition de ces  $\text{TDC}_{LR}$  présente une efficacité de détection aux signaux de basse énergie inférieure à celle des DGFs. Bien que les DGFs aient une résolution en temps bien inférieure à celle des  $\text{TDC}_{LR}$ , ils ont une portée temporelle équivalente. La statistique de comptage étant un point crucial de cette analyse, les temps des DGFs furent finalement utilisés en lieu et place des  $\text{TDC}_{LR}$  pour l'étude des isomères de plus longue durée de vie. Un retard de  $600 \text{ ns}$  et  $100 \mu\text{s}$  fut introduit respectivement sur la branche d'acquisition des  $\text{TDC}_{SR}$  et  $\text{TDC}_{LR}$ . Les TDCs opérant ici en mode *common stop*, nous nous assurâmes de la sorte à ce que le signal *stop* délivré par le déclencheur se produise après le signal *start*, délivré quant à lui par chaque cristal de germanium.

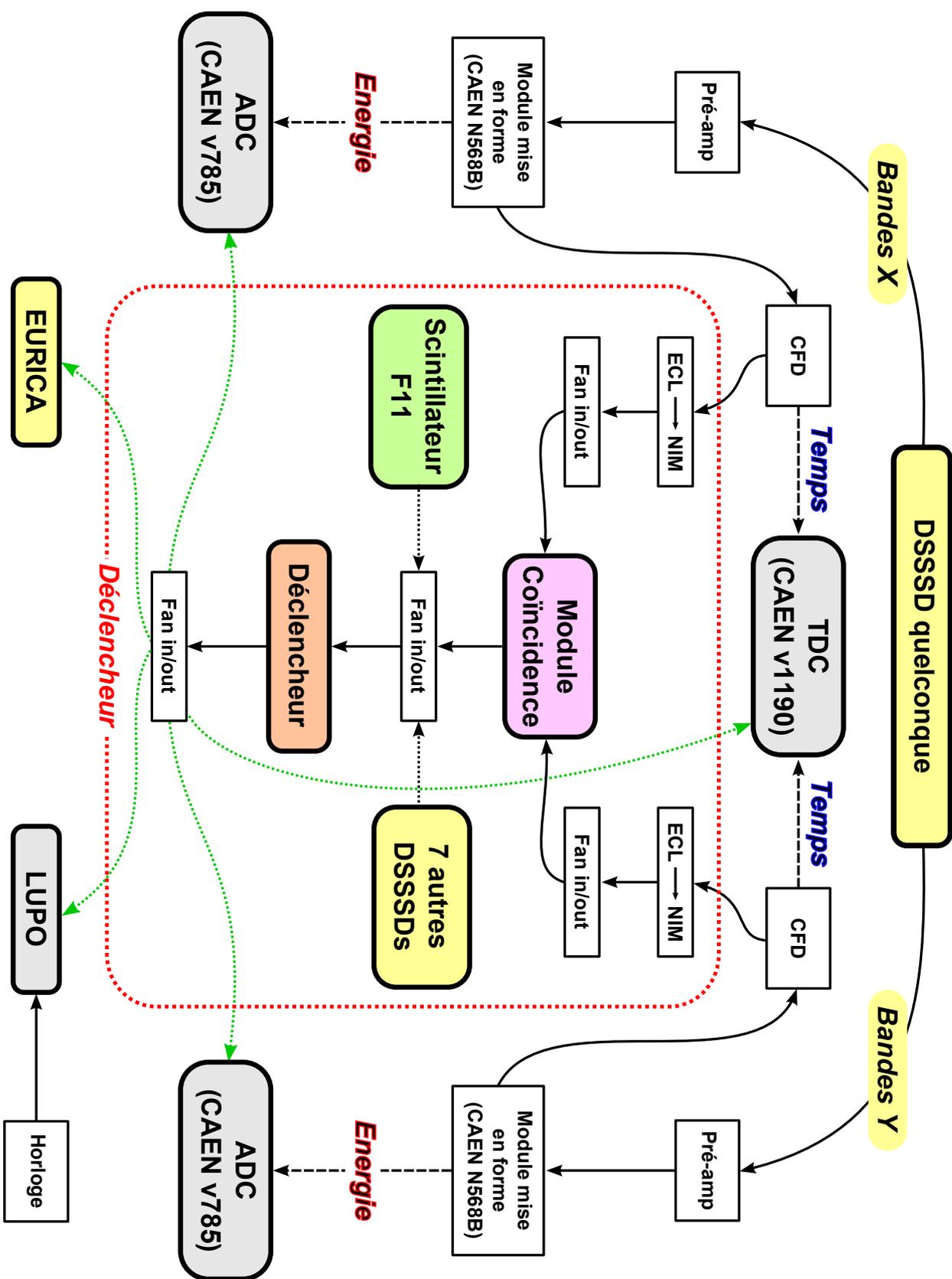


FIGURE 5.10: Schéma de la chaîne d'acquisition d'un DSSSD quelconque.

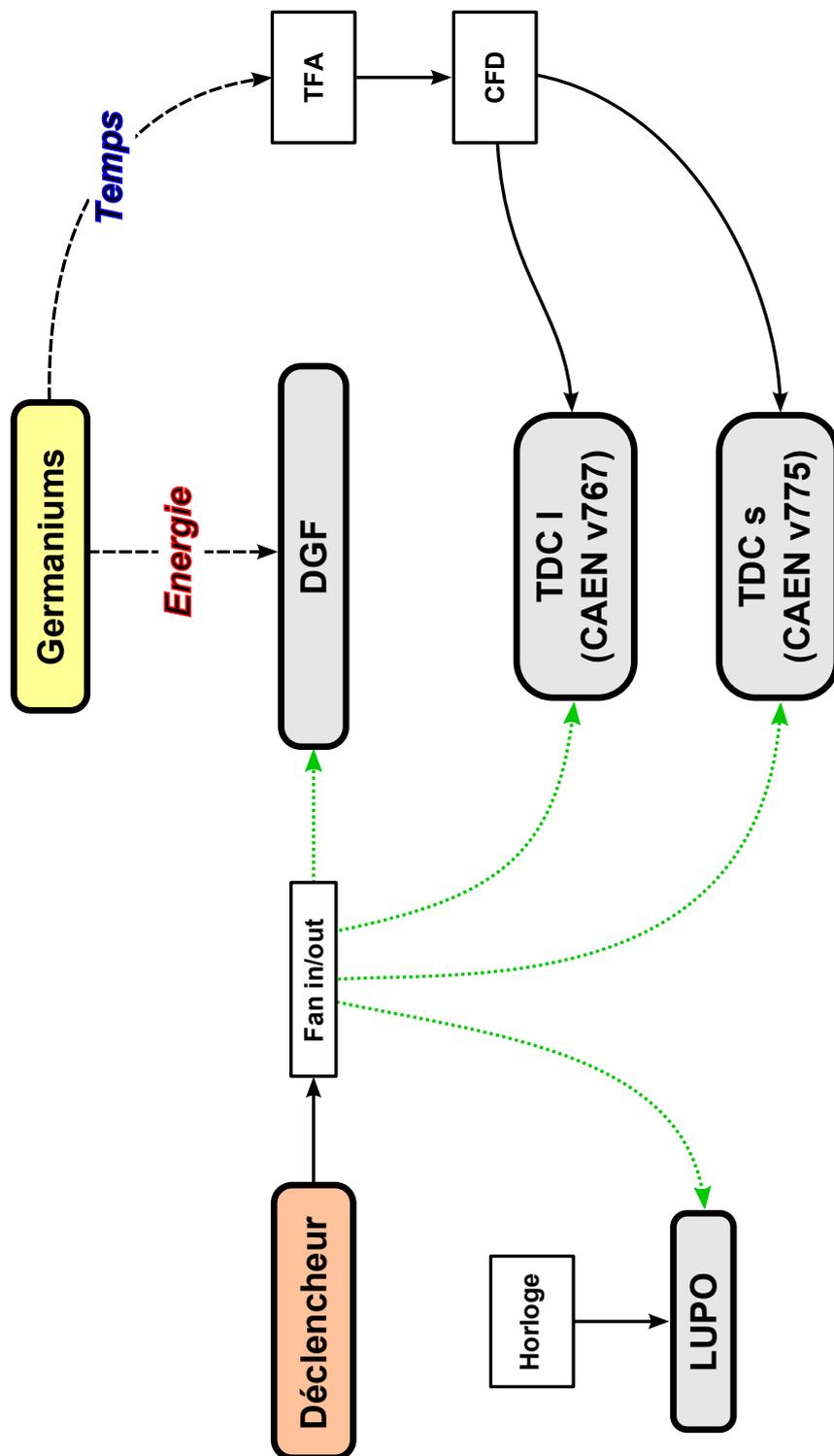


FIGURE 5.11: Schéma de la chaîne d'acquisition de EURICA.



# 6

## Méthode d'analyse

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Calibrations</b> . . . . .	<b>112</b>
1.1	Calibration en énergie des germaniums . . . . .	112
1.2	Calibration en efficacité des germaniums . . . . .	113
1.3	Calibration en temps des TDC <sub>SR</sub> . . . . .	115
<b>2</b>	<b>Coupures générales</b> . . . . .	<b>115</b>
2.1	Identification des particules . . . . .	116
2.2	Spectres en temps . . . . .	118
2.3	Spectres en énergie . . . . .	120
<b>3</b>	<b>Méthode de mesure des durées de vie des états excités</b> . . . . .	<b>123</b>
3.1	Méthode A . . . . .	123
3.2	Méthode B . . . . .	125
3.3	Méthode C . . . . .	127

---

Les informations relatives au spectromètre BigRIPS et au détecteur WAS3ABi furent transcrites au format *ridf* par un programme écrit par la *Computing and Network Team* [104] du *RIKEN Nishina Center*. Une série de programmes d'analyses majoritairement écrits par Z.Y. Xu (*University of Tokyo*) fut alors en charge de l'écriture des évènements s'y produisant sous forme de fichiers *ROOT*. Les informations relatives au détecteur EURICA furent quant à elles écrites par un système MBS (*Multi Branch System*, [105]) sous forme de fichiers *lmd*. Le programme *Go4* (*GSI Online Offline Oriented Object*, [106]) permit à son tour de mettre ces évènements sous forme de fichiers *ROOT*. Les fichiers *ROOT* en provenance de ces divers systèmes de détection furent alors fusionnés par les programmes écrits par Z.Y. Xu mentionnés précédemment, à l'aide du temps absolu fourni par les modules LUPO. Des évènements complets furent alors construits, comportant toutes les informations relatives au séparateur BigRIPS pour l'identification des particules, ainsi qu'au détecteur WAS3ABi pour l'implantation des ions et les éventuelles décroissances  $\beta$  et au détecteur EURICA pour tous les évènements  $\gamma$  relatifs à l'implantation de ces ions.

L'objectif premier de cette expérience, concernant les données destinées au LPSC, était de faire une première observation des états excités des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  pour lesquels un état isomérique de spin  $6^+$  était attendu. Nous ne nous pencherons donc désormais que peu sur le détecteur WAS3ABi, celui-ci étant dédié avant tout à l'étude des désintégrations  $\beta$  des ions implantés et ne présentant donc que peu d'intérêt pour cette analyse. Près de  $14.5 \times 10^6$  ions furent implantés au total durant les 100 heures cette expérience, dont environ  $7.9 \times 10^5$  et  $3.6 \times 10^3$  furent identifiés comme étant respectivement du  $^{136}\text{Sn}$  et  $^{138}\text{Sn}$ .

## 1 Calibrations

Dans la mesure où aucune étude des désintégrations  $\beta$  ne fut réalisée dans cette analyse, aucune calibration en énergie ou en efficacité de détection pour le détecteur WAS3ABi ne sera discutée. Des calibrations en énergies furent réalisées régulièrement durant la campagne (entre chaque expérience) avec une source de  $^{152}\text{Eu}$ . Une calibration en efficacité de ces germaniums fut aussi réalisée après la campagne, avec la même source de  $^{152}\text{Eu}$  et une source de  $^{133}\text{Ba}$ . Les  $\text{TDC}_{SR}$  et  $\text{TDC}_{LR}$  furent de même calibrés après la campagne à l'aide d'un générateur de pulsations.

### 1.1 Calibration en énergie des germaniums

Les cristaux de germaniums des clusters de EURICA furent calibrés bien entendu un à un, avec une source de  $^{152}\text{Eu}$ . Une calibration linéaire fut adoptée sur une plage d'environ 1.4 MeV, domaine de la présente étude. 6 transitions furent ainsi utilisées pour ces calibrations : 121.8,

244.7, 344.3, 778.9, 964.1 et 1408.0 keV. Cette calibration fut mise à jour entre chaque expérience de la campagne pour tenir compte du décalage du gain des cristaux de germanium, principalement de l'ordre de 0.1 à 0.5 keV selon les cristaux en deux semaines de campagne. La résolution ainsi obtenue à 1332.9 keV fut de l'ordre de 2.7 à 3.1 keV FWHM pour les clusters.

## 1.2 Calibration en efficacité des germaniums

La calibration en efficacité des germaniums fut réalisée avec une source de  $^{152}\text{Eu}$  et une source de  $^{133}\text{Ba}$  d'activités respectives, au jour de la mesure, de 18.9 et 15.7 kBq. Les sources furent placées à l'intérieur du détecteur WAS3ABi, celui-ci affectant bien entendu l'efficacité de détection des germaniums aux photons émis par les fragments qui y sont implantés, entre les DSSSDs 4 et 5, et au milieu du plan formé par leurs bandes X et Y. Cette calibration fut réalisée peu après l'expérience, celle-ci nécessitant notamment l'ouverture de WAS3ABi.

Le système d'acquisition fut réglé sur les mêmes paramètres que ceux relatifs à l'expérience. Une horloge de fréquence 1 kHz fut en charge de déclencher l'ouverture d'une porte de 110  $\mu\text{s}$  sur les germaniums, fréquence inférieure au temps mort du système d'acquisition. L'efficacité de détection d'un photon d'énergie  $i$  s'écrit dans ces conditions :

$$\varepsilon_i = \frac{N_{\gamma_i}^{\text{détect}}}{L_{\text{Porte}} N_{\text{Horloge}} A(t) I_i}$$

où  $N_{\gamma_i}^{\text{détect}}$  est le nombre de photons d'énergie  $i$  mesuré,  $L_{\text{Porte}}$  la largeur de la porte d'acquisition,  $N_{\text{Horloge}}$  le nombre d'ouvertures de porte déclenchées,  $A(t)$  l'activité de la source au moment de la mesure, et  $I_i$  l'intensité absolue de la transition d'énergie  $i$ . Les intensités de certains doublets indiscernables furent par ailleurs sommés (79.6+80.9 keV pour la source de  $^{133}\text{Ba}$ , 443.9+444.0 et 964.0 + 963.3 keV pour la source de  $^{152}\text{Eu}$ ). Une erreur systématique de  $\Delta A(t)/A(t) = 2\%$  fut attribuée aux activités des sources, et une erreur de  $\Delta L_{\text{Porte}}/L_{\text{Porte}} = 1\%$  à la largeur de la porte en temps afin de rendre compte du *jitter*, visible sur les spectres en temps. Les points ainsi obtenus furent ajustés à l'aide de la fonction empirique bien connue proposée par le logiciel *Radware* [76] :

$$\varepsilon(E_\gamma) = \exp \left[ \left( A + B \ln \frac{E_\gamma}{E_1} + C \left( \ln \frac{E_\gamma}{E_1} \right)^2 \right)^G + \left( D + E \ln \frac{E_\gamma}{E_2} + F \left( \ln \frac{E_\gamma}{E_2} \right)^2 \right)^G \right]^{\frac{1}{G}} \quad (6.1)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  sont des constantes fixées ici à respectivement 125 et 1000 keV. Les paramètres issus de cet ajustement ainsi que les erreurs associées sont données dans le tableau 6.1. Le résultat de l'ajustement est quant à lui donné figure 6.1.

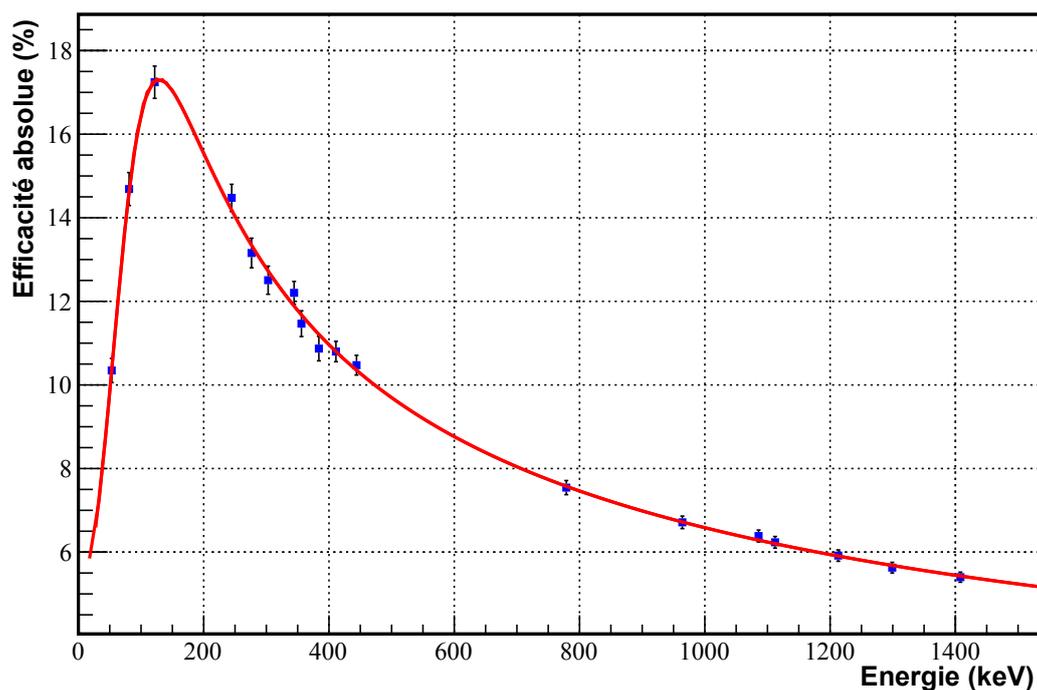


FIGURE 6.1: Efficacité absolue des détecteurs en germanium. Les valeurs des paramètres issus de cet ajustement ainsi que les erreurs associées sont donnés dans le tableau 6.1.

Paramètre	Valeur	Erreur
<i>A</i>	3.608	0.194
<i>B</i>	1.798	0.109
<i>C</i>	0.439	0.200
<i>D</i>	1.885	0.009
<i>E</i>	-0.563	0.031
<i>F</i>	-0.004	0.038
<i>G</i>	-5.335	1.761

TABLE 6.1: Paramètres issus de l'ajustement de l'efficacité par la fonction 6.1 avec les erreurs associées.

Le cluster 8 ayant présenté des problèmes de refroidissement tout au long de la campagne, et donc entre autres de résolution en énergie, fut exclu de cette calibration et de l'analyse. Celui-ci comportant d'ores et déjà un cristal défectueux, l'analyse suivante ne comporte donc que 74 des 80 cristaux actifs durant l'expérience, soit une perte d'environ 7.5 % de données en supposant une efficacité de détection homogène d'un cristal de germanium à l'autre.

### 1.3 Calibration en temps des TDCs<sub>SR</sub>

Les TDCs<sub>SR</sub> furent calibrés avec un générateur de pulsations après la campagne, et alignés sur leur très intense signal prompt, conséquence de l'arrivée d'un ion au plan focal F11 (ce point sera discuté plus en détail section 2), au temps  $t = 0$ . Un ajustement linéaire fut ici aussi adopté pour chaque canal d'acquisition, le résultat de cet ajustement étant présenté figure 6.2. Le canal 0-29 (correspondant au 29<sup>me</sup> cristal de germanium) fut exclu de l'analyse, celui-ci n'ayant pu être convenablement calibré, portant le nombre de canaux de TDCs<sub>SR</sub> y étant inactifs à 11 sur les 84 initialement prévus. Ce nombre ne concerne toutefois que les TDCs<sub>SR</sub>, les énergies et les temps mesurés par le canal du DGF du cristal de germanium correspondant étant toujours exploitables.

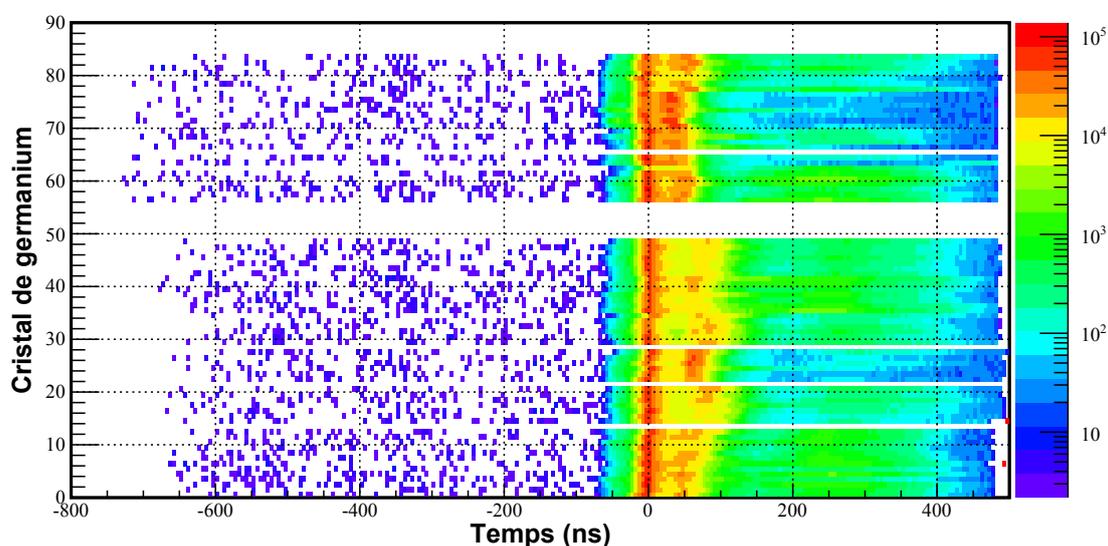


FIGURE 6.2: Spectre des TDCs<sub>SR</sub> sur toutes les données de l'expérience, après calibration et alignement au temps  $t = 0$ .

## 2 Coupures générales

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, chaque ion implanté déclenche l'acquisition des DGFs associés aux germaniums dans une plage de  $110 \mu\text{s}$  et des TDCs<sub>SR</sub> dans une plage d'environ  $1 \mu\text{s}$ , ainsi bien entendu que des DSSSDs. Un vaste ensemble de variables est donc enregistré et associé à chaque ion, tels qu'entre autres l'énergie des photons détectés durant ces fenêtres de temps, leur distribution en temps par rapport à l'implantation, la charge nucléaire et le rapport masse/charge ionique de l'ion implanté, ou encore les cristaux de germaniums touchés dans l'évènement considéré. Les évènements sont écrits sous forme de fichiers *ROOT*, aisément

manipulables, et peuvent donc être soumis à de nombreuses conditions afin d'en extraire les spectres en temps et en énergie les plus propres possibles. Les plus importantes des sélections employées durant cette analyse sont explicitées dans les paragraphes suivants et illustrées dans le cas du  $^{134}\text{Sn}$ , celui-ci étant déjà connu et étant produit de manière équivalente au  $^{136}\text{Sn}$ .

## 2.1 Identification des particules

La figure 6.3 présente tous les ions identifiés durant l'expérience. Les rapports masse/charge ionique furent déduits à partir de mesures de temps de vol entre les plans focaux F3 et F7, des rigidités magnétiques des aimants du spectromètre et des points de passage des ions dans les PPACs, comme expliqué section 2.2. Les charges nucléaires furent quant à elles déduites des mêmes mesures de temps de vol, ainsi que du dépôt d'énergie des ions dans la TEGIC en F11. Les résolutions FWHM ainsi obtenues sont de  $\frac{\delta Z}{Z} = 0.84\%$  et de  $\frac{\delta A/Q}{A/Q} = 0.09\%$  pour les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ , résolution suffisante pour séparer les états de charge voisins comme l'atteste la figure 6.3. L'attribution des états de charges  $49^+$  correspond en outre parfaitement à celle obtenue par une simulation avec le programme *LISE++*, comme le montre la figure 6.4. Celle-ci fut malgré tout vérifiée et confirmée à l'aide du  $^{132}\text{Sn}^{49+}$ , ce dernier présentant un état isomérique de durée de vie de l'ordre de  $2 \mu\text{s}$  nous permettant d'en observer les désexcitations après implantation dans les DSSSDs.

La figure 6.3 nous montre aussi une légère anomalie de l'identification en charge nucléaire des ions implantés, indiquée en pointillés pour un isotope de Cd à titre d'exemple. Ceci provient de réactions secondaires des ions dans le spectromètre. La charge nucléaire d'un ion est en effet déduite d'une mesure de temps de vol entre les plans focaux F3 et F7 et du dépôt d'énergie au plan focal F11. Il est donc possible que les ions perdent un ou plusieurs protons par des réactions entre les plans focaux F7 et F11 [92], d'où cette anomalie. Ces événements furent bien entendu exclus de l'analyse, leur charge nucléaire ne correspondant plus à l'espèce d'intérêt.

La première sélection pour une telle analyse consiste à sélectionner les noyaux d'intérêts. Des portes à deux dimensions furent donc dessinées sous *ROOT*, correspondantes peu ou prou à celles présentées sur la figure 6.3. Les états de charges étrangers étant bien résolus furent donc majoritairement exclus de l'analyse. Les isotopes de  $^{133,135}\text{Sn}$  ne présentent par ailleurs pas d'états ayant une durée de vie visible pouvant contaminer une éventuelle mesure de la durée de vie des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ . Enfin, leur statistique de comptage est relativement faible comme l'indique le tableau 6.2, nous pouvons donc raisonnablement supposer que seules des traces subsistent dans les coupures correspondant aux  $^{136,138}\text{Sn}$ . Le tableau 6.2 résume les nombres d'ions d'intérêt ainsi sélectionnés.

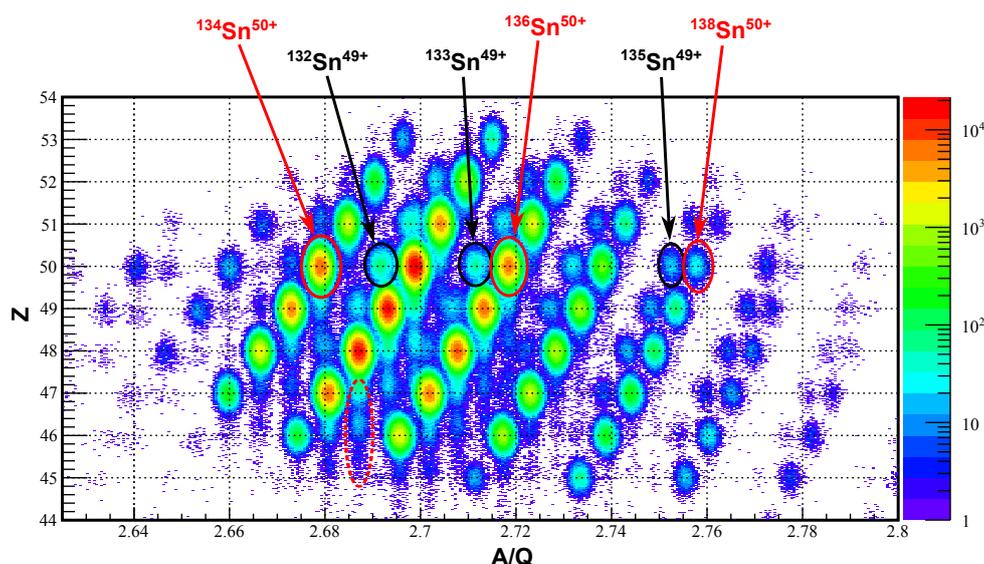


FIGURE 6.3: Distribution en rapports masse  $A$  sur charge ionique  $Q$  des ions en fonction de leurs charges nucléaires sur toute la durée de l'expérience. Les états de charges ioniques  $49+$  et  $50+$  des principaux isotopes de Sn d'intérêts sont indiqués respectivement en noir et en rouge. La zone délimitée par des pointillés rouge montre un exemple de conséquence des réactions secondaires entre les plans focaux F7 et F11.

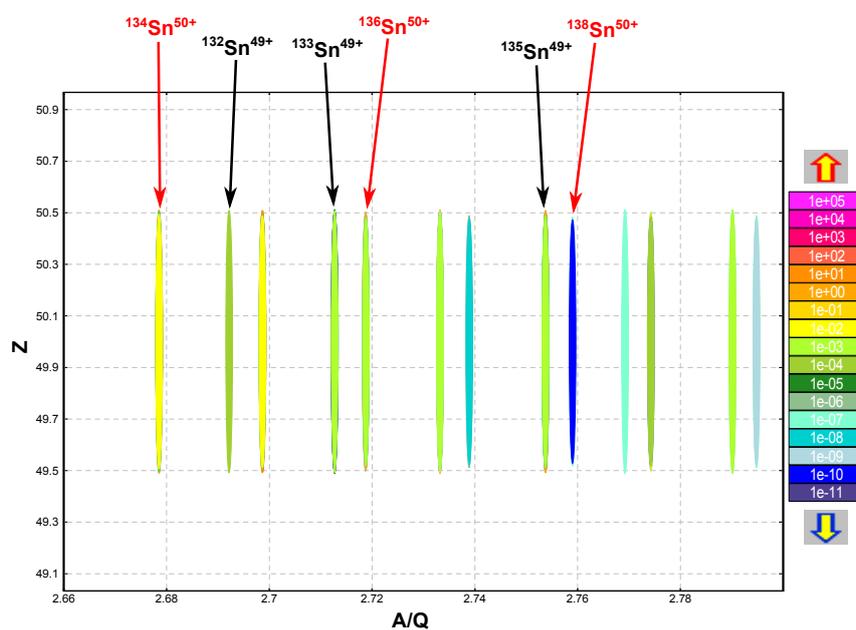


FIGURE 6.4: Distribution des rapports masse  $A$  sur charge ionique  $Q$  des ions de charge nucléaire  $Z = 50$  d'après une simulation *LISE++*. Cette simulation correspond en tout point au résultat expérimental présenté figure 6.3.

Isotope	Nombre d'ions implantés
$^{134}\text{Sn}^{50+}$	$\approx 860000$
$^{136}\text{Sn}^{50+}$	$\approx 790000$
$^{133}\text{Sn}^{49+}$	$\approx 7600$
$^{138}\text{Sn}^{50+}$	$\approx 3600$
$^{135}\text{Sn}^{49+}$	$\approx 2400$

TABLE 6.2: Nombre d'ions sélectionnés pour l'analyse des isotopes de Sn d'intérêts ainsi que les états de charge voisins.

## 2.2 Spectres en temps

Lorsqu'un ion atteint les DSSSDs, déclenchant l'acquisition, il est accompagné d'un intense rayonnement de freinage [107]. Cette composante très intense sur les spectres en temps (voir figure 6.2) caractérise le temps d'implantation d'un ion. C'est pourquoi les  $\text{TDC}_{\text{SR}}$  furent alignés sur cette composante, et qu'un décalage fut introduit sur tous les spectres en temps afin de la placer à  $t = 0$ . Cette composante est couramment appelée *prompt flash*.

