



**HAL**  
open science

## Recherche de la Vibration Géante de Paires & Mesure du temps de vie du premier état excité $2+$ du $^{74}\text{Zn}$ par méthode plunger.

B. Mouginot

► **To cite this version:**

B. Mouginot. Recherche de la Vibration Géante de Paires & Mesure du temps de vie du premier état excité  $2+$  du  $^{74}\text{Zn}$  par méthode plunger.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00621090

**HAL Id: tel-00621090**

**<https://theses.hal.science/tel-00621090>**

Submitted on 9 Sep 2011

**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.

N° d'ordre: IPNO-T-10-12

Thèse présentée devant  
l'Université Paris Sud

pour obtenir

le grade de DOCTEUR EN PHYSIQUE

par Baptiste MOUGINOT

Laboratoire d'accueil : l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (NESTER).

École Doctorale : Particules, Noyaux, Cosmologie.

Titre de la thèse :

**Recherche de la Vibration Géante de Paires  
&  
Mesure du temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  
 $^{74}\text{Zn}$  par méthode plunger.**

Soutenue le 17 Décembre 2010 devant la commission d'examen.

Composition du jury :

*Président*

Jan JOLIE Professeur

*Rapporteurs*

Sthéphane GREVY Chargé de recherche

Marie-Geneviève PORQUET Directeur de Recherche

*Examineurs*

Francesco CAPPUZZELLO Chercheur

Serge FRANCHOO Chargé de recherche

Elias KHAN Maître de conférence

Façal AZAIEZ Directeur de recherche (Directeur de thèse)



---

## Résumé

Ma thèse se compose de deux parties indépendantes. Dans un premier temps, j'ai participé à la réalisation et à l'analyse d'une expérience réalisée au GANIL ayant pour but d'étudier l'évolution de la structure des isotopes du zinc riches en neutrons.

Lors de cette expérience nous avons mesuré le temps de vie du premier état excité du  $^{74}\text{Zn}$  par méthode plunger. Le faisceau radioactif de  $^{74}\text{Zn}$  utilisé (34 MeV/u) a été produit par fragmentation en vol et purifié avec la première moitié du spectromètre LISE. La seconde moitié du spectromètre a été utilisée pour l'identification du produit final de la réaction. Le multidétecteur EXOGAM couplé avec le dispositif plunger a permis la détection des photons  $\gamma$  émis en vol et la mesure de temps de vie de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes.

Nous avons, après l'analyse des données, établi le temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$  à  $\tau = 29(3)$  ps. En comparant cette mesure directe du temps de vie avec les résultats d'excitation coulombienne réalisée à ISOLDE [Wall 09], nous avons déterminé le moment quadripolaire du  $^{74}\text{Zn}$ . Cette mesure constitue la première contrainte sur la déformation des isotopes de zinc ayant plus de 40 neutrons (remplissant l'orbitale neutron  $g_{9/2}$ ).

Durant la seconde partie de ma thèse, je me suis concentré à la réalisation et à l'analyse de deux expériences de transfert ( $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  et  $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$ ) réalisées à iThemba LABs (Afrique du Sud). Ces deux expériences, utilisant la méthode de la masse manquante, avaient pour but d'identifier la Vibration Géante de Paires ou Giant Pairing Vibration (GPV).

Ce mode collectif analogue à une résonance géante correspond à une excitation cohérente de paires au sein de la couche majeure suivant le niveau de Fermi. Cette résonance géante suggérée par de nombreux calculs théoriques (QRPA [Khan 09] et TDHFB [Avez 08]) reste, malgré les différents efforts visant à l'identifier [Craw 77], toujours sans preuve expérimentale.

Ces deux expériences ont été réalisées dans les conditions idéales, quant à l'observation de la GPV :

- un faisceau de protons à relativement faibles énergies (50 et 60 MeV), favorisant les états de faible spin,
- un spectromètre (K600) utilisé à des angles faibles (7 et  $0^\circ$ ), le transfert  $L=0$  (vibration de paires) ayant un section efficace très piquée à  $0^\circ$ .

Bien qu'ayant une nouvelle fois aucun indice clair de présence de GPV, nous avons pu établir une valeur maximale sur la section efficace de population dans le canal de transfert de deux neutrons de la GPV dans ces noyaux.



---

## Abstract

My PhD consist of two independent parts. Firstly I participated in and analyze an experiment done at GANIL. This experiment was performed to study the evolution of the structure of neutron rich zinc isotopes, by measuring the life time of the first excited  $2^+$  state of  $^{74}\text{Zn}$  by plunger technique. A secondary radioactive beam of  $^{74}\text{Zn}$  at 34MeV/u was used. This beam was produced by in-flight fragmentation using the first half of the LISE spectrometer, whereas the second half of the spectrometer was used to identify the final reaction product. The EXOGAM array and the differential Plunger technique provided information on the in-beam gamma spectroscopy and life time of the excited states from picoseconds to tens of picoseconds.

We extracted a life time of the first excited  $2^+$  state of  $^{74}\text{Zn}$  of  $\tau = 29(3)$  ps. A comparison with the Coulomb excitation experiment results done at ISOLDE [Wall 09], allowed us to extract the first quadrupole moment of a neutron rich zinc isotope, where the  $g_{9/2}$  neutron orbital (with more than 40 neutrons), starts to be filled.

The second part of my PhD was focused on the realization and the analysis of two transfer reactions ( $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  and  $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$ ) done at iThemba LABs (Cape Town - South Africa). These two experiments were performed to identify the Giant Pairing Vibration (GPV), using the Missing Mass Method.

This collective mode which is analogous to a giant resonance corresponds to a coherent excitation of pairs in the next major shell above the Fermi level. This giant resonance, predicted by many theoretical calculations (QRPA [Khan 09] and TDHFB [Avez 08]), still is, despite some early efforts, without any conclusive experimental confirmation.

The two experiments were performed using optimal conditions to observe the GPV :

- a proton beam at low energy (50 and 60 MeV), to populate mainly low spin states,
- a spectrometer (K600) used at lowest angle ( $7^\circ$  and  $0^\circ$ ) in order to get the maximum of the  $L=0$  (pairing vibration) transfer cross section.

Although we did not observe any clear evidence of the GPV, we were able to set an upper limit on the two neutrons transfer cross section populating the GPV in these nuclei.

---

## Remerciement

A Marie-Geneviève Porquet, Stéphane Grévy, Jan Jolie, Elias Khan, Francesco Cappuzzello pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, avec une pensée particulière pour mes deux rapporteurs Marie Geneviève et Stéphane pour leurs commentaires et les discussions qui en ont découlé.

A Faiçal, pour avoir accepté de diriger ma thèse, pour ses encouragements, son soutien et son avalanche d'idées...

A Serge, pour ses conseils avisés et son pragmatisme.

A Iolanda, pour sa bonne (et moins bonne) humeur, ses cafés, ses conseils et sa franchise.

A David, pour son aide et les discussions à propos de physique.

A Elias, également pour ses explications, qui ont permis à un expérimentateur d'appréhender de loin des concepts de théorie.

To Retief, for his expertise, his work and his answers.

To Megumi, for all his help, his advices and his motivation.

Bien sûr à l'ensemble des thésards de l'IPN, Adrien pour l'ensemble des discussions que l'on a pu avoir et que l'on aura encore, à Sandra, pour avoir partagé mon bureau et mes sautes d'humeur, à Mathieu pour tous les cafés et les discussions et à Benoit pour sa bonne humeur.

Tout particulièrement à l'ensemble de mes relecteurs : Jérémie, Celine, Line, mes parents, Vincent, Serge et Iolanda, qui m'ont aidé à transformer mon manuscrit de l'état de brouillon à ce qu'il est actuellement.

A l'ensemble du personnel des laboratoires d'accueil de nos expériences, pour tout le travail qu'il ont fourni et toutes les nuits blanches qu'ils ont passées afin de nous permettre de mener à bien nos deux (trois) expériences.

A tous ceux que j'oublie et qui ont également contribué à ce travail de recherche.

A Isabelle, qui m'a fait découvrir la physique nucléaire et mettre un premier pied dedans.

A ma compagne Line, pour son amour et son support quotidien.

A mon fils, Jules pour toute la joie qu'il m'a apportée au moment le plus difficile de ma thèse.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Recherche de la Vibration Géante de Paires</b>	<b>17</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>19</b>
1.1	Vibration Géante de Paires . . . . .	19
1.2	Intérêt théorique . . . . .	21
1.3	Caractéristiques expérimentales . . . . .	21
1.4	La recherche de la GPV . . . . .	23
1.5	Une campagne d'expériences . . . . .	25
1.6	Méthode de la masse manquante . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Description du montage expérimental</b>	<b>27</b>
2.1	Le spectromètre <i>K600</i> . . . . .	27
2.1.1	Description . . . . .	27
2.1.2	Fonctionnement . . . . .	29
2.2	Dispositif au plan focal . . . . .	30
2.2.1	Le scintillateur plastique . . . . .	31
2.2.2	La chambre à dérive . . . . .	31
2.2.3	Dispositif de l'expérience à 7° réalisée en 2007 . . . . .	32
2.2.4	Dispositif de l'expérience à 0° réalisée en 2009 . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>35</b>
3.1	Conditionnement . . . . .	35
3.1.1	Procédure d'identification des particules . . . . .	35
3.1.2	Conditionnement des données prises à 7° . . . . .	37
3.1.3	Conditionnement des données prises à 0° . . . . .	40
3.2	Reconstruction des énergies d'excitation . . . . .	40
3.2.1	Etalonnage à 7° . . . . .	41
3.2.2	Etalonnage à 0° . . . . .	43
3.2.3	Reconstruction finale des spectres d'excitation . . . . .	43
3.2.4	Comparaison . . . . .	50

<b>4</b>	<b>Extraction des sections efficaces</b>	<b>53</b>
4.1	Fonction d'ajustement . . . . .	54
4.2	Les états de trous profonds à 0° . . . . .	55
4.2.1	Discussion . . . . .	58
4.3	Section efficace de la GPV à 0° . . . . .	59
4.3.1	Méthode 1 : Section efficace maximale acceptable . . . . .	59
4.3.2	Méthode 2 : fond horizontal et taille fixée . . . . .	61
4.3.3	Discussion . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>63</b>
<b>II</b>	<b>Mesure du temps de vie du premier état excité 2<sup>+</sup> du <sup>74</sup>Zn par méthode plunger.</b>	<b>67</b>
<b>6</b>	<b>Introduction</b>	<b>69</b>
6.1	Définitions . . . . .	70
6.1.1	Propriétés électromagnétiques dans le Modèle en Couches . . . . .	70
6.1.2	Vibration harmonique nucléaire . . . . .	73
6.1.3	Rotation des noyaux quadripolaires . . . . .	74
6.2	Systématique autour du Zn . . . . .	79
<b>7</b>	<b>Mesure des temps de vie des niveaux excités des noyaux</b>	<b>85</b>
7.1	Mesures de temps de vie en physique nucléaire . . . . .	85
7.1.1	Excitation coulombienne . . . . .	85
7.1.2	Coïncidences retardées . . . . .	85
7.1.3	Doppler Shift Attenuation Method : DSAM . . . . .	85
7.1.4	Recoil Distance Doppler Shift : RDDS . . . . .	86
7.2	Méthode RDDS . . . . .	86
7.2.1	L'effet Doppler . . . . .	86
7.2.2	La méthode RDDS . . . . .	86
<b>8</b>	<b>Procédure expérimentale</b>	<b>89</b>
8.1	Production des isotopes de Zn riches en neutrons . . . . .	89
8.1.1	<i>GANIL</i> et le spectromètre <i>LISE</i> . . . . .	90
8.1.2	Production et purification du faisceau de <sup>74</sup> Zn sur <i>LISE</i> . . . . .	90
8.1.3	Résumé des taux de production/pureté . . . . .	93
8.2	Dispositif d'identification et de sélection . . . . .	94
8.2.1	Mesure de pertes d'énergie . . . . .	95
8.2.2	Mesures de temps . . . . .	96

---

8.2.3	Logique de déclenchement : Les <i>TRIGGERS</i> . . . . .	97
8.3	Dispositif RDDS . . . . .	97
8.3.1	Plunger de Cologne . . . . .	97
8.3.2	<i>EXOGAM</i> . . . . .	98
<b>9</b>	<b>Analyse de données</b>	<b>103</b>
9.1	La correction Doppler . . . . .	103
9.1.1	Détermination des angles d'émission des photons $\gamma$ . . . . .	104
9.1.2	Détermination de la vitesse des noyaux . . . . .	106
9.2	Conditionnement des données lors la construction des spectres $\gamma$ . . . . .	109
9.3	Procédure d'ajustement . . . . .	113
9.3.1	Ajustement gaussien . . . . .	113
9.3.2	Correction des intégrales par les différentes efficacités . . . . .	115
9.4	Extraction des temps de vie . . . . .	116
9.4.1	Ajustement exponentiel . . . . .	118
9.4.2	Analyse des erreurs . . . . .	118
<b>10</b>	<b>Discussion</b>	<b>121</b>
<b>III</b>	<b>Annexe 1</b>	<b>125</b>
10.1	Annexe 1A . . . . .	127
10.2	Annexe 1B . . . . .	128
<b>IV</b>	<b>Annexe 2</b>	<b>131</b>
10.2.1	Unité Weisskopf . . . . .	133



# Table des figures

1.1	Spectre de vibration de paires de neutrons $\lambda^\pi = 0^+$ . Les lignes pleines représentent les états fondamentaux et les flèches les transitions de deux particules depuis ces états. Les énergies $E$ représentées sur la figure sont les énergies totales relatives à la valeur $\mathcal{E}_0$ de la configuration à couches fermées (état fondamental de $N = N_0$ ), depuis laquelle est soustrait ou ajouté un nombre pair de neutrons. . . . .	20
1.2	Spectre d'excitation du $^{118}\text{Sn}$ produit par les réactions (p,d) en haut et (p,t) en bas [Craw 81]. Les états de trous profonds, ou "Deep Hole States", sont présents lors du transfert de un et de deux neutrons, ils ne peuvent donc être corrélés au transfert d'une paire. . . . .	24
2.1	Vue schématique du spectromètre <i>K600</i> . . . . .	28
2.2	Calcul de la trajectoire des particules (en rouge) dans le spectromètre K600 utilisé à $0^\circ$ . Calcul réalisé pour des tritons de 38.7 et 46.2 MeV et pour des protons de 60 MeV. La position de l'arrêt faisceau est représenté en bleu [Neve]. . . . .	30
2.3	Dessin de la chambre à dérive utilisée pour la détermination des positions dans le plan focal [Neve 08]. . . . .	31
2.4	Vue schématique du dispositif expérimental au plan focal du spectromètre <i>K600</i> (on pourra noter que pour certaine configuration du dispositif, une des deux chambres à dérive a été retirée). . . . .	33
3.1	Différents types de matrices d'identification $\Delta E$ -TOF rencontrés lors de l'analyse. Les réglages des différentes configurations sont reportés Tab. 3.1 pour chacune des énergies incidentes et angles de collections. . . . .	36
3.2	Exemple de conditionnement sur les tritons dans le cas d'un champ à grand $B\rho$ (configuration "56MeV") pour la cible de $^{208}\text{Pb}$ , ce qui correspond aux faibles énergies d'excitation du $^{206}\text{Pb}$ . . . . .	38
3.3	Exemples de conditionnement dans le cas d'un champ à faible $B\rho$ (Configuration "41MeV") pour la cible de $^{208}\text{Pb}$ , ce qui correspond aux excitations de haute énergie du $^{206}\text{Pb}$ et à celles de basse énergie du $^{207}\text{Pb}$ . . . . .	39



3.4	Exemples de conditionnement pour la cible d' $^{120}\text{Sn}$ dans le cas d'un faisceau de protons à 50 MeV et un angle du spectromètre de $0^\circ$ (Configuration "45 MeV"). . . . .	41
3.5	Exemples de spectres d'excitation bruts pour un grand, un faible et un $B\rho$ intermédiaire. . . . .	42
3.6	Étalonnage en rayon de courbure établi grâce à l'ensemble des champs contenant des raies d'excitation sur les différentes cibles de réactions ( $^{120}\text{Sn}$ et $^{208}\text{Pb}$ ) et les contaminants qu'elles contiennent ( $^{16}\text{O}$ et $^{12}\text{C}$ ). . . . .	43
3.7	Spectres de $^{58}\text{Ni}(p, t)$ superposés après réalisation de l'étalonnage. Ces trois spectres (rouge, bleu, vert) ont des $B\rho$ intermédiaires et nous permettent ainsi de réaliser un étalonnage, même quand le spectre correspondant à la réaction $(p, t)$ sur notre cible ne présente pas de raies d'excitation. . . . .	44
3.8	Spectre complet correspondant à la réaction $^{208}\text{Pb}(p, t)^{206}\text{Pb}$ . . . . .	46
3.9	Spectres juxtaposés correspondant à la réaction $^{120}\text{Sn}(p, t)^{118}\text{Sn}$ pour un faisceau de protons incident à 60 MeV et le spectromètre réglé à $7^\circ$ . . . . .	47
3.10	Spectres juxtaposés correspondant à la réaction $^{120}\text{Sn}(p, t)^{118}\text{Sn}$ pour un faisceau de protons incident à 60 MeV et le spectromètre réglé à $0^\circ$ . . . . .	48
3.11	Spectres juxtaposés (en moyennant sur les chevauchements) correspondant à la réaction $^{120}\text{Sn}(p, t)^{118}\text{Sn}$ pour un faisceau de proton incident à 50 MeV et le spectromètre réglé à $0^\circ$ . . . . .	49
3.12	Les différents spectres correspondant à l'excitation du $^{118}\text{Sn}$ normalisés, 50 MeV $0^\circ$ (magenta), 60 MeV $0^\circ$ (noir), 60 MeV $7^\circ$ (rouge - 2007, vert - 2009). . . . .	51
4.1	Spectres complets correspondant à la réaction $^{120}\text{Sn}(p, t)^{118}\text{Sn}$ pour l'ensemble des configurations -énergie faisceau/angle de spectromètre- réalisées. . . . .	53
4.2	Ajustement de la gamme de spectre associée aux états de trous profonds pour le spectre 50 MeV $0^\circ$ . . . . .	55
4.3	Ajustement de la gamme de spectre associée aux états de trous profonds pour le spectre 60 MeV $0^\circ$ . . . . .	56
4.4	Exemples d'ajustement de la position de spectre associée aux états de trous profonds, pour le spectre à 60 MeV $7^\circ$ , avec une gaussienne (en haut) et deux (en bas). . . . .	57
4.5	Spectre d'excitation réalisé par réaction $^{116}\text{Sn}(p, t)^{114}\text{Sn}$ avec un faisceau de proton à 42 MeV [Craw 77]. . . . .	58
4.6	Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 50 MeV $0^\circ$ pour un $\sigma$ de 1 MeV pour une position de la GPV (en vert) de 12 MeV avec une amplitude extrême. . . . .	60
4.7	Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 50 MeV $0^\circ$ pour un $\sigma$ de 2 MeV : cas extrême. . . . .	60
4.8	Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 60 MeV $0^\circ$ pour une position de GPV (en vert) de 13 MeV et un $\sigma$ de 1 MeV. . . . .	61