Une seconde distribution fut toutefois observée sur ces mêmes spectres comme le montrent les figures 6.5a et 6.5b, bien qu'en raison de la résolution en temps nettement inférieure des DGFs par rapport aux  $\text{TDC}_{\text{SR}}$ , leur spectre ne permette que de distinguer un fort élargissement de la composante prompte. L'hypothèse d'un problème lié aux modules eux-mêmes fut écartée dans la mesure où tous les spectres en temps présentent cette anomalie. Cette double structure semble disparaître lorsque le nombre de photons détectés dans chaque cluster est conditionné à 3 ou moins, comme le montrent les figures 6.5c et 6.5d. Plusieurs hypothèses furent avancées pour expliquer ce phénomène, notamment un mauvais blindage des connections au sein même des clusters, le fil acheminant le signal d'un cristal touché à son pré-amplificateur pouvant agir comme une antenne et induire un signal dans les fils voisins. En l'absence d'éléments supplémentaires, le nombre de photons par cluster et par évènement fut donc finalement implémenté à 3 ou moins pour toute l'analyse, seul critère nous permettant de nous affranchir de cette structure.

La figure 6.6 montre la distribution en temps dans les  $\text{TDC}_{\text{SR}}$  des photons détectés sur toute la durée de l'expérience, pour tous les noyaux implantés, et avec un nombre de photons maximum par cluster de 3. La dépendance de la largeur du *prompt flash* avec l'énergie est due à la réponse des germaniums. Contrairement aux photons de plus haute énergie, les photons de basse énergie déposent majoritairement leur énergie peu profondément dans les cristaux de germanium. Le temps de collecte des porteurs de charges s'en trouve donc d'autant allongé par

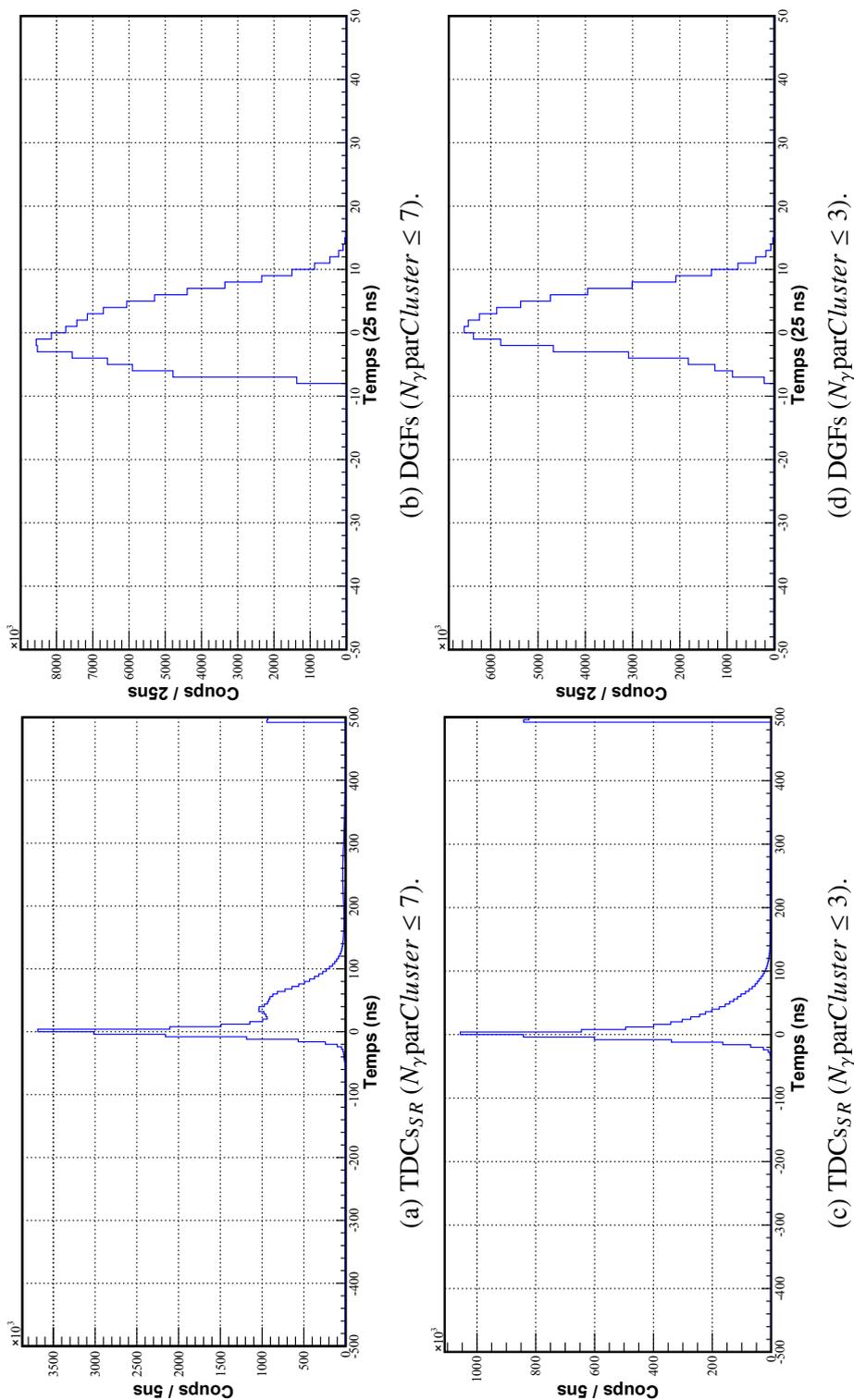


FIGURE 6.5: Distribution en temps des signaux des germaniums dans les TDC<sub>SSR</sub> et dans les DGFs pour un nombre de photons inférieur ou égal à 7 (figures 6.5a et 6.5b) et 3 (figures 6.5c et 6.5d) par cluster.

rapport à celui des photons de plus haute énergie, d'où un élargissement du signal prompt à basse énergie. Dans la mesure où nous ne nous intéressâmes qu'à des désexcitations à partir d'états isomériques, nous exclûmes l'ensemble des photons correspondant au *prompt flash*, les évènements retenus étant seulement compris dans la surface délimitée en rouge sur la figure 6.6.

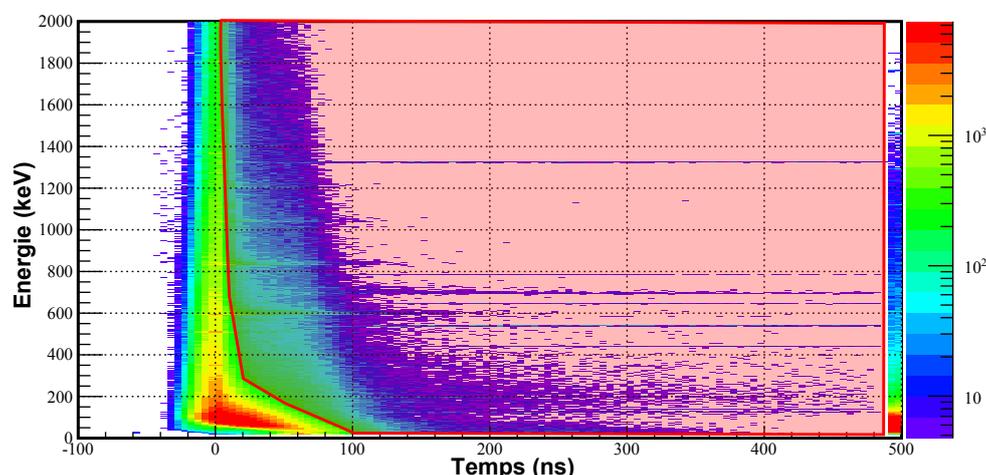


FIGURE 6.6: Distribution en temps dans les TDC<sub>SR</sub> des évènements  $\gamma$  sur toute l'expérience pour un nombre maximum de photons par cluster de 3. Seuls les photons dans la zone rouge, autrement dit hors du *prompt flash*, furent retenus pour l'analyse.

Un procédé identique fut appliqué aux spectres en temps produits par les DGFs, à la différence près qu'un coupure additionnelle aux temps longs fut implémentée. La durée de vie attendue des isomères étudiés étant de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de ns, et la portée temporelle des DGFs de 100  $\mu$ s, nous nous attendions en effet à une forte dégradation du rapport signal/bruit aux temps longs. Une coupure à 25  $\mu$ s fut donc implémentée, afin de préserver autant que possible l'intensité en photons d'intérêt tout en limitant l'apport du bruit de fond aux spectres en énergie.

Le nombre total de photons détectés en coïncidence avec l'implantation des ions de  $^{134}\text{Sn}$ ,  $^{136}\text{Sn}$  et de  $^{138}\text{Sn}$  se trouva alors réduit à l'issue de ces sélections de respectivement 94.7, 94.3 et 85.4 %, soit environ 45000, 43000 et 500 évènements  $\gamma$ .

### 2.3 Spectres en énergie

La figure 6.7a montre le spectre en énergie obtenu pour le  $^{134}\text{Sn}$  avec les conditions décrites dans les paragraphes précédent. On y voit clairement les transitions à 174, 375 et 725 keV observées par Zhang *et al.* [1] associées au  $^{134}\text{Sn}$ . On y voit en outre le très classique pic d'annihilation à 511 keV, ainsi que les distributions à 563, 596, 693, 834 et 1039 keV couramment appelées "bosses neutrons". Celles-ci correspondent aux rayonnements  $\gamma$  des isotopes de

$^{70,72,74,76}\text{Ge}$  constituant les cristaux de germanium, conséquence de leur excitation par diffusions inélastiques avec des neutrons rapides accompagnant le faisceau après F11. L'élargissement de ces pics est dû à la fraction d'énergie transmise aux isotopes de Ge par ces diffusions inélastiques comme énergie de recul, créant un nombre variable de paires électrons-trous s'ajoutant à celui créé par chaque désexcitation  $\gamma$  [108]. On y observe enfin une contamination issue d'un processus similaire avec le  $^{27}\text{Al}$  à 843 et 1014 keV, de nombreuses pièces du dispositif expérimental en comportant notamment le dernier dégradeur permettant d'ajuster la profondeur d'implantation des ions dans les DSSSDs.

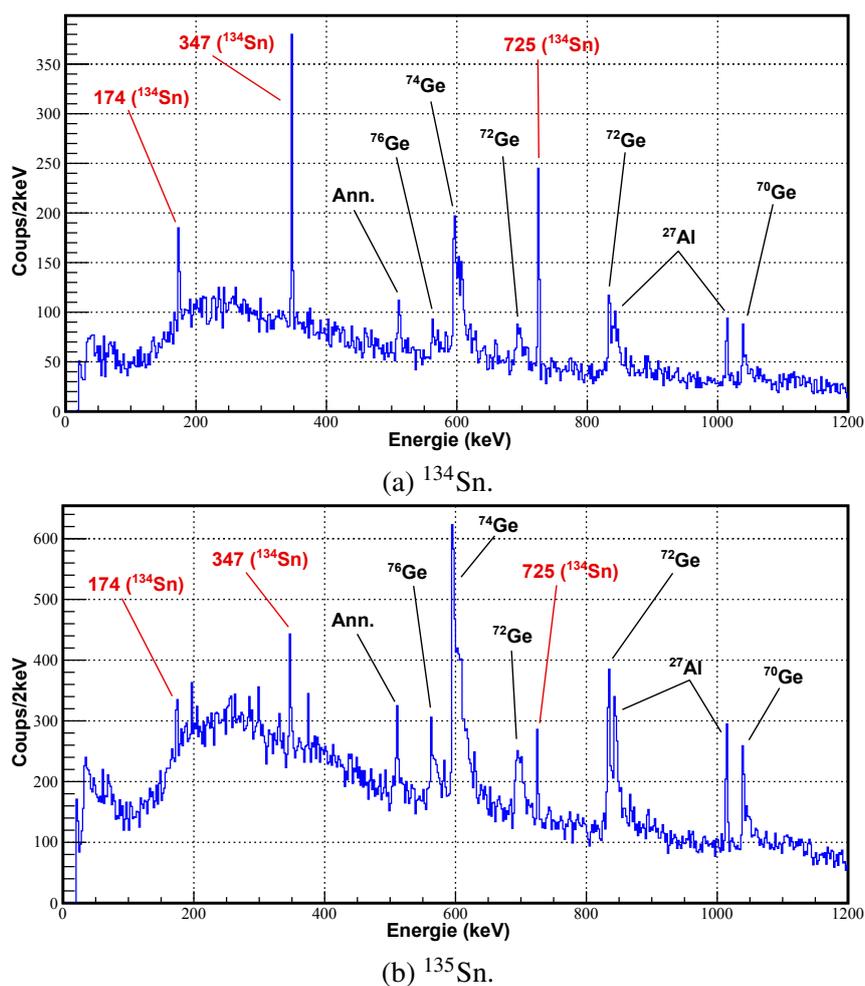


FIGURE 6.7: Spectre en énergie des isotopes de  $^{134,135}\text{Sn}$  pour  $N_{\gamma}\text{parCluster} \leq 3$  avec coupure du *prompt flash* dans les  $\text{TDC}_{\text{SR}}$ .

Afin d'éliminer autant que possible ces contaminations, nous décidâmes d'implémenter une soustraction de bruit de fond basée sur le  $^{135}\text{Sn}$ , celui-ci ne présentant pas d'états avec une durée de vie visible, et étant de surcroît très fortement peuplé. Le principe est on ne peut plus simple, un spectre en énergie fut généré pour le  $^{135}\text{Sn}$  à partir des mêmes conditions que pour celui du

$^{134}\text{Sn}$  à l'exception bien entendu de la condition sur l'identification des particules. Le spectre ainsi obtenu (présenté figure 6.7b) fut alors soustrait au spectre du  $^{134}\text{Sn}$  après normalisation par rapport aux nombres d'ions respectivement implantés. Le spectre résultant est présenté figure 6.8. Les 3 transitions du  $^{134}\text{Sn}$  ressortent cette fois très nettement du bruit de fond, et les contaminations largement éliminées.

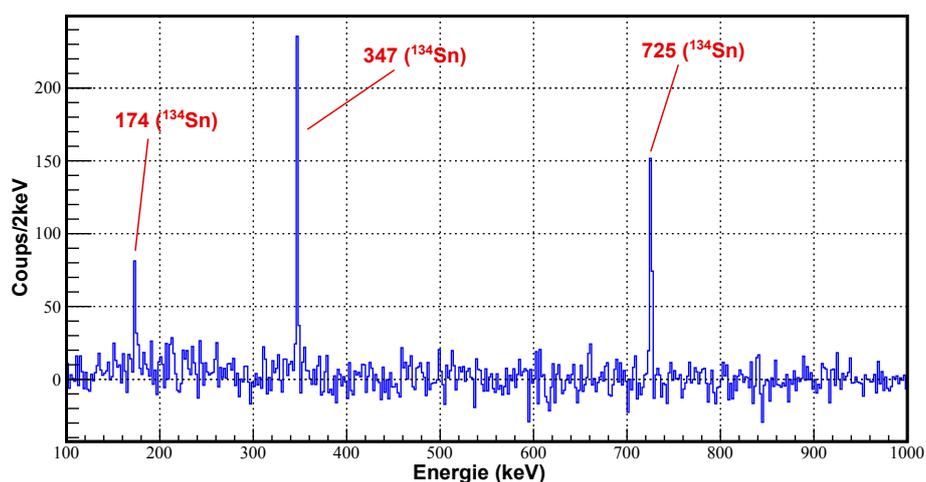


FIGURE 6.8: Spectre en énergie du  $^{134}\text{Sn}$  obtenu à l'issue d'une soustraction du spectre 6.7b au spectre 6.7a, après normalisation par rapport aux nombres d'ions respectivement implantés.

La figure 6.7b montre toutefois que le spectre du  $^{135}\text{Sn}$  présente des traces de  $^{134}\text{Sn}$ . Les rapports masse/charge ionique étant déduits à partir de mesures entre les plans focaux F3 et F7, il est possible qu'un ion étant identifié comme du  $^{135}\text{Sn}^{50+}$  perde un dernier neutron entre F7 et F11 et soit implanté comme du  $^{134}\text{Sn}^{50+}$ . Une soustraction de bruit de fond du  $^{134}\text{Sn}$  à partir du  $^{135}\text{Sn}$  n'est donc pas des plus optimale, mais ne présentera toutefois pas cet inconvénient pour les isotopes de masse  $A$  supérieure tels que les  $^{136}\text{Sn}$  et  $^{138}\text{Sn}$ , objets de cette étude. Cette méthode suppose par ailleurs que le *prompt flash* présente une forme strictement identique d'un ion à l'autre sur les spectres germaniums-temps, la coupure employée pour générer tous ces spectres en énergie étant la même, ce qui est en principe inexact dans la mesure où l'intensité du rayonnement de freinage incident dépend entre autre de la nature et de la vitesse de l'ion considéré. La présente méthode peut donc sembler quelque peu arbitraire, mais élimine convenablement les contaminations mentionnées précédemment et ne peut en introduire de nouvelles que sous forme de signaux négatifs sur les spectres, par conséquent aisément identifiables. Nous perdons toutefois dans le cas du  $^{134}\text{Sn}$  une partie de l'intensité en photons d'intérêts. Rappelons en outre que cette intensité est d'autant plus diminuée que la durée de vie de l'isomère étudié est courte, en raison du temps de vol des fragments de fission dans le spectromètre, de l'ordre de 500 ns.

### 3 Méthode de mesure des durées de vie des états excités

Afin d'évaluer les durées de vie des états excités du  $^{136}\text{Sn}$  et du  $^{138}\text{Sn}$ , 3 méthodes de soustraction de bruit de fond furent testées. Ces 3 méthodes consistent simplement en différentes combinaisons de soustractions de bruit de fond à partir des spectres en énergie exposés section précédente, et seront ici testées et validées sur le  $^{134}\text{Sn}$  possédant un état excité de spin  $6^+$  d'une durée de vie mesurée par Zhang *et al.* [1] à 80(15) ns.

#### 3.1 Méthode A

La première méthode consiste à utiliser le spectre obtenu par une soustraction de bruit de fond avec le  $^{135}\text{Sn}$  (spectre donné figure 6.8), puis d'observer la distribution en temps dans les  $\text{TDC}_{SR}$  de tous les événements  $\gamma$  d'intérêt qui y sont observés par le biais de portes en énergie. Une soustraction de bruit de fond supplémentaire est alors implémentée, consistant en une paire de portes en énergie disposées de part et d'autre de chaque transition d'intérêt, à partir du même spectre, et normalisées par leur nombre de canaux. Le procédé est illustré figure 6.9.

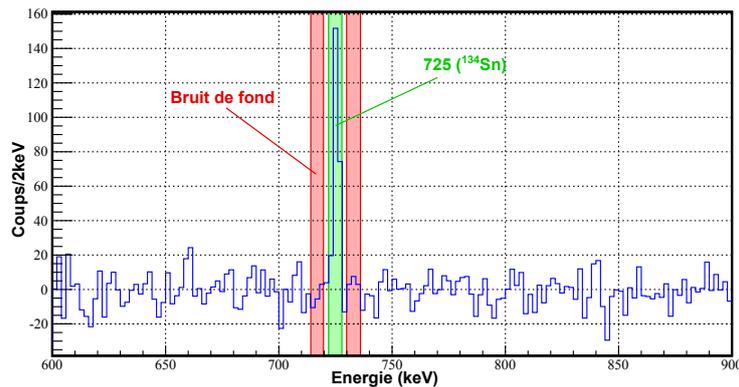


FIGURE 6.9: Soustraction de bruit de fond appliquée au spectre en temps des  $\text{TDC}_{SR}$  pour la transition de 725 keV du  $^{134}\text{Sn}$ , à partir du spectre 6.8.

Les spectres en temps issus des  $\text{TDC}_{SR}$  ainsi obtenus sont présentés figure 6.10 pour chaque transition séparée, ainsi que pour la somme des 3 transitions, avec leurs ajustements respectifs. Le tableau 6.3 résume les durées de vie issues de ces ajustements, ainsi que les erreurs associées. Celles-ci sont issues des incertitudes sur les ajustements eux-mêmes, auxquelles furent ajoutées les déviations maximales obtenues entre différents ajustements. Une simple fonction exponentielle décroissante fut utilisée pour tous ces ajustements :

$$f(t) = Ae^{-t/\tau}$$

où  $t$  et  $\tau$  sont respectivement le temps et la durée de vie en ns, et  $A$  une constante de l'ajustement.

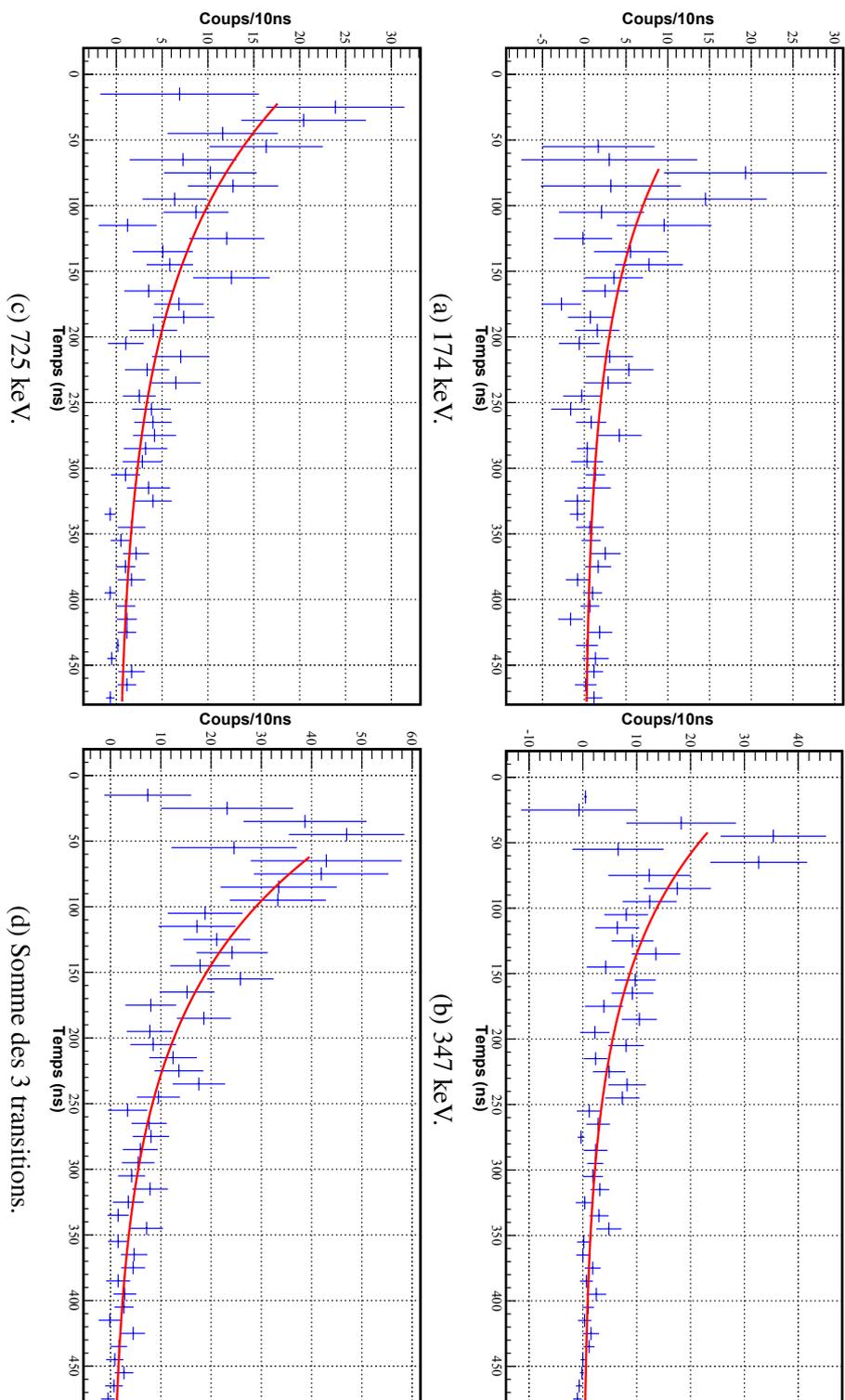


FIGURE 6.10: Spectres en temps des TDCs<sub>SR</sub> pour les transitions à 174 (6.12a), 347 (6.12b) et 725 keV (6.12c) du <sup>134</sup>Sn, ainsi que de leur somme (figure 6.12d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond A.

Transition (keV)	Durée de vie ajustée par $f(t)$ (ns)	Erreur (ns)
174	81	16
347	77	13
725	95	15
Somme	84	11

TABLE 6.3: Durées de vie issues des ajustements présentés figure 6.10.

Comme l'indique le tableau 6.3, les ajustements des spectres issus du traitement de chacune des transitions ainsi que de la somme des trois transitions produisent une durée de vie compatible avec celle de Zhang *et al.*, de 80(15) ns. Les spectres en temps issus des transitions à 174 et 347 keV (figures 6.10a et 6.10b respectivement) montrent une absence d'évènements en dessous de  $t \approx 50$  et  $t \approx 20$  ns, respectivement. Cette coupure correspond à l'exclusion du *prompt flash* dans les TDCs<sub>SR</sub> décrite précédemment, et illustrée par la figure 6.6. Cette coupure étant par ailleurs inhomogène en énergie, les différentes soustractions appliquées aux temps les plus courts de chaque spectre sont mal normalisées. Ceux-ci furent donc ignorés pour les ajustements. En outre, l'ajustement d'un spectre en temps issu de la somme des contributions des différentes transitions doit être conditionné par la plage en temps la plus courte des éléments de cette somme, c'est à dire celle imposée par la transition de plus basse énergie. L'ajustement des spectres en temps sommés sur toutes les transitions fut donc contraint à une plage de  $t \approx 60$  à  $t = 480$  ns.

### 3.2 Méthode B

La seconde méthode est identique à la précédente à la différence près qu'aucune soustraction additionnelle de bruit de fond ne fut appliquée aux évènements obtenus dans le spectre 6.8. Autrement dit, des portes en énergie sur les transitions d'intérêt furent appliquées directement sur le spectre obtenu par une soustraction de bruit de fond avec le  $^{135}\text{Sn}$ . Les ajustements réalisés et présentés figure 6.11 obéissent aux-mêmes critères que ceux-décrits au paragraphe précédent.

Transition (keV)	Durée de vie ajustée par $f(t)$ (ns)	Erreur (ns)
174	71	14
347	75	12
725	99	22
Somme	80	8

TABLE 6.4: Durées de vie issues des ajustements présentés figure 6.11.

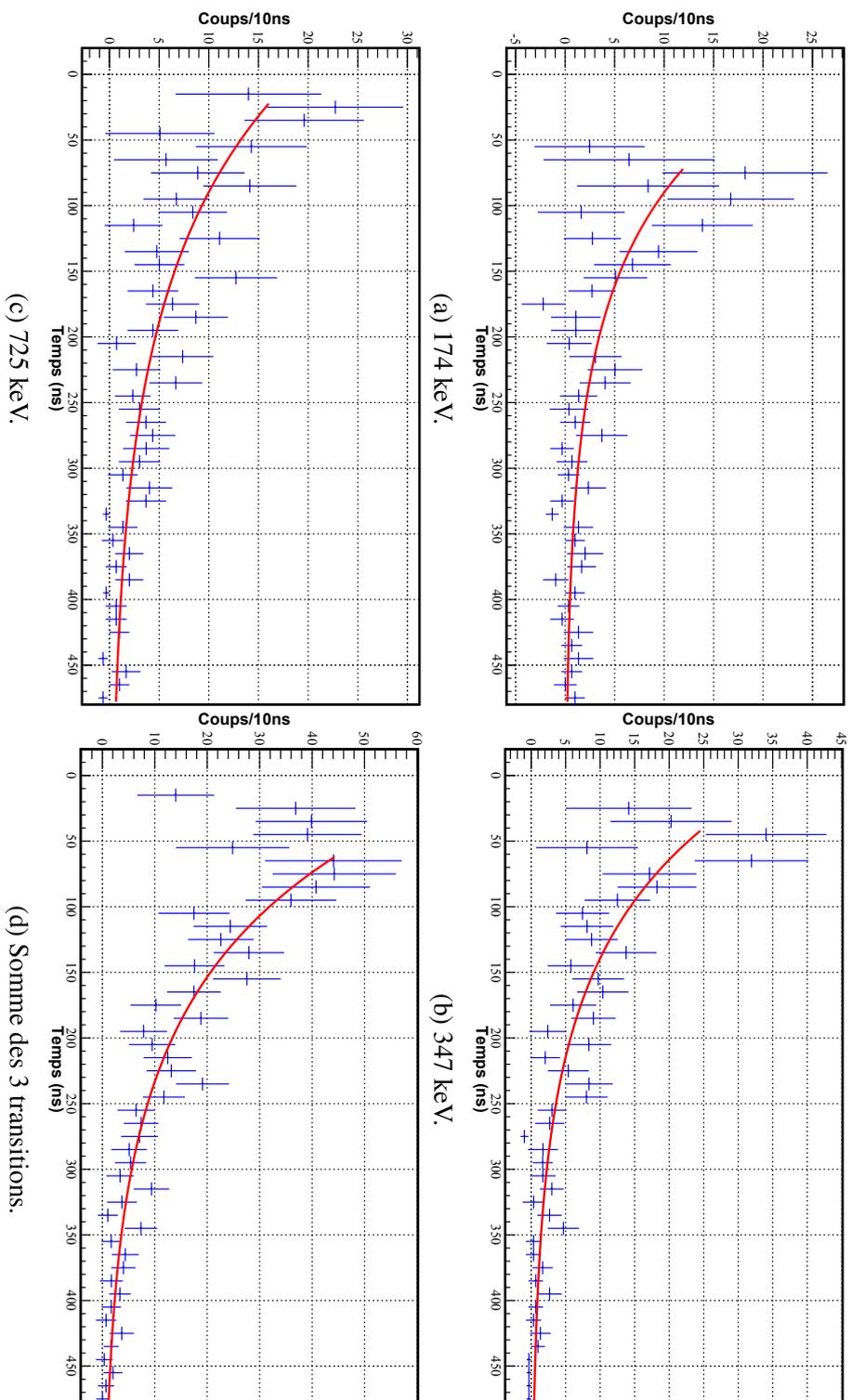


FIGURE 6.11 : Spectres en temps des TDC<sub>SR</sub> pour les transitions à 174 (6.12a), 347 (6.12b) et 725 keV (6.12c) du  $^{134}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 6.12d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond  $B$ .

Les résultats produits par cette méthode sont compatibles avec ceux produits par la méthode A, montrant qu'une soustraction additionnelle de bruit de fond n'est ici pas nécessaire.

### 3.3 Méthode C

La troisième méthode consiste à utiliser les événements obtenus dans le spectre 6.7a, c'est à dire sans soustraction par le  $^{135}\text{Sn}$ , puis d'y appliquer des portes en énergie sur les transitions d'intérêt et d'y soustraire les événements situés de part et d'autre, selon la technique décrite pour la méthode A. Les ajustements réalisés et présentés figure 6.12 obéissent aux-mêmes critères que ceux-décrits aux paragraphes précédents.

Transition (keV)	Durée de vie ajustée par $f(t)$ (ns)	Erreur (ns)
174	75	17
347	75	8
725	94	16
Somme	81	6

TABLE 6.5: Durées de vie issues des ajustements présentés figure 6.12.

Ces résultats sont ici aussi compatibles avec les précédents. Nous notons toutefois que l'incertitude associée à la durée de vie issue de la somme des transitions est plus faible dans le cas présent, conséquence d'une statistique sensiblement supérieure. Cette différence de statistique est due au fait que le  $^{135}\text{Sn}$ , utilisé pour les soustractions de bruit de fond des méthodes précédentes, soit contaminé par du  $^{134}\text{Sn}$ , diminuant d'autant l'intensité en transitions d'intérêt dans les spectres résultants. Le résultat de la présente méthode étant cohérent avec les deux autres malgré l'absence de soustraction de bruit de fond sur l'ensemble du spectre en énergie, nous pouvons conclure que les 3 transitions du spectre du  $^{134}\text{Sn}$  ne sont pas contaminées par d'autres transitions possédant elles-même une durée de vie. Nous utiliserons donc pour la production de spectres en temps ultérieurs la méthode C après en avoir vérifié la pureté avec les résultats extraits de la méthode A.