4.9	Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 60 MeV $0^\circ$ pour une position de GPV (en vert) de 13 MeV et un $\sigma$ de 2 MeV. . . . .	62
4.10	Ajustement réalisé sur le spectre à 50 MeV $0^\circ$ pour un $\sigma$ de 0.675 MeV. . . . .	62
5.1	Fonction de réponse QRPA pour l' $^{124}\text{Sn}$ dans le mode d'addition de deux neutrons $0^+$ [Khan 09]. Le résultat obtenu avec une interaction purement surfacique est représenté en ligne pleine, et ceux avec des interactions mixtes (surfaces/volumes) : en pointillés serrés pour un paramètre de mélange $\eta = 0.65$ et en pointillés plus larges pour $\eta = 0.35$ . . . . .	64
6.1	(a) Formes associées à différentes déformations multipolaires. (b) Illustrations schématiques de différentes formes quadripolaires (prolate, oblate...) comme des vibrations $\beta$ et $\gamma$ [Heyd 04]. . . . .	75
6.2	Représentation en ligne de niveaux de différentes énergies potentielles en secteur $\beta$ , $\gamma = 0 \rightarrow 60$ correspondant à un vibreur sphérique, un rotor prolate, un vibreur $\gamma$ -soft et à un rotor triaxial [Heyd 04]. . . . .	76
6.3	Relation entre le moment angulaire total $\vec{J}$ et ses projections respectives $M$ et $K$ dans le laboratoire et dans le référentiel intrinsèque du noyau [Heyd 04]. . . . .	77
6.4	Variation des énergies du premier état excité $2^+$ (a) et du rapport $E(4^+)/E(2^+)$ (b) en fonction du nombre de neutrons des isotopes du Fe, Ni, Zn, Ge. [Ston 05, Perr 06, Wall 09] . . . . .	79
6.5	Variation de la probabilité de transition E2 (a) et du moment quadripolaire spectroscopique (b) en fonction du nombre de neutrons des isotopes du Fe, Ni, Zn, Ge. [Ston 05, Perr 06, Wall 09] . . . . .	80
6.6	Evolution de l'énergie de particules individuelles des différentes orbitales en fonction du paramètre de déformation $\beta$ déterminé à partir de calcul CHFB-5DCH [Dela 10, Hila]. . . . .	82
6.7	Surface d'énergie potentielle, déterminée à partir des calculs CHFB-5DCH [Dela 10, Hila], illustrant l'évolution du potentiel nucléaire en fonction des paramètres de déformation $\beta$ et $\gamma$ . . . . .	83
8.1	Représentation schématique du <i>GANIL</i> avec la partie accélérateur (bloc horizontal en haut) et les aires expérimentales (bloc vertical en bas). Dans les pointillés jaunes la ligne <i>LISE</i> , en rouge les lignes de faisceaux, en bleu le faisceau primaire, en vert le faisceau secondaire et en orange le produit de la réaction. . . . .	91
8.2	Plan du spectromètre <i>LISE</i> (agrandissement selon les pointillés jaunes de la figure 8.1). En rouge les éléments de la ligne de faisceau, en bleu le faisceau primaire, en vert le faisceau secondaire et en orange le produit de la réaction après avoir traversé le plunger. . . . .	92

8.3	Matrice $\Delta E$ /TOF (D4-HF) réalisée avec le détecteur <i>LISE</i> . Les trois groupes 1, 2 et 3 ont été identifiés comme étant respectivement du $^{72}\text{Cu}$ , $^{73}\text{Zn}$ et $^{74}\text{Zn}$ . . . . .	94
8.4	Matrice d'identification $\Delta E - E$ . Les deux taches principales correspondent majoritairement à du $^{74}\text{Zn}$ dans les spectres $\gamma$ . On distingue également des traces de $^{72}\text{Zn}$ et de $^{73}\text{Zn}$ , mais sans localisation précise. Aucune distinction dans les spectres $\gamma$ en coïncidence avec les différents groupes n'a été observée. . . . .	95
8.5	Photographie du dispositif plunger avec les deux porte-matériaux (le plus à gauche pour la cible, celui du ralentisseur étant caché), le tube en aluminium situé dans le prolongement des porte-matériaux à l'extrême droite contient le moteur pas-à-pas qui permet de moduler la distance entre la cible et le ralentisseur. . . . .	99
8.6	Vue d'artiste du dispositif plunger avec les différents clovers d' <i>EXOGRAM</i> ainsi que la ligne de faisceau. . . . .	100
8.7	Variation typique entre la valeur tabulée utilisée pour l'étalonnage et la valeur étalonnée en fonction de l'énergie de la raie, pour les 32 cristaux d' <i>EXOGRAM</i> . . . . .	101
8.8	Efficacité relative d' <i>EXOGRAM</i> normalisée sur la raie à 121.78 keV d'une source d' $^{152}\text{Eu}$ , pour les angles avants (rouge) et arrières (bleu). . . . .	102
9.1	Schéma des angles de vue d'une position décalée du centre de la sphère d' <i>EXOGRAM</i> . . . . .	104
9.2	Exemple d'ajustement utilisé pour déterminer le décalage systématique sur la position de la cible par rapport au centre de la structure d' <i>EXOGRAM</i> , cas du $^{74}\text{Zn}$ . . . . .	106
9.3	Table bijective mettant en relation un temps de vol entre les deux galottes (D4-D6) calculé pour une épaisseur de ralentisseur de 300 $\mu\text{m}$ en rouge, ou 274 $\mu\text{m}$ en bleu, avec la vitesse $\beta_1$ avant le ralentisseur (en trait plein) et la vitesse $\beta_2$ après le ralentisseur (en trait pointillé). . . . .	107
9.4	Evolution de la position (moyenne sur l'ensemble des distances cible-ralentisseur pondérée par l'erreur sur celles-ci) bien corrigée Doppler de la raie de désexcitation du $2^+$ du $^{74}\text{Zn}$ , pour une émission avant le ralentisseur, en fonction de l'épaisseur du ralentisseur. . . . .	108
9.5	Spectre en énergie $\gamma$ non corrigé Doppler, en coïncidence avec diverses conditions sur le temps $\gamma$ -D4 : sans condition (en marron), conditionné (1) sur le temps prompt (en rouge), conditionné (2) sur le fond ambiant ( $\times 15$ - en violet). . . . .	109
9.6	Spectre en énergie $\gamma$ non corrigé Doppler, conditionné sur le prompt $\gamma$ avec soustraction du fond, avec (en rouge) et sans (en bleu) condition sur le temps de vol D4-D6. . . . .	110
9.7	Spectres en énergie $\gamma$ non-corrigés (en haut) et corrigés Doppler (en bas), conditionnés par le temps prompt $\gamma$ (et soustrait du fond ambiant), par le temps de vol D4-D6 et avec différentes conditions sur la multiplicité $\gamma$ : 1 à 8 (en rouge), $>2$ (en violet), 2 (en bleu), et $<2$ (en vert). . . . .	111

9.8	Spectres en énergie $\gamma$ corrigés Doppler de multiplicité 1, conditionnés par le temps prompt $\gamma$ (et soustrait du fond ambiant), par le temps de vol D4-D6 (en rouge) et conditionnés par le trigger D6 (en bleu). . . . .	113
9.9	Exemple de soustraction de fond : soustraction pour les angles avants sur les spectres corrigés Doppler pour l'émission avant le ralentisseur pour une distance cible-ralentisseur de 2 cm. . . . .	114
9.10	Exemple d'ajustement gaussien pour une distance cible-ralentisseur de 5 mm. Les ajustements sont réalisés sur des spectres corrigés Doppler pour $\beta_1$ (a) et $\beta_2$ (b). Sur chacun des deux ajustements on peut voir deux gaussiennes correspondant aux composantes du $2^+$ du $^{74}\text{Zn}$ (en gris) et deux à celles du $2^+$ du $^{72}\text{Zn}$ (en bleu) et l'ajustement complet (en rose). Sous chacun des spectres est représentée la différence entre l'ajustement et les points expérimentaux. . . . .	115
9.11	Evolution de la position de la composante mal corrigée Doppler du $^{74}\text{Zn}$ pour une correction Doppler correspondant à une émission avant (vert) et après (rose) le ralentisseur en fonction de la distance cible-ralentisseur. Les courbes de tendance utilisées sont représentées en noir. . . . .	116
9.12	Effet du Boost de Lorentz sur la probabilité d'émission dans le laboratoire d'une source de photons se déplaçant à diverses vitesses relativistes. . . . .	117
9.13	Evolution du rapport $N_{tot}^{De} / (N_{tot}^{De} + T a_{ta})$ en fonction de la distance cible-ralentisseur, ajusté grâce à l'équation (9.7), où $p0$ représente le temps de vie, $\tau$ , en [ps], $p1$ la distance cible-ralentisseur, $\Delta D$ , en [mm] et $p2$ le rapport de production, $\alpha$ , entre la cible et le ralentisseur. . . . .	119
10.1	Comparaison entre la dépendance du temps de vie en fonction du moment quadripolaire spectroscopique obtenue par excitation coulombienne à ISOLDE (avec l'hypothèse de symétrie axiale $\gamma \equiv 0^\circ$ ), notre mesure du temps de vie en hachure noir, celle correspondant à la mesure réalisée au GANIL [Perr 06] en hachure rouge. . . . .	122
10.2	Calcul de la section efficace différentielle pour la diffusion élastique du $^{74}\text{Zn}$ et $^{120}\text{Sn}$ , utilisant une valeur de B(E2) pour un moment quadripolaire $Q_{2_1} = 0 \text{ eb}$ (en gris clair en haut et en bas) et pour des moments quadripolaires $Q_{2_1} = +/- 0.23 \text{ eb}$ (respectivement en haut et en bas), avec l'hypothèse de symétrie axiale ( $\gamma \equiv 0^\circ$ ). Les données expérimentales ne sont correctement reproduites qu'avec un moment quadripolaire négatifs. [Wall 06] . . . . .	123



## **Première partie**

# **Recherche de la Vibration Géante de Paires**



# Chapitre 1

## Introduction

Les noyaux, sous l'effet de champs extérieurs, affichent une multitude de vibrations collectives, connues sous le nom de résonances géantes, associées à différents degrés de libertés et à différentes multipolarités. Les résonances dipolaires et quadripolaires sont les exemples les plus étudiés de ce genre de phénomènes. Un mode particulier, correspondant à une vibration d'un grand nombre de paires, a été prédit dans les années 70 [Broglia 73] et discuté, dans les années 80 [Herzberg 85], sous le nom de Vibration Géante de Paires ou *Giant Pairing Vibration* (GPV).

### 1.1 Vibration Géante de Paires

Les premières excitations collectives dans les noyaux ont été découvertes lors d'une expérience de photo-fission de l'uranium naturel [Baldwin 47]. L'expérience consiste à envoyer des photons de différentes énergies sur un noyau d'uranium et à compter les événements de fission induits suite à leur absorption. L'expérience montre que la fission de l'uranium présente une probabilité anormalement grande pour les photons d'énergie d'environ 20 MeV. L'interprétation de ce résultat suggère que ce phénomène est lié à une excitation collective favorisant la fission : la résonance géante dipolaire. L'image usuelle de cette résonance géante consiste en une oscillation des protons en opposition de phase avec les neutrons, induite par le champ électromagnétique associé au photon.

Les vibrations géantes de paires sont supposées jouer un rôle similaire dans les réactions de transfert de paires. En effet, lors d'une réaction d'échange de paires de nucléons entre deux noyaux, on s'attend à ce que la section efficace de transfert de paires, augmente pour certaines énergies transférées suite à l'excitation d'un mode collectif relatif à l'appariement : les vibrations géantes de paires.

L'appariement nucléaire est un ingrédient indispensable pour la description des noyaux non doublement magiques. Il est induit par une composante attractive de l'interaction nucléaire au sein du noyau, favorisant l'organisation des systèmes nucléaires sous forme de paires de nucléons. Les corrélations d'appariement sont responsables de modes d'excitation spécifiques du noyau comme les vibrations d'appariement [Hoegh 61, Bohr 64]. Ces modes de vibration peuvent être excités lors de réactions de transfert de paires de nucléons, par exemple les réactions (p,t) ou (t,p). Elles consti-

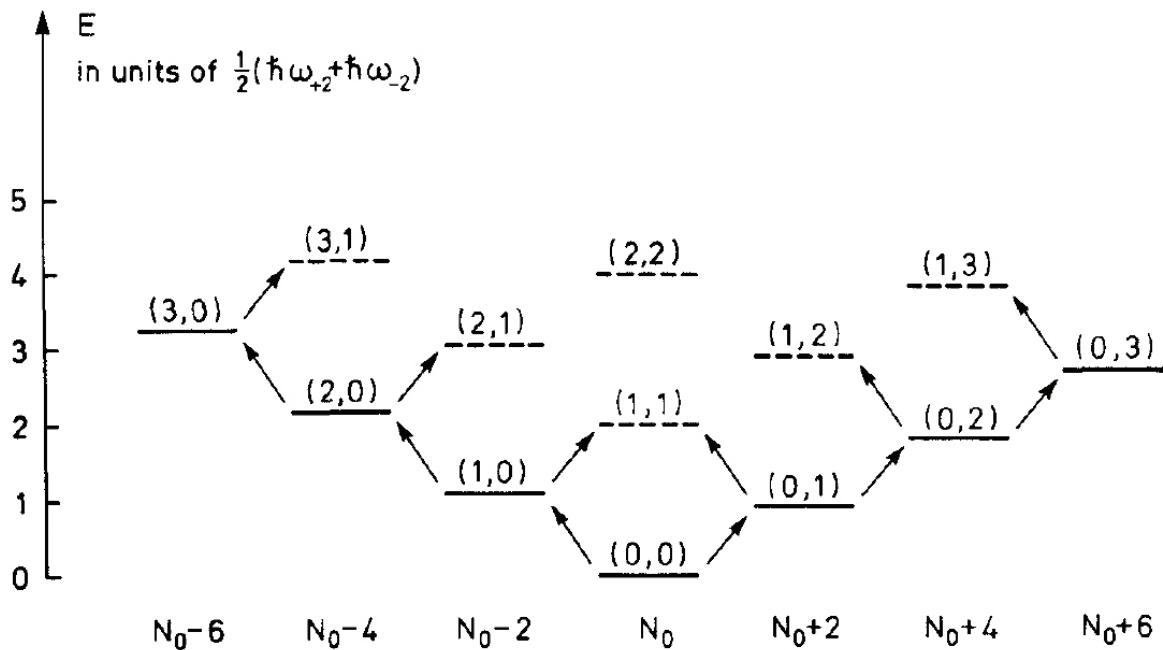


tuent alors des modes d'excitation privilégiés du noyau pour le retrait ou l'addition d'une paire de nucléons [Bes 66, Brog 73].

Les spectres des noyaux avec deux particules, ajoutées ou retirées d'une configuration à couches fermées, mettent en évidence des états de basses énergies avec des corrélations importantes avec le mouvement des deux particules. En particulier, c'est le cas pour les états fondamentaux  $I^\pi = 0^+$  mettant en jeu des configurations avec des paires de particules identiques ou des trous.

Le comportement des vibrations de paires de neutrons  $\lambda^\pi = 0^+$  est illustré sur la figure 1.1. Le spectre se construit à partir de deux modes élémentaires de transfert de deux neutrons, qui correspondent à la création de l'état fondamental des noyaux  $N_0 + 2$  et  $N_0 - 2$ , où  $N_0$  est le nombre de neutrons de la configuration en couches fermées à  $A_0$  nucléons. Ces deux états appelés  $n_{\alpha=+2}$  et  $n_{\alpha=-2}$  donnent le phonon des deux modes. Dans le cadre de l'approximation harmonique (on néglige les interactions entre les phonons) on peut écrire les énergies des états vibrationnels comme :

$$E = \hbar\omega_{-2} \cdot n_{\alpha=-2} + \hbar\omega_{+2} \cdot n_{\alpha=+2}. \quad (1.1)$$



**FIGURE 1.1** – Spectre de vibration de paires de neutrons  $\lambda^\pi = 0^+$ . Les lignes pleines représentent les états fondamentaux et les flèches les transitions de deux particules depuis ces états. Les énergies  $E$  représentées sur la figure sont les énergies totales relatives à la valeur  $\mathcal{E}_0$  de la configuration à couches fermées (état fondamental de  $N = N_0$ ), depuis laquelle est soustrait ou ajouté un nombre pair de neutrons.

Cette représentation des vibrations d'appariement (à l'approximation harmonique) est illustrée

sur la figure 1.1, où les transitions vers les états excités de vibrations d'appariement sont indiquées par les flèches. Pour un noyau magique, dont l'état fondamental est un état à zéro phonon noté (0,0), l'état de vibration d'appariement de basses énergies est un état à un phonon d'ajout et un phonon de retrait noté (1,1). Dans la limite d'appariement nul, il est interprété comme une excitation  $2p-2t$ , où une paire de nucléons est promue de la dernière sous-couche occupée vers la première sous-couche vide (au voisinage immédiat du niveau de Fermi). Ces états sont fortement peuplés lors de réactions de transfert venant des noyaux à  $A_0 \pm 2$  nucléons [Bohr 75, Brog 73]. La possibilité, lors de réactions de transfert de paires, d'exciter des états de vibration d'appariement mettant en jeu non pas des nucléons au voisinage direct du niveau de Fermi, mais sur la couche majeure suivante des noyaux a fait émerger le concept de vibrations d'appariement de hautes énergies [Brog 77], appelé aussi Vibrations Géantes de Paires (ou GPV) [Herz 85]. Ces dernières sont similaires aux résonances géantes usuelles.

## 1.2 Intérêt théorique

La GPV, en tant que vibration de paires, est un mode collectif  $0^+$ . Elle est comprise microscopiquement comme une superposition cohérente d'états à deux particules (2p) ou à deux trous (2t) dans la couche majeure au-dessus et en-dessous de celle du niveau de Fermi [Brog 73, Fort 03, Oert 01]. Elle est particulièrement intéressante d'un point de vue théorique de part sa similarité avec les résonances géantes, superpositions d'excitations  $1p-1t$  sautant au moins une couche majeure du noyau, mais dans la voie  $2p-2t$ . La vibration de paires, en tant que transition entre deux états  $\lambda^\pi = 0^+$  impose donc un mode de transition  $L=0$  d'un noyau  $A$  vers un noyau  $A+2$  ou  $A-2$ . Ce n'est que récemment [Khan 04] que les premiers calculs de facteurs de formes microscopiques ont été réalisés, nous permettant ainsi de relier les mesures de sections efficaces des réactions de transfert à l'interaction entre les paires mises en jeu.

Plusieurs publications [Avez 08] mettent en évidence la volonté récente d'utiliser la vibration de paires comme observable complémentaire à la masse, afin de contraindre l'appariement et de comprendre ses implications dans la matière nucléaire.

## 1.3 Caractéristiques expérimentales

Bien que les calculs actuels prédisant l'existence de la GPV s'appuient sur des théories relativement complexes, il est possible d'établir une estimation simple quant à la position de la GPV [Brog 77].