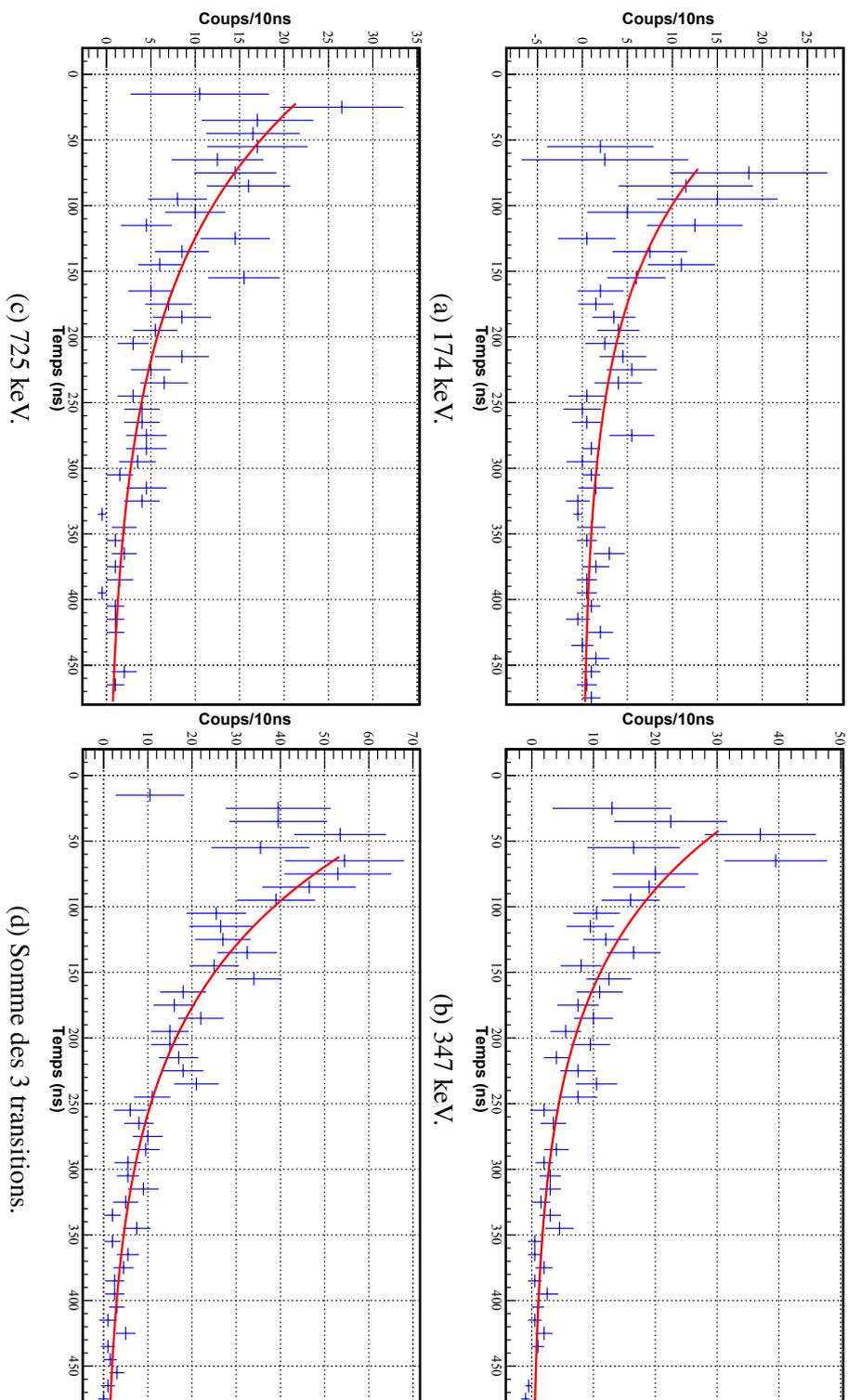


FIGURE 6.12: Spectres en temps des TDC<sub>SR</sub> pour les transitions à 174 (6.12a), 347 (6.12b) et 725 keV (6.12c) du  $^{134}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 6.12d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond C.

# 7

## Résultats et discussions

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Etude du <math>^{136}\text{Sn}</math></b> . . . . .	<b>130</b>
1.1	Spectre en énergie . . . . .	130
1.2	Durée de vie . . . . .	134
<b>2</b>	<b>Etude du <math>^{138}\text{Sn}</math></b> . . . . .	<b>136</b>
2.1	Spectre en énergie . . . . .	136
2.2	Durée de vie . . . . .	138
<b>3</b>	<b>Interprétations</b> . . . . .	<b>139</b>
3.1	Affaiblissement de la force d'appariement . . . . .	140
3.2	Polarisation du cœur . . . . .	142
3.3	Discussions . . . . .	142

---

Aucune nouvelle transition ni durée de vie ne fut observée pour les isotopes de  $^{135,137}\text{Sn}$  produits par la fission du faisceau de  $^{238}\text{U}$  sur la cible de  $^9\text{Be}$ . En revanche, 3 nouvelles transitions ainsi qu'un état présentant une durée de vie de quelques dizaines à quelques centaines de ns furent mesurés pour chacun des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ .

## 1 Etude du $^{136}\text{Sn}$

L'étude du  $^{136}\text{Sn}$  fut menée de manière identique à celle du  $^{134}\text{Sn}$ , présentée au chapitre précédent. Un spectre en énergie aussi propre que possible fut tout d'abord produit. L'assignation des spins, parités et ordre des niveaux observés fut alors réalisée par identification avec les états excités du  $^{134}\text{Sn}$  connus, également produits par un processus de fission [1]. Des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  furent réalisées sur chacune de ces transitions afin d'étayer l'hypothèse d'une cascade unique, puis la durée de vie de l'état de spin  $6^+$  évaluée à partir de la somme des intensités des 3 transitions selon les méthodes *C* et *A* décrites au chapitre précédent. Cette durée de vie fut ensuite comparée à celle obtenue pour chacune des transitions prises séparément afin d'en vérifier la robustesse.

### 1.1 Spectre en énergie

La figure 7.1a présente le spectre obtenu pour le  $^{136}\text{Sn}$  de manière analogue à celui présenté figure 6.8 pour le  $^{134}\text{Sn}$ , c'est à dire avec une condition sur l'identification des ions, un nombre de photons par cluster limité à 3 ou moins, l'exclusion du *prompt flash* dans les  $\text{TDC}_{\text{SR}}$ , et une soustraction par le spectre du  $^{135}\text{Sn}$  présenté figure 6.7b normalisé aux nombres d'ions respectivement identifiés. On y voit clairement 3 transitions à 216.8(4), 391.2(4) et 688.1(4) keV émergeant nettement du bruit de fond. Ce dernier est toutefois moins bien défini que dans le cas du  $^{134}\text{Sn}$ . Nous décidâmes par conséquent d'appliquer des conditions plus drastiques quant à la production du spectre en énergie du  $^{136}\text{Sn}$  afin de vérifier cette assignation.

Nous avons vu au chapitre précédent qu'ajuster le nombre maximal de photons par cluster nous permit de nous affranchir de la double structure observée sur les spectres en temps. Ajuster ce nombre à une valeur encore inférieure permet toutefois de produire des spectres de bien plus grande qualité comme l'attestent les figures 7.1b et 7.1c, où le nombre de photons maximal fut limité respectivement à 2 et 1. La statistique en souffre néanmoins lourdement rendant délicate l'évaluation de la durée de vie de l'état de spin  $6^+$  pour un nombre de photons inférieur ou égal à 2. Nous reviendrons sur ce point section 1.2. Les spectres 7.1b et 7.1c, plus nets, confirment l'identification précédente de 3 nouvelles transitions pour le  $^{136}\text{Sn}$ .

Des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  furent alors réalisées sur chacune de ces transitions à partir du spectre 7.1a, pour une porte de coïncidence entre deux photons de 50 ns. Les résultats des ces coïncidences

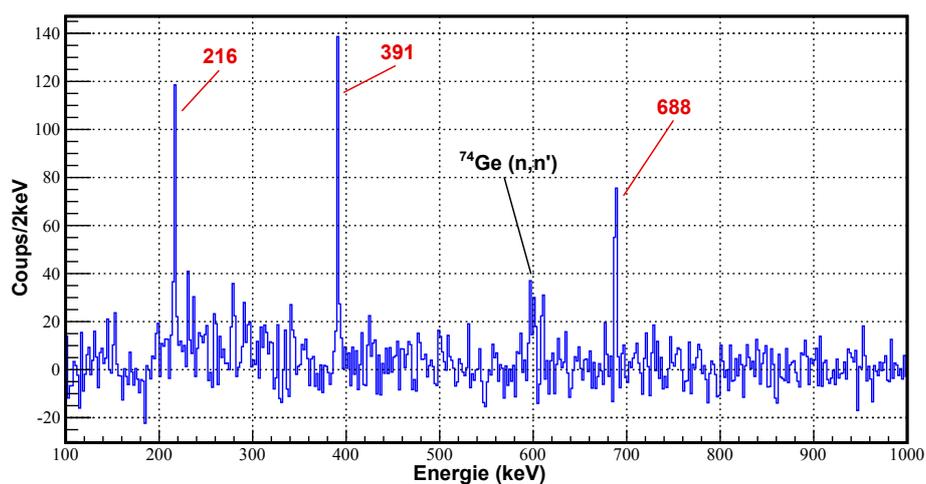
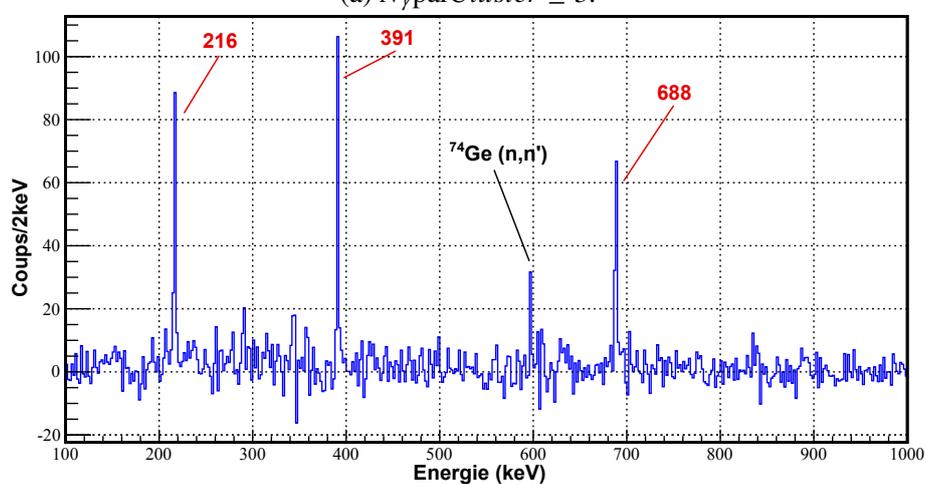
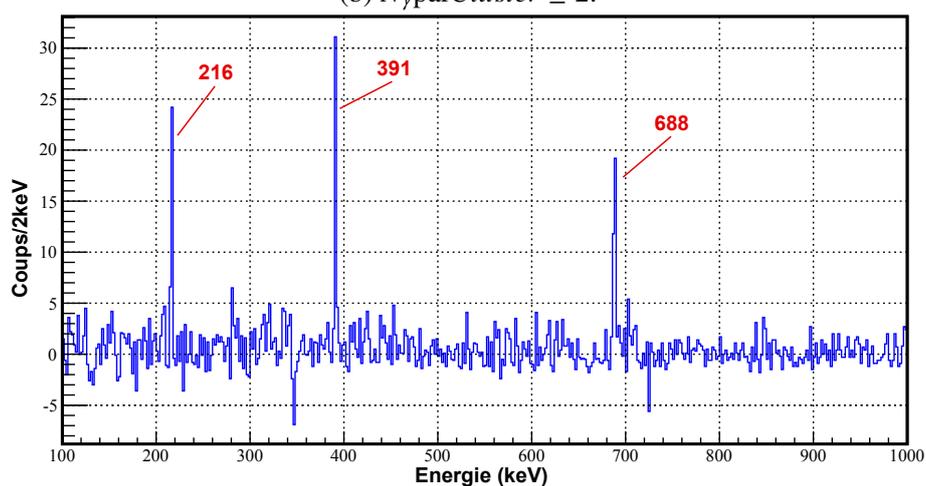
(a)  $N_\gamma \text{ par Cluster} \leq 3$ .(b)  $N_\gamma \text{ par Cluster} \leq 2$ .(c)  $N_\gamma \text{ par Cluster} \leq 1$ .

FIGURE 7.1: Spectres en énergie du  $^{136}\text{Sn}$  obtenus à l'issue d'une soustraction avec le spectre en énergie du  $^{135}\text{Sn}$ , après normalisation par rapport aux nombres d'ions respectivement implantés, pour  $N_\gamma \text{ par Cluster} \leq 3$  (figure 7.1a), 2 (figure 7.1b) et 1 (figure 7.1c).

sont présentés figure 7.2. On y voit clairement que les transitions à 216, 391 et 688 keV sont corrélées, bien que la coïncidence à partir de la transition à 688 keV peine à faire ressortir la ligne à 216 keV par rapport à celle de 391 keV. Aucune autre transition suffisamment intense pour expliquer ce phénomène n'est visible sur les spectres 7.1a et 7.2. Celui-ci est en réalité dû à la dépendance de la coupure du *prompt flash* avec l'énergie des photons. En effet comme nous l'avons vu au chapitre précédent (voir figure 6.6), cette coupure s'élève jusqu'à environ 50 ns après l'implantation d'un ion pour des photons d'énergie de l'ordre de 200 keV, contre environ 20 ns pour des photons de l'ordre de 400 keV. Nous nous attendions donc à un affaiblissement de cette transition dans le spectre coïncident relativement à la transition de 391 keV et ce malgré une efficacité de détection supérieure, affaiblissement par ailleurs d'autant plus grand que la durée de vie de l'état peuplant cette cascade est courte, comme nous le verrons plus loin. Le même phénomène est aussi nettement visible sur le spectre en coïncidence avec la transition à 391 keV, les intensités des transitions à 216 et 688 keV y étant équivalentes alors que les efficacités de détection sont respectivement de l'ordre de 16 et 9%.

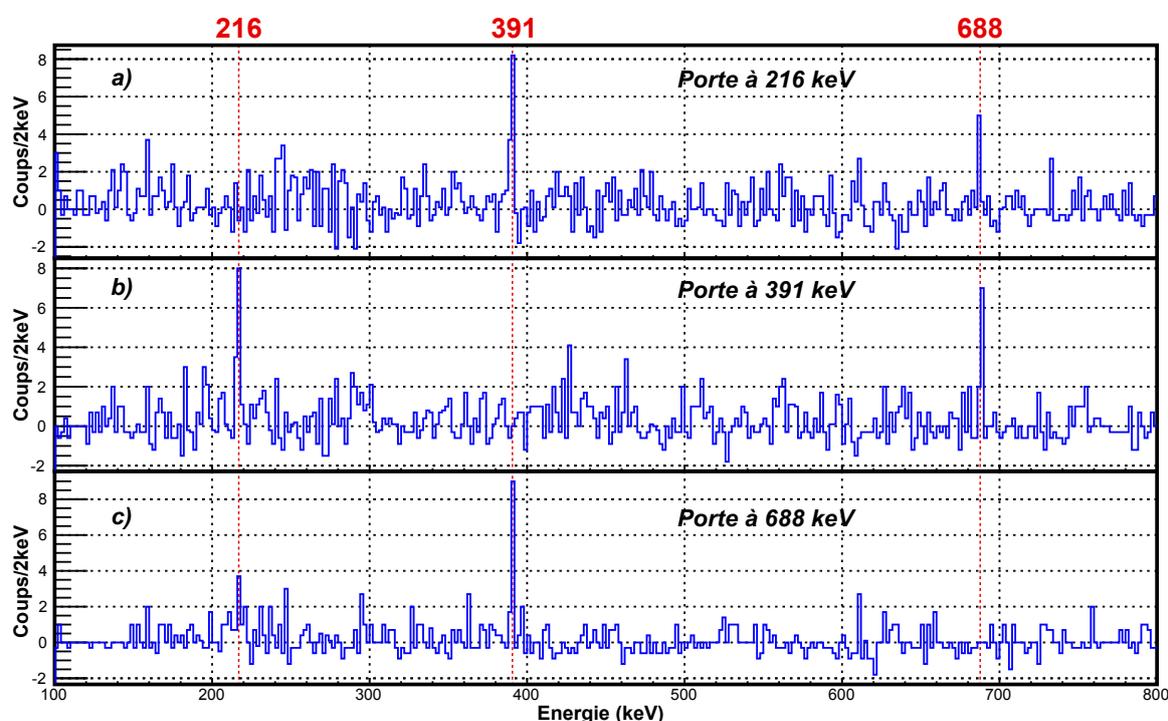


FIGURE 7.2: Spectres en énergie des coïncidences avec les transitions à 216 (a), 391 (b) et 688 keV (c), à partir du spectre 7.1a.

La soustraction de bruit de fond par le  $^{135}\text{Sn}$  montrant des limites dans la région des basses énergies, nous décidâmes de réaliser aussi ces coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  en utilisant en lieu et place de celle-ci la méthode décrite section 3.1. Le spectre en énergie produit par la sélection des ions de  $^{136}\text{Sn}$  ainsi qu'un nombre de photons par cluster de 3 ou moins et une coupure du *prompt flash* furent utilisés. Les évènements situés de part et d'autres de chacune des 3 portes en énergie

sur les transitions d'intérêt furent ainsi considérés comme étant le bruit de fond de la région considérée, et soustraits aux signaux d'intérêts après normalisation par rapport aux largeurs relatives des portes employées. La porte de coïncidence entre deux événements  $\gamma$  fut ici aussi ajustée sur 50 ns. La figure 7.3 montre que cette méthode, plus classique, ne donne pas de meilleurs résultats à part pour la coïncidence avec la transition à 688 keV, où le bruit de fond à basse énergie est mieux nettoyé, laissant apparaître la transition de 216 keV.

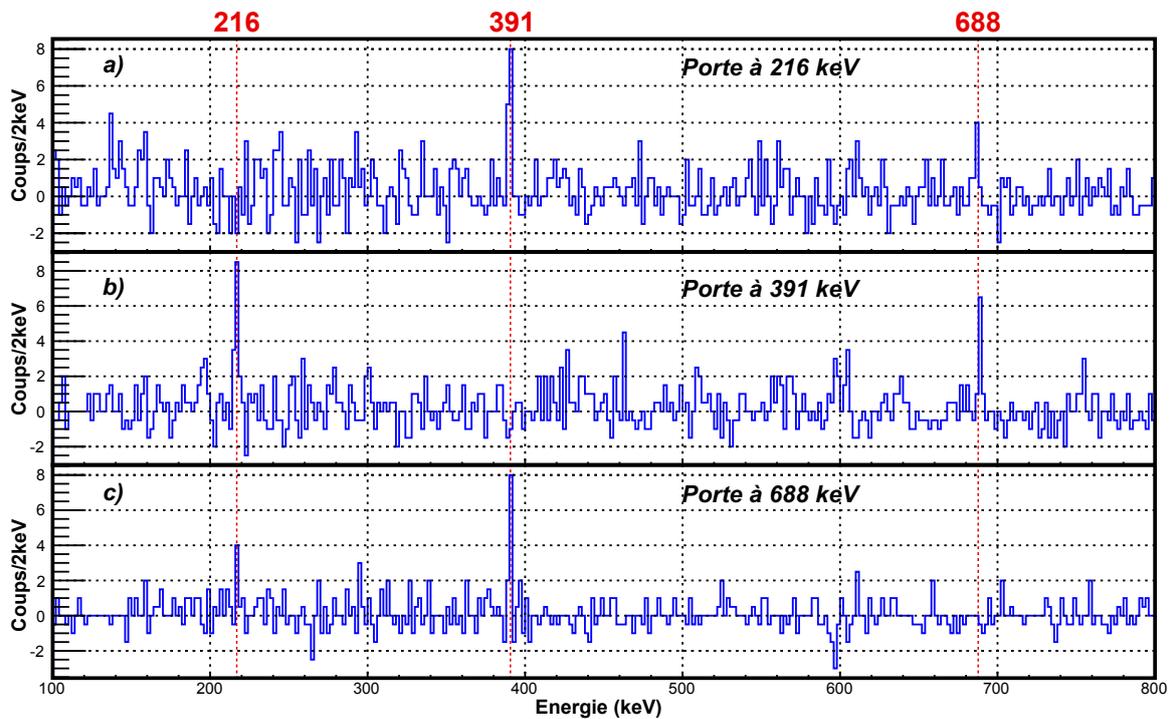


FIGURE 7.3: Spectres en énergie des coïncidences avec les transitions à 216 (a), 391 (b) et 688 keV (c), obtenu par une soustraction de bruit de fond à partir des signaux situés de part et d'autre de chaque transition d'intérêt.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la coupure du *prompt flash* dans les  $\text{TDC}_{\text{SR}}$  utilisée jusqu'à présent est inhomogène en énergie. Un spectre généré avec une coupure indépendante de l'énergie, en plus bien entendu de l'identification des ions et du nombre maximal de photons par cluster, fut donc construit afin d'évaluer les intensités des transitions observées. En raison de la forme du *prompt flash*, le choix de cette coupure fut conditionné par la transition de plus basse énergie. Elle fut donc ici implémentée à  $t = 60$  ns, coupure correspondant environ à celle appliquée jusqu'à présent à la transition de 216 keV. Les intensités des différentes transitions furent alors calculées relativement à la transition de 688 keV, la plus propre et la moins influencée par la coupure du *prompt flash* des 3, à partir des nombres de coups qui y furent mesurés et corrigés par l'efficacité de détection des germaniums. Le tableau 7.1 résume les résultats ainsi obtenus ainsi que les incertitudes associées, provenant du calcul de propagation d'erreur. Ces résultats confirment l'hypothèse d'une cascade directe entre les transitions de

216, 391 et 688 keV.

Transition (keV)	Efficacité (%)	Erreur (%)	Intensité relative	Erreur
216.8	8.78	0.32	95	24
391.2	12.00	0.24	108	22
688.1	16.24	0.17	100	19

TABLE 7.1: Intensité des transitions de 216 et 391 keV relativement à la transition de 688 keV du  $^{136}\text{Sn}$ .

## 1.2 Durée de vie

La méthode C décrite au chapitre précédent fut utilisée pour produire les spectres en temps des  $\text{TDC}_{SR}$  pour chacune des transitions précédemment identifiées du  $^{136}\text{Sn}$ . Ceux-ci sont présentés figure 7.4. Les résultats des divers ajustements qui y sont représentés sont résumés dans le tableau 7.2. La démarche appliquée dans le cas du  $^{136}\text{Sn}$  fut en tout point identique à celle décrite pour le  $^{134}\text{Sn}$  à l'exception de la portée des  $\text{TDC}_{SR}$ . La durée de vie mesurée pour le  $^{136}\text{Sn}$  étant en effet bien plus courte que celle du  $^{134}\text{Sn}$ , nous décidâmes de nous borner aux événements  $\gamma$  se produisant jusqu'à 400 ns après implantation d'un ion, le reste de la plage introduisant plus de fluctuations dues à une basse statistique qu'un signal d'intérêt. Ces fluctuations furent toutefois prises en compte pour déterminer les écarts maximums entre les différents ajustements d'un même spectre, écarts inclus dans les incertitudes proposées. Une durée de vie de 46(7) ns fut ainsi mesurée à partir de la somme des intensités des 3 transitions. Celle-ci fut attribuée à l'état de spin  $6^+$  par identification avec le spectre du  $^{134}\text{Sn}$ , comme mentionné précédemment. Comme l'indique le tableau 7.2, cette durée de vie est cohérente avec les durées de vie mesurées séparément pour chaque transition. Cette durée de vie est en outre cohérente avec celle mesurée à partir de la méthode A, de 47(8) ns.

Transition (keV)	Durée de vie (ns)	Erreur (ns)
216.8	56	13
391.2	50	10
688.1	46	9
Somme	46	7

TABLE 7.2: Durées de vie issues des ajustements présentés figure 7.4.

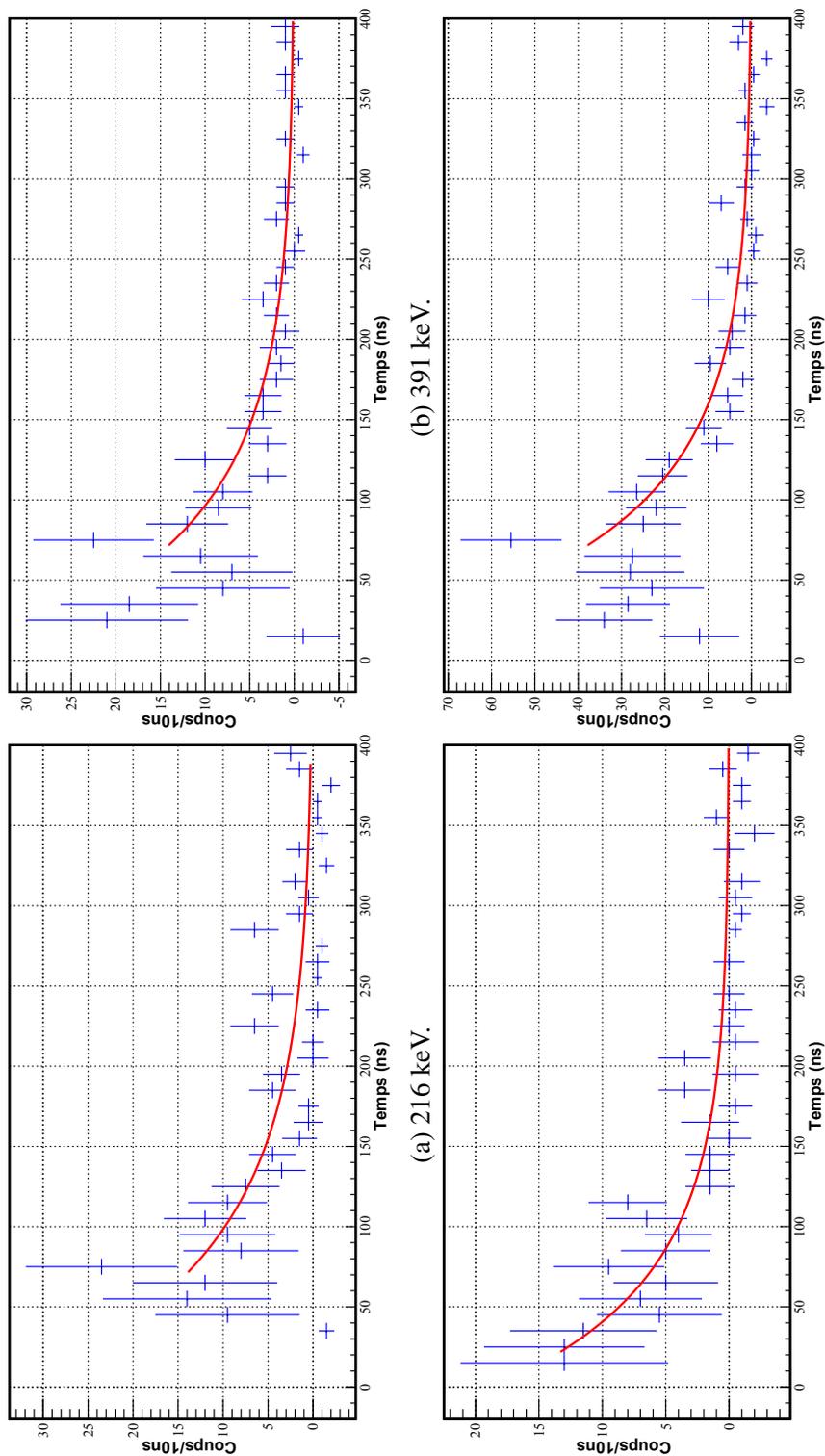


FIGURE 7.4: Spectres en temps des TDCs<sub>SR</sub> pour les transitions à 216 (7.4a), 391 (7.4b) et 688 keV (7.4c) du  $^{136}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 7.4d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond C.

## 2 Etude du $^{138}\text{Sn}$

L'étude du  $^{138}\text{Sn}$  fut menée quand à elle de manière différente. La statistique de comptage y étant bien plus faible et la période très différente, nous poussèrent comme nous allons le voir à aborder ce travail différemment. Ici aussi l'assignation des spins, parités et ordre des niveaux observés fut réalisée par identification avec les états excités du  $^{134}\text{Sn}$ . La très faible statistique des spectres en énergie produits ne nous permit pas de réaliser des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . Les intensités relatives obtenues étaient toutefois l'hypothèse d'une cascade unique, comme dans le cas du  $^{136}\text{Sn}$ . La durée de vie de l'état de spin  $6^+$  fut alors évaluée à partir de la somme des intensités des 3 transitions selon une méthode très similaire à la méthode *C* décrite au chapitre précédent. La statistique ne nous permit toutefois pas d'en vérifier la robustesse en étudiant les transitions séparément.

### 2.1 Spectre en énergie

Comme nous le verrons plus loin, la durée de vie mesurée pour le  $^{138}\text{Sn}$  est de l'ordre de quelques centaines de ns. Les TDCs<sub>SR</sub>, couvrant une plage d'environ 500 ns seulement, furent donc écartés pour la production des spectres de cette analyse. Deux spectres en énergie du  $^{138}\text{Sn}$  furent alors générés : l'un avec une coupure du *prompt flash* sur les temps des TDCs<sub>LR</sub>, et l'autre avec une coupure du *prompt flash* équivalente sur les temps des DGFs, en plus de la condition sur le nombre de photons maximum par cluster de 3 et de l'identification des ions. La plage couverte par ces deux modules étant de l'ordre de 100  $\mu\text{s}$ , une condition supplémentaire fut introduite dans les deux cas afin de ne conserver que les événements  $\gamma$  se produisant jusqu'à environ 2.5  $\mu\text{s}$  après l'implantation d'un ion. Une telle plage de temps est amplement suffisante pour évaluer une durée de vie de plusieurs centaines de ns, et permet en outre de limiter les contributions du bruit de fond ambiant aux spectres en énergie.

Les TDCs<sub>LR</sub> se révélèrent moins efficaces que les DGFs aux photons de basse énergie, comme le montrent les figures 7.5a et 7.5b. Ceci est dû au traitement analogique du signal de la branche TDCs par les CFDs des signaux de plus basse énergie. De tels signaux présentent en effet de plus longs temps de montée et peuvent donc être rejetés par le circuit SRT (*Slow-Rise-Time*) des CFDs, le but premier étant d'en améliorer la résolution en temps [72]. Il fut donc décidé de poursuivre l'analyse avec les spectres en temps produits par les DGFs seulement. On y voit toutefois nettement 3 transitions à respectivement 168.0(4), 461.2(5) et 715.1(5) keV. Une soustraction de bruit de fond consistant en tous les événements  $\gamma$  se produisant dans une plage de temps de 25 à 100  $\mu\text{s}$  après implantation d'un ion fut testée, après normalisation par les largeurs relatives entre les plages de temps mises en jeu, mais ne permit pas de produire de spectre de plus grande qualité. Il en alla de même pour une soustraction de bruit de fond basée sur le  $^{135}\text{Sn}$ .