Dans un premier temps, on considère des noyaux à couches fermées, où la valeur moyenne du gap d'appariement est nulle. Dans ce cas, on s'attend à peupler, par transfert de deux nucléons,

des états d'énergie de l'ordre de  $2\hbar\omega$ , avec une section efficace de population similaire à celle du fondamental. L'énergie de la résonance géante d'appariement de plus basses énergies est donnée par l'équation de dispersion établie à partir de la Random Phase Approximation (RPA) <sup>1</sup> :

$$\frac{1}{G} = \frac{4\hbar\omega\Omega}{(2\hbar\omega)^2 - W^2}, \quad (1.2)$$

où  $\hbar\omega$  représente l'énergie d'un phonon de l'oscillateur harmonique,  $\Omega(\approx \frac{2}{3}A^{2/3})$  la dégénérescence des paires de la couche de valence de l'oscillateur harmonique,  $W$  l'énergie de la GPV et  $G$  l'élément de matrice constant qui nous permet d'estimer la force de l'appariement. La valeur de cette constante dépend du nombre de niveaux sur lesquels les particules excitées peuvent se mouvoir. Dans le cas de trois couches d'oscillateur harmonique, celle-ci a été déterminée empiriquement à  $G \approx (17/A)$  MeV. De plus, on peut montrer (Annexe A1), pour de grandes valeurs de  $A$  :

$$\hbar\omega = \frac{5}{4} \frac{\hbar^2}{Mr_0^2} \left(\frac{3}{2A}\right)^{1/3} \approx \frac{41}{A^{1/3}} \text{ MeV}. \quad (1.3)$$

Ainsi, on peut estimer l'énergie de la GPV à :

$$W = \sqrt{(2\hbar\omega)^2 - 4\hbar\omega\Omega G} \approx \frac{69.7}{A^{1/3}} \text{ MeV}. \quad (1.4)$$

Dans le cas d'un noyau en milieu de couche, il est nécessaire de réintroduire les corrélations d'appariement. On peut écrire l'équation du gap BCS, qui permet de déduire,  $\Delta$ , l'énergie de l'appariement d'une paire de particules :

$$1 = \frac{G\Omega}{E} + \frac{G\Omega}{2\Delta}, \quad (1.5)$$

avec  $\Delta$  l'énergie du gap BCS et  $E^2 = (\hbar\omega)^2 + \Delta^2$ , ce qui mène à :

$$\Delta \approx \frac{7.8}{A^{1/3}} \text{ MeV}. \quad (1.6)$$

On réécrit l'équation de dispersion en prenant en compte l'appariement (passage d'une description à l'aide de la RPA à une description utilisant la Quasi-particule Random Phase Approximation -QRPA <sup>2</sup>) :

$$\frac{1}{G} = \frac{(2\hbar\omega)^2\Omega}{E(4E^2 - W^2)}. \quad (1.7)$$

---

1. La RPA est la théorie qui décrit les oscillations du champ moyen de la théorie Hartree-Fock. Elle s'applique aux noyaux dans lesquels les corrélations d'appariement sont inexistantes, c'est-à-dire essentiellement les noyaux doublement magiques.

2. La QRPA s'applique à tous les noyaux rigides sans exceptions, qu'ils soient magiques ou non. La QRPA permet de décrire non seulement les oscillations du champ moyen, à l'instar de la RPA, mais aussi les oscillations du champ d'appariement.

On peut ensuite en déduire l'énergie de la GPV :

$$\begin{aligned}
 (1.7) \quad &\Leftrightarrow \frac{G\Omega}{E} = \frac{4E^2 - W^2}{(2\hbar\omega)^2} \\
 &\Leftrightarrow 1 - \frac{G\Omega}{2\Delta} = \frac{4E^2 - W^2}{(2\hbar\omega)^2} \quad \text{avec (1.5)} \\
 &\Leftrightarrow W^2 = (2\hbar\omega)^2 \left( \frac{G\Omega}{2\Delta} - 1 \right) + (2\hbar\omega)^2 + 4\Delta^2 \\
 &\Leftrightarrow W = 2\hbar\omega \left[ \frac{G\Omega}{2\Delta} + \left( \frac{\Delta}{\hbar\omega} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \approx \frac{71.6}{A^{1/3}} \text{ MeV}. \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

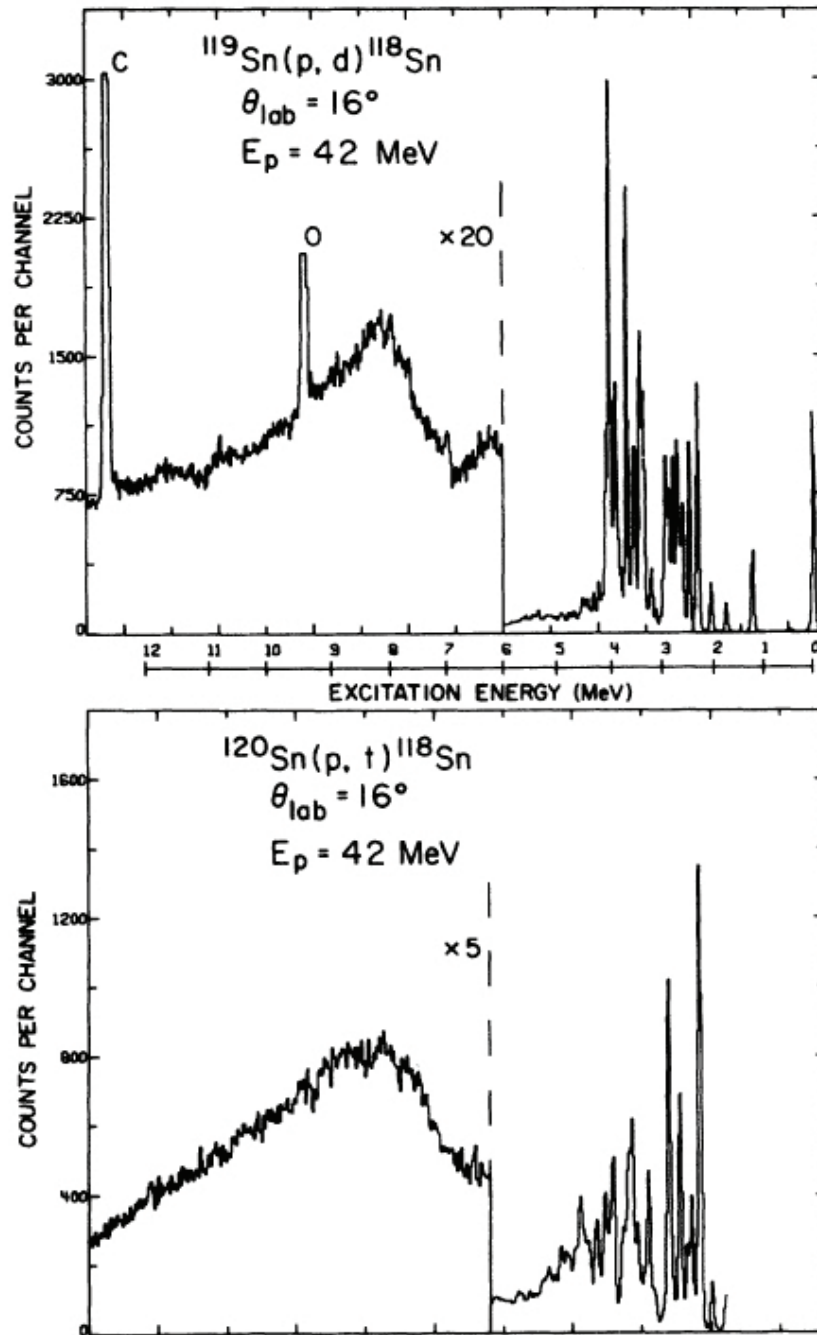
On peut ainsi déduire des prescriptions relativement simples quant à la position de la GPV pour un noyau proche d'une fermeture de couche à environ  $70 \cdot A^{-1/3}$  MeV, pour un noyau en milieu de couche à  $72 \cdot A^{-1/3}$  MeV. Soit 14.7 MeV pour l' $^{118}\text{Sn}$  et 12.2 MeV pour le  $^{206}\text{Pb}$ . Différents calculs théoriques indépendants [Brog 77, Oert 01] s'accordent pour estimer la section efficace d'excitation de la GPV, pour le canal de transfert  $L=0$  de deux neutrons, de plusieurs milibarns, entre 2 et 3 mbarns d'après [Fort 02].

## 1.4 La recherche de la GPV

Dans les années 70-80 plusieurs réactions (p,t) ont été réalisées afin de mesurer la GPV. Cependant, toutes ces mesures se sont révélées infructueuses. Plusieurs raisons peuvent expliquer cet état de fait.

- L'énergie du faisceau de proton doit être suffisamment grande pour exciter un mode entre 12 et 14 MeV, tout en étant suffisamment faible pour favoriser un transfert  $L=0$  et donc l'excitation de la GPV ( $< 80$  MeV) [Craw 80].
- La seule expérience exploratoire dédiée à la GPV réalisée à une énergie convenable (45 MeV) [Craw 77], disposait d'une gamme de détections limitée à 9 MeV.
- Un mode géant a été découvert autour de 8.5 MeV d'excitation après plusieurs années de recherche, mais finalement identifié comme correspondant à des états de trous profonds, non-collectifs [Bort 86, Craw 80, Craw 81] : les états de trous profonds étant présents lors du transfert de un et de deux neutrons, il ne peuvent être corrélés avec un transfert de paires (Fig 1.2). Les efforts expérimentaux ont été exclusivement dédiés à la compréhension de ce mode dans les années 80.

Il a récemment été proposé [Oert 01] d'utiliser des noyaux exotiques afin de détecter la GPV, avec des projectiles faiblement liés. Avec ce type de faisceaux, les chaleurs de réactions sont élevées,



**FIGURE 1.2** – Spectre d'excitation du  $^{118}\text{Sn}$  produit par les réactions (p,d) en haut et (p,t) en bas [Craw 81]. Les états de trous profonds, ou "Deep Hole States", sont présents lors du transfert de un et de deux neutrons, ils ne peuvent donc être corrélés au transfert d'une paire.

comme par exemple une réaction ( $^6\text{He}, \alpha$ ), ce qui favorise l'excitation de la GPV [Fort 02]. Néanmoins, les faibles intensités des faisceaux radioactifs rendent difficile l'investigation de la GPV

avec de telles méthodes, comme l'a montré une expérience récente  $^{208}\text{Pb}(^6\text{He}, \alpha)$  réalisée au laboratoire du GANIL à Caen [Assi 09].

## 1.5 Une campagne d'expériences

La combinaison de faisceaux de protons à 50-60 MeV avec le spectromètre de haute résolution K600 utilisable depuis peu à  $0^\circ$  (les sections efficaces  $L=0$  étant extrêmement focalisées à  $0^\circ$ ) font de iThemba LABS un site idéal pour la recherche de la vibration géante de paires.

Notre étude se base sur deux expériences. Une première expérience, exploratoire, effectuée en mars 2007, a été réalisée avec des cibles d' $^{120}\text{Sn}$  et de  $^{208}\text{Pb}$  et un faisceau de 60 MeV protons, en collectant les produits de la réaction à  $7^\circ$  avec le spectromètre K600 (§2.1), angle minimum disponible en 2007. L'analyse de ces données ne permet pas de mettre en évidence l'existence de la GPV. Cependant, une légère remontée de la section efficace aux alentours de 12 MeV dans le spectre d'excitation de l' $^{118}\text{Sn}$ , suggère une présence possible de la GPV.

Il a été donc décidé de poursuivre cette étude avec une deuxième expérience en utilisant uniquement une cible d' $^{120}\text{Sn}$  en collectant les produits de réactions à  $0^\circ$  (angle le plus favorable pour la population de la GPV et disponible en 2009 après une récente amélioration du spectromètre K600). Nous avons, lors de cette seconde expérience, utilisé deux énergies différentes pour le faisceau de protons, 50 et 60 MeV, afin d'étudier l'évolution de la section efficace de population de la GPV avec l'énergie du faisceau.

Le spectromètre K600 permet de mesurer l'énergie cinétique des tritons produits par la réaction et la méthode de la masse manquante de déduire l'énergie d'excitation du noyau lourd resté dans la cible.

Nous décrirons dans les chapitres suivants le protocole expérimental utilisé pour ce couple d'expériences, ainsi que les procédures mises en oeuvre lors de l'analyse des données collectées et de définir de nouvelles contraintes relatives à l'existence de la vibration géante de paires dans l' $^{118}\text{Sn}$ .

## 1.6 Méthode de la masse manquante

La méthode de la masse manquante est couramment utilisée en physique nucléaire, elle consiste à reconstruire l'énergie non mesurée d'un produit à partir de l'énergie de l'ensemble des autres produits de la réaction grâce à un simple bilan d'énergie. En effet, par conservation d'énergie, la somme des énergies cinétiques et des masses des particules avant la réaction est égale à la somme des énergies cinétiques et des masses des particules produites par la réaction. On peut donc écrire :

$$E_c^1 + E_c^2 = E_c^3 + E_c^4 + E^{3*} + E^{4*} - Q, \quad (1.9)$$

où  $Q$  représente la chaleur de réaction, différence entre les masses des états fondamentaux des noyaux impliqués dans la réaction,  $E_c^n$  l'énergie cinétique de chacun d'eux et  $E^{n*}$  les énergies d'excitation des différents produits de la réaction.

Ainsi, en mesurant l'énergie des éjectiles légers de la réaction, on est capable avec ce bilan d'énergie de calculer l'énergie d'excitation conservée par le noyau lourd. Dans notre cas, on peut établir à partir de l'équation (1.9) :

$$E_{\text{lourd}}^* = E_c^{\text{proton}} + Q - E_c^{\text{triton}} - E_c^{\text{lourd}}, \quad (1.10)$$

où  $E_{\text{lourd}}^*$  représente l'énergie d'excitation de l'ion lourd resté dans la cible,  $E_c^{\text{proton}}$  l'énergie du faisceau de protons incident,  $E_c^{\text{lourd}}$  l'énergie cinétique des ions lourds produits lors de la réaction (négligeable pour le  $^{118}\text{Sn}$  et le  $^{206}\text{Pb}$ , mais pas pour les réactions de contaminations ou d'étalonnages sur des ions plus légers tels le  $^{10}\text{C}$ , l' $^{14}\text{O}$ , ou le  $^{56}\text{Ni}$ ) et  $E_c^{\text{triton}}$  l'énergie cinétique des tritons produits par la réaction. Dans ce cas, l'énergie cinétique du noyau cible est nulle et l'éjectile léger ne possède pas d'état excité<sup>3</sup>. La masse des différents noyaux entrant en jeu dans nos deux réactions  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  et  $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$  étant bien connue on peut calculer les chaleurs de réaction correspondantes :  $-5623.85$  keV pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$  et  $-7109.9$  keV pour la réaction  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$ . Elles représentent l'énergie nécessaire pour induire de telles réactions.

---

3. Le premier état excité du triton se situe au-dessus du seuil d'émission de neutron.

## Chapitre 2

# Description du montage expérimental

Nous avons réalisé notre expérience au sein de *iThemba LABS, the iThemba Laboratory for Accelerator-Based Sciences*, un groupe multi-disciplinaire de laboratoires administré par la Fondation de Recherche Nationale Sud-Africaine. Basées sur deux sites (Cap Owest et Gauteng), ces installations sont dédiées à :

- la recherche fondamentale et appliquée utilisant des faisceaux d’ions stables,
- la radiothérapie particulaire pour le traitement du cancer,
- la production de radio-isotopes utilisés en médecine nucléaire et en recherche.

Les faisceaux utilisés à iThemba LABS (site du Cap Owest) sont accélérés par le *Separated Sector Cyclotron (SSC)* puis envoyés dans les diverses aires expérimentales (comme celle dédiée à la spectroscopie  $\gamma$  avec le multi-détecteur AFRODITE ou à l’utilisation du spectromètre K600).

## 2.1 Le spectromètre K600

Une fois produit, le faisceau de protons, de 50 ou 60 MeV et d’une intensité d’environ 10 nA, est envoyé sur les différentes cibles de réaction : 2.1 mg/cm<sup>2</sup> de <sup>208</sup>Pb, 2.1 mg/cm<sup>2</sup> (pour la première expérience) et 3.32 mg/cm<sup>2</sup> (pour la seconde) de <sup>120</sup>Sn. Les produits de la réaction, conservant une partie importante de l’énergie cinétique du faisceau, entre ensuite dans le spectromètre d’ions légers K600.

### 2.1.1 Description

Le spectromètre K600 se compose de cinq éléments principaux : un quadripôle, deux dipôles et deux bobines de compensation. Il est l’un des rares spectromètres d’ions légers dans le monde qui peut être utilisé pour faire des mesures de haute résolution en énergie pour un domaine d’énergie proton allant jusqu’à 600 MeV.

Le spectromètre K600 possède une acceptance angulaire maximale de  $\Delta\theta = \Delta\phi = \pm 2.14^\circ$  soit  $\Delta\Omega = 4.39$  msr pour 9.7% d’acceptance en moment pour un mode de dispersion normal<sup>1</sup>. C’est un spectromètre dispersif : dans son plan focal, à chaque position de l’axe horizontal correspond

---

1. Il existe trois modes de dispersion pour le spectromètre K600 [Neve 08]



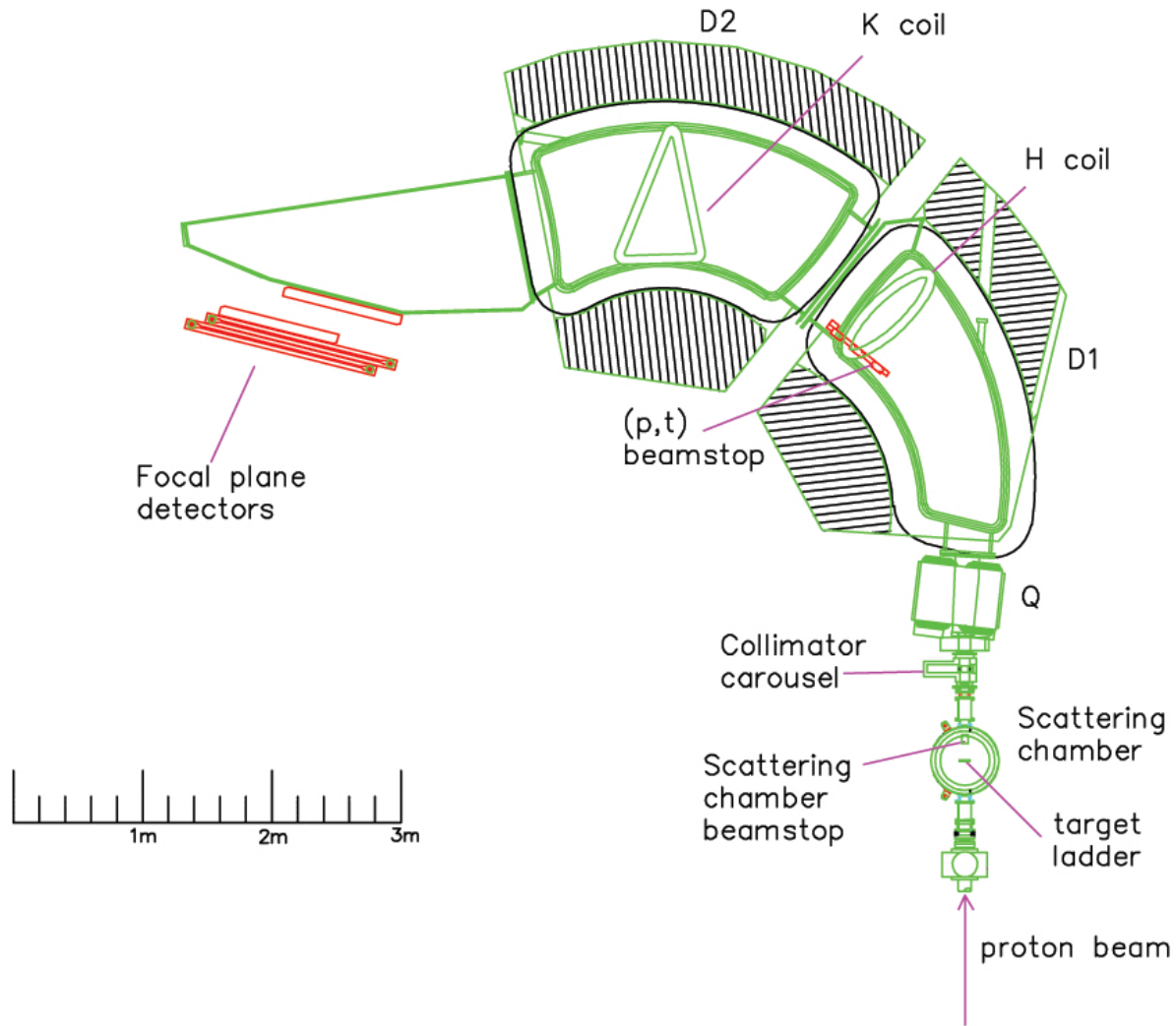


FIGURE 2.1 – Vue schématique du spectromètre K600.

une rigidité magnétique  $B\rho$  (2.1), où  $B$  est le champ magnétique appliqué dans le spectromètre et  $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire de la particule. On peut tourner le spectromètre afin de collecter les éjectiles des réactions entre  $0$  et  $87^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau.

La rigidité magnétique peut être exprimée en fonction de la vitesse de la particule  $\beta c$  (et du facteur de Lorentz correspondant  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ), de sa masse  $M$  et de sa charge  $Q$  :

$$B\rho = \frac{\beta\gamma Mc}{Q}. \quad (2.1)$$

L'équation (2.1) montre que pour une même espèce de particule, à chaque position dans le plan focal correspond une énergie cinétique. De ce fait, à partir des positions dans le plan focal nous sommes capables (après identification) de connaître l'énergie de l'éjectile et grâce à la méthode

de la masse manquante (Eq. (1.10)), de reconstituer l'énergie d'excitation de l'autre produit de la réaction.

### 2.1.2 Fonctionnement

L'acceptance en moment de 0.097% du spectromètre correspond à une plage variant (avec la gamme d'énergie acceptée) de 5 à 9 MeV en énergie triton. C'est pourquoi, pour couvrir l'ensemble du spectre d'excitation du noyau "compagnon" (sur une vingtaine de MeV), nous mesurons plusieurs plages de  $B\rho$  (Tab. 2.1).

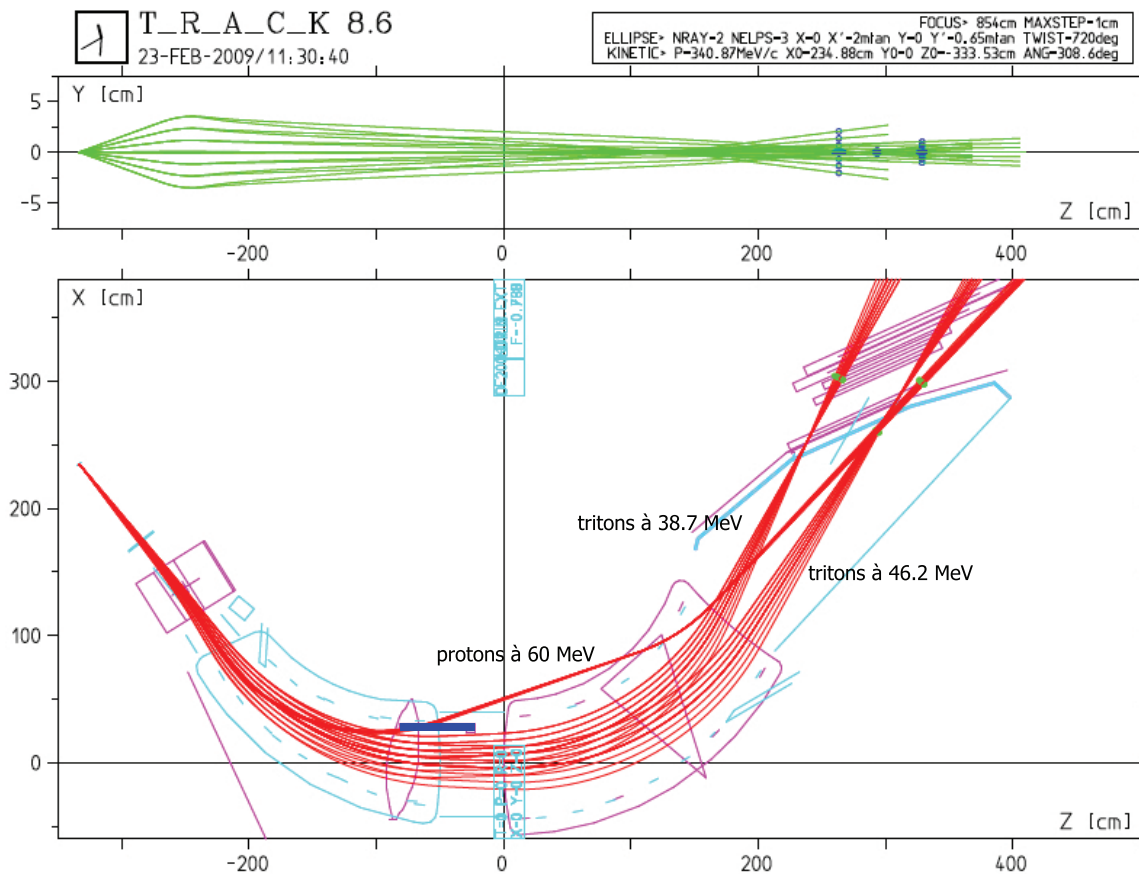
**TABLE 2.1** – Différents champs magnétiques utilisés lors des diverses prises de données.

Réaction	Configuration		Mesure (MNR)		Gamme estimée		
	$E_p$ [MeV]	Angle	label	D1 [T]	D2 [T]	$B\rho$ [Tm]	$E_t$ [MeV]
$^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$	60	$7^\circ$	37 MeV	0.68090	0.70741	1.41 - 1.55	38.0 - 31.5
			41 MeV	0.71737	0.74486	1.62 - 1.48	41.9 - 34.8
			44 MeV	0.74197	0.77162	1.68 - 1.52	44.7 - 36.9
			46 MeV	0.75920	0.78890	1.72 - 1.56	46.7 - 38.6
			49 MeV	0.78380	0.81410	1.77 - 1.61	49.8 - 41.2
			56 MeV	Non mesurés		1.85 - 1.73	54.1 - 47.7
$^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$	60	$7^\circ$	37 MeV	0.68107	0.7076	1.41 - 1.55	38.0 - 31.5
			41 MeV	0.71737	0.7444	1.62 - 1.48	41.9 - 34.8
			43 MeV	Non mesurés		1.68 - 1.52	44.9 - 36.5
			48 MeV	0.77656	0.8060	1.76 - 1.60	49.0 - 40.9
			56 MeV	Non mesurés		1.85 - 1.73	54.1 - 47.7
$^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$	60	$0^\circ$	47 MeV	0.76181	0.77869	1.71 - 1.57	46.4 - 39.0
			54 MeV	0.79627	0.86469	1.85 - 1.69	53.8 - 45.9
$^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$	50	$0^\circ$	31 MeV	0.65283	0.59892	1.39 - 1.28	30.8 - 26.1
			34 MeV	N.M.	0.62971	1.45 - 1.33	33.4 - 28.1
			35 MeV	0.68027	0.64564	1.48 - 1.35	34.8 - 29.2
			39 MeV	N.M.	0.69513	1.56 - 1.42	38.6 - 32.1
			45 MeV	N.M.	0.76843	1.67 - 1.53	44.4 - 37.2

Lors de l'utilisation du spectromètre à  $0^\circ$ , le faisceau ayant traversé la cible<sup>2</sup>, entre dans le spectromètre et requiert donc d'installer un dispositif pour arrêter les protons avant le plan focal, sous peine de perdre les évènements physiques.

Pour cela, un arrêt faisceau est installé dans le spectromètre et, par un calcul d'optique (Fig 2.2),

2. La majorité des protons traverse la cible sans réagir avec les noyaux qui la composent.



**FIGURE 2.2** – Calcul de la trajectoire des particules (en rouge) dans le spectromètre K600 utilisé à  $0^\circ$ . Calcul réalisé pour des tritons de 38.7 et 46.2 MeV et pour des protons de 60 MeV. La position de l'arrêt faisceau est représenté en bleu [Neve].

une majorité des protons du faisceau est dirigée dans ce dispositif tout en assurant la transmission des tritons (produits de la réaction des protons avec la cible) vers le plan focal du spectromètre.

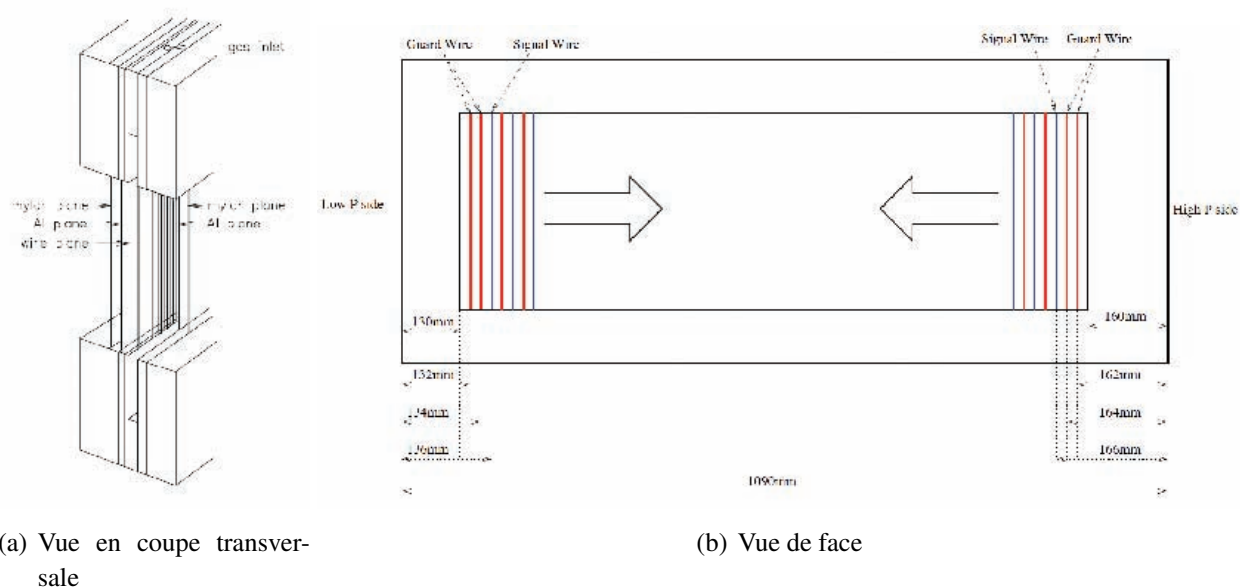
## 2.2 Dispositif au plan focal

Les deux expériences possèdent un dispositif expérimental similaire à quelques détails près. Comme expliqué précédemment, la reconstruction des spectres d'excitation passe par la mesure de la position des particules dans le plan focal du spectromètre. Pour cela on utilise des chambres à dérive. Néanmoins la correspondance " $B\rho$ -énergie", nécessite de identifier les noyaux détectés au plan focal. Le scintillateur plastique fournit deux grandeurs essentielles, la perte d'énergie et une mesure de temps de vol, suffisantes dans notre cas pour identifier l'ensemble des éjectiles.

### 2.2.1 Le scintillateur plastique

Un scintillateur plastique est un détecteur qui émet des photons lumineux lors du passage d'une particule chargée. Les photons sont ensuite collectés et le signal résultant amplifié par des photo-multiplicateurs. L'intensité lumineuse est proportionnelle à la perte d'énergie dans le scintillateur. Dans notre cas, la collection se fait à chacune des deux extrémités du scintillateur. Les scintillateurs plastiques utilisés sont tous composés de Bicron BC-408.

### 2.2.2 La chambre à dérivation



**FIGURE 2.3** – Dessin de la chambre à dérivation utilisée pour la détermination des positions dans le plan focal [Neve 08].

Une chambre à dérivation est constituée de deux plans d'aluminium et d'un plan de fils (Fig. 2.3(a)). Le plan de fils est composé d'une succession de fils de garde et de fils de signal. Une tension de  $-2000\text{V}$  est appliquée sur les plans cathodes d'aluminium et  $-1200\text{V}$  sur les fils de garde. Entre les deux parois de mylar ( $25\ \mu\text{m}$ ) se trouve un gaz (90% Ar et 10%  $\text{CO}_2$  à une pression de 1 bar) qui s'ionise au passage d'une particule chargée. Les tensions appliquées permettent la dérivation des électrons vers les fils de signal. Le temps entre le signal mesuré dans la plastique et la collecte de la charge sur chacun des fils nous renseigne sur la trajectoire de la particule à l'intérieur de la chambre à fils et nous permet ainsi d'en déduire la position de la particule dans le plan focal du spectromètre.

### 2.2.3 Dispositif de l'expérience à 7° réalisée en 2007

Le premier ensemble de détecteurs (Fig. 2.4) est constitué de deux chambres à dérive (§2.2.2) et de deux scintillateurs plastiques d'épaisseur : 6.4 mm (devant), 12.7 mm (derrière).

Les deux chambres à dérive sont utilisées pour la reconstruction de la position dans le plan focal et celle des trajectoires des particules dans le spectromètre.

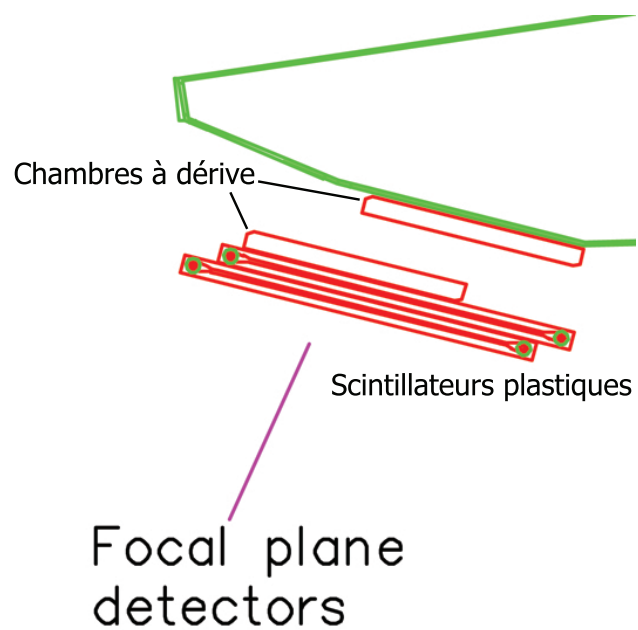
Quant aux deux scintillateurs plastiques, ils permettent d'identifier les particules et de s'affranchir de la contamination des deutons (provenant de réaction  $(p, d)$  sur la cible). En effet, plus légers que les tritons, les deutons doivent traverser le premier plastique et s'arrêter dans le second. Les tritons, plus lourds, doivent s'arrêter dans le premier scintillateur plastique. Ainsi, retirer les événements contenant un signal dans le second scintillateur nous permet d'identifier les deutons et donc de nous en affranchir.

Malheureusement, à cause du bruit de fond qui était anormalement élevé dans le second plastique, le système de véto supprimait également de bons événements (35%). Ce taux anormalement élevé de bruit de fond semblait venir d'un problème sur l'électronique, il a donc été décidé de poursuivre l'expérience en supprimant le système électronique du véto, la sélection hors-ligne a été réalisée en conditionnant les données sur les tritons lors de l'analyse en  $\Delta E - TOF$  (§3.1.1).

Au cours de la seconde partie de l'expérience, réalisant les champs permettant de mesurer la partie à hautes énergies des spectres d'excitation (faibles énergies tritons), nous avons décidé de retirer une des deux chambres à dérive afin de minimiser les pertes d'énergie des tritons et donc de faciliter leur identification.

### 2.2.4 Dispositif de l'expérience à 0° réalisée en 2009

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé en 2007 (Fig 2.4) à part le premier scintillateur remplacé par un plus fin de 3.2 mm d'épaisseur. Le comportement du second scintillateur s'est avéré être encore erratique, c'est pourquoi nous avons adopté la même solution que précédemment pour l'identification des tritons.



**FIGURE 2.4** – Vue schématique du dispositif expérimental au plan focal du spectromètre *K600* (on pourra noter que pour certaine configuration du dispositif, une des deux chambres à dérive a été retirée).



## Chapitre 3

# Analyse des données

Une fois les données collectées, le premier travail d'analyse consiste à trier les informations enregistrées pour ne conserver que les évènements correspondant à la physique que l'on veut observer. Puis, il nous faut étalonner les différents spectres afin de pouvoir reconstruire les spectres d'énergie d'excitation des noyaux étudiés.

### 3.1 Conditionnement

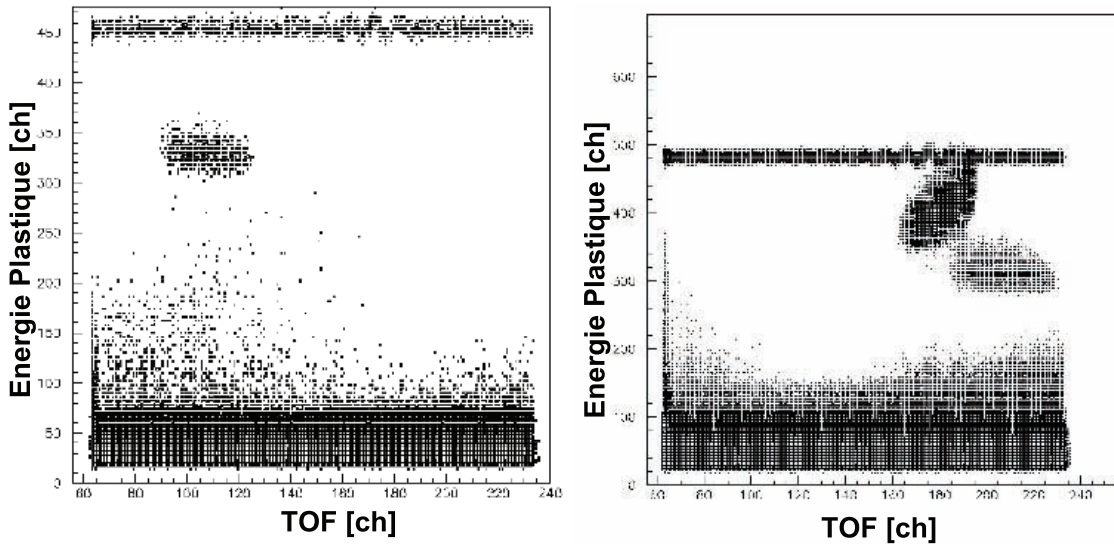
Pour reconstruire le spectre d'énergie d'excitation du noyau lourd resté dans la cible avec la méthode de la masse manquante, il faut déterminer le spectre d'énergie cinétique des tritons produits par la réaction. Il est donc nécessaire de conserver uniquement les évènements tritons. Dans ce chapitre, nous expliquerons la méthode employée pour réaliser la sélection des évènements intéressants.