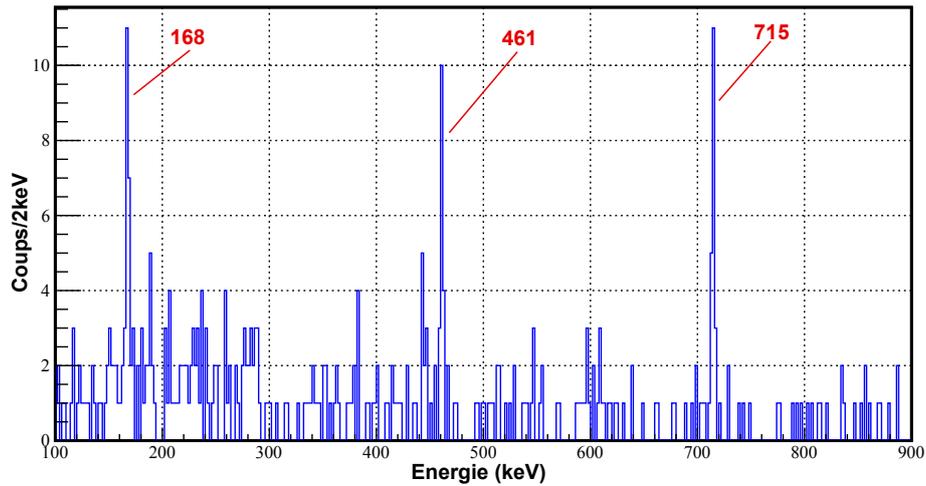
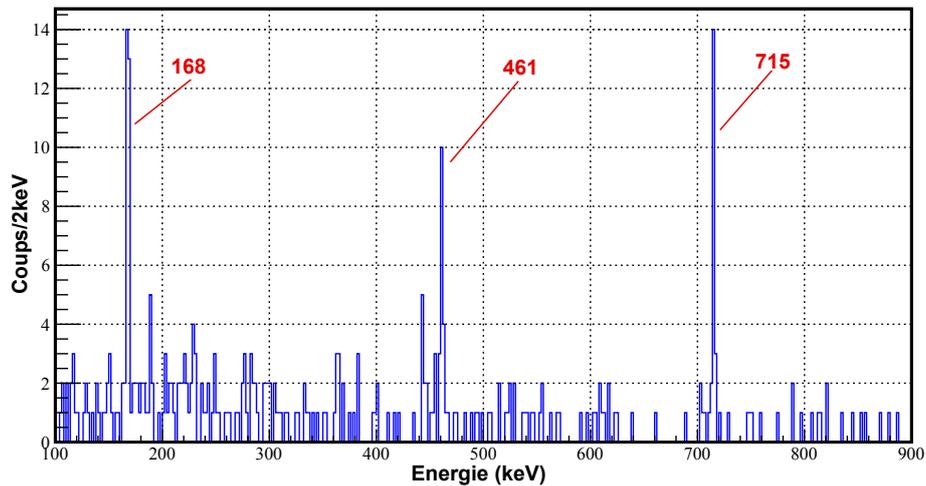
(a) Coupure du *prompt flash* par les temps des TDCs<sub>LR</sub>.(b) Coupure du *prompt flash* par les temps des DGFs.

FIGURE 7.5: Spectres en énergie du  $^{138}\text{Sn}$  obtenus à l'issue d'une coupure du prompt flash par les temps des TDCs<sub>LR</sub> (figure 7.5a) et des DGFs (figure 7.5b), pour  $N_\gamma$  par Cluster  $\leq 3$ .

Les intensités relatives furent ici déduites de manière analogue à celles du  $^{136}\text{Sn}$ , à la différence près que nous fûmes contraint d'utiliser une coupure en temps à  $t = 75$  ns au lieu de 60 ns, les DGFs possédant un pas d'échantillonnage de 25 ns. Comme précédemment, les intensités des différentes transitions furent calculées relativement à la transition de 715 keV, la plus propre et la moins influencée par la coupure du *prompt flash* des 3, à partir des nombres de coups qui y furent mesurés et corrigés par l'efficacité de détection des germaniums. Le tableau 7.3 résume les résultats ainsi obtenus ainsi que les incertitudes associées, provenant du calcul de propagation d'erreur. Ces résultats étayent l'hypothèse d'une cascade directe entre les transitions de

168, 461 et 715 keV, bien que les incertitudes associées ne permettent de le conclure de manière indiscutable. Aucune coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  ne fut par ailleurs réalisée pour le  $^{138}\text{Sn}$ , la statistique de comptage étant ici bien trop faible pour produire des résultats fiables.

Transition (keV)	Efficacité (%)	Erreur (%)	Intensité relative	Erreur
168.0	17.93	0.39	85	26
461.2	10.97	0.24	72	31
715.1	8.59	0.17	100	29

TABLE 7.3: Intensité des transitions de 168 et 461 keV relativement à la transition de 715 keV du  $^{138}\text{Sn}$ .

## 2.2 Durée de vie

La distribution en temps dans les DGFs de la somme des événements  $\gamma$  des transitions à 168, 491 et 715 keV du spectre 7.5b fut alors ajustée par une exponentielle décroissante. Le résultat est présenté figure 7.6. Une période de 219(58) ns fut mesurée, assignée à l'état de spin  $6^+$  par analogie avec les états excités du  $^{134}\text{Sn}$ . Comme précédemment, l'ajustement fut réalisé à partir du temps le plus proche de l'implantation d'un ion commun aux 3 transitions, en raison de la coupure inhomogène en énergie du *prompt flash*. En outre, le spectre fut réduit à une plage d'environ  $1 \mu\text{s}$ , aucun événement  $\gamma$  n'étant présent entre 1 et  $2.5 \mu\text{s}$ . Aucun ajustement ne fut réalisé séparément sur chacune des transitions, la faible statistique ne nous permettant guère d'en extraire un résultat fiable.

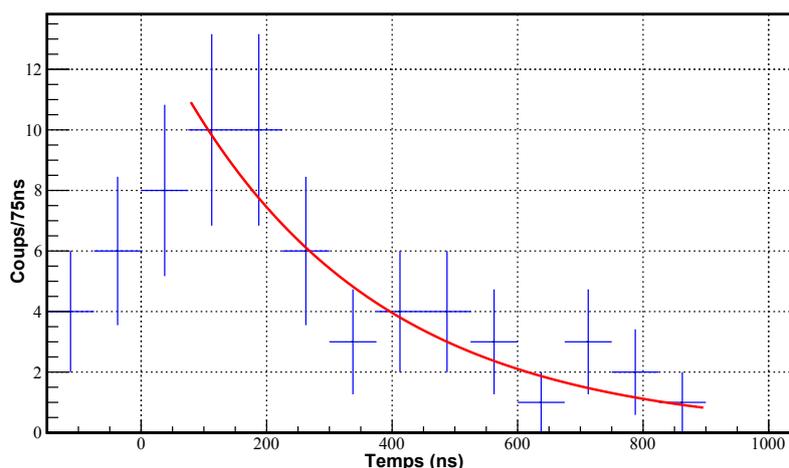


FIGURE 7.6: Spectre en temps des DGFs de la somme des transitions à 168, 491 et 715 keV du spectre énergie du  $^{138}\text{Sn}$  présenté figure 7.5b.

Transition (keV)	Durée de vie (ns)	Erreur (ns)
Somme	219	58

TABLE 7.4: Durée de vie issue de l’ajustement présenté figure 7.6.

### 3 Interprétations

Un calcul de modèle en couches fut réalisé par Kamila Sieja (IPHC de Strasbourg) avec le code *NATHAN*, développé et entretenu par le groupe de physique nucléaire théorique de l’IPHC de Strasbourg. La méthode  $V_{low-k}$  [43] fut utilisée afin de créer une interaction effective à partir du potentiel d’interaction nucléon-nucléon réaliste *CD-Bonn* [20]. Comme pour le calcul concernant le  $^{136}\text{Sb}$ , un cutoff à  $\Lambda = 2.2 \text{ fm}^{-1}$  fut implémenté sur les impulsions relatives des mésons de la théorie. Seules les impulsions inférieures, correspondantes au régime élastique de la diffusion nucléon-nucléon, furent donc conservées. La partie non perturbée de l’Hamiltonien fut quant à elle traitée ici aussi par un potentiel d’oscillateur harmonique et son paramètre de taille radiale calculé avec la formule de Blomqvist et Molinari [109], pour un espacement entre les différentes couches majeures de  $\hbar\omega = 7.88 \text{ MeV}$ . L’interaction effective obtenue fut alors traitée en théorie des perturbations jusqu’au second ordre suivant le formalisme de la  $\hat{Q}$ -box [80] dans un espace contenant 10 couches de l’oscillateur harmonique tronqué à l’espace de valence. Cet espace de valence contient les orbites de neutrons  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$ ,  $0h_{9/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $0i_{13/2}$ . Les énergies des particules indépendantes associées sont identiques à celles utilisées par Coraggio *et al.* [110] et sont résumées dans le tableau 7.5. Il est clair d’après ce tableau que nous pouvons nous attendre à une domination des configurations  $f_{7/2}^n$  pour ces isotopes à basse énergie. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Une telle interaction reproduit bien les spectres en énergie des différents isotopes pairs de Sn au delà du  $^{132}\text{Sn}$ , ainsi que les systématiques des spins et parités, mais éprouva des difficultés à reproduire le taux de transitions observé expérimentalement pour le  $^{136}\text{Sn}$ . Le  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  fut en effet évalué par ce calcul à environ un ordre de grandeur en dessous de la valeur expérimentale. Une charge effective de  $e_n^{eff} = 0.65 e$  fut utilisée pour les neutrons afin de rendre compte des contributions des états de l’espace de cœur aux excitations [111]. Cette valeur est très similaire à celles employées dans de précédents calculs dans cette région [38], [112] et [113]. Deux pistes furent alors abordées : une réduction de la force d’appariement entre les neutrons dans la couche  $f_{7/2}$ , comme il fut indiqué en tout début de manuscrit [31], ou l’inclusion d’effets de forces à 3 corps, effets observés dans la région du  $^{208}\text{Pb}$  [39]. Le résultat de chacune de ces investigations sera tout d’abord présenté indépendamment, puis discuté dans le cadre du schéma de la séniorité.

Orbitale du neutron ( $n,l,j$ )	Energie (MeV)
$1f_{7/2}$	0.000
$2p_{3/2}$	0.854
$2p_{1/2}$	1.363
$0h_{9/2}$	1.561
$1f_{5/2}$	2.005
$0i_{13/2}$	2.694

TABLE 7.5: Energies des particules indépendantes de la couche  $N = 50$  à  $N = 82$  utilisées dans les présents calculs [110].

### 3.1 Affaiblissement de la force d'appariement

Une réduction de la force d'appariement neutron-neutron dans les éléments de matrices diagonaux et non-diagonaux de la couche  $f_{7/2}$  d'environ 150 keV fut nécessaire pour reproduire les données expérimentales. Les spectres obtenus par cette interaction  $V_{low-k}$  modifiée sont présentés figure 7.7, de même que les résultats expérimentaux provenant du présent manuscrit ainsi que ceux de Zhang *et al.* [1] pour le  $^{134}\text{Sn}$ . Les taux de transitions expérimentaux et théoriques ainsi obtenus sont résumés dans le tableau 7.6. Les valeurs expérimentales furent bien entendu corrigées de la conversion interne à partir des coefficients de conversions évalués avec *Bricc* [77]. Comme le montrent la figure 7.7 et le tableau 7.6, une telle interaction reproduit relativement précisément les énergies des spectres expérimentaux, et est compatible avec tous les taux de transitions mesurés.

Isotope	$B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)_{\text{exp.}} (e^2 fm^4)$	$B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)_{\text{théo.}} (e^2 fm^4)$
$^{134}\text{Sn}$	36.3 (6.8)	32
$^{136}\text{Sn}$	23.2 (3.9)	27.3
$^{138}\text{Sn}$	15.4 (4.1)	18.6

TABLE 7.6: Valeurs des  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  expérimentaux et théoriques des isotopes pairs de Sn au delà du cœur de  $^{132}\text{Sn}$ . Les valeurs théoriques sont issues du calcul avec l'interaction effective  $V_{low-k}$  modifiée.

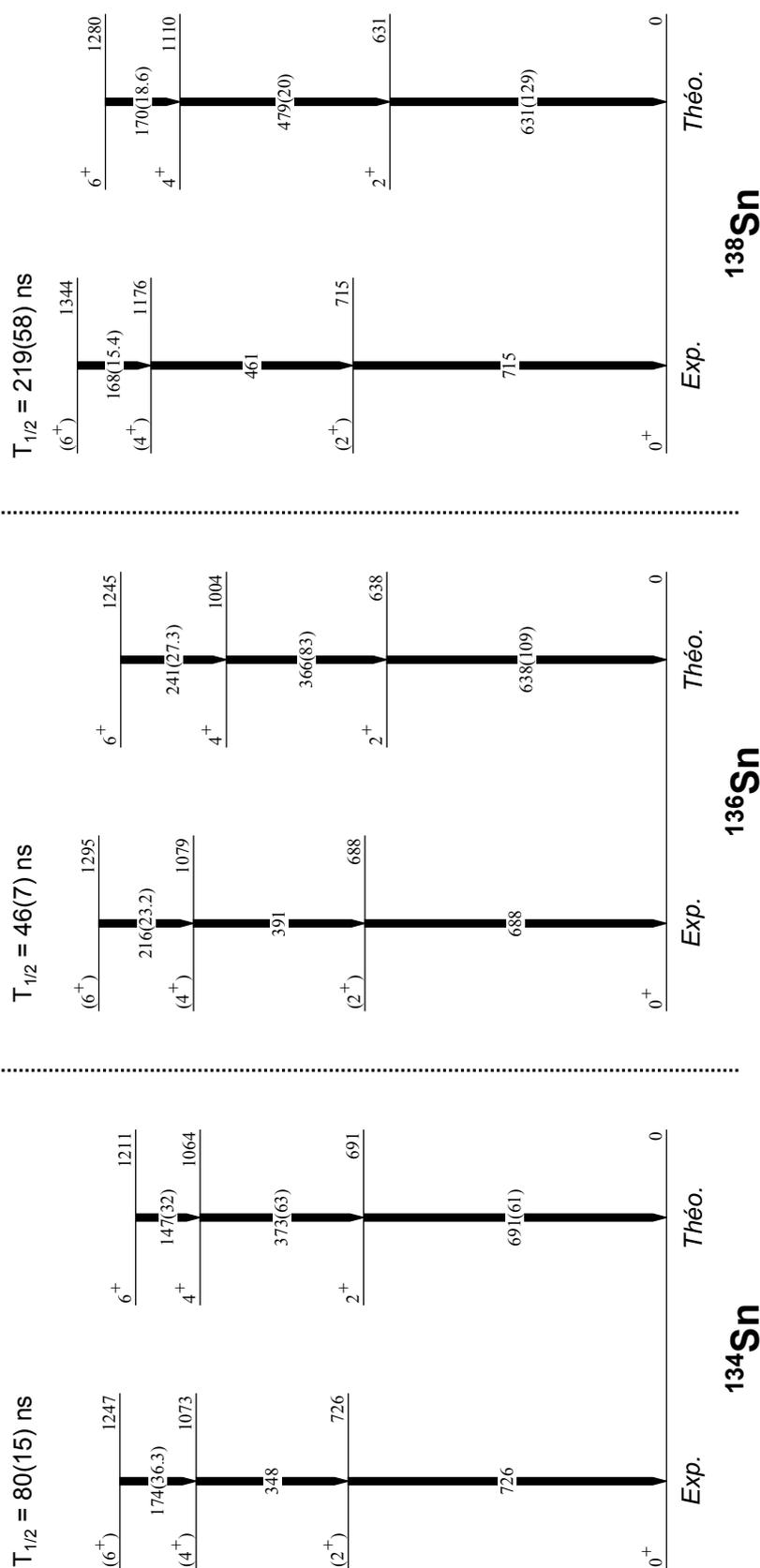


FIGURE 7.7: Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques des isotopes de Sn pairs au delà du cœur de  $^{132}\text{Sn}$ . Les calculs furent réalisés à partir d'une interaction effective  $V_{low-k}$  dont certains éléments de matrices furent modifiés pour rendre compte de l'affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron. Toutes les énergies sont données en keV, les nombres entre parenthèses associés aux énergies des transitions correspondent aux  $B(E2)$  en  $e^2 \text{fm}^4$ .

### 3.2 Polarisation du cœur

Comme dans le cas du  $^{208}\text{Pb}$  [39], des excitations particule-trou furent alors permises à partir du cœur de  $^{132}\text{Sn}$ . La même interaction que celle présentée en début de section fut utilisée. Le cœur fut partiellement ouvert en intégrant l'orbite  $0h_{11/2}$  des neutrons dans l'espace de valence, ainsi que l'orbite  $0g_{9/2}$  des protons. Des orbites de protons au dessus de  $Z = 50$  furent donc bien entendu incluses à l'espace de valence :  $0g_{7/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $1d_{3/2}$  et  $2s_{1/2}$ . L'ouverture du cœur permet de s'affranchir de la nécessité d'utiliser des charges effectives modifiées, modifications parfois nécessaires pour rendre compte de la contribution des états du cœur (*de facto* exclus de l'espace de valence) aux excitations [111]. Les premières orbitales du cœur étant cette fois incluses dans l'espace de valence, les excitations particule-trou sont désormais explicites [39]. Les charges effectives  $e_p^{eff} = 1.5 e$  et  $e_n^{eff} = 0.5 e$  furent donc utilisées. Une telle procédure permis de reproduire le taux de transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  expérimental du  $^{134}\text{Sn}$ , mais pas celui du  $^{136}\text{Sn}$ .

### 3.3 Discussions

Dans le cas d'un Hamiltonien diagonal dans le schéma de la séniorité, autrement dit dans un schéma de séniorité pur, Talmi montra que la différence d'énergie entre les différents niveaux d'une configuration  $j^n$  pour une séniorité  $\nu' \leq \nu$  est égale à la différence d'énergie entre les différents niveaux de la configuration  $j^\nu$  [50]. Il fut en outre montré que l'Hamiltonien d'interaction à deux corps est diagonal dans le schéma de la séniorité pour toute configuration  $j^n$  avec  $j \leq 7/2$  [46]. Ainsi, la différence d'énergie entre les différents niveaux des configurations  $f_{7/2}^{n=4}$  ( $^{136}\text{Sn}$ ) et  $f_{7/2}^{n=6}$  ( $^{138}\text{Sn}$ ) de séniorité 0 et 2 devrait être égale à celle entre les différents niveaux de la configuration  $f_{7/2}^{n=2}$  ( $^{134}\text{Sn}$ ). La relative constance des énergies d'excitation des états  $2^+$ ,  $4^+$  et  $6^+$  semble compatible avec un tel scénario, comme le montre la figure 7.7. Toutefois, le  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  déduit de la durée de vie mesurée de l'état  $6^+$  du  $^{136}\text{Sn}$  n'abonde pas en ce sens. En effet, on peut montrer dans le schéma de la séniorité que le taux de transitions entre deux états d'une configuration  $j^n$  de même séniorité  $\nu$  est connecté au taux de transitions entre les deux états correspondants de la configuration  $j^\nu$  par un facteur  $\left(\frac{2j+1-2n}{2j+1-2\nu}\right)^2$  pour des opérateurs de transitions pairs [50]. La connaissance du taux de transitions  $6^+ \rightarrow 4^+$  expérimental du  $^{134}\text{Sn}$  nous permet donc en principe de calculer le même taux de transition pour le  $^{136}\text{Sn}$ . Une conséquence immédiate de cette expression est que dans un tel schéma, les taux de transitions entre deux niveaux d'une configuration  $j^n$  à  $j^{2j+1-n}$  sont distribués selon une parabole, et présentent un minimum lorsque le nombre de nucléons  $n$  de la configuration atteint la moitié du remplissage possible de la couche  $j$ . Ceci est illustré sur la figure 7.8, de même que les résultats expérimentaux des différents taux de transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  issus de l'expérience, de l'interaction  $V_{low-k}$  décrite précédemment, et de la même interaction  $V_{low-k}$  avec une modification de la force

d'appariement pour certains de ses éléments de matrice.

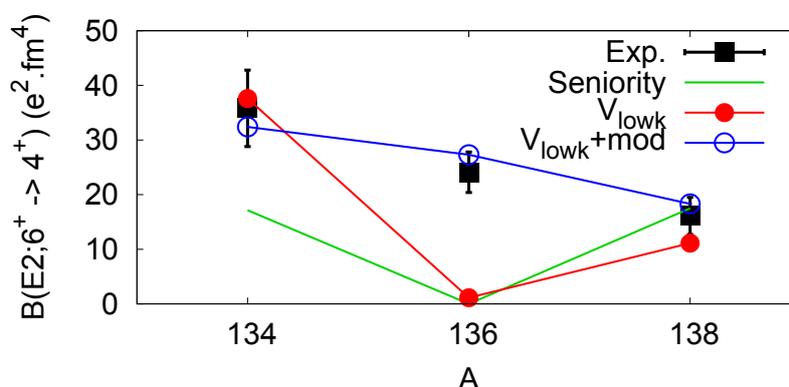


FIGURE 7.8: Valeurs des  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  expérimentaux et théoriques pour les 3 isotopes pairs de Sn au delà du cœur de  $^{132}\text{Sn}$ . Les valeurs déduites des mesures des durées de vie des états  $6^+$  sont indiquées en noir, l'interaction  $V_{low-k}$  en rouge et l'interaction  $V_{low-k}$  avec une modification de certains éléments de matrice en bleu. Les valeurs prédites pour les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  par un schéma de séniorité pur sont quant à elles indiquées en vert.

La violation du schéma de séniorité pur pour le  $^{136}\text{Sn}$ , évident sur la figure 7.8, montre un mélange de séniorité de l'un ou des deux états  $6^+$  et  $4^+$  et peut être perçue comme un indice favorable à un affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron dans l'orbite  $f_{7/2}$ . Il est intéressant de noter que l'interaction  $V_{low-k}$  sans modifications suit relativement bien le schéma de séniorité pur pour les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ , et prédit pour le  $^{136}\text{Sn}$  des états  $6^+$  et  $4^+$  de séniorité  $\nu = 2$  presque purs (respectivement 96 et 84%), conduisant à un taux de transition très faible. L'interaction  $V_{low-k}$  avec une modification de la force d'appariement dans l'orbite  $f_{7/2}$  mène à une structure bien plus mélangée de l'état  $4^+$  du  $^{136}\text{Sn}$ , composé à 46% d'une configuration de séniorité 2 et 54% d'une configuration de séniorité 4 comme l'indique le tableau 7.7.

Il est intéressant de noter qu'un phénomène relativement similaire fut observé dans la région du cœur doublement magique de  $^{78}\text{Ni}$  pour l'isotope de  $^{72}\text{Ni}$  [114], de configuration principale  $\nu g_{9/2}^4$ . Un état isomérique de spin  $8^+$  et d'une durée de vie de l'ordre de  $20 \mu\text{s}$  fut prédit par un calcul avec une interaction réaliste, alors que les résultats expérimentaux excluent toute durée de vie supérieure à 20 ns. Les calculs de Grawe *et al.* [115] permirent de reproduire cette durée de vie ainsi que le spectre expérimental avec une interaction empirique. Celle-ci prédit un état  $6^+$  de séniorité 4 à une énergie bien inférieure à celle prédite par une interaction réaliste, en dessous de l'état  $8^+$  et très proche de l'état  $6^+$  de séniorité 2, permettant une transition de durée de vie bien plus courte. Pour expliquer ce phénomène, l'auteur suggéra deux hypothèses : des excitations du cœur en provenance de l'orbite  $\pi f_{7/2}$  (hypothèse que nous avons testé section 3.2), ou un affaiblissement de la force d'appariement de l'orbite  $\nu g_{9/2}^4$  (hypothèse que nous avons testée section 3.1).

$J^\pi$	Séniorité	$^{136}\text{Sn}$	$^{138}\text{Sn}$
$0^+$	$\nu = 0$	98%	96%
	$\nu = 2$	2%	4%
$2^+$	$\nu = 2$	93%	87%
	$\nu = 4$	7%	10%
$4^+$	$\nu = 2$	46%	84%
	$\nu = 4$	54%	12%
$6^+$	$\nu = 2$	95%	87%
	$\nu = 4$	5%	9%

TABLE 7.7: Principales composantes de la séniorité dans les états de basse énergie des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  pour l'interaction  $V_{low-k}$  modifiée.

Le tableau 7.8 résume les configurations dominant chacun des états reproduits par cette interaction pour ces isotopes de Sn. Chacun des états de ces isotopes est dominé par les configurations  $\nu f_{7/2}^n$  et  $\nu f_{7/2}^n - mp_{3/2}^m$ , résultat attendu dans la mesure où ces deux orbites sont les plus proches de la surface de Fermi. Ce résultat est en accord avec les calculs réalisés par Kartamyshev *et al.* [38], calculs réalisés en l'absence de données expérimentales hormis celles du  $^{134}\text{Sn}$ . Leur calcul fut réalisé dans les mêmes conditions que celui présenté en début de section à l'exception que la répulsion de cœur dur du potentiel nucléon-nucléon fut traitée par la matrice  $G$ . Les auteurs indiquent alors que les caractéristiques principales du spectre de basse énergie de ces isotopes peuvent être reproduites par la seule inclusion des orbites  $1f_{7/2}$  et  $2p_{3/2}$  dans l'espace de valence, et pointent du doigt la similitude de ce comportement avec celui des isotopes de  $^{42-46}\text{Ca}$  pour les orbites  $0f_{7/2}$  et  $1p_{3/2}$  [116]. Il est enfin important de préciser que ces mêmes auteurs prédirent également à l'aide de ce calcul une domination de la composante de séniorité 0 dans l'état  $0^+$  de ces isotopes, et de séniorité 2 dans l'état  $2^+$ . Ils prédirent en outre un fort mélange de séniorité dans l'état de spin  $4^+$  du  $^{136}\text{Sn}$ , mélange s'affaiblissant ensuite dans ce même état pour le  $^{138}\text{Sn}$ . Ces résultats sont tous en accord avec le présent calcul, bien que leurs énergies d'excitations soient légèrement moins compatibles avec nos résultats expérimentaux, en particulier pour le  $^{138}\text{Sn}$ .

Bien que seule une mesure directe des états excités du  $^{140}\text{Sn}$  puisse apporter une réponse ferme, un calcul fut mené à partir de cette interaction  $V_{low-k}$  modifiée afin de vérifier l'hypothèse d'une fermeture de couche à  $N = 90$ . Il en ressort que les taux de transitions des isotopes de Sn présentés ici ne peuvent être correctement reproduits si un gap de plus de 1.5 MeV est imposé entre les orbites  $1f_{7/2}$  et  $2p_{3/2}$ , et ce malgré des corrections monopolaires ou de la force d'appariement additionnelles. Bien que ce résultat soit en opposition avec ce que suggèrent Sarkar *et al.* [40], il convient de rappeler que les calculs de Kartamyshev *et al.* [38] ne prédirent

de même pas de fermeture de couche à  $N = 90$ .

$J^\pi$	$^{134}\text{Sn}$		$^{136}\text{Sn}$		$^{138}\text{Sn}$	
	Configuration	Amplitude	Configuration	Amplitude	Configuration	Amplitude
$0^+$	$\nu f_{7/2}^2$	73.9%	$\nu f_{7/2}^4$	55.7%	$\nu f_{7/2}^6$	41.5%
	$\nu h_{9/2}^2$	7.5%	$\nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^2$	10.3%	$\nu f_{7/2}^4 p_{3/2}^2$	14.9%
	$\nu p_{3/2}^2$	6.0%	$\nu f_{7/2}^2 h_{9/2}^2$	9.0%	$\nu f_{7/2}^4 h_{9/2}^2$	8.0%
	$\nu i_{13/2}^2$	5.0%	$\nu f_{7/2}^2 f_{5/2}^2$	7.1%	$\nu f_{7/2}^4 f_{5/2}^2$	7.5%
	-	-	$\nu f_{7/2}^2 i_{13/2}^2$	6.1%	$\nu f_{7/2}^4 i_{13/2}^2$	5.6%
	-	-	-	-	$\nu f_{7/2}^4 p_{1/2}^2$	5.5%
$2^+$	$\nu f_{7/2}^2$	79.0%	$\nu f_{7/2}^4$	57.4%	$\nu f_{7/2}^6$	42.7%
	$\nu f_{7/2}^1 p_{3/2}^1$	14.3%	$\nu f_{7/2}^3 p_{3/2}^1$	14.2%	$\nu f_{7/2}^5 p_{3/2}^1$	13.2%
	-	-	$\nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^2$	5.7%	$\nu f_{7/2}^4 p_{3/2}^2$	10.3%
$4^+$	$\nu f_{7/2}^2$	90.8%	$\nu f_{7/2}^4$	65.1%	$\nu f_{7/2}^6$	57.2%
	-	-	$\nu f_{7/2}^3 p_{3/2}^1$	15.4%	$\nu f_{7/2}^4 p_{3/2}^2$	8.2%
	-	-	-	-	$\nu f_{7/2}^5 p_{3/2}^1$	7.2%
$6^+$	$\nu f_{7/2}^2$	96.8%	$\nu f_{7/2}^4$	77.8%	$\nu f_{7/2}^6$	65.0%
	-	-	$\nu f_{7/2}^2 p_{3/2}^2$	5.0%	$\nu f_{7/2}^4 p_{3/2}^2$	8.2%

TABLE 7.8: Amplitudes des configurations dominant les premiers états excités des isotopes de Sn pairs au delà du cœur de  $^{132}\text{Sn}$  avec l'interaction effective  $V_{low-k}$  modifiée. Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées dans ce tableau.



# Conclusions

La spectroscopie de noyaux loin de la vallée de stabilité est une étape essentielle à l'étude de l'interaction effective nucléon-nucléon. Les données relatives à ces noyaux étant relativement rares, nous savons peu de choses sur l'évolution de l'interaction nucléaire et des couches dans certaines de ces régions. Les données nucléaires pour les noyaux riches en neutrons, au-delà du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$  notamment, sont particulièrement pauvres, ceux-ci étant extrêmement difficiles à produire. Très peu d'installations dans le monde disposent des moyens nécessaires pour atteindre des isotopes aussi exotiques, le RIBF du RIKEN (Tokyo), le GSI (Darmstadt), le FRIB du NSCL (East Lansing), l'ISAC du TRIUMF (Vancouver) ou encore l'ILL (Grenoble) en sont les principaux exemples. Dans le présent manuscrit, les premiers états excités du  $^{136}\text{Sb}$  ainsi que ceux des isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$ , proches du cœur doublement magique de  $^{132}\text{Sn}$ , furent étudiés afin de partiellement combler ce manque de données expérimentales et de fournir des éléments de comparaison pour les différents calculs théoriques.

Le  $^{136}\text{Sb}$  fut étudié à l'Institut Laue-Langevin (Grenoble) par une expérience de fission induite par neutrons thermiques sur une cible de  $^{241}\text{Pu}$ . Les fragments de fission ainsi produits furent séparés et identifiés par le spectromètre de masse Lohengrin, avant leur implantation dans une fine feuille de mylar. Deux clovers, chacun constitué de 4 cristaux de germanium, furent en charge de la détection des photons issus de la désexcitation des fragments de fission implantés. Un détecteur en silicium composé de deux têtes fut dédié à la mesure des électrons et des rayonnements X issus de la conversion de ces désexcitations. Les désexcitations de ses 3 premiers états excités furent observées, directement pour les transitions de 53.4(2) et 172.7(2) keV et indirectement pour la transition à 50.4(5) keV, avec une statistique nettement supérieure à leur précédente mesure [4]. Des coïncidences X  $K_\alpha$ -X  $K_\alpha$  furent observées, attestant l'existence d'une seconde transition de basse énergie fortement convertie. Les multipolarités de ces transitions furent déduites grâce à la spectroscopie de leurs électrons de conversions, une multipolarité  $M1$  étant ainsi attribuée à la transition de 53.4 keV, ainsi qu'une multipolarité  $E2$  aux transitions de 172.7 et 50.4 keV. Par ailleurs, une nouvelle durée de vie de 31(7) ns fut mesurée pour l'état de spin  $4^-$ , nettement supérieure à celle prédite par les calculs de A. Covello et A. Gargano (*Università degli Studi di Napoli Federico II*). Le  $B(E2; 4^- \rightarrow 2^-)$  issu de ces calculs de modèle en couches, réalisés avec une interaction effective construite à partir du potentiel

nucléon-nucléon libres CD-Bonn, est en effet presque deux fois supérieur à la valeur déduite expérimentalement, soit une durée de vie d'environ 17 ns pour l'énergie mesurée. Les spins, parité et énergies des niveaux sont toutefois bien reproduits. Une telle anomalie fut déjà observée dans le  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  du  $^{136}\text{Te}$  [30], où la valeur expérimentale est plus d'un facteur 2 inférieure à celle obtenue par un calcul de modèle en couches avec une interaction effective identique. Un ajustement de l'interaction nucléon-nucléon effective dans cette région semble donc nécessaire afin de reproduire convenablement ces taux de transitions.

Les isotopes de  $^{136,138}\text{Sn}$  furent quant à eux produits au RIBF du RIKEN (Tokyo) par une expérience de fission en cinématique inverse. Les noyaux produits par la fission de projectiles de  $^{238}\text{U}$  accélérés à des vitesses relativistes sur une cible de  $^9\text{Be}$  furent implantés dans un détecteur constitué de 8 plaques en silicium, après séparation et identification. Un ensemble de 12 clusters, chacun constitué de 7 cristaux de germanium, fut alors en charge de la détection de photons de désexcitations des fragments de fission implantés. Les premiers états excités de ces deux isotopes furent pour la première fois observés, et les spins et parités associés aux niveaux observés par analogie avec le spectre du  $^{134}\text{Sn}$  [1]. Ainsi, des transitions à 216.8(4), 391.2(4) et 688.1(4) keV furent observées pour le  $^{136}\text{Sn}$  en cascade directe d'après les intensités mesurées, associées aux désexcitations à partir des états de spins  $6^+$ ,  $4^+$  et  $2^+$  respectivement. Une durée de vie de 47(8) ns fut par ailleurs mesurée pour l'état de spin  $6^+$  de cet isotope de Sn. Des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  confirmèrent en outre la thèse d'une cascade directe. Des transitions à 168.0(4), 461.2(5) et 715.1(5) keV furent quant elles observées pour le  $^{138}\text{Sn}$ , elles aussi en cascade directe d'après les intensités mesurées. Elles furent de même associées aux désexcitations à partir des états de spins  $6^+$ ,  $4^+$  et  $2^+$  respectivement. Aucune coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  ne put toutefois confirmer l'hypothèse d'une cascade directe, en raison d'une statistique de comptage trop faible. Une durée de vie de 219(58) ns fut en outre mesurée pour l'état de spin  $6^+$  de l'isotope de  $^{138}\text{Sn}$ . Des calculs de modèle en couches réalisés par K. Sieja (IPHC de Strasbourg) avec une interaction effective construite à partir du potentiel nucléon-nucléon libres CD-Bonn montrèrent un excellent accord concernant les spins, parité et énergie des niveaux d'excitations, mais présentèrent des difficultés à reproduire le  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  du  $^{136}\text{Sn}$  observé expérimentalement, indiquant une violation du schéma de séniorité pur. Contrairement à ce que montrèrent d'autres travaux dans la région du cœur doublement magique de  $^{208}\text{Pb}$  [39], les effets à 3 corps issus de la polarisation du cœur ne purent rendre compte d'une telle différence. Un affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron dans l'orbite  $f_{7/2}$  de l'ordre de 150 keV fut nécessaire pour reproduire à la fois l'ensemble des  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  expérimentaux des isotopes de  $^{134,136,138}\text{Sn}$ . Il est intéressant de noter que chacune de ces deux hypothèses fut avancée par Grawe *et al.* pour expliquer un phénomène relativement similaire dans l'isotope de  $^{72}\text{Ni}$  de la région du cœur doublement magique de  $^{78}\text{Ni}$  [115].

Les données spectroscopiques présentées ici ne représentent qu'une brique au vaste édifice de l'interaction nucléaire. Certaines questions restent ouvertes, notamment la présence ou non

d'une fermeture de couche de l'orbite  $1f_{7/2}$  à  $N = 90$ , fermeture observée pour la couche  $0f_{7/2}$  à  $N = 28$  dans l'isotope riche en neutrons  $^{48}\text{Ca}$ . Le présent calcul ne put néanmoins produire une telle fermeture de couche sans dégrader significativement les  $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ , malgré des corrections monopolaires ou de la force d'appariement additionnelles. Toutefois, seule une mesure directe des états excités du  $^{140}\text{Sn}$  permettrait d'apporter une réponse claire à cette question. Il serait en outre intéressant de mesurer les  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$  et de les confronter aux calculs brièvement présentés dans ce manuscrit, afin de vérifier l'hypothèse de l'affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron dans l'orbite  $f_{7/2}$ . Enfin, les décroissances  $\beta$  des isotopes de  $^{136,137,138}\text{Sn}$  implantés durant l'expérience NP1112-RIBF85 sont en cours d'analyse et devraient fournir de précieuses informations sur l'évolution de l'interaction effective proton-neutron dans cette région si difficile d'accès.



# **Annexes**

## A Calibration en efficacité des Clovers de l'ILL

### A.1 Détermination d'une efficacité absolue de détection à partir des $\gamma$ du $^{136}\text{Xe}$

Le  $^{136}\text{Xe}$  est idéal pour déterminer une efficacité de détection absolue à plusieurs énergies. Il possède en effet 3 transitions en cascade directe après un isomère long (voir figure A.1) et fut très bien produit dans cette expérience. Compte tenu de la résolution en temps des DGFs, de l'ordre de 50 ns, son isomère de spin  $4^+$  de très courte durée de vie ne fut pas observé ici. La transition de 381.359 keV à partir de cet état fut donc considérée comme étant également prompte pour le reste de l'analyse des spectres en énergie.

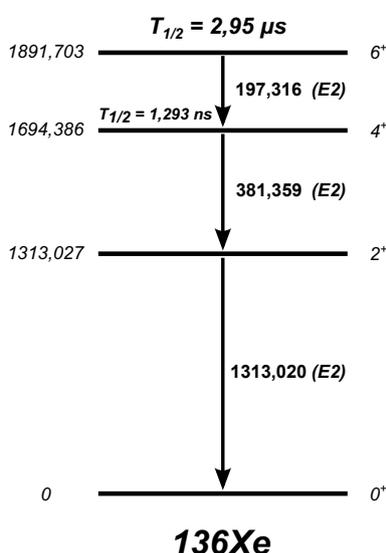


FIGURE A.1: Schéma de niveau du  $^{136}\text{Xe}$  à partir de l'état isomérique de 1891.703 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV.

En négligeant la distribution de population des états excités par la fission, approximation en particulier valable lorsque l'on travaille dans la portion de basse énergie du spectre en énergie d'un noyau, on peut écrire le nombre total de désexcitations d'un noyau :

$$N^{\text{désexc}} = \frac{N_{\gamma_i} (1 + \alpha_i)}{I_i} \quad (\text{A.1})$$

où  $N_{\gamma_i}$ ,  $\alpha_i$  et  $I_i$  sont respectivement le nombre de photons émis, le coefficient de conversion interne et l'intensité absolue de la transition  $i$ . L'alimentation étant directe d'un niveau à l'autre

du  $^{136}\text{Xe}$ , tous les  $I_i$  sont égaux à l'unité. On peut donc écrire :

$$N^{\text{désexc}} = \frac{N_{\gamma_i}^{\text{détect}} (1 + \alpha_i)}{\varepsilon_i} \quad (\text{A.2})$$

où  $\varepsilon_i$  et  $N_{\gamma_i}^{\text{détect}}$  sont respectivement l'efficacité de détection et le nombre de photon détectés pour une transition d'énergie  $i$  dans le cas d'une cascade directe.

Dans la mesure où cette calibration est réalisée ici sans sources, le nombre total de désintégrations n'est pas directement connu. Une manière de l'extraire indirectement est d'écrire un système de 3 équations correspondant à 3 transitions dont l'une est issue de la détection simultanée des deux autres. Le nombre de photons d'énergie  $E_i + E_j$  détecté se déduit simplement du nombre total de désexcitations, des coefficients de conversions et des efficacités de détection aux énergies  $E_i$  et  $E_j$  pour former, avec l'équation A.2 appliquée à chacune des deux transitions  $i$  et  $j$ , le système :

$$\begin{cases} N_{\gamma_i}^{\text{détect}} = \frac{\varepsilon_i N^{\text{désexc}}}{(1 + \alpha_i)} \\ N_{\gamma_j}^{\text{détect}} = \frac{\varepsilon_j N^{\text{désexc}}}{(1 + \alpha_j)} \\ N_{\gamma_{i+j}}^{\text{détect}} = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_j N^{\text{désexc}} W(\theta)}{(1 + \alpha_i)(1 + \alpha_j)} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

où  $N_{\gamma_{i+j}}^{\text{détect}}$  est le nombre de photons d'énergie  $E_i + E_j$  détecté et  $W(\theta)$  le coefficient de corrélation angulaire entre les photons  $i$  et  $j$ . Dans le cas de deux transitions de multipolarité  $E2$  à partir de niveaux de spins respectifs  $6^+$  et  $4^+$  (les transitions à 197.316 et 381.359 keV du  $^{136}\text{Xe}$  par exemple), ce coefficient s'écrit [117] :

$$W(\theta) = 1 + 0.1020 \left[ \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \right] + 0.0091 \left[ \frac{1}{8} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \right] \quad (\text{A.4})$$

Chaque cristal étant traité par un canal d'acquisition propre, cette partie de la calibration doit être réalisée pour chaque cristal indépendamment. L'angle de coïncidence  $\theta$  des photons  $i$  et  $j$  est donc réduit, de l'ordre de  $20^\circ$  par rapport à l'axe d'un cristal. Le coefficient de corrélation angulaire dans le cas présent étant relativement homogène sur une telle plage angulaire (les variations sont de l'ordre de quelques % de  $W(0)$ ), on pose l'approximation  $W(\theta) \approx W(0) = 1.1111$ . En remplaçant les labels  $i$ ,  $j$  et  $i + j$  respectivement par 197.316, 381.359 et 578.675 keV,

## Annexe A

on peut réécrire le système A.3 sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{197} = \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{197}} (1 + \alpha_{197})}{N^{\text{désexc}}} \\ \varepsilon_{381} = \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{381}} (1 + \alpha_{381})}{N^{\text{désexc}}} \\ N^{\text{désexc}} = \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{578}} (1 + \alpha_{197}) (1 + \alpha_{381})}{\varepsilon_{197} \varepsilon_{381} W(0)} \end{array} \right.$$

La dernière équation ne présentant aucun intérêt autre que la fermeture du système, on substitue alors l'expression de  $N^{\text{désexc}}$  dans les deux premières équations qui deviennent après de simples manipulations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{197} = \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{578}} (1 + \alpha_{197})}{N^{\text{détect}}_{\gamma_{381}} W(0)} \\ \varepsilon_{381} = \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{578}} (1 + \alpha_{381})}{N^{\text{détect}}_{\gamma_{197}} W(0)} \end{array} \right. \quad (\text{A.5})$$

Comme mentionné précédemment, le nombre total de désexcitations est préservé d'un niveau à l'autre dans le cas qui nous préoccupe, on peut donc écrire à partir de l'équation A.2 entre les transitions à 197.316 et 1313.02 keV :

$$\frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{197}}}{\varepsilon_{197}} (1 + \alpha_{197}) = \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{1313}}}{\varepsilon_{1313}} (1 + \alpha_{1313})$$

d'où

$$\varepsilon_{1313} = \varepsilon_{197} \frac{N^{\text{détect}}_{\gamma_{1313}} (1 + \alpha_{1313})}{N^{\text{détect}}_{\gamma_{197}} (1 + \alpha_{197})} \quad (\text{A.6})$$

Les équations A.5 et A.6 nous permettent alors de déterminer l'efficacité de détection absolue à partir d'un ajustement de l'aire des transitions d'intérêts. Les spectres utilisés correspondent aux matrices germanium-temps de chaque cristal indépendant pris sur une plage de 7.5  $\mu\text{s}$  après l'implantation d'un ion, auxquelles sont soustraites les 7.5 dernières  $\mu\text{s}$  de la plage en temps afin de nettoyer les spectres en énergies des contaminations  $\beta$ , notamment à 578.675 keV, le  $^{136}\text{I}$  possédant une transition de 578.750 keV. Ce procédé est décrit plus en détail section 3.4. Les efficacités ainsi obtenues sont sommées pour chaque cristal et sont résumées dans le tableau A.1 avec leurs erreurs.

Energie (keV)	Efficacité de détection (%)	Erreur (%)
197.316	13.17	0.25
381.359	7.07	0.16
1313.020	2.78	0.02

TABLE A.1: Efficacité absolue sommée sur les 8 cristaux de germaniums pour 3 transitions du  $^{136}\text{Xe}$  obtenue avec la méthode décrite précédemment. Les erreurs sont issues d'un simple calcul de propagation d'erreur sur tous les paramètres des équations A.5 et A.6.

Cette efficacité va désormais nous servir de base. Une extrapolation discutée plus loin à partir de ces 3 points va nous servir à déterminer une efficacité approximative pour d'autres transitions dans cette plage d'énergie. L'idée est donc de trouver des noyaux présentant une transition dite de "raccord" aussi proche en énergie que possible de l'une des 3 transitions précédemment calibrée afin de minimiser l'erreur induite par l'extrapolation de la calibration, ainsi qu'au moins une autre transition dans une plage d'énergie différente afin d'y ajouter des éléments. L'expérience n'ayant porté que 7 des 13 jours de la campagne sur la masse  $A=136$ , nous allons chercher ces noyaux d'intérêt dans les 6 autres jours d'acquisition, la géométrie demeurant bien entendu inchangée durant toute la campagne.

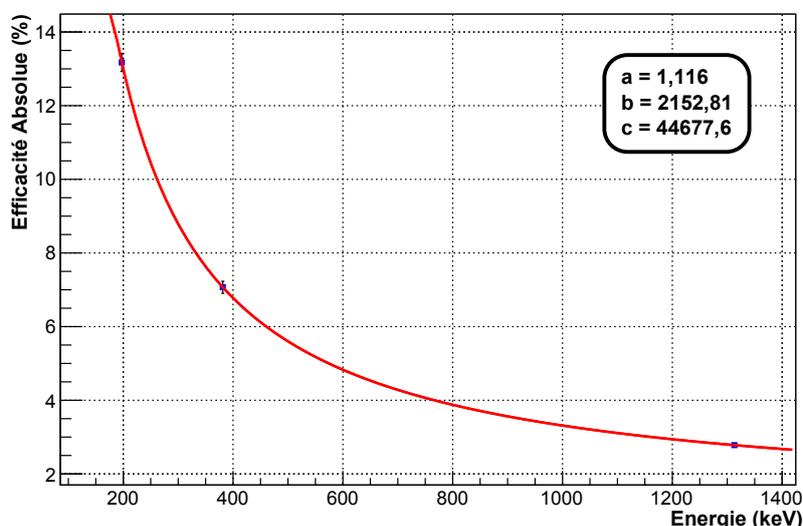


FIGURE A.2: Ajustement par une fonction de la forme  $a+b/x+c/x^2$  de la partie à haute énergie de l'efficacité absolue extraite des 3 transitions dominantes du  $^{136}\text{Xe}$ . Les paramètres obtenus sont donnés en haut à droite de la figure.

Aucune forme analytique exacte n'existe pour décrire l'efficacité de détection des détecteurs, celle-ci dépendant de trop nombreux facteurs inhérents à chaque expérience. Ainsi, la fonction

utilisée pour une extrapolation à haute énergie de l'efficacité à partir du  $^{136}\text{Xe}$  ne répond qu'à un seul critère : avoir la forme la plus réaliste possible afin de minimiser l'erreur induite par l'extrapolation. C'est pourquoi une fonction de la forme  $a + b/x + c/x^2$ , dont le résultat de l'ajustement est donné figure A.2, fut utilisée. Une tout autre fonction fut bien entendu utilisée pour obtenir la courbe d'efficacité totale (voir section 2.1), une fois les efficacités de détection pour chacune des transitions décrites ci-dessous déterminées. Toutes les transitions utilisées ainsi que les efficacités qui en découlent accompagnées de leurs erreurs seront résumées dans le tableau A.3. Ces erreurs sont issues d'un calcul de propagation d'erreurs à partir de toutes les variables indépendantes utilisées dans les différents calculs d'efficacité.

## A.2 Rayons X du $^{136}\text{Xe}$

Comme précédemment, des spectres germaniums-temps furent utilisés, le signal étant pris  $7.5 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion et soustrait des  $7.5$  dernières  $\mu\text{s}$  afin d'en éliminer la contribution provenant des décroissances  $\beta$ . Ainsi, le nombre de rayons X  $\text{K}_{\alpha}$  et  $\text{K}_{\beta}$  du  $^{136}\text{Xe}$  peut être directement relié aux nombres de  $\gamma$  de ces 3 transitions, ces dernières étant toutes converties. Les énergies des rayons X furent déterminées de la même manière que pour le césium, avec la formule 3.1, et sont résumées dans le tableau A.2.

Rayon X	Energie (keV)	Rendement de fluorescence $\omega_i$ (%)	Moyenne (keV)
$\text{K}_{\alpha 1}$	29.782	46.6	29.669
$\text{K}_{\alpha 2}$	29.461	25.3	
$\text{K}_{\alpha 3}$	29.112	0.00262	
$\text{K}_{\beta 1}$	33.624	8.42	33.755
$\text{K}_{\beta 2}$	34.419	2.55	
$\text{K}_{\beta 3}$	33.562	4.36	
$\text{K}_{\beta 4}$	34.496	0.019	
$\text{K}_{\beta 5}$	33.881	0.081	
$\text{KO}_{2,3}$	34.552	0.29	

TABLE A.2: Rayonnements X et rendements de fluorescence du xénon pour 100 lacunes électroniques dans la couche K [55]. L'énergie moyenne des rayonnements X  $\text{K}_{\alpha}$  et  $\text{K}_{\beta}$ -KO est calculée avec la formule 3.1.

Les 3 transitions du  $^{136}\text{Xe}$  étant converties, on peut écrire le nombre total de rayons X  $\text{K}_{\alpha}$  ou

$K_\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  produits de la sorte :

$$N_{K_i} = \omega_{K_i} \left( N_{\gamma_{197}} \alpha_{K_{197}} + N_{\gamma_{381}} \alpha_{K_{381}} + N_{\gamma_{1313}} \alpha_{K_{1313}} \right)$$

où le label  $i$  fait référence à  $\alpha$  ou à  $\beta$ , et  $\omega_{K_i}$  à la somme des rendements de fluorescence des différentes composantes  $K_i$  donnée dans le tableau A.2. L'efficacité de détection de ces rayons X s'écrit alors :

$$\varepsilon_{K_i} = \frac{N_{K_i}}{\omega_{K_i}} \left[ \frac{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{197}}}{\varepsilon_{197}} + \frac{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{381}}}{\varepsilon_{381}} + \frac{N_{\gamma_{1313}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{1313}}}{\varepsilon_{1313}} \right]^{-1} \quad (\text{A.7})$$

### A.3 Cas du $^{132}\text{Te}$

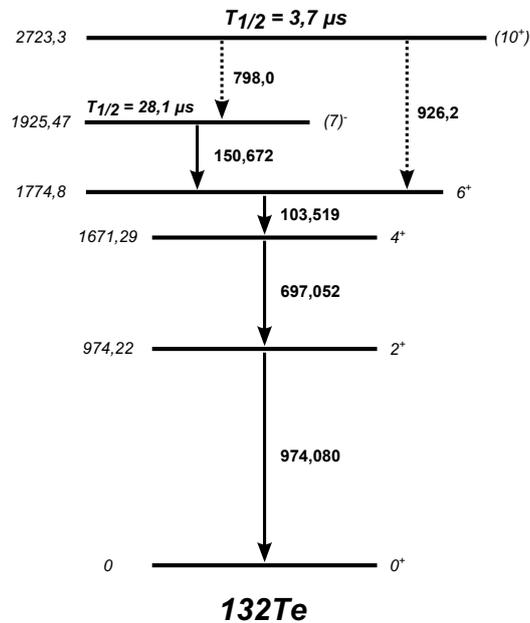


FIGURE A.3: Schéma de niveau du  $^{132}\text{Te}$  à partir de l'état isomérique de 2723.3 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité, ceux d'entre eux notés entre parenthèses n'étant pas assignés avec certitude. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. Afin de simplifier le schéma, seules les dernières transitions de la cascade à partir du niveau à 2723.3 keV jusqu'aux niveaux à 1925.47 et 1774.8 keV sont notées. Elles sont donc notées en pointillé afin de les différencier des autres transitions du schéma de niveau.

Le  $^{132}\text{Te}$  présente deux isomères de durées de vie assez longues pour être observées à Lohengrin, le revers de la médaille dans ce cas précis étant que le niveau à 1774.8 keV est alimenté

## Annexe A

par deux canaux différents comme indiqué figure A.3, imposant une correction à l'intensité de la transition à 150.672 keV. L'isomère de 28.1  $\mu\text{s}$  étant alimenté parallèlement par une cascade prompt, aucune transition entre les deux isomères ne fut utilisée. Une matrice sur les 7.5 dernières  $\mu\text{s}$  de la plage en temps fut utilisée afin de réduire la production d'états excités par le canal isomérique court du  $^{132}\text{Te}$ . L'efficacité de détection à 974.08 keV fut extrapolée à partir de l'ajustement présenté figure A.2.

Les transitions à 697.052 et 974.08 keV étant en cascade directe, le nombre de désexcitations est préservé. On peut donc écrire, en appliquant la relation A.2 entre celles-ci :

$$\boxed{\varepsilon_{697} = \varepsilon_{974} \frac{N_{\gamma_{697}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{697})}{N_{\gamma_{974}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{974})}} \quad (\text{A.8})$$

Pour la transition à 150.672 keV, l'efficacité à 926.2 keV dut elle aussi être extrapolée. Le nombre de désexcitations des niveaux de 1774.8 keV et inférieur étant égal à la somme des désexcitations des niveaux qui l'alimentent, on peut écrire :

$$N_{\gamma_{974}} (1 + \alpha_{974}) = N_{\gamma_{150}} (1 + \alpha_{150}) + N_{\gamma_{926}} (1 + \alpha_{926})$$

d'où

$$\frac{N_{\gamma_{974}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{974})}{\varepsilon_{974}} = \frac{N_{\gamma_{150}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{150})}{\varepsilon_{150}} + \frac{N_{\gamma_{926}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{926})}{\varepsilon_{926}}$$

L'efficacité à 150.672 keV s'écrit donc :

$$\boxed{\varepsilon_{150} = \frac{N_{\gamma_{150}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{150}) \varepsilon_{926} \varepsilon_{974}}{N_{\gamma_{974}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{974}) \varepsilon_{926} - N_{\gamma_{926}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{926}) \varepsilon_{974}}} \quad (\text{A.9})$$

La transition à 103.519 keV nécessite aussi un traitement particulier dans la mesure où elle est contaminée par une transition du  $^{124}\text{Sn}$  à 102.91 keV, ces deux masses n'étant pas résolues avec les réglages du spectromètre choisis pour la campagne dont ils sont issus. Ce doublet sera traité dans le paragraphe concernant le  $^{124}\text{Sn}$ .

### A.4 Cas du $^{135}\text{Te}$

Le cas du  $^{135}\text{Te}$  est plus simple. Il présente un isomère court de 0.511  $\mu\text{s}$  suivi d'une cascade de 3 transitions directes d'un niveau à l'autre (voir figure A.4). La transition à 1179.94 keV fut utilisée comme référence, les transitions à 50 et 325 keV étant ajoutées à la calibration. Une matrice sur les 2.5 premières  $\mu\text{s}$  fut utilisée, à laquelle fut soustraite les 2.5 dernières  $\mu\text{s}$  de la plage en temps.

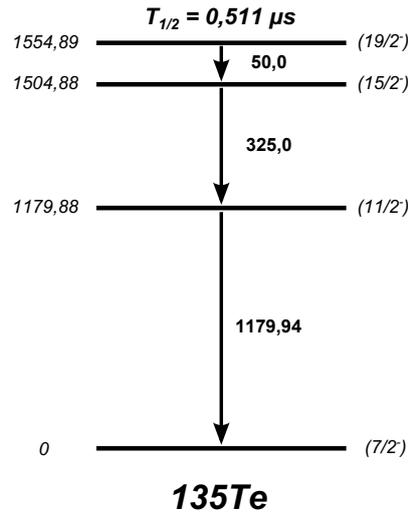


FIGURE A.4: Schéma de niveau du  $^{135}\text{Te}$  à partir de l'état isomérique de 1891.703 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Ces derniers, notés entre parenthèses, ne sont pas assignés avec certitude. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV.

On peut donc écrire en utilisant la relation A.2 entre la transition de référence et l'une des transitions d'intérêt :

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{1179} \frac{N_{\gamma_i}^{\text{détect}} (1 + \alpha_i)}{N_{\gamma_{1179}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{1179})} \quad (\text{A.10})$$

où le label  $i$  désigne soit la transition à 50 keV, soit la transition à 325 keV.

## A.5 Cas du $^{124}\text{Sn}$

Le  $^{124}\text{Sn}$ , dont un schéma de niveau partiel est donnée figure A.5, fut plus problématique. Il possède en effet plusieurs états isomériques alimentés différemment et directement par la fission. Les états d'énergie de 2325.01 à 2656.6 keV sont donc inutilisables pour ce travail. De plus, son dernier état isomérique de durée de vie de 0.27  $\mu s$  est directement alimenté par la décroissance  $\beta$  de l'état de spin  $8^-$  du  $^{124}\text{In}$ , contournant ainsi toute la cascade isomérique au dessus du niveau de 2204.62 keV. Bien qu'il fut en principe possible de travailler à partir de l'isomère de 3.1  $\mu s$  en utilisant une soustraction de bruit de fond pour éliminer la contribution issue de la désintégration  $\beta$  du  $^{124}\text{In}$ , la statistique ainsi obtenue fut bien trop faible pour être convenablement exploitée, c'est pourquoi nous décidâmes de ne travailler qu'avec la partie située après l'isomère de 0.27  $\mu s$ . Une matrice sur les 7.5 premières  $\mu s$  fut alors construite, et la transition à 120.38 keV ignorée pour la calibration en efficacité.

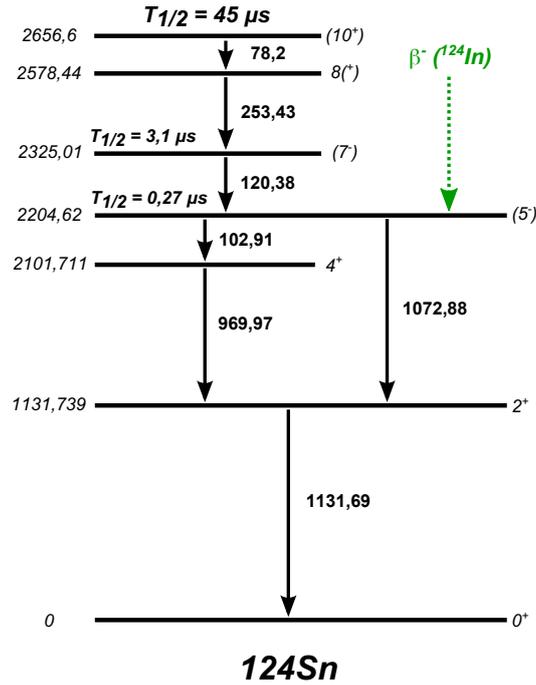


FIGURE A.5: Schéma de niveau du  $^{124}\text{Sn}$  à partir de l'état isomérique de 2656.6 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité, ceux d'entre eux notés entre parenthèses n'étant pas assignés avec certitude. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. L'alimentation par les désintégrations  $\beta^-$  du  $^{124}\text{In}$  à partir de l'état de spin  $8^-$  (en vert) nous empêche d'évaluer précisément l'intensité de la transition à 120.28 keV, qui fut donc exclue de la calibration.

Les intensités relatives des transitions à 102.91 et 1072.88 keV étant connues et respectivement de 100 et 92, on a :

$$N_{\gamma_{102}} = \frac{100}{92} N_{\gamma_{1072}} \quad (\text{A.11})$$

L'état de 1131.739 keV étant alimenté exclusivement par les deux canaux de désexcitations de l'isomère de  $0.27 \mu\text{s}$ , on peut alors écrire :

$$\begin{aligned} N_{\gamma_{1131}} (1 + \alpha_{1131}) &= N_{\gamma_{1072}} (1 + \alpha_{1072}) + N_{\gamma_{102}} (1 + \alpha_{102}) \\ &= N_{\gamma_{1072}} (1 + \alpha_{1072}) + \frac{100}{92} N_{\gamma_{1072}} (1 + \alpha_{102}) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

L'efficacité à 1072.88 keV se déduit alors simplement :

$$\boxed{\varepsilon_{1072} = \varepsilon_{1131} \frac{N_{\gamma_{1072}}^{\text{détect}} \left[ (1 + \alpha_{1072}) + \frac{100}{92} (1 + \alpha_{102}) \right]}{N_{\gamma_{1131}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{1131})}} \quad (\text{A.13})$$

En extrapolant l'efficacité à 1131.69 keV comme décrit dans les paragraphes précédents, on peut ainsi déterminer l'efficacité à 1072.88 keV.