#### 3.1.1 Procédure d'identification des particules

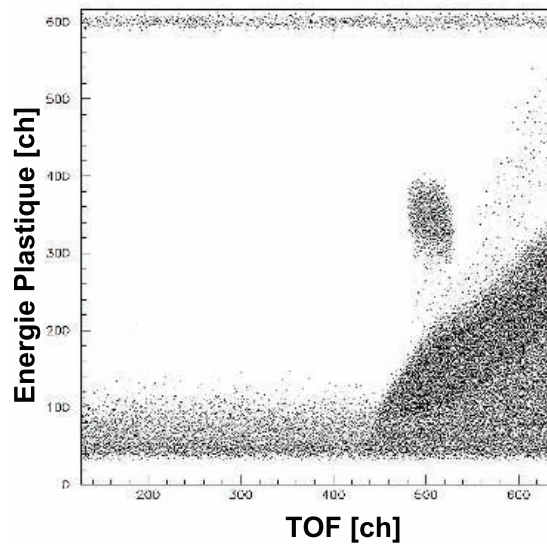
Les protons du faisceau ne traversant pas simplement la cible, réagissent de multiples façons avec celle-ci :  $(p,t)$ ,  $(p,d)$  par exemple. Toutes ces particules (protons, deutons et tritons...) entrent dans le spectromètre. Selon le champ magnétique appliqué, une partie va entrer dans le plan focal et traverser les chambres à dérive (le reste sera arrêté sur les différents éléments du spectromètre). Nous devons les identifier et ne conserver que les tritons dans les données à analyser.

Les matrices  $\Delta E - \text{TOF}$  (perte d'énergie versus temps de vol), permettent de réaliser cette sélection et mettent en oeuvre les informations collectées par le scintillateur plastique. L'information  $\Delta E$  est délivrée directement par le plastique, dont l'amplitude de sortie est proportionnelle à la perte d'énergie collectée. Le signal de perte d'énergie dans le plastique sert de déclencheur à la mesure de temps et l'arrêt correspond à la pulsation de la haute fréquence (HF) du cyclotron suivante. Le temps entre deux pulsations (HF) étant constant, cela nous permet de connaître le temps de vol relatif des particules à l'intérieur du spectromètre modulo la période du cyclotron (58 ns).





(a) Matrice d'identification pour des tritons de haute énergie collectés avec la cible de  $^{208}\text{Pb}$  à  $7^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ( $E_p = 60$  MeV) - Configuration "56 MeV".  
 (b) Matrice d'identification pour des tritons de basse énergie collectés avec la cible de  $^{208}\text{Pb}$  à  $7^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ( $E_p = 60$  MeV) - Configuration "41 MeV".



(c) Matrice d'identification pour des tritons collectés avec la cible de  $^{120}\text{Sn}$  à  $0^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ( $E_p = 50$  MeV) - Configuration "45 MeV".

**FIGURE 3.1** – Différents types de matrices d'identification  $\Delta E$ -TOF rencontrés lors de l'analyse. Les réglages des différentes configurations sont reportés Tab. 3.1 pour chacune des énergies incidentes et angles de collections.

Comme on peut le voir, suivant les conditions d'utilisation du spectromètre, différents groupes sont présents dans la matrice  $\Delta E - \text{TOF}$ . Dans la suite, on différenciera trois cas de figures distincts :

- à  $7^\circ$  pour les hautes énergies tritons (Fig. 3.1(a)),
- à  $7^\circ$  pour les basses énergies tritons (Fig. 3.1(b)),
- le conditionnement à  $0^\circ$  (Fig. 3.1(c)).

La ligne horizontale que l'on peut voir sur l'ensemble des matrices d'identification correspond au signal d'un générateur d'impulsion envoyé dans le scintillateur plastique afin d'estimer le temps mort de l'acquisition.

### 3.1.2 Conditionnement des données prises à $7^\circ$

#### Dans le cas général

On peut observer, comme illustré figure 3.2(a), un unique groupe dans les spectres  $\Delta E - \text{TOF}$  qui correspond aux tritons dans le plan focal : on observe bien la présence des premiers états excités du  $^{206}\text{Pb}$  lors du conditionnement du spectre position<sup>1</sup> sur les tritons en  $\Delta E - \text{TOF}$  (Fig. 3.2(b)). On observe également leur absence (spectre de bruit de fond) lorsque l'on conditionne sur le reste (Fig. 3.2(c)).

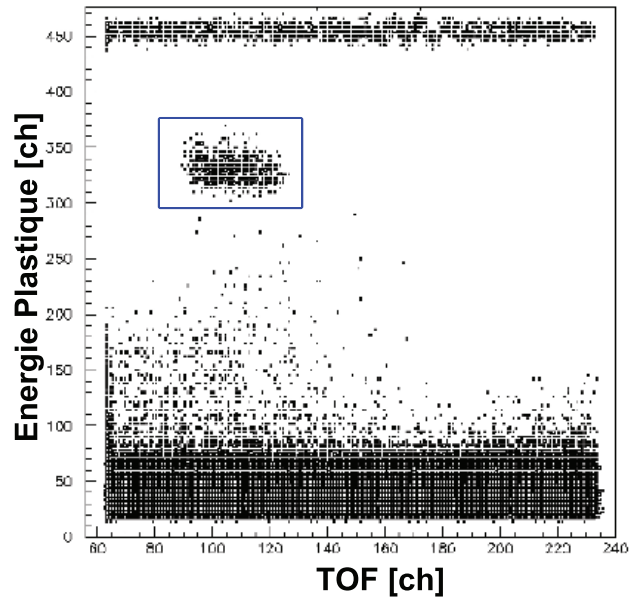
#### Contamination par les deutons

Lorsque l'on focalise des tritons de plus basse énergie, on accepte également des deutons de même rigidité magnétique. A vitesse égale la rigidité magnétique des deutons ( $B\rho = \frac{Mv}{Q}$ ) est plus faible, ainsi si l'on accepte des deutons et des tritons dans le plan focal, la vitesse des deutons est  $v_d = \frac{M_t}{M_d} v_t$ , donc 3/2 fois plus grande que celle des tritons. Il nous est difficile de nous affranchir de cette contamination lors du conditionnement des données car la différence de temps de vol entre les tritons et les deutons ( $\sim 47$  ns pour un  $B\rho = 1.6$  Tm) est de l'ordre d'une pulsation HF ( $\sim 58$  ns). Le temps de vol relatif étant mesuré à une période de haute fréquence près, les deutons et les tritons ont le même temps de vol apparent, la valeur codée est la même. Les pertes d'énergie de chacun étant proches, les deux distributions se chevauchent (Fig. 3.3(a)).

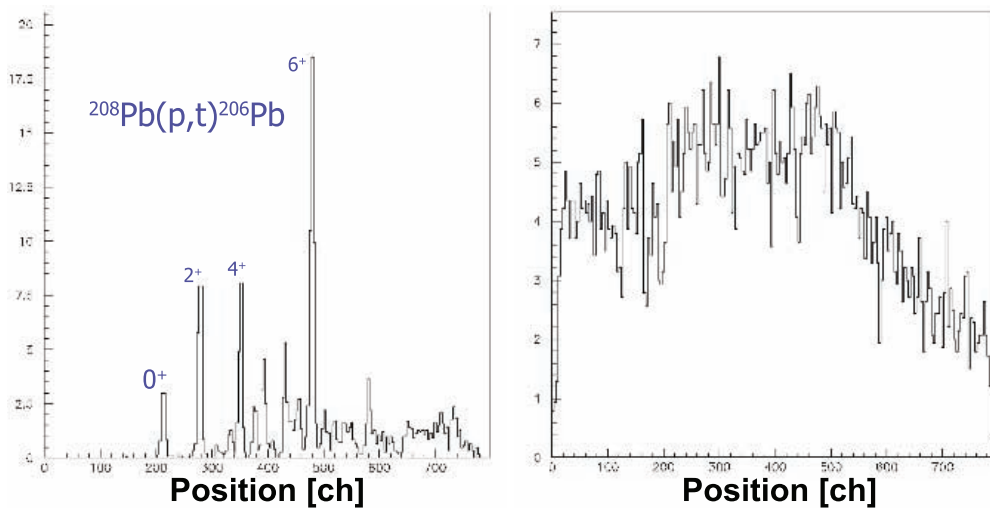
On obtient, avec ces conditionnements, un taux de réjection des deutons de près de 97% tout en conservant 99.6% des événements tritons.

Dans le spectre 3.3(b) conditionné sur les tritons, les deux raies principales correspondent à l'état fondamental de l' $^{14}\text{O}$  et du  $^{10}\text{C}$ . Ces deux noyaux proviennent de réaction ( $p,t$ ) sur des contaminants d' $^{16}\text{O}$  et de  $^{12}\text{C}$  souvent présents dans nos cibles de réactions. La sélection sur les tritons ne permet pas de s'en affranchir car rien ne permet de différencier les tritons provenant des réactions sur notre cible ou sur les contaminants de celle-ci. De plus, on peut noter que les réactions sur les contaminants tels que l'oxygène et le carbone ne sont pas gênantes pour l'observation ni pour la

1. Les spectres en position correspondent, à un étalonnage près, aux spectres en énergie d'excitation.

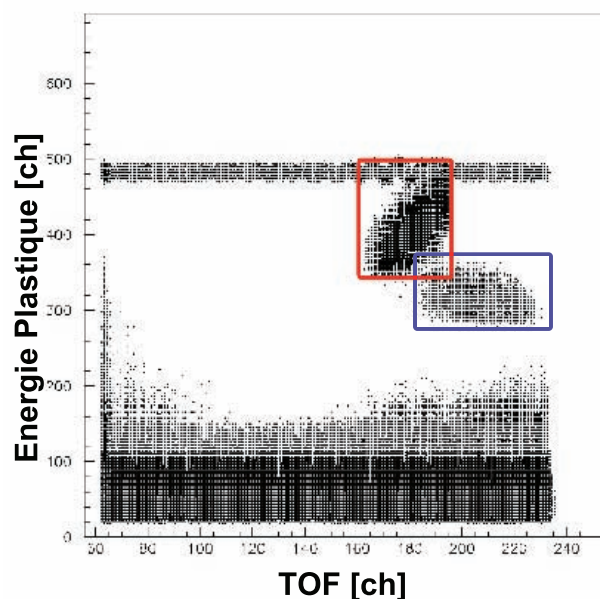


(a) Matrice d'identification pour des tritons de haute énergie collectés avec la cible de  $^{208}\text{Pb}$  à  $7^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ( $E_p = 60$  MeV) avec, en bleu, le conditionnement sur les tritons - Configuration "56 MeV".

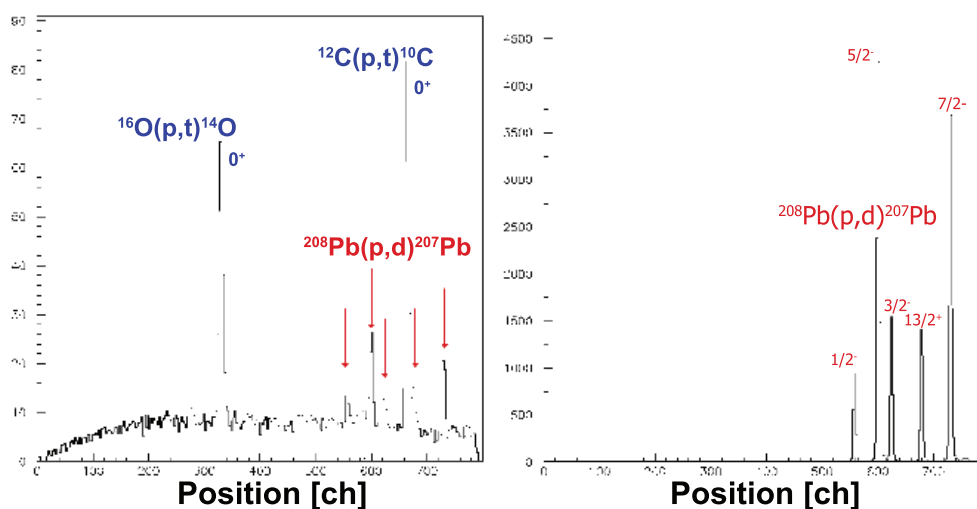


(b) Spectre en coïncidence avec la condition  $\Delta E - \text{TOF}$  sur les tritons. (c) Spectre en anti-coïncidence avec la condition  $\Delta E - \text{TOF}$  sur les tritons.

**FIGURE 3.2** – Exemple de conditionnement sur les tritons dans le cas d'un champ à grand  $B\rho$  (configuration "56MeV") pour la cible de  $^{208}\text{Pb}$ , ce qui correspond aux faibles énergies d'excitation du  $^{206}\text{Pb}$ .



(a) Matrice d'identification pour des tritons de basse énergie collectés avec la cible de  $^{208}\text{Pb}$  à  $7^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ( $E_p = 60$  MeV) avec, en bleu, le conditionnement sur les tritons et, en rouge, sur les deutons - Configuration "41 MeV".



(b) Spectre en coïncidence avec la condition  $\Delta E - \text{TOF}$  sur les tritons. (c) Spectre en coïncidence avec la condition  $\Delta E - \text{TOF}$  sur les deutons.

**FIGURE 3.3** – Exemples de conditionnement dans le cas d'un champ à faible  $B\rho$  (Configuration "41MeV") pour la cible de  $^{208}\text{Pb}$ , ce qui correspond aux excitations de haute énergie du  $^{206}\text{Pb}$  et à celles de basse énergie du  $^{207}\text{Pb}$ .

mesure de la section efficace. En effet, au vu de la position de l'état fondamental des contaminations de l' $^{14}\text{O}$  et du  $^{10}\text{C}$  (correspondant à environ 14 MeV et 17 MeV dans le spectre d'excitation du  $^{206}\text{Pb}$  ou du  $^{118}\text{Sn}$ ), ces réactions n'ont pour effet que d'ajouter des composantes discrètes (état fondamental et éventuels états excités) dans la région où est attendue la GPV (10-20 MeV d'excitation). Le décalage entre la position des raies correspondants aux états fondamentaux de l' $^{14}\text{O}$  et du  $^{10}\text{C}$ , et celles du  $^{206}\text{Pb}$  (ou de l' $^{118}\text{Sn}$ ) est du à la différence des chaleurs de réactions,  $-20405.2$  keV pour la réaction  $^{16}\text{O}(p,t)^{14}\text{O}$  et  $-23359.5$  keV pour  $^{12}\text{C}(p,t)^{10}\text{C}$ .

### 3.1.3 Conditionnement des données prises à $0^\circ$

Afin de s'affranchir de la contamination des deutons dans les matrices  $\Delta E - TOF$ , le cyclotron est réglé, pour cette deuxième expérience, de façon à ne délivrer qu'un pulse de faisceau toutes les cinq périodes. On multiplie ainsi artificiellement la période de la HF par cinq. En rallongeant cette période on s'affranchit de cette contamination, le temps de vol des deutons plus rapide que les tritons est ainsi repoussé hors de la gamme de codage (la mesure de temps utilisant le signal du plastique comme start et le signal HF comme stop correspond à l'opposé du temps de vol réel), puisque celle-ci devient plus petite que la période de la HF.

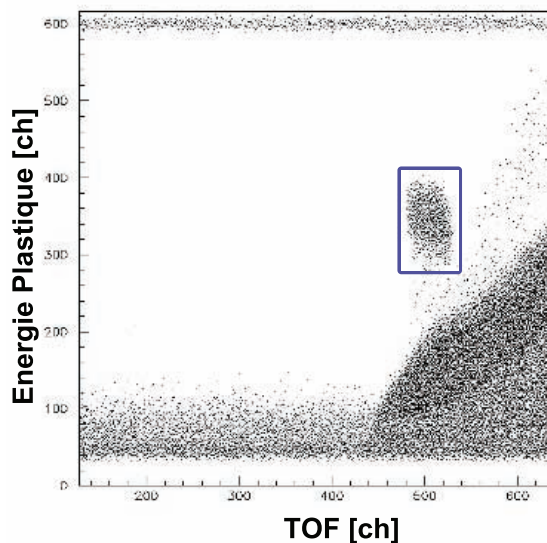
Lors de l'utilisation du spectromètre à  $0^\circ$ , la quasi-totalité du faisceau de protons qui n'interagit pas dans la cible entre dans le spectromètre. Bien qu'une majorité de ces protons soit arrêtée par un arrêt-faisceau placé dans le spectromètre, la partie restante (provenant de diffusion à l'intérieur du spectromètre) reste suffisante pour arriver au plan focal et contaminer les spectres.

Le spectre d'identification (Fig. 3.4(a)) montre que les tritons sont séparables des protons. Le groupe de grande intensité, que l'on observe pour des faibles pertes d'énergie et un temps de vol relatif élevé, correspond à la distribution des protons. Ceux-ci composent (Fig. 3.4(b)) la majorité des particules détectées (98.7%) dans le plan focal.

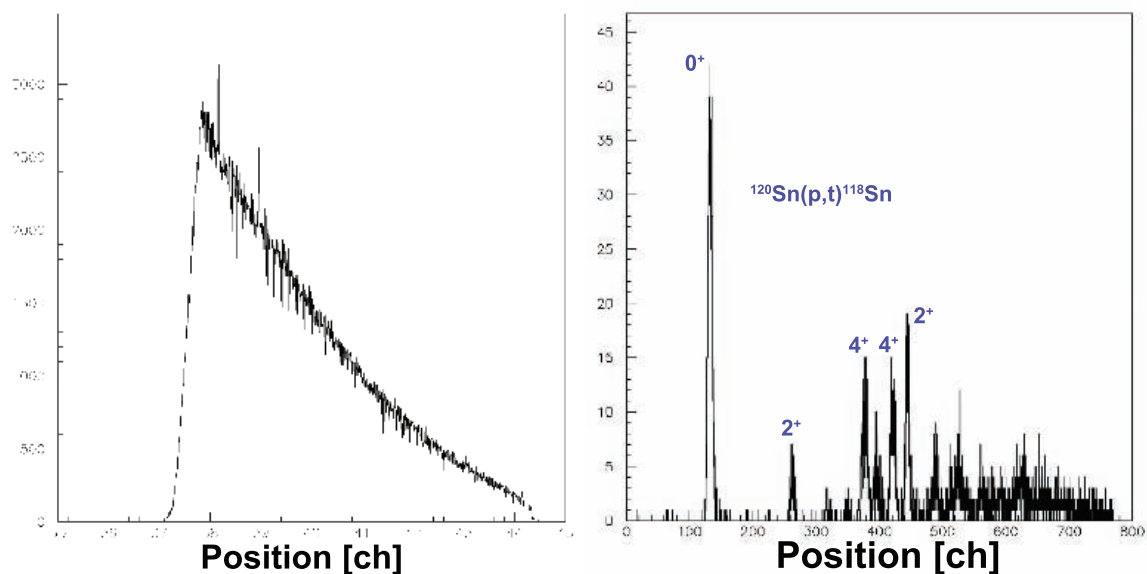
On peut distinguer (Fig. 3.4(c)), d'une part les premiers états excités de l' $^{118}\text{Sn}$  provenant de la réaction  $^{120}\text{Sn}(p,t)$ , et d'autre part que l'on a parfaitement supprimé le signal dû aux protons. En effet, le fond du spectre conditionné par les tritons est parfaitement plat contrairement au fond du spectre non conditionné.

## 3.2 Reconstruction des énergies d'excitation

Comme indiqué Tab 3.1, plusieurs plages de  $B\rho$  sont étudiées pour couvrir l'ensemble du spectre d'excitation des noyaux lourds. Pour reconstruire les spectres d'excitations complets, il faut convertir les positions dans le plan focal en énergie cinétique.



(a) Matrice d'identification pour des tritons collectés avec la cible d' $^{120}\text{Sn}$  à  $0^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ( $E_p = 50$  MeV) avec, en bleu, la condition sur les tritons - Configuration "45 MeV".

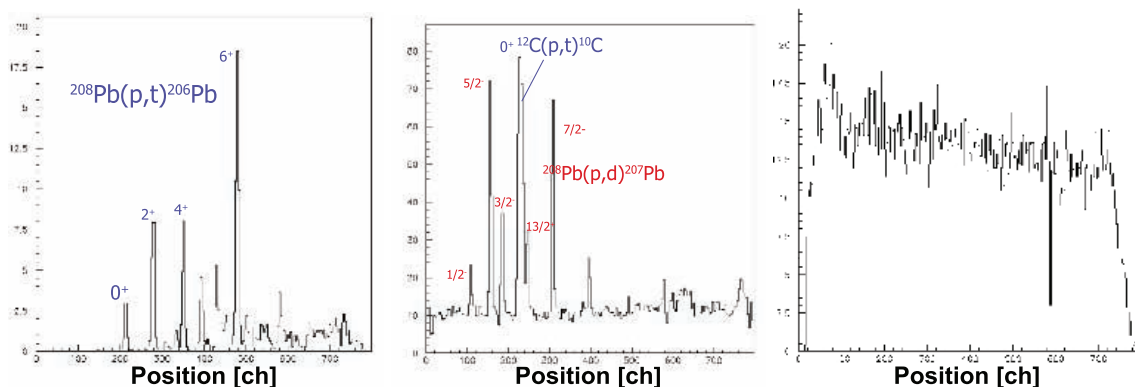


(b) Spectre sans condition  $\Delta E - \text{TOF}$  sur les tritons. (c) Spectre en coïncidence avec la condition  $\Delta E - \text{TOF}$  sur les tritons.

**FIGURE 3.4** – Exemples de conditionnement pour la cible d' $^{120}\text{Sn}$  dans le cas d'un faisceau de protons à 50 MeV et un angle du spectromètre de  $0^\circ$  (Configuration "45 MeV").

### 3.2.1 Étalonnage à $7^\circ$

Pour les étalonnages des spectres à  $7^\circ$ , on utilise deux méthodes d'étalonnage différentes, une pour les configurations contenant des raies discrètes, et l'autre pour celles qui en sont dénuées.



(a) Spectre réalisé à grand  $B\rho$  correspondant aux basses énergies d'excitation du  $^{206}\text{Pb}$ . (b) Spectre réalisé à faible  $B\rho$  correspondant aux basses énergies d'excitation du  $^{207}\text{Pb}$ . (c) Spectre réalisé à moyen  $B\rho$  sans raies d'excitation.

**FIGURE 3.5** – Exemples de spectres d'excitation bruts pour un grand, un faible et un  $B\rho$  intermédiaire.

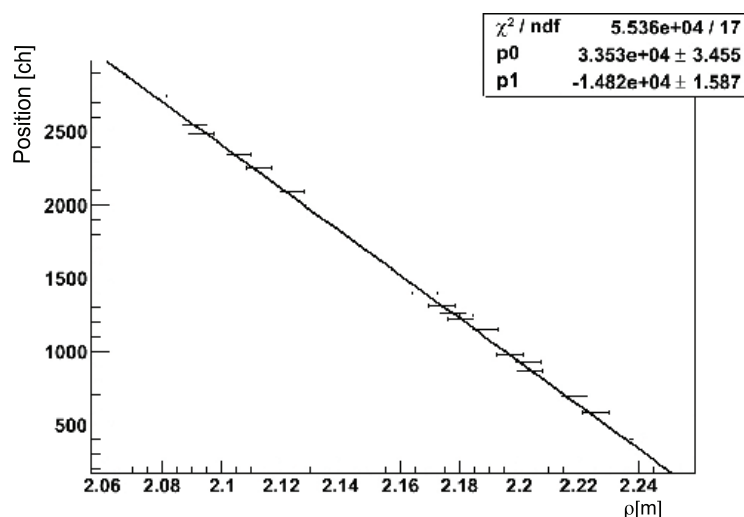
Pour les champs contenant des raies d'excitation des premiers états excités des noyaux produits lors des réactions dans la cible, il est possible de réaliser l'étalonnage après avoir identifié les états excités correspondant à :

- l'état fondamental et les premiers états excités du  $^{206}\text{Pb}$  et de  $^{118}\text{Sn}$  produits par réaction  $(p,t)$ , et du  $^{207}\text{Pb}$  et de  $^{119}\text{Sn}$  produits par réaction  $(p,d)$  dans les différentes cibles de réaction,
- l'état fondamental de  $^{14}\text{O}$  et du  $^{10}\text{C}$  produits par réaction  $(p,t)$  sur de  $^{16}\text{O}$  et du  $^{12}\text{C}$ , contaminants contenus dans la cible.

En effet, on utilise la position des raies d'excitation afin d'établir, pour chacune des configurations indépendamment, la conversion canal-rigidité magnétique des spectres, que l'on traduit finalement en énergie triton.

Comme on peut le voir sur la figure 3.5, les spectres des champs magnétiques extrêmes (Fig. 3.5(a) et 3.5(b)) possèdent des raies qui rendent possible ce type d'étalonnage.

On réalise ensuite l'étalonnage pour les configurations qui ne présentent aucune raie discrète (Fig. 3.5(c)). Pour cela, nous nous basons sur les raies d'excitation des réactions  $(p,t)$  et  $(p,d)$  de chacune des configurations où la valeur du champs magnétique est connue, afin d'établir un étalonnage canal-rayon de courbure  $\rho$  (Fig. 3.6). En faisant l'hypothèse que la correspondance  $\rho$ -position reste la même quelque soit le champ appliqué dans le spectromètre, on peut, connaissant le champ appliqué durant chaque prise de données, déduire la correspondance position- $B\rho$  et ensuite reconstruire le spectre en énergie triton (méthode de la masse manquante §1.6).



**FIGURE 3.6** – Etalonnage en rayon de courbure établi grâce à l'ensemble des champs contenant des raies d'excitation sur les différentes cibles de réactions ( $^{120}\text{Sn}$  et  $^{208}\text{Pb}$ ) et les contaminants qu'elles contiennent ( $^{16}\text{O}$  et  $^{12}\text{C}$ ).

### 3.2.2 Etalonnage à $0^\circ$

La méthode expérimentale pour l'étalonnage à  $0^\circ$  est modifiée par rapport à celle à  $7^\circ$  afin de simplifier l'analyse.

La procédure d'étalonnage reste la même pour les champs extrêmes. Par contre, pour les champs intermédiaires où nos cibles ne permettent pas d'observer de raies d'excitation, nous changeons de cible pendant un court laps de temps pour effectuer l'étalonnage.

Les cibles d'étalonnage de  $^{58}\text{Ni}$  et de mylar ( $^{16}\text{O}$  et  $^{12}\text{C}$ )<sup>2</sup> sont choisies car produisent des raies d'excitation dans les champs intermédiaires. Une prise de données avec une cible d'étalonnage, à chaque changement de champ, nous permet d'établir l'étalonnage canal- $B\rho$ .

Comme on peut le voir sur la figure 3.7, avec la cible de  $^{58}\text{Ni}$ , il est possible d'établir la correspondance position - rigidité magnétique - énergie cinétique. Cette correspondance nous permet d'étalonner tous les spectres à  $0^\circ$  et de les juxtaposer afin de reconstituer les spectres complets d'excitation.

### 3.2.3 Reconstruction finale des spectres d'excitation

En raison de l'acceptance limitée du spectromètre (§2.1.2), il ne nous est pas possible de mesurer tout le spectre d'excitation des noyaux lourds en une seule prise de données. Nous réalisons donc plusieurs prises de données pour différents champs, ce qui permet d'accéder aux différentes parties du spectre. La statistique collectée au cours de chacune des prises de données diffère, il faut donc normaliser ensuite chacun des bouts de spectre pour reconstituer le spectre complet. En plus

2. Présents en tant que contaminants dans la cible de réaction mais en concentration plus faible.



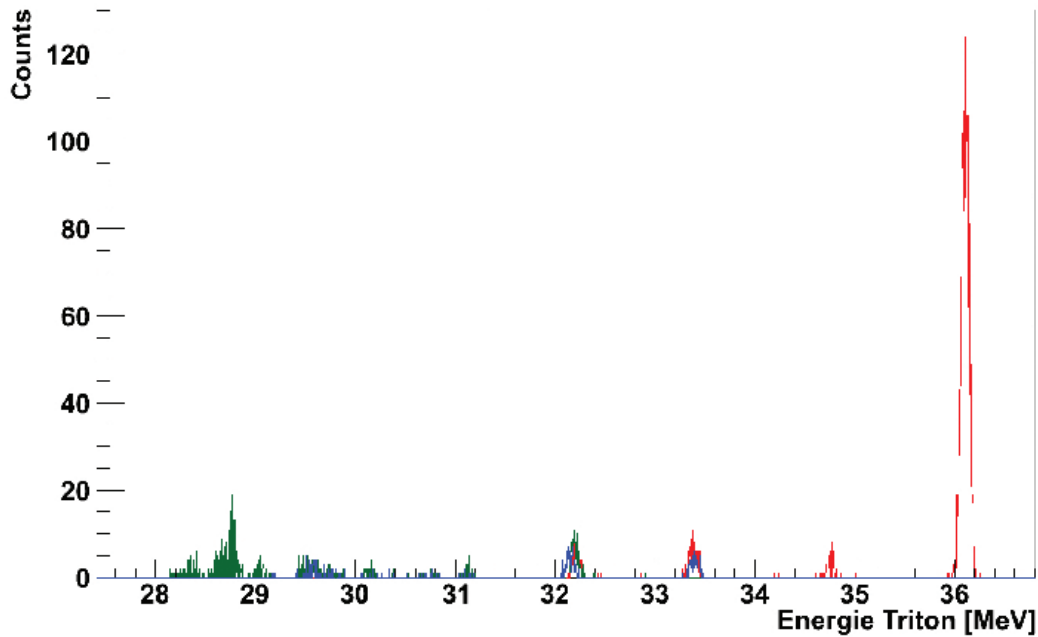


FIGURE 3.7 – Spectres de  $^{58}\text{Ni}(p,t)$  superposés après réalisation de l'étalonnage. Ces trois spectres (rouge, bleu, vert) ont des  $B\rho$  intermédiaires et nous permettent ainsi de réaliser un étalonnage, même quand le spectre correspondant à la réaction  $(p,t)$  sur notre cible ne présente pas de raies d'excitation.

du temps de mesure, nous tenons compte, dans notre processus de normalisation des spectres les uns par rapport aux autres, d'autres paramètres évoluant au cours du temps :

- l'intensité du faisceau, intégrale du courant mesuré dans l'arrêt faisceau,
- le temps mort de l'acquisition et de l'ordinateur enregistrant les données, mesuré à l'aide d'un pulser qui est envoyé directement dans les échelles via le scintillateur plastique, la différence des deux intégrales nous donne le temps mort électronique, le temps mort de l'acquisition est mesuré de manière similaire, en comparant l'intégrale du pulser avec celle inhibée par le temps mort de l'acquisition,
- l'efficacité des chambres à fils, définie comme le rapport entre le nombre de bons événements dans la chambre à fils (nombre correct de fils touchés et reconstruction de la trajectoire correcte) divisé par le nombre total d'évènements dans celle-ci,
- le véto présent dans certaines prises de données de la première expérience (§2.2.3).

Une fois les spectres normalisés entre eux, on peut calculer les sections efficaces correspondantes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_r}{N_{\text{proton}} \cdot N_{\text{cible}} \cdot \Omega_{\text{spectro}}}, \quad (3.1)$$

$$\text{avec : } N_{\text{cible}} = \frac{\epsilon_{\text{cible}} \cdot \rho_{\text{cible}} \cdot N_A}{M_{(u)}}, \quad (3.2)$$

où  $N_{\text{proton}}$  représente le nombre de protons incidents,  $N_r$  le nombre de coups dans chaque canal du spectre corrigé du temps mort et des différentes efficacités,  $N_{\text{cible}}$  le nombre d'atomes par unité de surface dans la cible et  $\Omega_{\text{spectro}}$  l'ouverture en angle solide du spectromètre. Pour calculer  $N_{\text{cible}}$  (Eq. (3.2)), on utilise  $\varepsilon_{\text{cible}}$  l'épaisseur de la cible,  $\rho_{\text{cible}}$  sa masse volumique,  $M_{(u)}$  sa masse molaire et  $N_A$  le nombre d'Avogadro.

TABLE 3.1 – Différents champs magnétiques .

Cible	Energie	Angle	Configuration	Protons incidents	Efficacité	Temps mort
$^{120}\text{Sn}$	50MeV	$0^\circ$	45 MeV	3.49e+14	0.95	0.23
			39 MeV	3.66e+14	0.95	0.35
			35 MeV	4.04e+14	0.96	0.40
			34 MeV	6.90e+15	0.88	0.34
			31 MeV	2.42e+14	0.96	0.40
$^{120}\text{Sn}$	60MeV	$0^\circ$	54 MeV	1.16e+14	0.93	0.29
			47 MeV	2.63e+14	0.94	0.41
$^{120}\text{Sn}$	60MeV	$7^\circ$	56 MeV	3.55e+13	0.90	0.18
			48 MeV	1.07e+15	0.95	0.11
			43 MeV	2.47e+15	0.96	0.11
			41 MeV	3.54e+15	0.93	0.22
			37 MeV	1.42e+14	0.95	0.19
$^{208}\text{Pb}$	60MeV	$7^\circ$	56 MeV	3.20e+13	N.D.	0.06
			49 MeV	9.25e+14	N.D.	0.14
			46 MeV	8.42e+14	N.D.	0.12
			44 MeV	1.35e+15	N.D.	0.14
			41 MeV	8.06e+14	N.D.	0.10
			37 MeV	1.17e+15	N.D.	0.21

Afin de s'affranchir des effets de bords (non-linéarité de l'efficacité proche des bords de la chambre à fils), on ne prend pas en compte les extrémités des spectres.

On peut noter, de plus, que les seules erreurs prises en compte sont les erreurs statistiques par canaux, l'erreur (statistique) sur le nombre de protons incidents est négligeable, de même que l'erreur sur l'épaisseur des différentes cibles ( $\sim 1\%$ ).

Cible de  $^{208}\text{Pb}$  60 MeV à  $7^\circ$

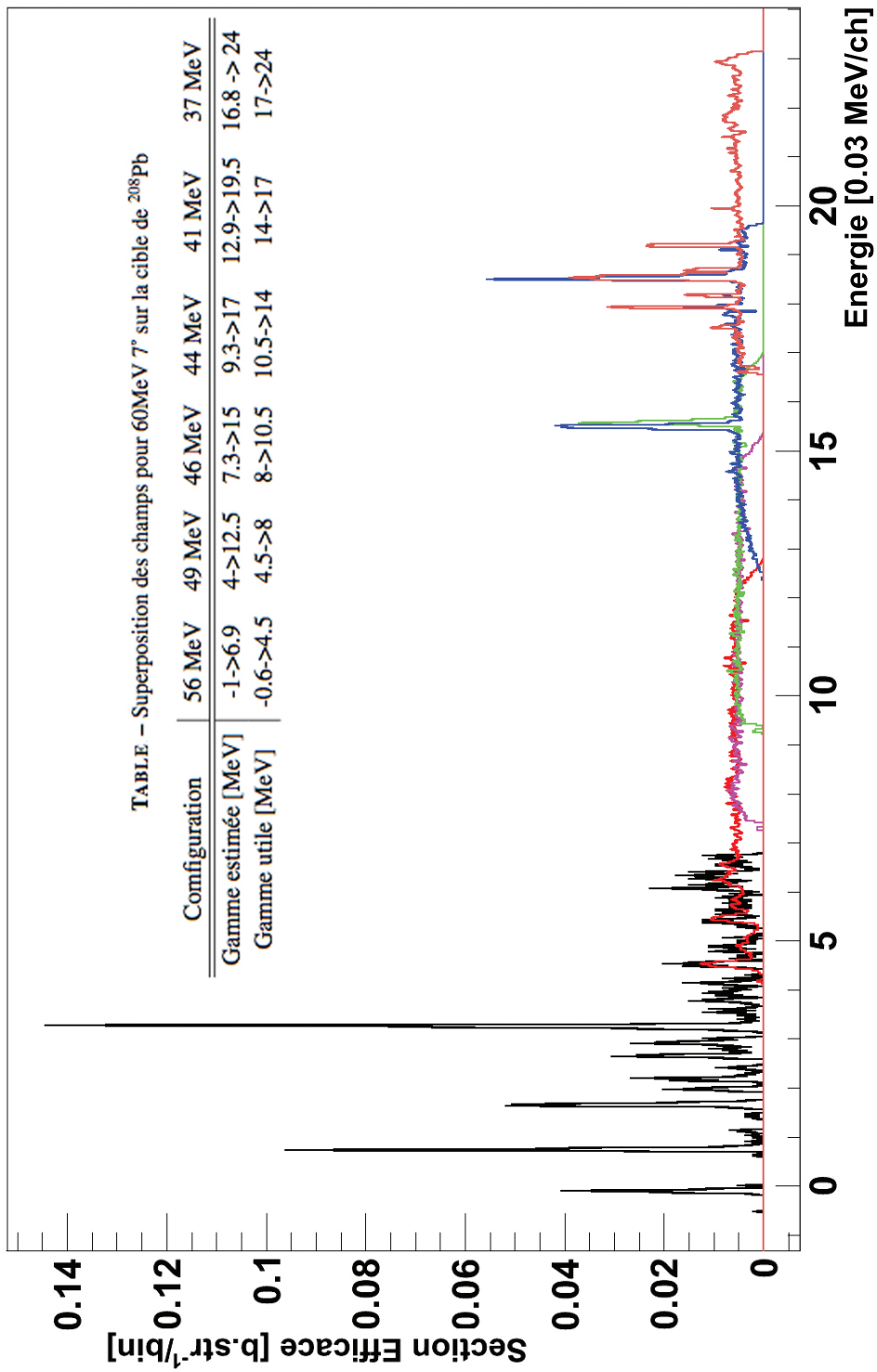


FIGURE 3.8 – Spectre complet correspondant à la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$ .