De même, les transitions de 102.91 et 969.97 keV étant en cascade directe, on peut écrire :

$$\begin{aligned} N_{\gamma_{969}} (1 + \alpha_{969}) &= N_{\gamma_{102}} (1 + \alpha_{102}) \\ &= \frac{100}{92} N_{\gamma_{1072}} (1 + \alpha_{102}) \end{aligned}$$

d'où

$$\boxed{\varepsilon_{969} = \varepsilon_{1072} \frac{N_{\gamma_{969}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{969})}{\frac{100}{92} N_{\gamma_{1072}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{102})}} \quad (\text{A.14})$$

Comme il a été mentionné précédemment, la transition à 103.519 keV du  $^{132}\text{Te}$  est contaminée par celle à 102.91 keV du  $^{124}\text{Sn}$ . Néanmoins le poids de chacune des deux contributions est évaluable dans la mesure où nous disposons de transitions de référence pour chacun des deux noyaux, ainsi que des intensité relatives nécessaires. En supposant l'efficacité égale à ces deux énergies (nous reviendrons sur ce point ultérieurement), on peut écrire le nombre total d'évènements mesurés à 103 keV comme :

$$N_{\gamma_{103}}^{\text{détect}} = \varepsilon_{103} (N_{\gamma_{102}}^{\text{Sn}} + N_{\gamma_{103}}^{\text{Te}})$$

où  $N_{\gamma_{102}}^{\text{Sn}}$  et  $N_{\gamma_{103}}^{\text{Te}}$  sont les nombres de photons produits par les désexcitations respectivement du  $^{124}\text{Sn}$  et du  $^{132}\text{Te}$ . Un label supplémentaire correspondant aux noyaux est par ailleurs introduit sous la forme d'un exposant des variables relatives aux transitions de 102.91 et 103.519 keV, afin de les différencier plus aisément. En utilisant l'équation A.11 il vient :

$$\varepsilon_{103} = \frac{N_{\gamma_{103}}^{\text{détect}}}{\left(\frac{100}{92} N_{\gamma_{1072}} + N_{\gamma_{103}}^{\text{Te}}\right)} \quad (\text{A.15})$$

De plus, en réarrangeant l'équation A.12 on peut écrire :

$$\begin{aligned} N_{\gamma_{1072}} &= \frac{N_{\gamma_{1131}} (1 + \alpha_{1131})}{(1 + \alpha_{1072}) + \frac{100}{92} (1 + \alpha_{102}^{\text{Sn}})} \\ &= \frac{N_{\gamma_{1131}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{1131})}{\varepsilon_{1131} \left[ (1 + \alpha_{1072}) + \frac{100}{92} (1 + \alpha_{102}^{\text{Sn}}) \right]} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

## Annexe A

Par ailleurs, les transitions à 103.519 et 974.08 keV du  $^{132}\text{Te}$  étant en cascade directe, on a :

$$\begin{aligned} N_{\gamma_{103}}^{\text{Te}} &= \frac{N_{\gamma_{974}} (1 + \alpha_{974})}{(1 + \alpha_{103}^{\text{Te}})} \\ &= \frac{N_{\gamma_{974}} (1 + \alpha_{974})}{\varepsilon_{974} (1 + \alpha_{103}^{\text{Te}})} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

En substituant les termes A.16 et A.17 dans l'équation A.15 on obtient :

$$\varepsilon_{103} = N_{\gamma_{103}}^{\text{détect}} \left[ \frac{100}{92} \frac{N_{\gamma_{1131}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{1131})}{\varepsilon_{1131} \left[ (1 + \alpha_{1072}) + \frac{100}{92} (1 + \alpha_{102}^{\text{Sn}}) \right]} + \frac{N_{\gamma_{974}} (1 + \alpha_{974})}{\varepsilon_{974} (1 + \alpha_{103}^{\text{Te}})} \right]^{-1} \quad (\text{A.18})$$

où  $\varepsilon_{103}$  est l'efficacité au barycentre de l'énergie entre 103.519 et 102.91 keV. En notant  $E_{bar}$  cette énergie, on peut alors écrire simplement :

$$E_{bar} = \frac{103.519 N_{\gamma_{103}}^{\text{Te}} + 102.91 N_{\gamma_{102}}^{\text{Sn}}}{N_{\gamma_{103}}^{\text{Te}} + N_{\gamma_{102}}^{\text{Sn}}}$$

En utilisant l'équation A.1 pour le  $^{132}\text{Te}$  avec sa transition de référence, et les équation A.11 et A.12 pour le  $^{124}\text{Sn}$  avec sa transition de référence, il vient alors :

$$\begin{aligned} E_{bar} &= \left[ 103.519 N_{\gamma_{974}} \frac{(1 + \alpha_{974})}{(1 + \alpha_{103}^{\text{Te}})} + 102.91 N_{\gamma_{1131}} \frac{(1 + \alpha_{1131})}{\frac{92}{100} (1 + \alpha_{1072}) + (1 + \alpha_{102}^{\text{Sn}})} \right] \\ &\quad \times \left[ N_{\gamma_{974}} \frac{(1 + \alpha_{974})}{(1 + \alpha_{103}^{\text{Te}})} + N_{\gamma_{1131}} \frac{(1 + \alpha_{1131})}{\frac{92}{100} (1 + \alpha_{1072}) + (1 + \alpha_{102}^{\text{Sn}})} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

## A.6 Cas du $^{130}\text{Sn}$

Enfin, une transition du  $^{130}\text{Sn}$  fut utilisée afin de compléter la calibration dans la plage à basse énergie. Son cas est le plus simple de tous, il présente un isomère de 1.61  $\mu\text{s}$  se désexcitant par deux transitions successives de 96.54 puis de 391.39 keV sans aucune alimentation parallèle [74]. Une matrice sur les 5 premières  $\mu\text{s}$  fut utilisée, à laquelle fut soustraite une portion égale en fin de plage en temps. La transition à 391.39 keV fut utilisée comme référence, et la relation A.2

appliquée entre ces deux transitions afin d'obtenir :

$$\varepsilon_{96} = \varepsilon_{391} \frac{N_{\gamma_{96}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{96})}{N_{\gamma_{391}}^{\text{détect}} (1 + \alpha_{391})} \quad (\text{A.20})$$

## A.7 Résultats

Les résultats des formules A.5, A.6, A.7, A.8, A.9, A.10, A.13, A.14, A.18, A.19 et A.20 sont résumés dans le tableau A.3 ainsi que les incertitudes associées, issues des calculs de propagation d'erreurs respectifs.

Noyau	Energie de la transition (keV)	Efficacité absolue (%)	Erreur (%)
$^{136}\text{Xe}$	29.670	3.60	0.13
$^{136}\text{Xe}$	33.738	5.78	0.20
$^{135}\text{Te}$	50.0	10.39	1.25
$^{130}\text{Sn}$	96.54	15.03	0.47
$^{132}\text{Te} + ^{124}\text{Sn}$	103.424	15.39	0.47
$^{132}\text{Te}$	150.672	14.64	0.60
$^{136}\text{Xe}$	197.316	13.17	0.25
$^{135}\text{Te}$	325.0	9.03	0.37
$^{136}\text{Xe}$	381.359	7.07	0.16
$^{132}\text{Te}$	697.052	4.38	0.13
$^{124}\text{Sn}$	969.97	3.16	0.76
$^{124}\text{Sn}$	1072.88	3.36	0.84
$^{136}\text{Xe}$	1313.02	2.78	0.02

TABLE A.3: Transitions utilisées pour la calibration en efficacité ainsi que les incertitudes associées, issues des calculs de propagation d'erreurs respectifs. La forte disparité des tailles des barres d'erreurs est due à une statistique très variable d'une transition à l'autre.

## B Calibration en efficacité des détecteurs en silicium

### B.1 Efficacité de détection aux électrons

Les rayons X  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  étant respectivement 29.669 et 33.755 keV, la détection simultanée d'un électron K et d'un photon  $K_\alpha$  résultera en un évènement d'énergie très proche et donc indissociable de celle d'un électron L. De même, la détection simultanée d'un électron K et d'un photon  $K_\beta$  résultera en un évènement d'énergie indissociable de celle d'un électron M ou plus. Ceci se traduit par une sous évaluation du nombre d'électrons K et une surévaluation du nombre d'électrons L et M. Le rendement de fluorescence en photons  $K_\beta$  étant d'environ un facteur 5 en dessous de celui des photons  $K_\alpha$ , la portion manquante d'électrons K provenant de la détection simultanée d'un électron K et d'un photon  $K_\beta$  fut cependant négligée. En effet comme nous le verrons plus loin, le nombre d'évènements correspondant à la détection simultanée d'un électron K et d'un photon  $K_\alpha$  représente environ 10% du nombre d'électrons mesurés directement dans le pic K. Compte tenu du rendement de fluorescence  $K_\beta$ , et en supposant l'efficacité de détection proche pour les photons  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ , le nombre d'évènements correspondant à la détection simultanée d'un électron K et d'un photon  $K_\beta$  avoisine les 2% du nombre d'électrons mesurés dans le pic K, correction tout à fait dispensable.

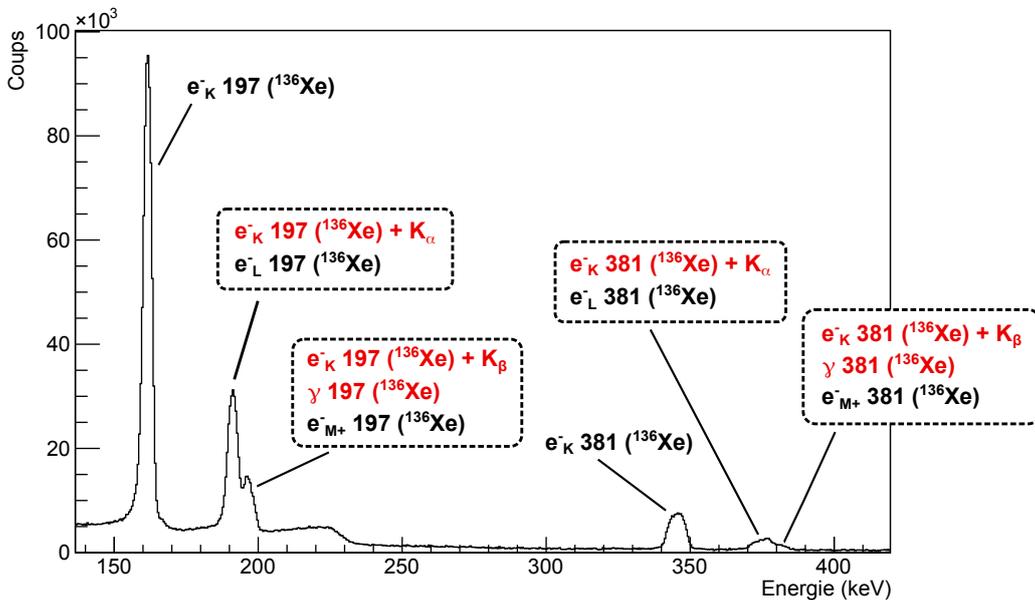


FIGURE B.1: Spectre en énergie des siliciums sur une plage de temps de  $7.5 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion, soustraite d'une portion égale en fin de plage. Les pics sont annotés de leurs différentes contributions, les énergies des transitions desquelles proviennent les  $\gamma$  et les électrons étant notées entre parenthèses, en keV. Les contaminations au spectre en énergie des électrons sont notées en rouge.

La figure B.1 montre le spectre obtenu pour les siliciums sur une plage en temps de  $7.5 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion auquel fut soustrait une portion égale en fin de plage afin d'éliminer toute contribution issue des décroissances  $\beta$  à la population des états excités du  $^{136}\text{Xe}$ , et ainsi avoir une cascade conforme au schéma de niveau donné figure A.1. Les énergies mesurées sur ce spectre sont données dans le tableau B.1. Les indices seront donc désormais labellisés par les énergies mesurées des électrons dans la suite de cette partie, et non les énergies théoriques comme ce fut le cas pour les calibrations précédentes. Les distributions des signaux en énergie étant grandement déformés, nous décidâmes d'y attribuer une erreur systématique choisie plutôt que celle issue des ajustements Gaussiens sur leur partie non déformée, erreur largement sous évaluée. Les spectres en énergie des siliciums desquels sont extraites ces mesures ayant un *binning* de 0.25 keV, une valeur arrondie au premier chiffre significatif afin de maximiser l'erreur fut décidée, soit 0.3 keV.

Transition (keV)	Electron	Energie mesurée (keV)
197.316	$e_{\bar{K}}$	161.8
	$e_{\bar{L}}$	191.2
381.359	$e_{\bar{K}}$	346.1
	$e_{\bar{L}}$	375.7

TABLE B.1: Energies des électrons de conversion mesurées sur le spectre B.1.

Le nombre d'électrons émis par une transition  $\gamma$  convertie s'exprime ainsi :

$$N_e = N_\gamma \alpha$$

On peut donc évaluer l'efficacité de détection des siliciums à partir du nombre de photons détectés dans les germaniums, leur efficacité étant désormais connue :

$$\frac{N_{e_{K(i)}}^{\text{tot}}}{\varepsilon_{e_{K(i)}}} = \frac{N_{\gamma_i}^{\text{détect}} \alpha_{K_i}}{\varepsilon_{\gamma_i}} \quad (\text{B.1})$$

où le label  $i$  désigne l'une des deux transitions converties,  $\varepsilon_{e_{K(i)}}$  l'efficacité de détection des siliciums à l'énergie des électrons ainsi émis,  $N_{\gamma_i}^{\text{détect}}$  le nombre de photons de la transition considérée détectés dans les germaniums,  $\varepsilon_{\gamma_i}$  l'efficacité de détection des germaniums de ces même photons,  $\alpha_{K_i}$  le coefficient de conversion K de cette transition, et  $N_{e_{K(i)}}^{\text{tot}}$  le nombre *total* d'électrons détectés. Ce dernier inclut donc également les évènements issus de la détection simultanée d'un électron K et d'un photon  $K_\alpha$ , bien que ces électrons soient détectés à l'énergie du pic L au lieu du pic K.

## Annexe B

Considérant tous les éléments dont il a été question dans les paragraphes précédents, on peut écrire :

$$N_{191}^{e_K+K_\alpha} = N_{e_{K(197)}}^{\text{tot}} - N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} = \frac{\varepsilon_{e_{161}} N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{197}}}{\varepsilon_{\gamma_{197}}} - N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}}$$

mais aussi :

$$N_{191}^{e_K+K_\alpha} = -N_{e_{L(197)}}^{\text{tot}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}} = -\frac{\varepsilon_{e_{191}} N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{197}}}{\varepsilon_{\gamma_{197}}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}}$$

où :

- $N_{191}^{e_K+K_\alpha}$  est le nombre d'empilements composés d'un photon  $K_\alpha$  et d'un électron de conversion K issu de la transition à 197.316 keV
- $N_{e_{K(197)}}^{\text{tot}}$  et  $N_{e_{L(197)}}^{\text{tot}}$  sont respectivement le nombre d'électrons de conversion K et L issus de la transition à 197.316 keV *réellement détectés*. Ceci inclut donc aussi les évènements issus de l'empilement pour les électrons K, et les exclut pour les électrons L.
- $N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}}$  et  $N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}}$  sont respectivement le nombre d'électrons de conversion K et L issus de la transition à 197.316 keV détectés dans leurs pics respectifs.
- $\varepsilon_{e_{161}}$  et  $\varepsilon_{e_{191}}$  sont respectivement l'efficacité de détection des siliciums aux électrons de 161.9 et 191.4 keV
- $N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}}$  est le nombre de photons de 197.316 keV détectés dans les germaniums
- $\varepsilon_{\gamma_{197}}$  est l'efficacité de détection des germaniums aux photons de 197.316 keV
- $\alpha_{K_{197}}$  et  $\alpha_{L_{197}}$  sont respectivement les coefficients de conversion K et L de la transition à 197.316 keV

On peut donc écrire respectivement :

$$\varepsilon_{e_{161}} = \left( N_{191}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{197}}}{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{197}}} \quad (\text{B.2})$$

et

$$\varepsilon_{e_{191}} = \left( -N_{191}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{197}}}{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{197}}} \quad (\text{B.3})$$

Le même traitement peut être appliqué aux électrons de conversion de la transition à 381.359 keV.

On a :

$$N_{375}^{e_K+K_\alpha} = N_{e_{K(381)}}^{\text{tot}} - N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} = \frac{\varepsilon_{e_{346}} N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{381}}}{\varepsilon_{\gamma_{381}}} - N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}}$$

et

$$N_{375}^{e_K+K_\alpha} = -N_{e_{L(381)}}^{\text{tot}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}} = -\frac{\varepsilon_{e_{375}} N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{381}}}{\varepsilon_{\gamma_{381}}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}}$$

d'où

$$\varepsilon_{e_{346}} = \left( N_{375}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{381}}}{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{381}}} \quad (\text{B.4})$$

et

$$\varepsilon_{e_{375}} = \left( -N_{375}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{381}}}{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{381}}} \quad (\text{B.5})$$

En supposant une efficacité de détection des siliciums de la forme  $\varepsilon = aE + b$  dans la plage d'intérêt, comme mentionné section 2.2, on peut écrire le système suivant :

$$\begin{cases} aE_{161} + b = \varepsilon_{e_{161}} \\ aE_{191} + b = \varepsilon_{e_{191}} \\ aE_{346} + b = \varepsilon_{e_{346}} \\ aE_{375} + b = \varepsilon_{e_{375}} \end{cases}$$

où les  $E_i$  sont les énergies des différents électrons de conversion mesurés sur le spectre des siliciums. En utilisant les équations B.2, B.3, B.4 et B.5, ce système devient :

$$\begin{cases} aE_{161} + b = \left( N_{191}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{197}}}{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{197}}} \\ aE_{191} + b = \left( -N_{191}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{197}}}{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{197}}} \\ aE_{346} + b = \left( N_{375}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{381}}}{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{381}}} \\ aE_{375} + b = \left( -N_{375}^{e_K+K_\alpha} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}} \right) \frac{\varepsilon_{\gamma_{381}}}{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{381}}} \end{cases}$$

soit un système de 4 équations à 4 inconnues :  $a$ ,  $b$ ,  $N_{191}^{\text{empilement}}$  et  $N_{375}^{\text{empilement}}$ . Ce système devient

## Annexe B

après quelques manipulations :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 a = \frac{\frac{\varepsilon_{\gamma 197}}{N_{\gamma 197}^{\text{détect}}} (N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}}) (\alpha_{K381} + \alpha_{L381}) - \frac{\varepsilon_{\gamma 381}}{N_{\gamma 381}^{\text{détect}}} (N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}}) (\alpha_{K197} + \alpha_{L197})}{(\alpha_{K197} E_{161} + \alpha_{L197} E_{191}) (\alpha_{K381} + \alpha_{L381}) - (\alpha_{K381} E_{346} + \alpha_{L381} E_{375}) (\alpha_{K197} + \alpha_{L197})} \\
 b = \frac{\varepsilon_{\gamma 197} (N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}})}{N_{\gamma 197}^{\text{détect}} (\alpha_{K197} + \alpha_{L197})} - a \frac{(\alpha_{K197} E_{161} + \alpha_{L197} E_{191})}{(\alpha_{K197} + \alpha_{L197})} \\
 N_{191}^{e_{K+K_{\alpha}}} = \frac{N_{\gamma 197}^{\text{détect}} \alpha_{K197}}{\varepsilon_{\gamma 197}} (a E_{161} + b) - N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} \\
 N_{375}^{e_{K+K_{\alpha}}} = \frac{N_{\gamma 381}^{\text{détect}} \alpha_{K381}}{\varepsilon_{\gamma 381}} (a E_{346} + b) - N_{e_{K(346)}}^{\text{détect}}
 \end{array} \right. \quad (\text{B.6})$$

On en extrait alors les paramètres  $a$  et  $b$  en fonction de grandeurs connues ou mesurables :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 a = \frac{\frac{\varepsilon_{\gamma 197}}{N_{\gamma 197}^{\text{détect}}} (N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}}) (\alpha_{K381} + \alpha_{L381}) - \frac{\varepsilon_{\gamma 381}}{N_{\gamma 381}^{\text{détect}}} (N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}}) (\alpha_{K197} + \alpha_{L197})}{(\alpha_{K197} E_{161} + \alpha_{L197} E_{191}) (\alpha_{K381} + \alpha_{L381}) - (\alpha_{K381} E_{346} + \alpha_{L381} E_{375}) (\alpha_{K197} + \alpha_{L197})} \\
 b = \frac{\varepsilon_{\gamma 197} (N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}})}{N_{\gamma 197}^{\text{détect}} (\alpha_{K197} + \alpha_{L197})} - \left[ \frac{\varepsilon_{\gamma 197}}{N_{\gamma 197}^{\text{détect}}} (N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}}) \frac{(\alpha_{K381} + \alpha_{L381})}{(\alpha_{K197} + \alpha_{L197})} - \frac{\varepsilon_{\gamma 381}}{N_{\gamma 381}^{\text{détect}}} (N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}}) \right] \\
 \times \left[ (\alpha_{K381} + \alpha_{L381}) - \frac{(\alpha_{K381} E_{346} + \alpha_{L381} E_{375})}{(\alpha_{K197} E_{161} + \alpha_{L197} E_{191})} (\alpha_{K197} + \alpha_{L197}) \right]^{-1}
 \end{array} \right. \quad (\text{B.7})$$

Cette calibration fut bien sûr réalisée sur chacun des siliciums, puis le résultat sommé :

$$\boxed{\begin{cases} a = 0.004 \pm 0.003 \\ b = 14.2 \pm 0.9 \end{cases}} \quad (\text{B.8})$$

où les incertitudes sont ici aussi issues de calculs de propagation d'erreurs sur toutes les variables présentes dans les équations B.7.

La résolution du système B.6 nous permet aussi de calculer directement le nombre d'évènements (électron K + photon  $K_\alpha$ ) :

$$\left\{ \begin{aligned}
 N_{191}^{e_K+K_\alpha} &= \frac{(N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}})(\alpha_{K_{381}} + \alpha_{L_{381}}) - \frac{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \varepsilon_{\gamma_{381}}}{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \varepsilon_{\gamma_{197}}} (N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}})(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})}{(\alpha_{K_{197}} E_{161} + \alpha_{L_{197}} E_{191})(\alpha_{K_{381}} + \alpha_{L_{381}}) - (\alpha_{K_{381}} E_{346} + \alpha_{L_{381}} E_{375})(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})} \\
 &\quad \times \alpha_{K_{197}} \left( E_{161} - \frac{(\alpha_{K_{197}} E_{161} + \alpha_{L_{197}} E_{191})}{(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})} \right) + \frac{(N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}} \alpha_{K_{197}} - N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} \alpha_{L_{197}})}{(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})} \\
 N_{375}^{e_K+K_\alpha} &= \frac{\frac{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \varepsilon_{\gamma_{197}}}{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \varepsilon_{\gamma_{381}}} (N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}})(\alpha_{K_{381}} + \alpha_{L_{381}}) - (N_{e_{K(381)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(381)}}^{\text{détect}})(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})}{(\alpha_{K_{197}} E_{161} + \alpha_{L_{197}} E_{191})(\alpha_{K_{381}} + \alpha_{L_{381}}) - (\alpha_{K_{381}} E_{346} + \alpha_{L_{381}} E_{375})(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})} \\
 &\quad \times \alpha_{K_{381}} \left( E_{346} - \frac{(\alpha_{K_{197}} E_{161} + \alpha_{L_{197}} E_{191})}{(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})} \right) + \frac{N_{\gamma_{381}}^{\text{détect}} \varepsilon_{\gamma_{197}}}{N_{\gamma_{197}}^{\text{détect}} \varepsilon_{\gamma_{381}}} \alpha_{K_{381}} \frac{(N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}} + N_{e_{L(197)}}^{\text{détect}})}{(\alpha_{K_{197}} + \alpha_{L_{197}})} - N_{e_{K(197)}}^{\text{détect}}
 \end{aligned} \right. \quad (\text{B.9})$$

Bien que ce nombre ne nous apporte pas d'informations très utiles pour la calibration autre que la fermeture du système, il permet toutefois d'évaluer l'ampleur de la correction apportée par sa prise en compte. Le comportement des deux siliciums étant identiques, nous allons illustrer notre propos dans la suite de ce paragraphe en examinant de plus près les données du premier détecteur en silicium. Nous y avons mesuré environ 356000 évènements dans le pic des électrons K de la transition à 197.316 keV, et la formule B.9 nous permet d'extraire un nombre d'évènements (électron K + photon  $K_\alpha$ ) d'environ 34000. En d'autres termes, en ignorant une éventuelle correction issue des évènements (électron K + photon  $K_\beta$ ), cette correction s'élève à environ 8.7% du nombre total d'électrons K issus de la conversion de la transition à 197.316 keV détectés. Sachant que le rendement de fluorescence des photons  $K_\beta$  est  $\frac{\omega_{K_\alpha}}{\omega_{K_\beta}} \approx 4.6$  fois inférieur à celui des photons  $K_\alpha$ , et en supposant l'efficacité de détection des siliciums proche pour ces deux énergies, un simple calcul montre qu'une éventuelle correction du nombre d'évènements (électron K + photon  $K_\beta$ ) contribuerait alors à hauteur d'environ 2.3% du nombre total d'électrons K détectés, contre 8.6% pour les évènements (électron K + photon  $K_\alpha$ ). Leur exclusion pèse donc relativement peu sur la détermination de l'efficacité de détection.

## B.2 Efficacité de détection aux photons X $K_\alpha$ du $^{130}\text{Sn}$

On sait que :

$$\frac{\alpha_{K_{96}}}{\alpha_{L_{96}}} = \frac{N_{e_{K(96)}}^{\text{émis}}}{N_{e_{L(96)}}^{\text{émis}}} = \frac{N_{e_{K(96)}}^{\text{tot}} \mathcal{E}_{e_{L(96)}}}{N_{e_{L(96)}}^{\text{tot}} \mathcal{E}_{e_{K(96)}}} \quad (\text{B.10})$$

où  $\alpha_{K_{96}}$  et  $\alpha_{L_{96}}$  sont les coefficients de conversion K et L de la transition à 96.54 keV,  $\mathcal{E}_{e_{K(96)}}$  et  $\mathcal{E}_{e_{L(96)}}$  les efficacités de détections des électrons K et L à leurs énergies respectives,  $N_{e_{K(96)}}^{\text{émis}}$  et  $N_{e_{L(96)}}^{\text{émis}}$  les nombres d'électrons K et L émis, et  $N_{e_{K(96)}}^{\text{tot}}$  et  $N_{e_{L(96)}}^{\text{tot}}$  respectivement le nombre d'électrons K et L *réellement détectés*. Ceci inclut donc aussi les évènements issus de l'empilement d'électrons K et de photons  $K_\alpha$  pour les électrons K, et les exclut pour les électrons L, en négligeant l'empilement des photons X  $K_\beta$  avec les électrons K. Ainsi, comme nous l'avons vu annexe B.1, on peut écrire :

$$N_{e_{K(96)}}^{\text{tot}} = N_{e_{K(96)}}^{\text{détect}} + N_{96}^{e_{K+K_\alpha}} \quad (\text{B.11})$$

et

$$N_{e_{L(96)}}^{\text{tot}} = N_{e_{L(96)}}^{\text{détect}} - N_{96}^{e_{K+K_\alpha}} \quad (\text{B.12})$$

En substituant les termes les termes B.11 et B.12 dans l'équation B.10, on peut facilement obtenir :

$$N_{96}^{e_{K+K_\alpha}} = \frac{\alpha_{K_{96}} \mathcal{E}_{e_{K(96)}} N_{e_{L(96)}}^{\text{détect}} - \alpha_{L_{96}} \mathcal{E}_{e_{L(96)}} N_{e_{K(96)}}^{\text{détect}}}{\alpha_{L_{96}} \mathcal{E}_{e_{L(96)}} + \alpha_{K_{96}} \mathcal{E}_{e_{K(96)}}} \quad (\text{B.13})$$

Par ailleurs, considérant d'une part que l'on néglige l'empilement des photons X  $K_\beta$  avec les électrons K et d'autre part que la transition à 96.54 keV est la seule de la cascade qui soit convertie, on a :

$$N_{96}^{e_{K+K_\alpha}} = N_{e_{K(96)}}^{\text{émis}} \mathcal{E}_{e_{K(96)}} \mathcal{E}_{K_\alpha} \omega_{K_\alpha} \quad (\text{B.14})$$

où  $\omega_{K_\alpha}$  est le rendement de fluorescence total en photons X  $K_\alpha$ , et  $\mathcal{E}_{K_\alpha}$  l'efficacité de détection des siliciums aux photons X  $K_\alpha$  du  $^{130}\text{Sn}$ . En utilisant les relations B.1 et B.13 afin de substituer respectivement aux termes  $N_{e_{K(96)}}^{\text{émis}}$  et  $N_{96}^{e_{K+K_\alpha}}$  des expressions constituées de grandeurs connues ou mesurables, l'équation B.14 devient alors :

$$\mathcal{E}_{K_\alpha} = \frac{\alpha_{K_{96}} \mathcal{E}_{e_{K(96)}} N_{e_{L(96)}}^{\text{détect}} - \alpha_{L_{96}} \mathcal{E}_{e_{L(96)}} N_{e_{K(96)}}^{\text{détect}}}{\omega_{K_\alpha} \mathcal{E}_{e_{K(96)}} \left( \frac{N_{96}^{\text{détect}} \alpha_{K_{96}}}{\varepsilon_{\gamma_{96}}} \right) (\alpha_{L_{96}} \mathcal{E}_{e_{L(96)}} + \alpha_{K_{96}} \mathcal{E}_{e_{K(96)}})} \quad (\text{B.15})$$

où  $\varepsilon_{\gamma_{96}}$  est l'efficacité de détection des germaniums à 96.54 keV et  $N_{\gamma_{96}}^{\text{détect}}$  le nombre de photons qui y est détecté.

## C Calcul des multipolarités des transitions du $^{136}\text{Sb}$

### C.1 Multipolarité de la transition à 172.7 keV

Le raisonnement est en tout point similaire à celui développé annexe B.2 à une exception près : nous avons dans le cas présent 3 transitions converties en cascade directe, chacune de ces conversions contribuant donc à l'empilement. Dans la mesure où le nombre d'électrons L de la transition à 172.7 keV ne put être évalué sur les spectres, en raison d'une part de la faiblesse du signal, et d'autre part de son partiel recouvrement avec la large distribution des électrons K de la transition à 197.316 keV du  $^{136}\text{Xe}$ , nous ne pûmes évaluer cet empilement de manière expérimentale. Néanmoins, en supposant l'efficacité de détection des siliciums pour les photons X de 26 keV égale à celle déterminée section 2.2 pour des photons X de 25 keV, approximation valable compte tenu de l'incertitude qui y est associée, une telle mesure n'est plus nécessaire.

La probabilité  $P_i$  d'émission d'un électron de conversion K d'une transition  $i$  pour une désexcitation à partir du niveau concerné s'écrit :

$$P_i = \frac{\alpha_K^i}{1 + \alpha^i} \quad (\text{C.1})$$

La somme des probabilités de détection simultanée d'un photon X  $K_\alpha$  issu de chacune des 3 transitions de la cascade avec la détection d'un électron de conversion K de la transition à 172.7 keV s'écrit donc :

$$P_{K_\alpha} = \varepsilon_{e_{K(172)}} \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \left( 1 + \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} + \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \right)$$

Par ailleurs, contrairement au cas du  $^{130}\text{Sn}$  décrit annexe B.2 où seule une transition de la cascade était convertie, et au cas du  $^{136}\text{Xe}$  annexe B.1 où l'empilement était mesuré et non évalué théoriquement, nous devons dans le cas du  $^{136}\text{Sb}$  prendre aussi en compte l'empilement entre des électrons de conversion issus de transitions différentes. Les coefficients de conversion M présentés dans le tableau 4.3 étant faibles au regard de ceux des électrons K et L, la contribution à l'empilement de ces électrons fut ici négligée. La probabilité de détection simultanée d'un électron K ou L des transitions à 50.4 et 53.4 keV et d'un électron K de la transition à 172.7 keV s'écrit :

$$P_{e_K-e_L} = \varepsilon_{e_{K(172)}} \left( \varepsilon_{e_{K(50)}} \left( \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \right) + \varepsilon_{e_{L(50)}} \left( \frac{\alpha_L^{50}}{1 + \alpha^{50}} \right) + \varepsilon_{e_{K(53)}} \left( \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \right) + \varepsilon_{e_{L(53)}} \left( \frac{\alpha_L^{53}}{1 + \alpha^{53}} \right) \right)$$

Le nombre théorique total d'empilements à partir d'un électron de conversion K de la transition

## Annexe C

à 172.7 keV, traduisant le déficit d'intensité lors d'une mesure à cette énergie, s'écrit donc :

$$\begin{aligned} N_{e_{K(172)}}^{\text{empilement}} &= N_{e_{K(172)}}^{\text{émis}} (P_{K_{\alpha}} + P_{e_{K-e_L}}) \\ &= \frac{N_{e_{K(172)}}^{\text{tot}}}{\mathcal{E}_{e_{K(172)}}} (P_{K_{\alpha}} + P_{e_{K-e_L}}) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

où  $N_{e_{K(172)}}^{\text{tot}}$  est le nombre d'électrons K de la transition à 172.7 keV réellement détectés. Or, comme nous l'avons vu annexe B.1, ce nombre d'empilements peut être relié au nombre d'électrons K de la transition à 172.7 keV mesuré dans le pic idoine :

$$N_{e_{K(172)}}^{\text{empilement}} = N_{e_{K(172)}}^{\text{tot}} - N_{e_{K(172)}}^{\text{détect}} \quad (\text{C.3})$$

En substituant le nombre d'empilements donné par l'équation C.3 dans l'équation C.2, et en remplaçant les probabilités  $P_{K_{\alpha}}$  et  $P_{e_{K-e_L}}$  par leurs développements respectifs, il vient :

$$N_{e_{K(172)}}^{\text{tot}} = \frac{N_{e_{K(172)}}^{\text{détect}}}{\left[ 1 - \left( \mathcal{E}_{K_{\alpha}(\text{Si})} \omega_{K_{\alpha}} \left( 1 + \frac{\alpha_K^{50}}{1+\alpha^{50}} + \frac{\alpha_K^{53}}{1+\alpha^{53}} \right) + \frac{\varepsilon_{e_{K(50)}} \alpha_K^{50} + \varepsilon_{e_{L(50)}} \alpha_L^{50}}{1+\alpha^{50}} + \frac{\varepsilon_{e_{K(53)}} \alpha_K^{53} + \varepsilon_{e_{L(53)}} \alpha_L^{53}}{1+\alpha^{53}} \right) \right]} \quad (\text{C.4})$$

Ce calcul fut bien entendu réalisé par chaque siliciums séparément, la probabilité d'empilement étant autrement surévaluée, et le résultat final sommé.

En toute généralité, le coefficient de conversion K de la transition à 172.7 keV s'écrit simplement :

$$\alpha_K^{172} = \frac{N_{e_{K(172)}}^{\text{émis}}}{N_{\gamma_{172}}^{\text{émis}}}$$

soit

$$\alpha_K^{172} = \frac{\varepsilon_{\gamma_{172}} N_{e_{K(172)}}^{\text{tot}}}{\varepsilon_{e_{K(172)}} N_{\gamma_{172}}^{\text{détect}}}$$

En substituant au terme  $N_{e_{K(172)}}^{\text{tot}}$  l'expression C.4 appliquée à chaque silicium, nous obtenons alors une expression de  $\alpha_K$  à partir de seules grandeurs mesurables ou évaluables.

Bien que formellement non connue, l'efficacité de détection des siliciums aux électrons d'environ 20 keV n'a que peu d'impact sur le résultat final, et ce quelle que soit la combinaison de multipolarité testée. En effet, en supposant une efficacité de détection jusqu'à 5 fois inférieure à celle calculée pour des électrons d'environ 45 keV, le résultat obtenu pour  $\alpha_K^{172}$  ne varie que d'une fraction de la barre d'erreur obtenue. Des simulations avec le logiciel *CASINO* [118] de la perte d'énergie des électrons dans l'épaisseur résiduelle de la feuille de Mylar pour différents angles d'émissions montrent que cette efficacité devrait être de l'ordre de 0.4 à 0.8 fois celle à

45 keV. Les corrections dues à l'empilement, seuls termes faisant appel à ces efficacités, étant du second ordre une telle extrapolation reste acceptable. C'est pourquoi nous décidâmes, pour ces corrections seulement, d'écrire  $\varepsilon_{e_K} = 0.6 \times \varepsilon_{e_L}$ . Nous utilisâmes toutefois pour ces électrons K la même incertitude que pour les électrons L.

## C.2 Multipolarité de la transition à 53.4 keV

Le nombre de photons de 172.7 keV théoriquement mesuré en coïncidence avec des photons X  $K_\alpha$  s'écrit :

$$N_{\gamma 172}^{\text{Coïnc Mes}} = N_{\gamma 172}^{\text{émis}} \varepsilon_{\gamma 172} P_{172}$$

où  $P_{172}$  est la somme des probabilités de détection d'un photon X  $K_\alpha$  issu de la conversion de la transition à 50.4 et 53.4 keV. Ce terme nous assure ainsi que le photon X  $K_\alpha$  coïncidant avec le photon  $\gamma$  de 172.7 keV provient bien de la conversion des transitions à 50.4 ou 53.4 keV. En utilisant pour chacune de ces deux transitions l'équation C.1 on peut écrire :

$$P_{172} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \left( \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} + \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \right)$$

Cette expression ne tient néanmoins pas encore compte du manque d'intensité en photons X  $K_\alpha$  dû à l'empilement avec ces même électrons de conversion, discuté de nombreuses fois dans les annexes précédentes. En effet, seuls les photons X  $K_\alpha$  détectés dans le pic à 26.272 keV des siliciums contribueront au spectre 4.2d, et non tous ceux émis. Il faut donc retirer de l'expression de  $P_{172}$  la portion de photons X  $K_\alpha$  détectés en même temps qu'un électron de conversion K. Ainsi, la somme des probabilités de détection d'un photon X  $K_\alpha$  issu de la conversion de la transition à 50.4 et 53.4 keV *seulement* s'écrit :

$$P'_{172} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \left[ \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} (1 - \varepsilon_{e_{K(50)}}) + \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} (1 - \varepsilon_{e_{K(53)}}) \right]$$

Une seconde correction d'ordre similaire selon la multipolarité des transitions considérées doit être ajoutée. Les transitions étant en cascade, il est en effet aussi possible d'avoir un empilement entre le photon X  $K_\alpha$  d'une des transitions converties avec l'électron de conversion de la seconde. De manière similaire, une troisième correction doit être ajoutée pour rendre compte de la détection simultanée d'un photon X  $K_\alpha$  d'une des transitions converties avec le photon X  $K_\alpha$  de la seconde. La somme des probabilité de détection d'un photon X  $K_\alpha$  issu de la conversion

## Annexe C

des transitions à 50.4 et 53.4 keV corrigée de toutes ces contributions s'écrit finalement :

$$P''_{172} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \left[ \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \left( 1 - \varepsilon_{e_{K(50)}} - \left( \varepsilon_{e_{K(53)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \right) + \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \left( 1 - \varepsilon_{e_{K(53)}} - \left( \varepsilon_{e_{K(50)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \right) \right] \quad (\text{C.5})$$

Ce raisonnement doit bien entendu être appliqué à chaque silicium, pour un nombre total de  $\gamma$  de 172.7 keV mesurés en coïncidence avec un photon X  $K_\alpha$  :

$$N_{\gamma_{172}}^{\text{Coïnc Mes}} = N_{\gamma_{172}}^{\text{émis}} \varepsilon_{\gamma_{172}} (P''_{172}(\text{Si1}) + P''_{172}(\text{Si2}))$$

d'où, d'après la formule A.1 :

$$N_{\gamma_{172}}^{\text{Coïnc Mes}} = \frac{N^{\text{désexc}}}{1 + \alpha^{172}} \varepsilon_{\gamma_{172}} (P''_{172}(\text{Si1}) + P''_{172}(\text{Si2})) \quad (\text{C.6})$$

Une démarche en tout point similaire doit être appliquée à la transition de 53.4 keV afin de pouvoir en comparer l'intensité mesurée sur un spectre en coïncidence avec les photons X  $K_\alpha$  avec celle de la transition à 172.7 keV :

$$N_{\gamma_{53}}^{\text{Coïnc Mes}} = \frac{N^{\text{désexc}}}{1 + \alpha^{53}} \varepsilon_{\gamma_{53}} (P''_{53}(\text{Si1}) + P''_{53}(\text{Si2})) \quad (\text{C.7})$$

où

$$P''_{53} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \left[ \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \left( 1 - \varepsilon_{e_{K(50)}} - \left( \varepsilon_{e_{K(172)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{172}}{1 + \alpha^{172}} \right) + \frac{\alpha_K^{172}}{1 + \alpha^{172}} \left( 1 - \varepsilon_{e_{K(172)}} - \left( \varepsilon_{e_{K(50)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \right) \right] \quad (\text{C.8})$$

En utilisant les équations C.6 et C.7, le ratio d'intensité théorique entre les transitions à 172.7 et 53.4 keV à partir d'une telle matrice s'écrit :

$$\frac{I_{\gamma_{172}}^{\text{théo}}}{I_{\gamma_{53}}^{\text{théo}}} = \frac{(1 + \alpha^{53}) \varepsilon_{\gamma_{172}} (P''_{172}(\text{Si1}) + P''_{172}(\text{Si2}))}{(1 + \alpha^{172}) \varepsilon_{\gamma_{53}} (P''_{53}(\text{Si1}) + P''_{53}(\text{Si2}))} \quad (\text{C.9})$$

En substituant aux termes  $P''_{172}$  et  $P''_{53}$  les expressions C.5 et C.8 appliquées à chacun des deux siliciums, nous obtenons alors une expression ne dépendant que de grandeurs mesurées ou évaluées.

### C.3 Multipolarité de la transition à 50.4 keV

Les trois transitions du  $^{136}\text{Sb}$  étant en cascade directe, une désexcitation observée à partir de l'un de ses niveaux s'accompagne en principe d'une désexcitation à partir de chacun des autres niveaux. Ainsi, le nombre total de photons X  $K_\alpha$  théoriquement observés sur l'axe silicium d'une matrice silicium-germanium à partir d'une porte sur la transition à 172.7 keV de l'axe germanium s'écrit comme la somme des probabilités d'émission et de détection d'un photon X  $K_\alpha$  émis par la conversion des transitions à 53.4 et 50.4 keV sachant la détection d'un photon de 172.7 keV :

$$N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}} = N_{\gamma 172}^{\text{déteçt}} (P_{K_\alpha}^{53} + P_{K_\alpha}^{50})$$

où  $P_{K_\alpha}^{53}$  et  $P_{K_\alpha}^{50}$  sont les probabilités d'émission et de détection d'un photon X  $K_\alpha$  issu respectivement de la conversion de la transition à 53.4 et 50.4 keV, corrigées de plusieurs sources d'empilement. Dans la mesure où le nombre théorique d'électrons L, M et de photons  $\gamma$  de chacune des transitions sera évalué afin de déterminer le ratio théorique, les corrections de l'empilement avec les photons X  $K_\alpha$  seront dans ce paragraphe poussées jusqu'à ces mêmes électrons et  $\gamma$ . En suivant le raisonnement décrits dans les annexes C.1 et C.2, on déduit alors les probabilités d'émission et de détection sans empilements des photons X  $K_\alpha$  issus de la conversion de la transition à 53.4 keV :

$$P_{K_\alpha}^{53} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \left[ 1 - \varepsilon_{e_{K(53)}} - \left( \varepsilon_{e_{K(50)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \right. \\ \left. - \varepsilon_{e_{L(50)}} \frac{\alpha_L^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{e_{M(50)}} \frac{\alpha_M^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{\gamma_{50}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{50}} \right] \quad (\text{C.10})$$

ainsi que ceux issus de la transition à 50.4 keV :

$$P_{K_\alpha}^{50} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \left[ 1 - \varepsilon_{e_{K(50)}} - \left( \varepsilon_{e_{K(53)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \right. \\ \left. - \varepsilon_{e_{L(53)}} \frac{\alpha_L^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{e_{M(53)}} \frac{\alpha_M^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{\gamma_{53}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{53}} \right] \quad (\text{C.11})$$

Le premier terme correctif de chacune des deux expressions précédentes correspond à l'empilement du photon X  $K_\alpha$  de la transition considérée avec l'électron de conversion K accompagnant son émission. Le second terme correspond à l'empilement avec un électron de conversion K ou photon X  $K_\alpha$  de la seconde transition de basse énergie. Les troisièmes et quatrièmes termes correspondent à l'empilement avec un électron de conversion L et M de la seconde transition de basse énergie. Enfin, le dernier terme correspond à l'empilement avec le photon  $\gamma$  de la seconde transition de basse énergie. Cette démarche doit bien entendu être appliquée à chacun

## Annexe C

des siliciums, pour un nombre total de photons  $X K_\alpha$  théoriquement observé :

$$N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}} = N_{\gamma_{172}}^{\text{détect}} \left( P_{K_\alpha}^{53}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha}^{50}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha}^{53}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha}^{50}(\text{Si2}) \right) \quad (\text{C.12})$$

Le nombre total d'électrons de conversion L+M et de photons  $\gamma$  théoriquement observé dut quant à lui être corrigé de termes additionnels. En effet comme nous l'avons vu annexe B.1, les évènements issus de l'empilement d'un photon  $X K_\alpha$  avec son électron de conversion K sont identifiés sur les spectres comme des évènements d'énergies très proches et donc indissociables de celle des électrons de conversion L. Les contributions provenant des différentes combinaisons menant à ce type d'évènements furent donc ajoutées au nombre théoriquement mesuré d'électrons L+M et de  $\gamma$ . Ainsi, le nombre total d'électrons de conversion L+M et de  $\gamma$  théoriquement observés sur l'axe siliciums d'une matrice siliciums-germaniums à partir d'une porte sur la transition à 172.7 keV de l'axe germaniums s'écrit :

$$N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}} = N_{\gamma_{172}}^{\text{détect}} \left( P_{e_{L+M+\gamma}}^{53} + P_{e_{L+M+\gamma}}^{50} + P_{K_\alpha+e_K}^{53} + P_{K_\alpha+e_K}^{50} + P_{K_\alpha+e_K}^{50-53} \right)$$

où  $P_{e_{L+M+\gamma}}^{53}$  et  $P_{e_{L+M+\gamma}}^{50}$  sont les probabilités d'émission et de détection d'un électron L, M ou d'un  $\gamma$  issu respectivement des transitions à 53.4 et 50.4 keV,  $P_{K_\alpha+e_K}^{53}$  et  $P_{K_\alpha+e_K}^{50}$  les probabilités d'émission et de détection simultanées d'un photon  $X K_\alpha$  de l'électron de conversion K l'accompagnant issus respectivement des transitions à 53.4 et 50.4 keV, et  $P_{K_\alpha+e_K}^{50-53}$  la probabilité d'émission et de détection simultanée d'un photon  $X K_\alpha$  issu de l'une des deux transition de basse énergie avec un électron de conversion K de la seconde, ou le contraire. La probabilité de détection sans empilements d'un électron L ou M issu de la conversion de la transition à 53.4 keV, ou d'un  $\gamma$  de cette même énergie s'écrit :

$$P_{e_{L+M+\gamma}}^{53} = \left[ \varepsilon_{e_{L(53)}} \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} + \varepsilon_{e_{M(53)}} \frac{\alpha_M^{53}}{1 + \alpha^{53}} + \varepsilon_{\gamma_{53}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{53}} \right] \left[ 1 - \left( \varepsilon_{e_{K(50)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{e_{L(50)}} \frac{\alpha_L^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{e_{M(50)}} \frac{\alpha_M^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{\gamma_{50}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{50}} \right] \quad (\text{C.13})$$

où le premier terme correctif correspond à la détection simultanée d'un électron L ou M de la transition à 53.4 keV, ou du  $\gamma$  de la même énergie avec un électron de conversion K ou un photon  $X K_\alpha$  de la transition à 50.4 keV. Les second et troisième termes correctifs correspondent respectivement à l'empilement avec un électron de conversion L et M de la transition à 50.4 keV. Enfin, le dernier terme correspond à l'empilement avec le photon  $\gamma$  de 50.4 keV. De manière strictement identique, la probabilité de détection sans empilements d'un électron L ou M issu

de la conversion de la transition à 50.4 keV, ou d'un  $\gamma$  de cette même énergie s'écrit donc :

$$P_{e_{L+M}+\gamma}^{50} = \left[ \varepsilon_{e_{L(50)}} \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} + \varepsilon_{e_{M(50)}} \frac{\alpha_M^{50}}{1 + \alpha^{50}} + \varepsilon_{\gamma_{50}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{50}} \right] \left[ 1 - \left( \varepsilon_{e_{K(53)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{e_{L(53)}} \frac{\alpha_L^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{e_{M(53)}} \frac{\alpha_M^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{\gamma_{53}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{53}} \right] \quad (\text{C.14})$$

De manière analogue, la probabilité de détection sans empilements additionnels d'un photon X  $K_\alpha$  issu de la transition à 53.4 avec son électron de conversion K est donnée par :

$$P_{K_\alpha+e_K}^{53} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \varepsilon_{e_{K(53)}} \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \left[ 1 - \left( \varepsilon_{e_{K(50)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{e_{L(50)}} \frac{\alpha_L^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{e_{M(50)}} \frac{\alpha_M^{50}}{1 + \alpha^{50}} - \varepsilon_{\gamma_{50}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{50}} \right] \quad (\text{C.15})$$

De même, pour un photon X  $K_\alpha$  issu de la transition à 50.4 avec son électron de conversion K on a :

$$P_{K_\alpha+e_K}^{50} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \varepsilon_{e_{K(50)}} \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \left[ 1 - \left( \varepsilon_{e_{K(53)}} + \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \right) \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{e_{L(53)}} \frac{\alpha_L^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{e_{M(53)}} \frac{\alpha_M^{53}}{1 + \alpha^{53}} - \varepsilon_{\gamma_{53}(\text{Si})} \frac{1}{1 + \alpha^{53}} \right] \quad (\text{C.16})$$

Enfin, la probabilité de détection sans empilements additionnels d'un photon X  $K_\alpha$  issu de l'une des deux transitions de basse énergie avec l'électron K issu de la conversion de la seconde est donnée par :

$$P_{K_\alpha+e_K}^{50-53} = \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} \frac{\alpha_K^{53}}{1 + \alpha^{53}} \frac{\alpha_K^{50}}{1 + \alpha^{50}} \left[ \varepsilon_{e_{K(53)}} \left( 1 - \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} - \varepsilon_{e_{K(50)}} \right) + \varepsilon_{e_{K(50)}} \left( 1 - \varepsilon_{K_\alpha(\text{Si})} \omega_{K_\alpha} - \varepsilon_{e_{K(53)}} \right) \right] \quad (\text{C.17})$$

Ces démarches furent une fois de plus appliquées à chacun des deux siliciums, pour un nombre total d'électrons L et M théoriquement observé :

$$N_{e_{L+M}+\gamma}^{\text{Coïnc Mes}} = N_{\gamma_{172}}^{\text{détect}} \left( P_{e_{L+M}+\gamma}^{53}(\text{Si1}) + P_{e_{L+M}+\gamma}^{50}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha+e_K}^{53}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50-53}(\text{Si1}) + P_{e_{L+M}+\gamma}^{53}(\text{Si2}) + P_{e_{L+M}+\gamma}^{50}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha+e_K}^{53}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50-53}(\text{Si2}) \right) \quad (\text{C.18})$$

En utilisant les équations C.12 et C.18, le ratio d'intensités entre les photons X  $K_\alpha$  et les

électrons L+M théoriquement observé à partir d'une telle matrice s'écrit :

$$\frac{N_{K_\alpha}^{\text{Coïnc Mes}}}{N_{e_{L+M+\gamma}}^{\text{Coïnc Mes}}} = \left[ P_{K_\alpha}^{53}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha}^{50}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha}^{53}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha}^{50}(\text{Si2}) \right] \times \left[ P_{e_{L+M+\gamma}}^{53}(\text{Si1}) + P_{e_{L+M+\gamma}}^{50}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha+e_K}^{53}(\text{Si1}) \right. \\ \left. + P_{K_\alpha+e_K}^{50}(\text{Si1}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50-53}(\text{Si1}) + P_{e_{L+M+\gamma}}^{53}(\text{Si2}) + P_{e_{L+M+\gamma}}^{50}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha+e_K}^{53}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50}(\text{Si2}) + P_{K_\alpha+e_K}^{50-53}(\text{Si2}) \right]^{-1}$$

En substituant aux termes du premier membre de l'équation les expressions C.10 et C.11 appliquées à chacun des deux siliciums, et aux termes du second membre les expressions C.13, C.14, C.15, C.16 et C.17 appliquées à chacun des deux siliciums, nous obtenons alors une expression ne dépendant que de grandeurs mesurées ou évaluées.

# Bibliographie

- [1] C. Zhang *et al.*  $(\nu f_{7/2})^2$  multiplet and E2 effective charge in  $^{134}_{50}\text{Sn}_{84}$ . *Z. Phys. A* 358, 9 (1997).
- [2] A. Korgul *et al.* Properties of  $N=84$ , even-even nuclei populated in the spontaneous fission of  $^{248}\text{Cm}$ . *Eur. Phys. J. A* 7, 167 (2000).
- [3] M. Mineeva *et al.* A new  $\mu$ s isomer in  $^{136}\text{Sb}$  produced in the projectile fission of  $^{238}\text{U}$ . *Eur. Phys. J. A* 11, 9 (2001).
- [4] G. S. Simpson *et al.* New information on excited states below the  $\mu$ s isomer in  $^{136}\text{Sb}$ . *Phys. Rev. C* 76, 041303 (2007).
- [5] S. Borg *et al.* Proton particle states in the region around  $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$ . *Nucl. Phys. A* 212, 197 (1973).
- [6] K. Sistemich *et al.* The level scheme of  $^{133}\text{Sb}$ . *Z. Phys. A* 285, 305 (1978).
- [7] J. Blomqvist *et al.* The single proton nucleus  $^{133}\text{Sb}$ . *Z. Phys. A* 314, 199 (1983).
- [8] M. Sanchez-Vega *et al.* Single-proton and core-coupled states in  $^{133}\text{Sb}$ . *Phys. Rev. C* 60, 024303 (1999).
- [9] F. Andreozzi *et al.* Structure of neutron-rich nuclei around  $^{132}\text{Sn}$ . *Phys. Rev. C* 56, R16 (1997).
- [10] B. H. Wildenthal, E. Newman and R. L. Auble. Study of the level structure of  $N = 82$  nuclei via proton-transfer reactions. *Phys. Rev. C* 3, 1199 (1971).
- [11] M. Sanchez-Vega *et al.* First identification of the  $d_{3/2}$  state and measurements of single proton transition rates in  $^{133}\text{Sb}$ . *Phys. Rev. Lett.* 80, 5504 (1998).
- [12] O. Sorlin *et al.* Nuclear magic numbers : New features far from stability. *Prog. Part. Nuc. Phys.* 61, 602 (2008).
- [13] P. Hoff *et al.* Single-neutron states in  $^{133}\text{Sn}$ . *Phys. Rev. Lett.* 77, 1020 (1996).
- [14] K. L. Jones *et al.* The magic nature of  $^{132}\text{Sn}$  explored through the single-particle states of  $^{133}\text{Sn}$ . *Nature* 465 (2010).

- [15] W. Urban *et al.* *Neutron single-particle energies in the  $^{132}\text{Sn}$  region.* Eur. Phys. J. A 5, 239 (1999).
- [16] B. Fogelberg *et al.* *Decays of  $^{134}\text{Sn}$  and  $0^-$   $^{134}\text{Sb}$ .* Phys. Rev. C 41, R1890 (1990).
- [17] A. Korgul *et al.* *The neutron and proton two-particle nucleus  $^{134}\text{Sb}$  : New low-spin states observed in the decay of  $^{134}\text{Sn}$  and an estimate of the energy of the  $7^-$  isomer.* Eur. Phys. J. A 15, 181 (2002).
- [18] J. Shergur *et al.* *Level structure of odd-odd  $^{134}\text{Sb}$  populated in the  $\beta^-$  decays of  $^{134,135}\text{Sn}$ .* Phys. Rev. C 71, 064321 (2005).
- [19] T. Kuo and G. Herling. U. S. Naval Research Laboratory Report No. 2258 (1971).
- [20] R. Machleidt. *High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential.* Phys. Rev. C 63, 024001 (2001).
- [21] J. Shergur *et al.* *Identification of shell-model states in  $^{135}\text{Sb}$  populated via  $\beta^-$  decays of  $^{135}\text{Sn}$ .* Phys. Rev. C 72, 024305 (2005).
- [22] J. Shergur *et al.*  *$\beta$ -decay studies of  $^{135-137}\text{Sn}$  using selective resonance laser ionization techniques.* Phys. Rev. C 65, 034313 (2002).
- [23] I. Hamamoto *et al.* *Kinetic energy and spin-orbit splitting in nuclei near neutron drip line.* Nucl. Phys. A 683, 255 (2001).
- [24] L. Coraggio *et al.* *Proton-neutron multiplets in exotic  $^{134}\text{Sb}$  : Testing the shell-model effective interaction.* Phys. Rev. C 73, 031302 (2006).
- [25] L. Coraggio *et al.* *Shell-model structure of exotic  $^{135}\text{Sb}$ .* Phys. Rev. C 72, 057302 (2005).
- [26] R. Casten. *Nuclear structure from a simple perspective* (Oxford University Press, 1990).
- [27] L. Coraggio *et al.* *Similarity of nuclear structure in the  $^{132}\text{Sn}$  and  $^{208}\text{Pb}$  regions : Proton-neutron multiplets.* Phys. Rev. C 80, 021305 (2009).
- [28] A. Gargano *et al.* *Shell-model study of exotic Sn isotopes with a realistic effective interaction.* J. Phys. : Conf. Ser. 267, 012019 (2011).
- [29] J. Beene *et al.* *Coulomb excitation studies of  $^{132,134}\text{Sn}$ .* Nucl. Phys. A 746, 471 (2004).
- [30] D. C. Radford *et al.* *Coulomb excitation of radioactive  $^{132,134,136}\text{Te}$  beams and the low  $B(E2)$  of  $^{136}\text{Te}$ .* Phys. Rev. Lett. 88, 222501 (2002).
- [31] J. Terasaki *et al.* *Anomalous behavior of  $2^+$  excitations around  $^{132}\text{Sn}$ .* Phys. Rev. C 66, 054313 (2002).
- [32] S. Raman *et al.* *Transition probability from the ground to the first-excited  $2^+$  state of even-even nuclides.* Atomic Data and Nuclear Data Tables 78, 1 (2001).
- [33] J. M. Allmond *et al.* *Coulomb excitation of  $^{124,126,128}\text{Sn}$ .* Phys. Rev. C 84, 061303 (2011).
- [34] A. E. Stuchbery *et al.* *Electromagnetic properties of the  $2_1^+$  state in  $^{134}\text{Te}$  : Influence of core excitation on single-particle orbits beyond  $^{132}\text{Sn}$ .* Phys. Rev. C 88, 051304 (2013).

- [35] M. Hjorth-Jensen *et al.* *Realistic effective interaction for nuclear systems.* Phys. Rep. 261, 125 (1995).
- [36] D. J. Dean and M. Hjorth-Jensen. *Pairing in nuclear systems : from neutron stars to finite nuclei.* Rev. Mod. Phys. 75, 607 (2003).
- [37] A. Covello *et al.* *Shell-model study of exotic Sn isotopes with a realistic effective interaction.* J. Phys. : Conf. Ser. 267, 012019 (2011).
- [38] M. P. Kartamyshev *et al.* *Effective interactions and shell model studies of heavy tin isotopes.* Phys. Rev. C 76, 024313 (2007).
- [39] A. Gottardo *et al.* *New Isomers in the Full Seniority Scheme of Neutron-Rich Lead Isotopes : The Role of Effective Three-Body Forces.* Phys. Rev. Lett. 109, 162502 (2012).
- [40] S. Sarkar *et al.* *New shell closure for neutron-rich Sn isotopes.* Phys. Rev. C 81, 064328 (2010).
- [41] M. Goeppert-Mayer. *Nuclear Configurations in the Spin-Orbit Coupling model. I. Empirical Evidence.* Phys. Rev. 78, 16 (1950).
- [42] T. Otsuka. *Shell structure of exotic nuclei.* Lect. Notes Phys. 764, 1 (2009).
- [43] S. Bogner *et al.* *From low-momentum interactions to nuclear structure.* Prog. Part. Nuc. Phys. 65, 94 (2010).
- [44] V. Kharchenko *et al.* *Integral equations for four identical particles.* Nucl. Phys. A 183, 606 (1972).
- [45] A. Messiah. *Mécanique Quantique Tome 2* (Dunod, 1995).
- [46] A. De-Shalit and I. Talmi. *Nuclear shell theory* (Academic Press, 1963).
- [47] R. Machleidt *et al.* *The Bonn meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction.* Phys. Rep. 149, 1 (1987).
- [48] S. Bogner *et al.* *Model-independent low momentum nucleon interaction from phase shift equivalence.* Phys. Rep. 386, 1 (2003).
- [49] S. Bogner *et al.* *Renormalization Group Equation for Low Momentum Effective Nuclear Interactions.* arXiv :nucl-th/0111042 (2011).
- [50] I. Talmi. *Simple models of complex nuclei* (Harwood Academic Publishers, 1993).
- [51] Hamilton. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy* (North-Holland, 1975).
- [52] B. Fogelberg *et al.* *Energy levels and transition probabilities in  $^{130}\text{Sn}$ .* Nucl. Phys. A 352, 157 (1981).
- [53] K. Löbner. *Systematics of absolute transition probabilities of K-Forbidden gamma-ray transitions.* Phys. Lett. B 26, 369 (1968).

- [54] G. Gosselin *et al.* *Modification of nuclear transitions in stellar plasma by electronic processes : K isomers in  $^{176}\text{Lu}$  and  $^{180}\text{Ta}$  under s-process conditions.* Phys. Rev. C 81, 055808 (2010).
- [55] R. Firestone. *Table Of Isotopes volume 2, 8<sup>th</sup> edition* (J. Wiley & Sons, 1996).
- [56] U. Köster *et al.* *Experience with in-pile fission targets at LOHENGRIN.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 613, 363 (2010).
- [57] P. Armbruster *et al.* *The recoil separator lohengrin : Performance and special features for experiments.* Nucl. Instr. Meth. 139, 213 (1976).
- [58] ILL. *Map of the instruments.* <https://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/> (2014).
- [59] A. Scherillo. *Study of  $\mu\text{s}$  isomers in neutron-rich indium and cadmium isotopes.* Ph.D. thesis, Universität zu Köln (2004).
- [60] G. Fioni *et al.* *Reduction of energy dispersion on a parabola mass spectrometer.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 332, 175 (1993).
- [61] OECD Nuclear Energy Agency. *Jeff-3.1 evaluated data library.* [https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff\\_31/](https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_31/) (2010).
- [62] G. Duchêne *et al.* *The Clover : a new generation of composite Ge detectors.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 432, 90 (1999).
- [63] S. A. A. Gros. *Characterisation of an Exogam clover germanium detector.* Ph.D. thesis, University of Liverpool (2005).
- [64] ORTEC. *How to Choose the Right Photon Detector for Your Application.*
- [65] ORTEC. *Overview of Semiconductor Photon Detectors.*
- [66] Princetown Gamma-Tech Instruments, INC. *Detector User Manual, Gamma and X-ray detectors.*
- [67] Camberra Industries, INC. *Gamma and X-Ray Detection* (2010).
- [68] ORTEC. *Time-to-Amplitude Converters and Time Calibrator.*
- [69] X-Ray Instrumentation Associates. *User's Manual Digital Gamma Finder (DGF) DGF-4C* (2004).
- [70] X-Ray Instrumentation Associates. *Product Description The Digital Gamma Finder DGF-4C* (1999).
- [71] ORTEC. *Introduction to Amplifiers.*
- [72] ORTEC. *Principles and Applications of Timing Spectroscopy.*
- [73] ORTEC. *Fast-Timing Discriminator Introduction.*
- [74] B. N. L. Jag Tuli & Tim Johnson. *Evaluated nuclear structure data file.* <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (2014).