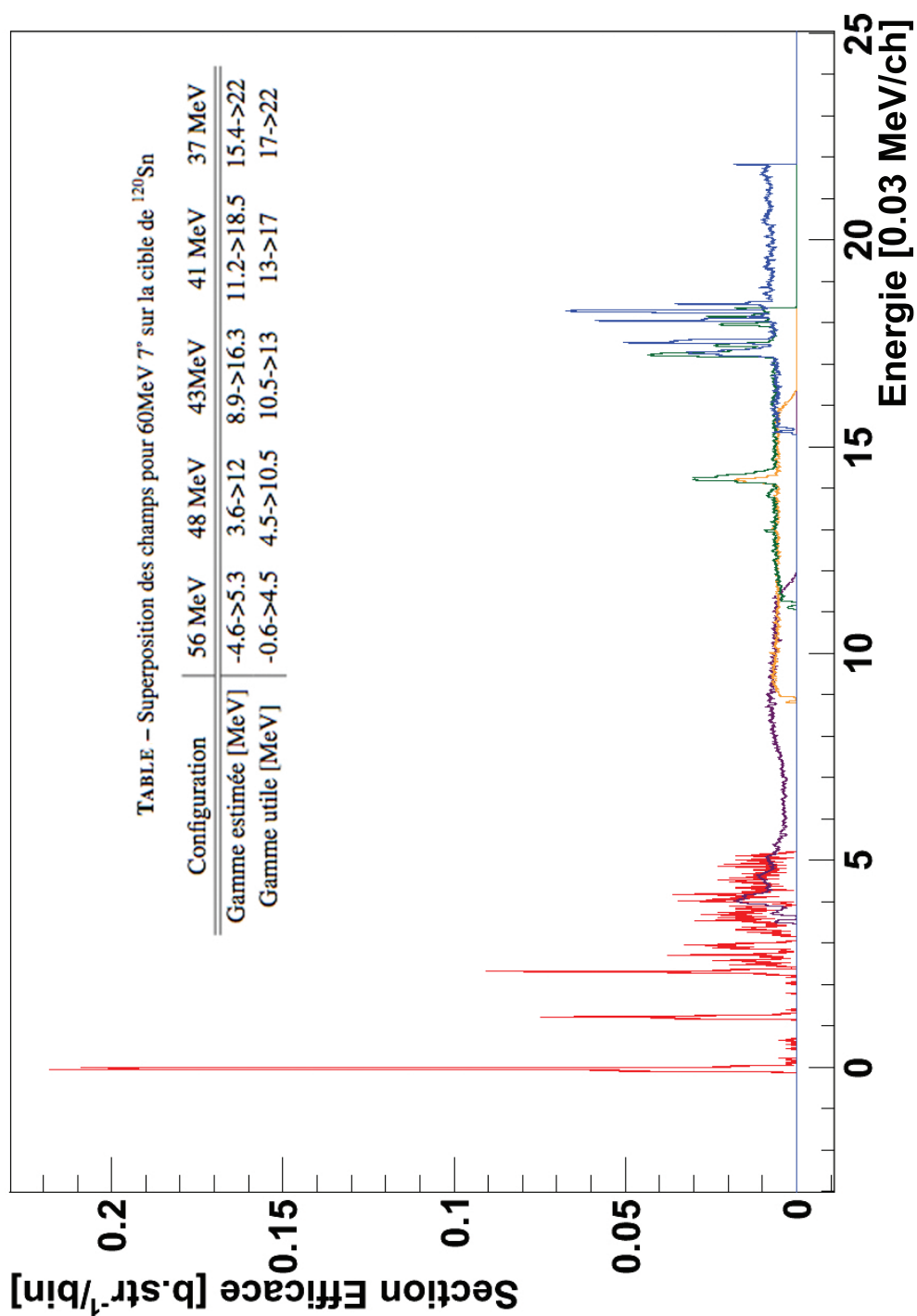
Cible d' $^{120}\text{Sn}$  60 MeV à  $7^\circ$ 

FIGURE 3.9 – Spectres juxtaposés correspondant à la réaction  $^{120}\text{Sn}(p, t)^{118}\text{Sn}$  pour un faisceau de protons incident à 60 MeV et le spectromètre réglé à  $7^\circ$ .

Cible d' $^{120}\text{Sn}$  60 MeV à  $0^\circ$

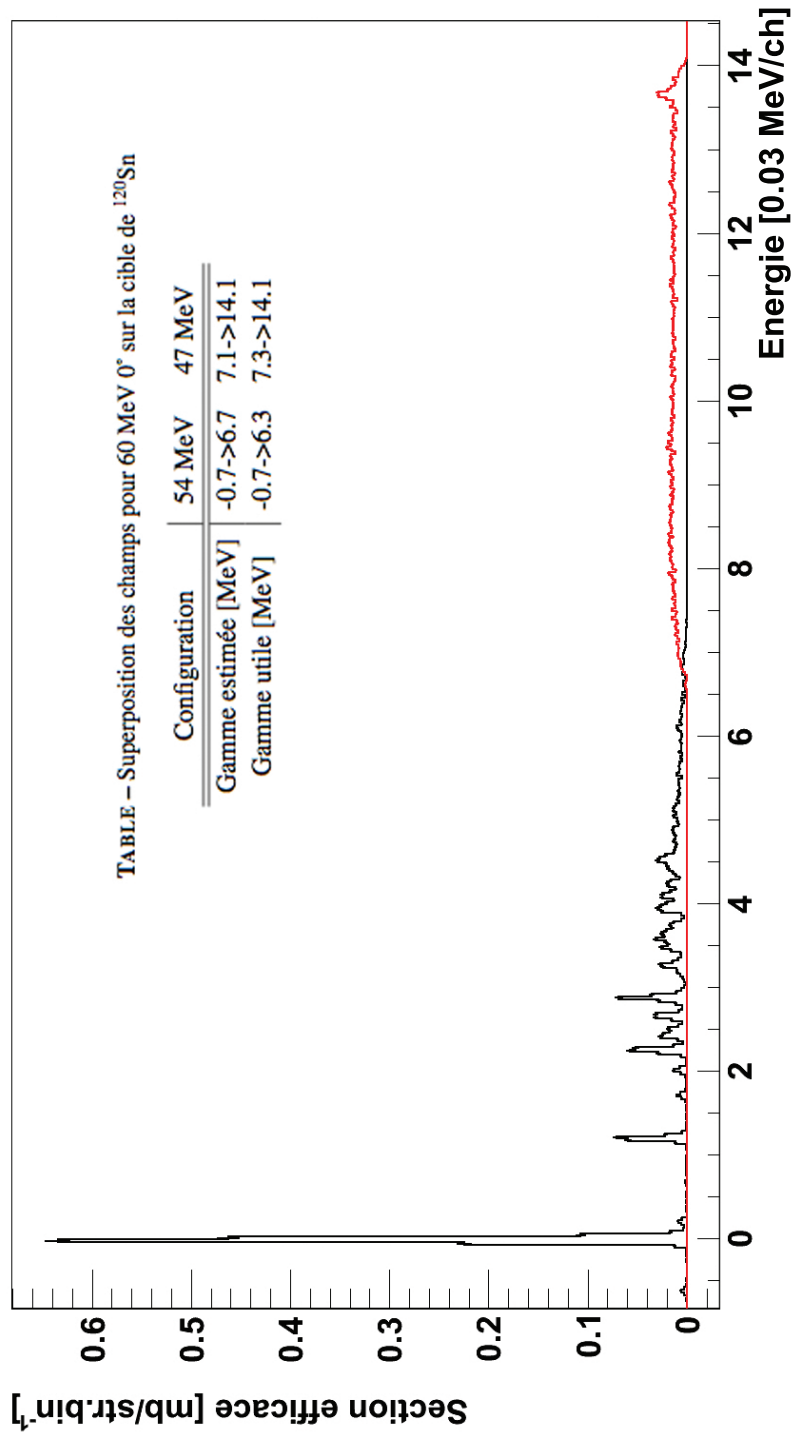
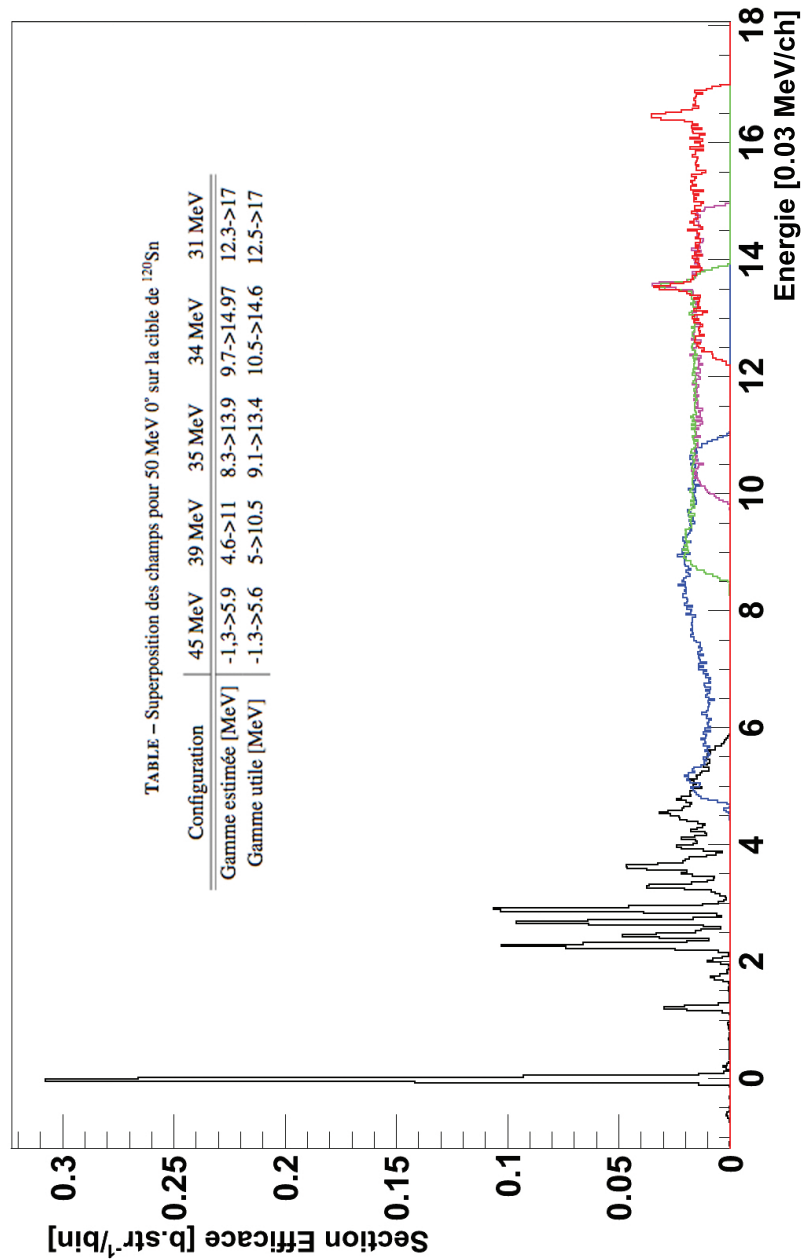


FIGURE 3.10 – Spectres juxtaposés correspondant à la réaction  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  pour un faisceau de protons incident à 60 MeV et le spectromètre réglé à  $0^\circ$ .

Cible de  $^{120}\text{Sn}$  50 MeV à  $0^\circ$ 

**FIGURE 3.11** – Spectres juxtaposés (en moyennant sur les chevauchements) correspondant à la réaction  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  pour un faisceau de proton incident à 50 MeV et le spectromètre réglé à  $0^\circ$ .

Dans ce dernier cas, un problème de normalisation se pose, les spectres des configurations "43 MeV" et "37 MeV" après normalisation ne s'ajustent pas avec le spectre de la configuration "41 MeV" (Tableau en encart figure 3.11). Puisque la configuration "41 MeV" est celle qui comprend

le plus de statistique et que le spectre correspondant s'ajuste parfaitement avec les spectres des configurations "56 MeV" et "48 MeV", nous renormalisons les configurations "37 MeV" et "43 MeV" sur la configuration "41 MeV".

Pour cela, nous mesurons la somme de section efficace sur des plages de recouvrement (sans structure particulière) des différentes configurations : entre 10.5 MeV et 13 MeV pour la renormalisation de la configuration "43 MeV" et entre 13.4 et 13.65 pour la renormalisation de la configuration "37MeV", puis on multiplie les deux configurations problématiques par le rapport de ses sections efficaces : 1.057 pour la configuration "43 MeV" et 1.159 pour la configuration "37MeV".

### 3.2.4 Comparaison

La normalisation des spectres est vérifiée en intégrant la section efficace de la raie d'excitation  $2^+$  à  $E = 1230$  MeV (Fig. 3.12(b)) :

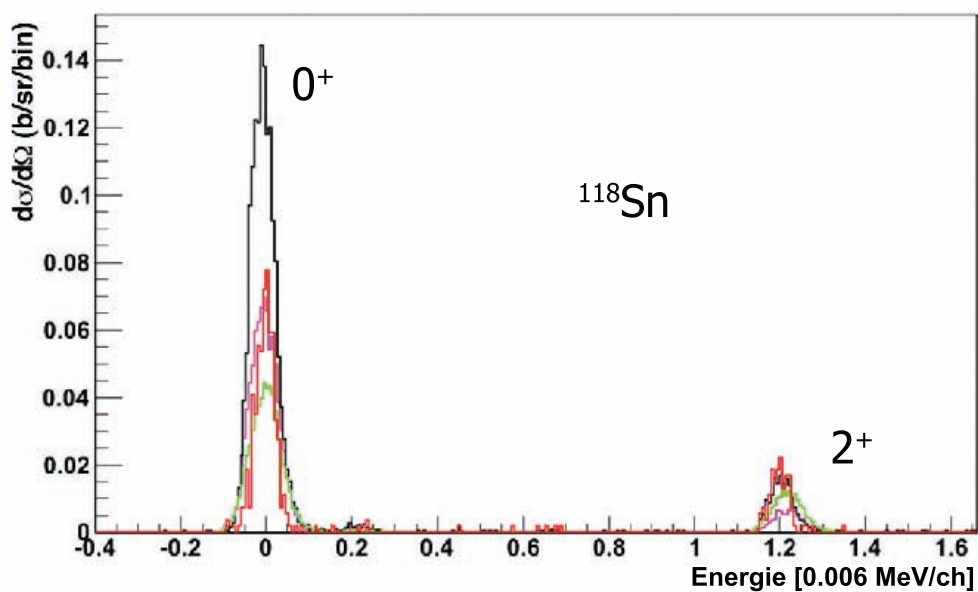
**TABLE 3.2** – Section efficace correspondant au premier état  $2^+$  de  $^{118}\text{Sn}$  en millibarns.

60 MeV - $7^\circ$		60 MeV - $0^\circ$	50 MeV - $0^\circ$
2007	2009		
0.57(6) mb	0.543(7) mb	0.435(17) mb	0.200(7) mb

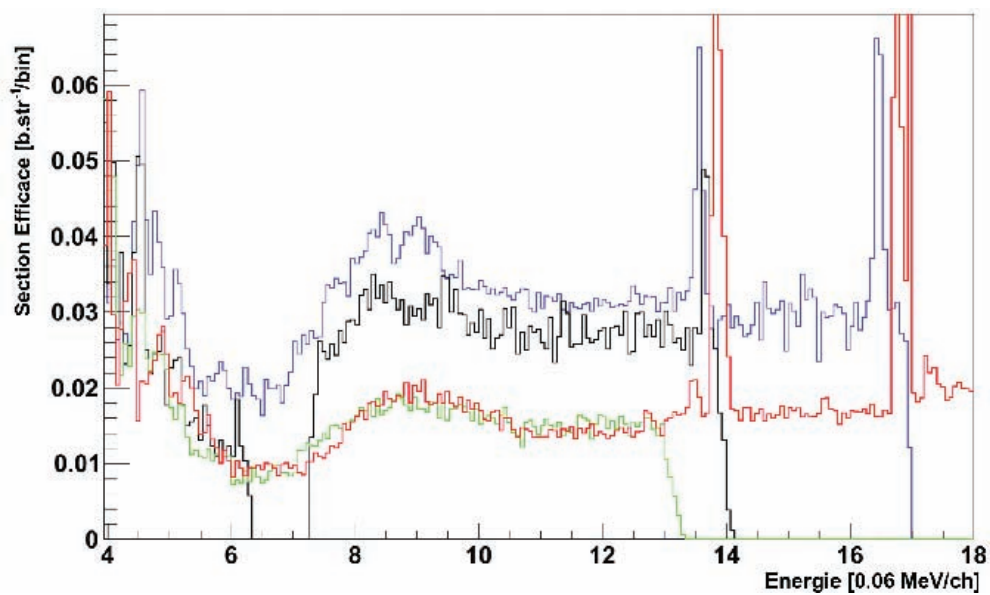
La variation de section efficace de population du premier état  $2^+$  entre  $0^\circ$  et  $7^\circ$  semble raisonnable, ce qui pousse à croire que la nette augmentation (presqu'un facteur 2) de la section efficace à haute énergie n'est pas due à une erreur de normalisation. La différence de section efficace d'excitation du premier état  $2^+$  à 50 et 60 MeV est sans doute due au fait qu'une plus grande énergie incidente favorise des états à plus haut spin.

Le comportement de la section efficace du premier état  $2^+$  en fonction de l'angle de collection des tritons et de l'énergie du faisceau semble indiquer que la normalisation relative des différentes configurations (angles de collection et énergies de faisceau) est correcte.

Pour vérifier les sections efficaces absolues, nous comparons une section efficace mesurée avec une déjà connue. On trouve [Guaz 99] 2.5 mb entre  $5^\circ$  et  $75^\circ$  pour l'état fondamental de  $^{120}\text{Sn}$  (peuplé lors de la réaction de transfert :  $^{122}\text{Sn}(p,t)^{120}\text{Sn}$  avec un faisceau de proton incident à 26 MeV). La section efficace de population de l'état fondamental dans le spectre 50 MeV  $0^\circ$  (configuration la plus proche), on trouve 2.15(2) mb pour  $0^\circ \pm 2^\circ$  (acceptance angulaire). Les deux sections efficaces semblent compatibles (en ignorant la différence de deux neutrons et de l'énergie du faisceau incident). On attend bien une augmentation de la section efficace entre  $0^\circ \pm 2^\circ$  du fait de la focalisation à l'avant d'un transfert type  $L=0$  du fondamental  $0^+$ .



(a) Basses énergies d'excitation.



(b) Hautes énergies d'excitation.

FIGURE 3.12 – Les différents spectres correspondant à l'excitation du  $^{118}\text{Sn}$  normalisés, 50 MeV  $0^\circ$  (magenta), 60 MeV  $0^\circ$  (noir), 60 MeV  $7^\circ$  (rouge - 2007, vert - 2009).





## Chapitre 4

# Extraction des sections efficaces

L'étude suivante se restreint au cas de l'étain, pour lequel nous disposons de 3 spectres différents : 60 MeV à 0 et 7° et 50 MeV 0°. Comme on peut le voir (Fig. 4.1), tous les spectres présentent la même composition générale avec, dans l'ordre d'apparition :

- à basse énergie, les états discrets de l' $^{118}\text{Sn}$ ,
- suivis du continuum d'états, qui est marqué vers 8 - 10 MeV d'excitation par une bosse identifiée comme des états de trous profonds ("Deep Holes") [Craw 77],
- pour finir avec un fond plat, marqué vers environ 14 MeV (en énergie d'excitation du  $^{118}\text{Sn}$ ) par l'apparition des raies de contamination (p,t) sur l' $^{16}\text{O}$ , puis à partir de 17 MeV (p,d) sur l' $^{120}\text{Sn}$  (dans le cas du spectre à 60 MeV 7° uniquement) et vers 16 MeV une contamination (p,t) sur le  $^{12}\text{C}$ .