- [75] L. Pages *et al.* *Energy loss, range, and bremsstrahlung yield for 10-keV to 100-MeV electrons in various elements and chemical compounds.* Atomic Data and Nuclear Data Tables 4, 1 (1972).
- [76] D. Radford. *ESCL8R and LEVIT8R : Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 361, 297 (1995).
- [77] T. Kibédi *et al.* *Evaluation of theoretical conversion coefficients using bricc.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 589, 202 (2008).
- [78] P. Hoff *et al.* *The Z=52 and N=84 nucleus  $^{136}\text{Te}$  : Low spin states observed in the decay of  $^{136}\text{Sb}$ .* Phys. Rev. C 56, 2865 (1997).
- [79] B. Brown *et al.* *The Oxford-Buenos-Aires-MSU Shell-Model Code.* MSUCL Report 524 (1988).
- [80] D. Dean *et al.* *Effective interactions and the nuclear shell-model.* Prog. Part. Nuc. Phys. 53, 419 (2004).
- [81] A. Covello *et al.* *Structure of exotic nuclei around double shell closures.* Prog. Part. Nucl. Phys. 59, 401 (2007). International Workshop on Nuclear Physics 28th Course Radioactive Beams, Nuclear Dynamics and Astrophysics Ettore Majorana Center for Scientific Culture.
- [82] Y. Yano. *The RIKEN RI beam factory project : A status report.* Nucl. Instr. Meth. B 261, 1009 (2007).
- [83] T. Kubo. *In-flight RI beam separator bigrips at RIKEN and elsewhere in Japan.* Nucl. Instr. Meth. B 204, 97 (2003).
- [84] Y. Mizoi *et al.* *Design of RI-beam delivery line and zero-degree recoil separator.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 38, 297 (2005).
- [85] SUNFLOWER Collaboration. *Bigrips/zds.* <http://www.nishina.riken.jp/collaboration/SUNFLOWER/misc/download/logo.html> (2011).
- [86] T. Ohnishi *et al.* *Identification of 45 new neutron-rich isotopes produced by in-flight fission of a  $^{238}\text{U}$  beam at 345 MeV/nucleon.* J. Phys. Soc. Jap. 79, 073201 (2010).
- [87] Y. Higurashi *et al.* *Production of a highly charged uranium ion beam with RIKEN superconducting electron cyclotron resonance ion source.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 45, 100 (2012).
- [88] K. Yamada *et al.* *First beam acceleration on new linac injector for RI Beam Factory.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 44, 7 (2011).
- [89] K. Yamada *et al.* *Deployment of RILAC2 for RIBF experiment.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 45, 99 (2012).
- [90] H. Okuno *et al.* *Low-Z gas stripper as an alternative to carbon foils for the acceleration of high-power uranium beams.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 44, 9 (2011).

- [91] H. Imao *et al.* *Charge state evolution of  $^{238}\text{U}$  and  $^{124}\text{Xe}$  beams injected at 50 MeV/u in extremely thick gases.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 45, 105 (2012).
- [92] Z. Y. Xu. *Beta-decay spectroscopy on neutron-rich nuclei in a range of  $Z = 26-32$ .* Ph.D. thesis, University of Tokyo (2014).
- [93] O. Tarasov *et al.* *LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators.* Nucl. Instr. Meth. B 266, 4657 (2008).
- [94] J. Dufour *et al.* *Projectile fragments isotopic separation : Application to the lise spectrometer at GANIL.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 248, 267 (1986).
- [95] N. Fukuda *et al.* *Identification and separation of radioactive isotope beams by the bigrips separator at the RIKEN RI beam factory.* Nucl. Instr. Meth. B 317, Part B, 323 (2013).
- [96] K. Kimura *et al.* *High-rate particle identification of high-energy heavy ions using a tilted electrode gas ionization chamber.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 538, 608 (2005).
- [97] H. Stelzer. *A large area parallel plate avalanche counter.* Nucl. Instr. Meth. 133, 409 (1976).
- [98] H. Kumagai *et al.* *Development of Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) for BigRIPS fragment separator.* Nucl. Instr. Meth. B 317, Part B, 717 (2013).
- [99] M. Wilhelm *et al.* *The response of the Euroball Cluster detector to  $\gamma$ -radiation up to 10 MeV.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 381, 462 (1996).
- [100] S. Nishimura. *The response of the Euroball Cluster detector to  $\gamma$ -radiation up to 10 MeV.* Prog. Theor. Exp. Phys. 03C006 p. 03C006 (2012,).
- [101] H. Baba *et al.* *Time-Stamping System for RIBF experiments.* RIKEN Accel. Progr. Rep. 43, 22 (2010).
- [102] CAEN. *Technical information manual revision n.14, Mod. V775 series.*
- [103] CAEN. *Technical information manual revision n.6, Mod. V767 series.*
- [104] H. Baba *et al.* *New data acquisition system for the RIKEN Radioactive Isotope Beam Factory.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. A 616, 65 (2010).
- [105] H. Essel *et al.* *The general purpose data acquisition system MBS.* Nuclear Science, IEEE Transactions on 47, 337 (2000).
- [106] J. Adamczewski-Musch, H. Essel and S. Linev. *On-line object monitoring with new version v4.4 of go4.* In *Real Time Conference (RT), 17th IEEE-NPSS* (2010).
- [107] F. Naqvi. *Probing the collectivity in neutron-rich Cd isotopes via  $\gamma$ -ray spectroscopy.* Ph.D. thesis, Universität zu Köln (2011).
- [108] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement* (J. Wiley & Sons, 2000).
- [109] J. Blomqvist *et al.* *Collective  $0^-$  vibrations in even spherical nuclei with tensor forces.* Nuc. Phys. A 106, 545 (1968).

- [110] L. Coraggio *et al.* *Evolution of single-particle states beyond  $^{132}\text{Sn}$* . Phys. Rev. C 87, 034309 (2013).
- [111] M. Dufour *et al.* *Realistic collective nuclear Hamiltonian*. Phys. Rev. C 54, 1641 (1996).
- [112] L. Coraggio *et al.* *Structure of Sn isotopes beyond  $N=82$* . Phys. Rev. C 65, 051306 (2002).
- [113] S. Sarkar *et al.* *Shell model study of neutron-rich nuclei near  $^{132}\text{Sn}$* . Phys. Rev. C 64, 014312 (2001).
- [114] M. Sawicka *et al.* *Low energy levels in  $^{72}\text{Ni}$* . Phys. Rev. C 68, 044304 (2003).
- [115] H. Grawe *et al.* *Experimental approach towards shell structure at  $^{100}\text{Sn}$  and  $^{78}\text{Ni}$* . Nucl. Phys. A 704, 211 (2002). RIKEN Symposium Shell Model 2000.
- [116] T. Engeland *et al.* *Shell model calculations in the calcium-isotopes*. Physics Letters 20, 424 (1966).
- [117] H. Morinaga and T. Yamazaki. *In-Beam Gamma Ray Spectroscopy* (North-Holland, 1976).
- [118] D. Drouin *et al.* *Casino v2.42—a fast and easy-to-use modeling tool for scanning electron microscopy and microanalysis users*. Scanning 29, 92 (2007).



# Table des figures

1.1	Table des noyaux au voisinage immédiat du cœur doublement magique de $^{132}\text{Sn}$ (en rouge). Le seul isotope stable dans cette région est le $^{136}\text{Xe}$ , en jaune. Les isotopes étudiés dans ce manuscrit sont indiqués en vert. . . . .	4
1.2	Eléments de matrice diagonaux de l'interaction $V_{\text{low-k}}$ utilisés par Coraggio <i>et al.</i> [24] pour la configuration $\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$ du $^{134}\text{Sb}$ . Ne sont représentées que les contribution des diagrammes du second ordre de la perturbation. . . . .	8
1.3	Valeurs des $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$ pour les isotopes pairs de Sn, Xe, Te, Ba et Ce proches de la fermeture de couche $N = 82$ . Les valeurs indiquées par des symboles creux sont issues de la référence [32], les valeurs indiquées par les symboles pleins étant quant à elles issues des références [30] et [33] pour les isotopes de Te et de Sn respectivement. . . . .	10
1.4	Structure des excitations "particules indépendantes" obtenues par le potentiel de l'oscillateur harmonique, ainsi que par l'ajout d'un terme $\vec{l}^2$ et d'un couplage $\vec{l} \cdot \vec{s}$ . . . . .	13
1.5	Exemple de définition d'un espace de cœur et d'un espace de valence pour un noyau proche du cœur doublement magique de $^{132}\text{Sn}$ . . . . .	16
1.6	Exemple d'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation dans le cas de l'existence d'un minimum local. . . . .	22
2.1	Schéma de niveau du $^{136}\text{Sb}$ proposé par Simpson <i>et al.</i> [4]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. . . . .	28
2.2	Schéma en coupe horizontale du site expérimental de l'ILL [58]. . . . .	29
2.3	Le spectromètre de masse Lohengrin [59]. . . . .	30
2.4	Echelle de temps de la fission à la détection dans le spectromètre de masse Lohengrin. . . . .	31
2.5	Représentation schématique du spectromètre Lohengrin. . . . .	32

2.6	Emission de deux ions de même masse dans deux cas de figure. Dans le cas <i>a</i> ), ils sont émis à partir du même point de la cible mais leur énergie cinétique diffère de $\Delta E$ . Dans le cas <i>b</i> ) ils sont émis avec la même énergie cinétique mais leurs positions d'émission dans la cible diffèrent de $\Delta x$ . Selon l'énergie cinétique $E$ de ces ions, la résolution du spectromètre peut rendre ces deux cas de figure indiscernables. . . . .	34
2.7	Montage expérimental complet d'une expérience similaire (Juillet 2013). On y voit les deux Clovers placés face à face, de part et d'autre de la chambre d'ionisation, ainsi que le détecteur en silicium tout en haut du système. Enfin, on y voit en bas à droite l'aimant RED. . . . .	35
2.8	Rendements de fissions par neutrons thermiques pour diverses cibles d'actinides à Lohengrin [59]. . . . .	36
2.9	Schéma du montage expérimental. . . . .	37
2.10	A gauche, $\Delta E_1$ tracé en fonction de $\Delta E_{tot}$ pour les 7 jours d'acquisition. A droite, la projection sur la diagonale de ces mêmes données, c'est à dire $\Delta E_1$ seulement. Une mesure de l'énergie cinétique totale couplée à une mesure partielle permet de mieux résoudre les masses. . . . .	39
2.11	A gauche : coupe schématique d'un cristal HPGe coaxial de type N. A droite, 4 cristaux de germanium formant la tête d'un Clover placés côte à côte [62]. . . .	40
2.12	Les détecteurs en silicium et leur réservoir commun. . . . .	41
2.13	Schéma de la chaîne d'acquisition de l'expérience. . . . .	45
3.1	Projection sur l'axe temporel de la matrice germaniums-temps sur toute la durée de l'expérience. Cette matrice correspond aux énergies et temps des signaux mesurés par les Clovers relativement à l'implantation d'un ion. Un décalage de 1000 bins y a été introduit afin de centrer la plage d'acquisition dans l'histogramme. Le délai d'environ $8 \mu s$ entre le début de la fenêtre d'acquisition et l'implantation d'un ion correspond au temps de traitement du signal des germaniums dans les DGFs, comme il a été expliqué section 4.3. . . . .	48
3.2	Schéma de niveau du $^{136}\text{Sb}$ proposé par Simpson <i>et al.</i> [4]. L'état présentant une durée de vie d'après les calculs de A. Covello et A. Gargano est indiqué en rouge.	49
3.3	Schéma de niveau des premiers états excités du $^{136}\text{I}$ [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. . . . .	50
3.4	Schéma de niveau du $^{136}\text{Xe}$ à partir de l'état isomérique de 1891.703 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. . . . .	51

3.5	Perte d'énergie des électrons dans diverses épaisseur de Mylar [75]. Les courbes correspondantes à chaque épaisseur sont marquées par des symboles différents rappelés dans la légende. . . . .	54
3.6	Efficacité absolue des détecteurs en germanium. Les données sont issues du tableau 3.4 et ajustées par l'équation 3.2. Les valeurs des paramètres issues de cet ajustement ainsi que les erreurs associées sont données dans le tableau 3.5. .	57
3.7	Projection totale de la matrice siliciums-germaniums sur l'axe des siliciums ( 3.7b) et des germaniums ( 3.7a). Un exemple de projection des évènements sur l'axe des germaniums à partir d'une porte en énergie autour de 162 keV sur l'axe des siliciums est réalisé sur la figure 3.7c. De même, la figure 3.7d est une projection des évènements sur l'axe des siliciums à partir d'une porte en énergie autour de 381 keV sur l'axe des germaniums. . . . .	62
3.8	Projections totales des matrices germaniums-temps et siliciums-temps sur leurs axes respectifs. . . . .	65
3.9	Exemple de soustraction de bruit de fond employée dans l'analyse à l'aide de la matrice germaniums-temps. . . . .	67
3.10	Spectres des TACs obtenus par une porte en énergie à 1313 keV sur les germaniums et à 162 keV sur les siliciums. Les différentes combinaisons de <i>start</i> et de <i>stop</i> sont rappelées sous chaque figure. . . . .	70
4.1	Soustraction de bruit de fond employée dans l'analyse du $^{136}\text{Sb}$ . . . . .	73
4.2	Projections sur les deux axes de la matrice siliciums-germaniums des 2.5 premières $\mu\text{s}$ après implantation d'un ion, auxquelles sont soustraites les projections des 2.5 $\mu\text{s}$ suivantes. Les projections des portes en énergie indiquées en rouge sur les figures 4.2a et 4.2b sont données respectivement figure 4.2d et 4.2c.	75
4.3	Projection sur l'axe siliciums d'une porte sur les X $\text{K}_\alpha$ du $^{136}\text{Sb}$ sur le second axe siliciums d'une matrice siliciums-siliciums avec une soustraction de bruit de fond à 23 keV. Le signal des électrons de conversion K des transitions de basse énergie du $^{136}\text{Sb}$ est largement coupé par le seuil. . . . .	78
4.4	Projection sur l'axe siliciums d'une porte à 17 (figure 4.4a) et 23 keV (figure 4.4b) sur le second axe siliciums de la matrice siliciums-siliciums. . . . .	79
4.5	Spectre en temps des TACs C1S1 et C2S1 à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur le groupement L+M+ $\gamma$ des siliciums. . . . .	83
4.6	Spectre en temps des TACs C1S1 et C2S1 à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur les photons X $\text{K}_\alpha$ des siliciums. . . . .	84
4.7	Spectre en temps des TACs C1S1 et C2S1 à partir d'une porte à 172.7 keV sur les germaniums, et d'une porte sur le groupement L+M+ $\gamma$ des siliciums. L'ajustement est réalisé à partir du produit de convolution d'une Gaussienne et d'une exponentielle. . . . .	85

4.8	Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques du $^{136}\text{Sb}$ . Toutes les énergies sont données en keV, les nombres entre parenthèses associés aux énergies des transitions correspondent aux $B(E2)$ en $e^2 fm^4$ pour le schéma de niveau théorique, et aux multipolarités des transitions pour le schéma expérimental. . . . .	87
4.9	Energies des états Yrast de spins $0^-$ à $7^-$ calculées pour le $^{134}\text{Sb}$ (en rouge) et le $^{136}\text{Sb}$ (en vert). . . . .	88
5.1	Vue schématique des spectromètres BigRIPS et Zéro-Degrés [85]. . . . .	94
5.2	Vue schématique de la chaîne de production du faisceau primaire pour cette campagne d'acquisition. . . . .	95
5.3	Configuration du séparateur de masse BigRIPS. . . . .	96
5.4	Vue schématique de la TEGIC [96]. . . . .	101
5.5	Vue schématique d'une paire de PPACs sur la ligne de faisceau [98]. . . . .	102
5.6	Vue schématique d'une des PPACs utilisée sur la ligne de faisceau dans cette expérience [98]. . . . .	103
5.7	Montage expérimental après F11. La géométrie du détecteur EURICA est ici ouverte. . . . .	104
5.8	Tête d'un des cluster de EURICA sans son blindage arrière. . . . .	104
5.9	Le détecteur WAS3ABi. . . . .	105
5.10	Schéma de la chaîne d'acquisition d'un DSSSD quelconque. . . . .	108
5.11	Schéma de la chaîne d'acquisition de EURICA. . . . .	109
6.1	Efficacité absolue des détecteurs en germanium. Les valeurs des paramètres issus de cet ajustement ainsi que les erreurs associées sont donnés dans le tableau 6.1. . . . .	114
6.2	Spectre des $\text{TDC}_{SR}$ sur toutes les données de l'expérience, après calibration et alignement au temps $t = 0$ . . . . .	115
6.3	Distribution en rapports masse $A$ sur charge ionique $Q$ des ions en fonction de leurs charges nucléaires sur toute la durée de l'expérience. Les états de charges ioniques $49+$ et $50+$ des principaux isotopes de Sn d'intérêts sont indiqués respectivement en noir et en rouge. La zone délimitée par des pointillés rouge montre un exemple de conséquence des réactions secondaires entre les plans focaux F7 et F11. . . . .	117
6.4	Distribution des rapports masse $A$ sur charge ionique $Q$ des ions de charge nucléaire $Z = 50$ d'après une simulation <i>LISE++</i> . Cette simulation correspond en tout point au résultat expérimental présenté figure 6.3. . . . .	117
6.5	Distribution en temps des signaux des germaniums dans les $\text{TDC}_{SR}$ et dans les DGFs pour un nombre de photons inférieur ou égal à 7 (figures 6.5a et 6.5b) et 3 (figures 6.5c et 6.5d) par cluster. . . . .	119

6.6	Distribution en temps dans les TDC <sub>SR</sub> des évènements $\gamma$ sur toute l'expérience pour un nombre maximum de photons par cluster de 3. Seuls les photons dans la zone rouge, autrement dit hors du <i>prompt flash</i> , furent retenus pour l'analyse.	120
6.7	Spectre en énergie des isotopes de $^{134,135}\text{Sn}$ pour $N_\gamma \text{parCluster} \leq 3$ avec coupure du <i>prompt flash</i> dans les TDC <sub>SR</sub> .	121
6.8	Spectre en énergie du $^{134}\text{Sn}$ obtenu à l'issue d'une soustraction du spectre 6.7b au spectre 6.7a, après normalisation par rapport aux nombres d'ions respectivement implantés.	122
6.9	Soustraction de bruit de fond appliquée au spectre en temps des TDC <sub>SR</sub> pour la transition de 725 keV du $^{134}\text{Sn}$ , à partir du spectre 6.8.	123
6.10	Spectres en temps des TDC <sub>SR</sub> pour les transitions à 174 (6.12a), 347 (6.12b) et 725 keV (6.12c) du $^{134}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 6.12d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond A.	124
6.11	Spectres en temps des TDC <sub>SR</sub> pour les transitions à 174 (6.12a), 347 (6.12b) et 725 keV (6.12c) du $^{134}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 6.12d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond B.	126
6.12	Spectres en temps des TDC <sub>SR</sub> pour les transitions à 174 (6.12a), 347 (6.12b) et 725 keV (6.12c) du $^{134}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 6.12d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond C.	128
7.1	Spectres en énergie du $^{136}\text{Sn}$ obtenus à l'issue d'une soustraction avec le spectre en énergie du $^{135}\text{Sn}$ , après normalisation par rapport aux nombres d'ions respectivement implantés, pour $N_\gamma \text{parCluster} \leq 3$ (figure 7.1a), 2 (figure 7.1b) et 1 (figure 7.1c).	131
7.2	Spectres en énergie des coïncidences avec les transitions à 216 (a), 391 (b) et 688 keV (c), à partir du spectre 7.1a.	132
7.3	Spectres en énergie des coïncidences avec les transitions à 216 (a), 391 (b) et 688 keV (c), obtenu par une soustraction de bruit de fond à partir des signaux situés de part et d'autre de chaque transition d'intérêt.	133
7.4	Spectres en temps des TDC <sub>SR</sub> pour les transitions à 216 (7.4a), 391 (7.4b) et 688 keV (7.4c) du $^{136}\text{Sn}$ , ainsi que de leur somme (figure 7.4d), avec la méthode de soustraction de bruit de fond C.	135
7.5	Spectres en énergie du $^{138}\text{Sn}$ obtenus à l'issue d'une coupure du prompt flash par les temps des TDC <sub>LR</sub> (figure 7.5a) et des DGFs (figure 7.5b), pour $N_\gamma \text{parCluster} \leq 3$ .	137
7.6	Spectre en temps des DGFs de la somme des transitions à 168, 491 et 715 keV du spectre énergie du $^{138}\text{Sn}$ présenté figure 7.5b.	138

7.7	Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques des isotopes de Sn pairs au delà du cœur de $^{132}\text{Sn}$ . Les calculs furent réalisés à partir d'une interaction effective $V_{low-k}$ dont certains éléments de matrices furent modifiés pour rendre compte de l'affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron. Toutes les énergies sont données en keV, les nombres entre parenthèses associés aux énergies des transitions correspondent aux $B(E2)$ en $e^2 fm^4$ . . . . .	141
7.8	Valeurs des $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ expérimentaux et théoriques pour les 3 isotopes pairs de Sn au delà du cœur de $^{132}\text{Sn}$ . Les valeurs déduites des mesures des durées de vie des états $6^+$ sont indiquées en noir, l'interaction $V_{low-k}$ en rouge et l'interaction $V_{low-k}$ avec une modification de certains éléments de matrice en bleu. Les valeurs prédites pour les isotopes de $^{136,138}\text{Sn}$ par un schéma de séniorité pur sont quant à elles indiquées en vert. . . . .	143
A.1	Schéma de niveau du $^{136}\text{Xe}$ à partir de l'état isomérique de 1891.703 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. . . . .	152
A.2	Ajustement par une fonction de la forme $a + b/x + c/x^2$ de la partie à haute énergie de l'efficacité absolue extraite des 3 transitions dominantes du $^{136}\text{Xe}$ . Les paramètres obtenus sont donnés en haut à droite de la figure. . . . .	155
A.3	Schéma de niveau du $^{132}\text{Te}$ à partir de l'état isomérique de 2723.3 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité, ceux d'entre eux notés entre parenthèses n'étant pas assignés avec certitude. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. Afin de simplifier le schéma, seules les dernières transitions de la cascade à partir du niveau à 2723.3 keV jusqu'aux niveaux à 1925.47 et 1774.8 keV sont notées. Elles sont donc notées en pointillé afin de les différencier des autres transitions du schéma de niveau. . . . .	157
A.4	Schéma de niveau du $^{135}\text{Te}$ à partir de l'état isomérique de 1891.703 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité. Ces derniers, notés entre parenthèses, ne sont pas assignés avec certitude. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. . . . .	159
A.5	Schéma de niveau du $^{124}\text{Sn}$ à partir de l'état isomérique de 2656.6 keV [74]. Est indiqué à gauche de chaque niveau son énergie (en keV), et à droite son spin et sa parité, ceux d'entre eux notés entre parenthèses n'étant pas assignés avec certitude. Les énergies des transitions entre ces niveaux sont aussi données en keV. L'alimentation par les désintégrations $\beta^-$ du $^{124}\text{In}$ à partir de l'état de spin $8^-$ (en vert) nous empêche d'évaluer précisément l'intensité de la transition à 120.28 keV, qui fut donc exclue de la calibration. . . . .	160

- B.1 Spectre en énergie des siliciums sur une plage de temps de  $7.5 \mu\text{s}$  après implantation d'un ion, soustraite d'une portion égale en fin de plage. Les pics sont annotés de leurs différentes contributions, les énergies des transitions desquelles proviennent les  $\gamma$  et les électrons étant notées entre parenthèses, en keV. Les contaminations au spectre en énergie des électrons sont notées en rouge. . . 164



# Liste des tableaux

1.1	Eléments de matrice diagonaux de l'interaction effective proposée par Coraggio <i>et al.</i> [27]. $V_{\text{low-k}}$ désigne ici l'interaction effective sans la prise en compte des effets de polarisation du cœur. $V_{1p1h}$ désigne la contribution des états intermédiaire à 1 particule-1 trou à l'interaction effective. Toutes les énergies sont données en MeV. . . . .	11
2.1	Résolution des cristaux de germaniums à 1.313 MeV. . . . .	40
2.2	Principaux rayonnements X issus du bismuth. Les rendements sont donnés pour 100 lacunes dans la couche électronique K [55]. . . . .	41
2.3	Combinaisons de <i>start</i> et de <i>stop</i> des 4 TACs. . . . .	42
3.1	Rayonnements X et rendements de fluorescence du césium pour 100 lacunes électroniques dans la couche K [55]. L'énergie moyenne des rayonnements X $K_\alpha$ et $K_\beta$ -KO est calculée avec la formule 3.1. . . . .	52
3.2	Transitions utilisées pour la calibration en énergie ainsi que les déviations qui en résultent avec la base de données <i>Evaluated Nuclear Structure Data File</i> (ENSDF, [74]). Les deux dernières transitions du $^{136}\text{Xe}$ correspondent quant à elles à la détection simultanée d'un $\gamma$ de 1313.02 keV, et d'un $\gamma$ de 197.316 ou 381.359 keV. . . . .	52
3.3	Transitions utilisées pour la calibration en énergie ainsi que les déviations qui en résultent avec la base de données <i>Evaluated Nuclear Structure Data File</i> (ENSDF, [74]). La transition à 80.895 keV est issue de la moyenne d'un doublet de transitions pondérée par les intensités respectives. . . . .	53
3.4	Transitions utilisées pour la calibration en efficacité ainsi que les incertitudes associées, issues des calculs de propagation d'erreurs respectifs. La forte disparité des tailles des barres d'erreurs est due à une statistique très variable d'une transition à l'autre. . . . .	55
3.5	Paramètres issus de l'ajustement de l'efficacité par la fonction 3.2 avec les erreurs associées. . . . .	56

3.6	Energies des électrons de conversion [77] et coefficients de conversions internes [74] pour les transitions à 197.316 et 381.359 keV du $^{136}\text{Xe}$ . . . . .	58
3.7	Coefficients de calibration et efficacités absolues totales de détection des électrons par les siliciums. . . . .	59
3.8	Rayonnements X $K_\alpha$ et rendements de fluorescence pour le Sn et le Sb, pour 100 lacunes électroniques dans la couche K. . . . .	60
3.9	Efficacités individuelles et poids de chacun des 8 cristaux de germaniums dans l'efficacité totale pour les 3 transitions observées du $^{136}\text{Xe}$ . . . . .	64
4.1	Rayonnements X et rendements de fluorescence de l'antimoine pour 100 lacunes électroniques dans la couche K [55]. L'énergie moyenne des rayonnements X $K_\alpha$ et $K_\beta$ -KO est calculée avec la formule 3.1. . . . .	74
4.2	Energie des électrons de conversion des 3 transitions d'intérêt du $^{136}\text{Sb}$ calculées avec <i>Bricc</i> pour différentes multipolarités. . . . .	76
4.3	Coefficients de conversion des 3 transitions d'intérêt du $^{136}\text{Sb}$ calculées avec <i>Bricc</i> pour différentes multipolarités. . . . .	77
4.4	Rapports théoriques d'intensité sur l'axe germanium d'une matrice siliciums-germaniums entre les transitions à 172.7 et 53.4 keV à partir d'une porte sur les photons X $K_\alpha$ sur l'axe siliciums, pour différentes combinaisons de multipolarité des transitions à 50.4 et 53.4 keV. . . . .	80
4.5	Rapports théoriques d'intensité sur l'axe silicium d'une matrice siliciums-germaniums entre les photons X $K_\alpha$ et les électrons de conversion L+M et les photons $\gamma$ sommés sur les transitions à 50.4 et 53.4 keV, à partir d'une porte sur la transition à 172.7 keV sur l'axe germaniums, pour différentes multipolarités de la transition à 50.4 keV. . . . .	81
4.6	Energies des particules indépendantes de la couche $Z = 50$ à $Z = 82$ pour les protons et de la couche $N = 82$ à $N = 126$ pour les neutrons utilisées dans les présents calculs [25]. . . . .	86
4.7	Valeurs des $B(E2)$ expérimentaux et théoriques du $^{136}\text{Sb}$ à partir des niveaux $6^-$ et $4^-$ . . . . .	86
4.8	Amplitudes des configurations dominant les premiers états excités du $^{136}\text{Sb}$ . Seules les contributions supérieures à 3% sont reportées dans ce tableau. . . . .	89
5.1	Spécifications de la première section du séparateur de masse BigRIPS. . . . .	97
5.2	Spécifications de la seconde section du séparateur de masse BigRIPS. . . . .	99
5.3	Spécifications du spectromètre Zéro-Degré. . . . .	100
5.4	Détecteurs employés pour l'identification des particules sur la ligne de faisceau. . . . .	101
6.1	Paramètres issus de l'ajustement de l'efficacité par la fonction 6.1 avec les erreurs associées. . . . .	114

6.2	Nombre d'ions sélectionnés pour l'analyse des isotopes de Sn d'intérêts ainsi que les états de charge voisins. . . . .	118
6.3	Durées de vie issues des ajustements présentés figure 6.10. . . . .	125
6.4	Durées de vie issues des ajustements présentés figure 6.11. . . . .	125
6.5	Durées de vie issues des ajustements présentés figure 6.12. . . . .	127
7.1	Intensité des transitions de 216 et 391 keV relativement à la transition de 688 keV du $^{136}\text{Sn}$ . . . . .	134
7.2	Durées de vie issues des ajustements présentés figure 7.4. . . . .	134
7.3	Intensité des transitions de 168 et 461 keV relativement à la transition de 715 keV du $^{138}\text{Sn}$ . . . . .	138
7.4	Durée de vie issue de l'ajustement présenté figure 7.6. . . . .	139
7.5	Energies des particules indépendantes de la couche $N = 50$ à $N = 82$ utilisées dans les présents calculs [110]. . . . .	140
7.6	Valeurs des $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ expérimentaux et théoriques des isotopes pairs de Sn au delà du cœur de $^{132}\text{Sn}$ . Les valeurs théoriques sont issues du calcul avec l'interaction effective $V_{low-k}$ modifiée. . . . .	140
7.7	Principales composantes de la séniorité dans les états de basse énergie des isotopes de $^{136,138}\text{Sn}$ pour l'interaction $V_{low-k}$ modifiée. . . . .	144
7.8	Amplitudes des configurations dominant les premiers états excités des isotopes de Sn pairs au delà du cœur de $^{132}\text{Sn}$ avec l'interaction effective $V_{low-k}$ modifiée. Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées dans ce tableau. . . . .	145
A.1	Efficacité absolue sommée sur les 8 cristaux de germaniums pour 3 transitions du $^{136}\text{Xe}$ obtenue avec la méthode décrite précédemment. Les erreurs sont issues d'un simple calcul de propagation d'erreur sur tous les paramètres des équations A.5 et A.6. . . . .	155
A.2	Rayonnements X et rendements de fluorescence du xénon pour 100 lacunes électroniques dans la couche K [55]. L'énergie moyenne des rayonnements X $K_\alpha$ et $K_\beta$ -KO est calculée avec la formule 3.1. . . . .	156
A.3	Transitions utilisées pour la calibration en efficacité ainsi que les incertitudes associées, issues des calculs de propagation d'erreurs respectifs. La forte disparité des tailles des barres d'erreurs est dûe à une statistique très variable d'une transition à l'autre. . . . .	163
B.1	Energies des électrons de conversion mesurées sur le spectre B.1. . . . .	165