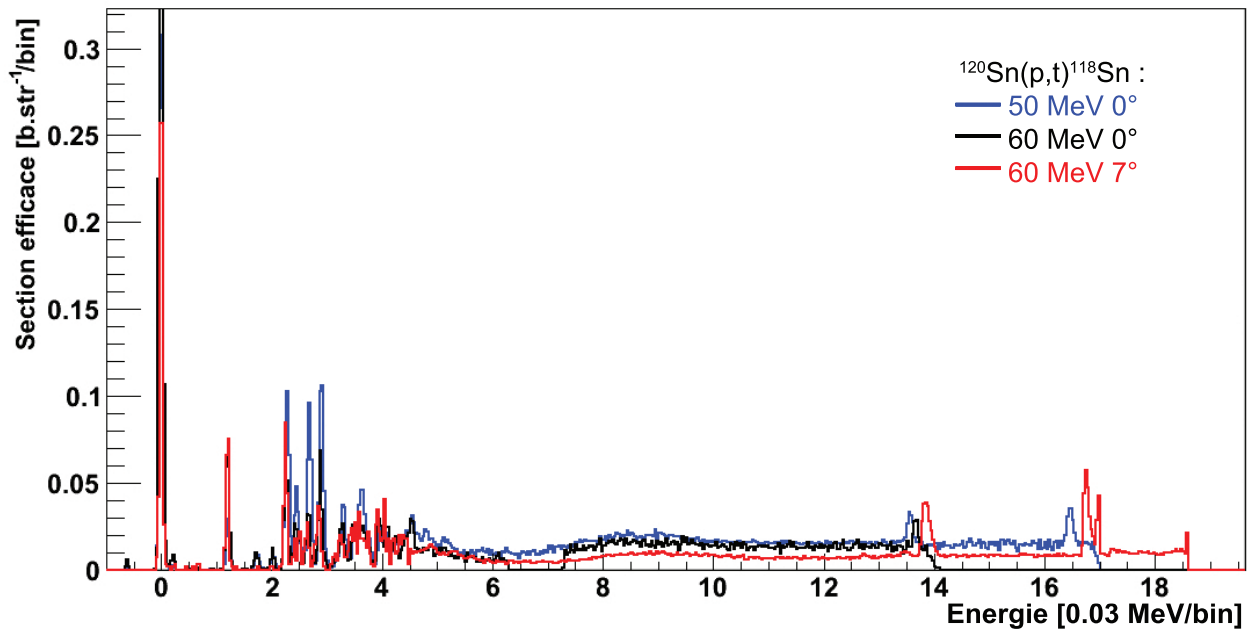


FIGURE 4.1 – Spectres complets correspondant à la réaction  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  pour l'ensemble des configurations -énergie faisceau/angle de spectromètre- réalisées.

Aucun des spectres correspondant à une excitation d' $^{118}\text{Sn}$  ou de  $^{206}\text{Pb}$  ne présente d'évidence claire de présence de la vibration géante de paires. Dans la suite, nous expliquerons les procédures d'ajustement mises en oeuvre pour l'extraction d'une section efficace maximale pour la GPV et pour l'étude de la double structure dans les états de trous profonds ou "Deep Hole states" dans les spectres d'excitation de l' $^{118}\text{Sn}$  afin de s'assurer que cette double structure n'est pas constituée d'une part des états de trous profonds et d'autre part de la GPV.

## 4.1 Fonction d'ajustement

La fonction,  $F(x)$ , utilisée pour ces ajustements est construite à partir de :

- $B(x)$  pour le fond (on utilise une fonction un peu particulière afin de reproduire la montée rapide puis la stabilisation douce du fond comme on peut le voir sur la figure 3.12),

$$B(x) = A_0(1 - e^{-\lambda(x-\Delta)}), \quad (4.1)$$

on impose qu'elle passe par le point  $(x_0, y_0)$  alors :

$$y_0 = A_0(1 - e^{-\lambda(x_0-\Delta)}) \Rightarrow \Delta = x_0 + \frac{1}{\lambda} \ln\left(\frac{A_0 - y_0}{A_0}\right), \quad (4.2)$$

- des gaussiennes  $G_{n=1,a,b,c,2,3}(x)$  pour, respectivement, les différentes composantes des états de trous profonds (on en utilise 1, 2 ou 3 suivant les cas de figures), la GPV et la contamination de l'oxygène,

$$G_n(x) = A_n \cdot e^{-\frac{(x-\Delta_n)^2}{2\sigma_n^2}}, \quad (4.3)$$

les intégrales des différentes fonctions correspondent à la section efficace de la composante qu'elles représentent.

A partir des équations (4.1) et (4.3), on obtient :

$$F(x) = A_0(1 - e^{-\lambda(x-x_0 - \frac{1}{\lambda} \ln(\frac{A_0 - y_0}{A_0}))}) + \sum_{i=1}^3 A_i \cdot e^{-\frac{(x-\Delta_i)^2}{2\sigma_i^2}}. \quad (4.4)$$

Pour s'assurer que le fond au-delà de  $x_0$  soit toujours supérieur ou égal à sa valeur ( $y_0$ ) au point imposé ( $x_0$ ) nous définissons deux autres contraintes ( $A_0 > y_0$ ) et ( $\lambda > 0$ ),  $(x_0, y_0)$  étant choisis au début de la montée rapide du fond.

Pour déterminer la section efficace maximale acceptable de la GPV et/ou des états de trous profonds, nous utilisons la procédure suivante :

- on contraint le maximum de la GPV à rester entre 9 et 15 MeV,
- avec une première minimisation de  $\chi^2$ , on évalue la valeur des paramètres libres de la fonction  $F(x)$ ,

- puis la valeur  $A_{GPV}$  augmentant progressivement par étape de  $10^{-3}$ , on détermine le  $\chi^2$  de chaque ajustement.

On prend comme section efficace maximale acceptable de la GPV le dernier ajustement possible dans les limites du critère gaussien, à savoir  $\Delta\chi^2 \leq 1$  [Pump 09].

## 4.2 Les états de trous profonds à 0°

Pour les deux spectres à 0°, 50 et 60 MeV proton, on peut observer une structure dans la bosse correspondant aux états de trous profonds. Dans la suite, on étudie les sections efficaces respectives des deux structures, pour les spectres à 0 et 7°. Pour cela, on définit la même fonction  $F(x)$  que précédemment, en ajoutant si nécessaire une (ou deux) gaussienne supplémentaire (Eq. (4.3)) pour définir la seconde structure des états de trous profonds.

### 50 MeV 0°

Pour le spectre obtenu à 50 MeV proton 0°, avec un fond fixé sur la valeur moyenne du spectre entre 11 et 13 MeV, il est nécessaire d'utiliser trois gaussiennes pour réaliser un ajustement correct. Les intégrales des gaussiennes bleue, verte et magenta (Fig. 4.2) valent respectivement 0.12(1), 0.12(1) et 0.38(2) mb (d'une largeur respective  $\sigma = 0.26, 0.35$  et  $1.32$  MeV<sup>1</sup>), soit un total de 0.62(4) mb, pour une ouverture angulaire de  $0 \pm 2^\circ$ .

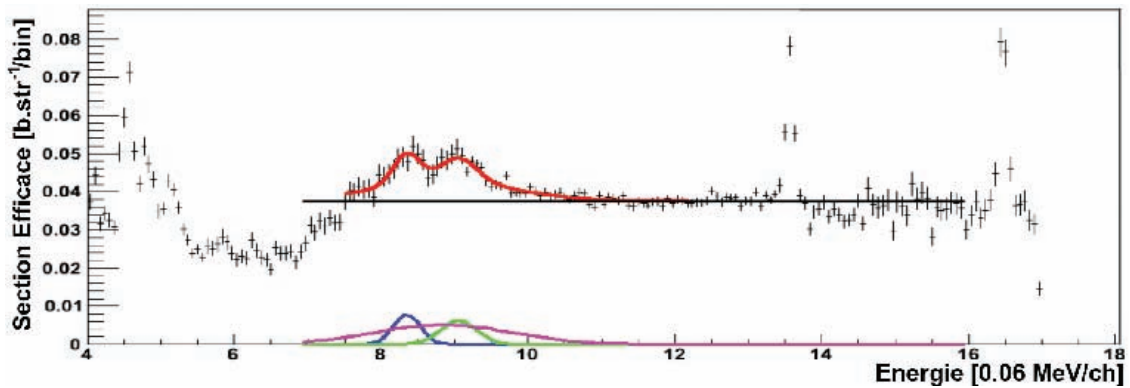


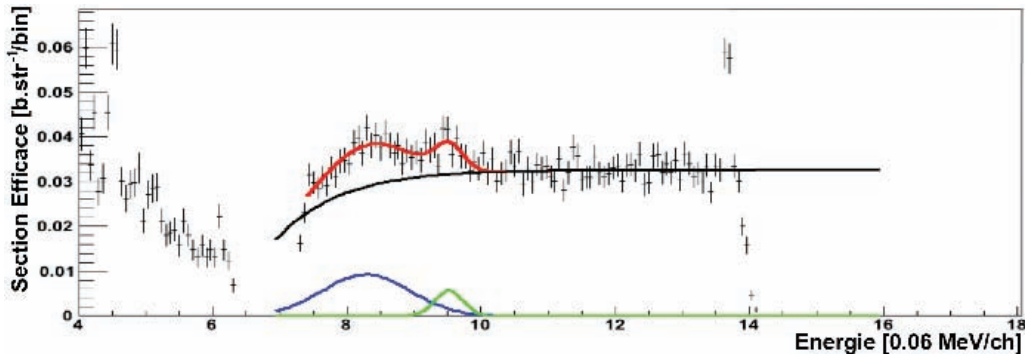
FIGURE 4.2 – Ajustement de la gamme de spectre associée aux états de trous profonds pour le spectre 50 MeV 0°.

### 60MeV 0°

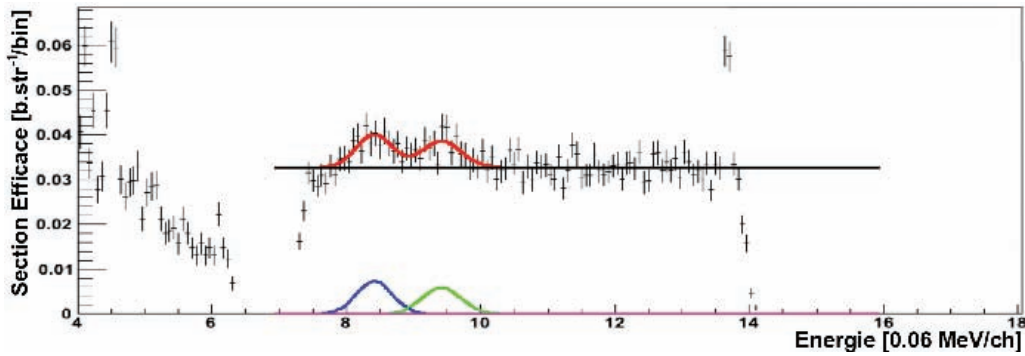
Pour les données à 60 MeV, l'intégrale des gaussiennes dépend fortement du choix du fond.

1. La largeur à mi-hauteur peut se calculer facilement à partir du  $\sigma$  de la gaussienne :  $LMH = 2.35 \cdot \sigma$

- Avec un fond très pentu (Fig. 4.3(a)),  $\chi_{norm}^2 = 0.83$ ,  $\sigma_{DpH_{gauche}} = 0.92$  MeV,  $\sigma_{DpH_{gauche}} = 0.30$  MeV,  $I_{DpH_{droite}} = 0.48(4)$  mb,  $I_{DpH_{droite}} = 0.10(1)$  mb,  $R = \frac{I_{DpH_{gauche}}}{I_{DpH_{droite}}} = 5.02$ .
- Pour un fond intermédiaire,  $\chi_{norm}^2 = 0.77$ ,  $\sigma_{DpH_{gauche}} = 0.45$  MeV,  $\sigma_{DpH_{droite}} = 0.42$  MeV,  $I_{DpH_{gauche}} = 0.22(3)$  mb,  $I_{DpH_{droite}} = 0.15(2)$  mb,  $R = 1.43$ .
- Pour un fond plat (Fig. 4.3(b)) dont la valeur est fixée comme la moyenne de 11 à 13 MeV, l'ajustement avec deux gaussiennes (bleue et verte) ( $\sigma_{DpH_{gauche}} = 0.59$  MeV,  $\sigma_{DpH_{droite}} = 0.74$  MeV) donne respectivement 0.15(3) mb et 0.14(2) mb soit un total de 0.29(5°) mb et un rapport  $R = 1.14$ .



(a) Fond très pentu.



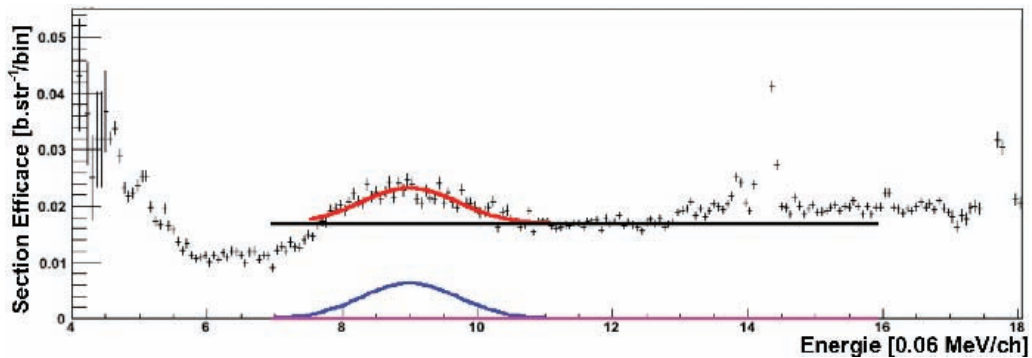
(b) Fond plat fixé entre 11 et 13 MeV.

**FIGURE 4.3** – Ajustement de la gamme de spectre associée aux états de trous profonds pour le spectre 60 MeV 0°.

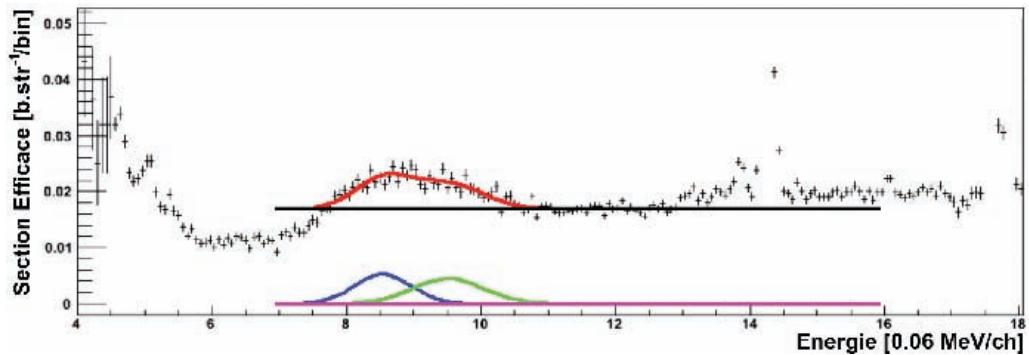
Pour ces ajustements, si la composante à plus haute énergie correspondait à la GPV, sa largeur serait respectivement de  $\sigma = 211$  keV, 299 keV et 291 keV et la position du maximum serait trop basse par rapport à celle attendue pour la GPV :  $E < 10$  MeV.

## 60 MeV 7°

A 7°, pour un fond plat fixé comme la valeur moyenne entre 11 et 13 MeV, la partie du spectre à 60 MeV associée aux états de trous profonds est ajusté convenablement avec une unique gaussienne ( $\sigma = 1.01$  MeV) d'intégrale (Fig. 4.4(a))  $I_{DhP} = 0.50(2)$  mb ou bien par deux ( $\sigma_1 = 0.59$  MeV et  $\sigma_2 = 0.74$  MeV)(Fig. 4.4(b)) d'intégrale 0.24(1) et 0.25(1) mb (total de 0.49 mb). On constate une augmentation du nombre de coups dans le spectre autour de 14 MeV clairement visible entre 15 et 16 MeV qu'il est difficile d'identifier avec certitude, l'oxygène et le carbone dans la cible introduisent que des raies de contaminations discrètes dans cette zone du spectre, quant aux deutons ils ne sont produits que par réactions (p,d) et ne font apparaitre des raies discrètes qu'à plus haute énergie ( $\approx 17 - 18$  MeV).



(a) Ajustement à une unique gaussienne.



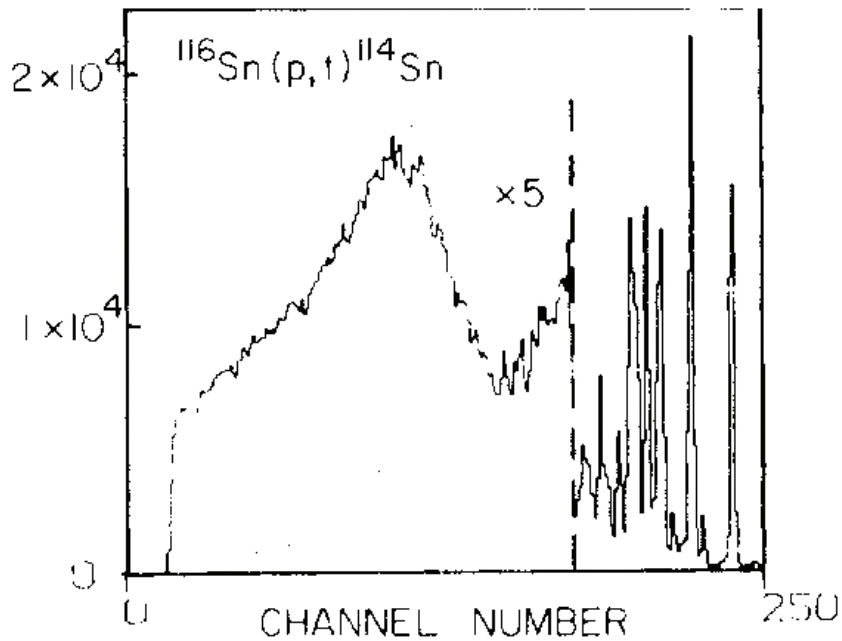
(b) Ajustement à deux gaussiennes.

**FIGURE 4.4** – Exemples d'ajustement de la position de spectre associée aux états de trous profonds, pour le spectre à 60 MeV 7°, avec une gaussienne (en haut) et deux (en bas).

### 4.2.1 Discussion

En conclusion, on remarque que les états de trous profonds ne présentent pas, à  $7^\circ$ , de structure franche, tandis qu'à  $0^\circ$  on peut clairement observer deux (à 60 MeV) et peut-être trois (à 50 MeV) composantes (il n'est pas certain que la troisième gaussienne ne soit pas une composante des états de trous profonds ou simplement une partie du fond). On note que la structure double des états de trous profonds a déjà été observée dans l' $^{114}\text{Sn}$  à  $16^\circ$  [Craw 77] (Fig. 4.5).

Néanmoins, on n'observe pas de dépendance angulaire claire dans l'intégrale de ces états, ce qui



**FIGURE 4.5** – Spectre d'excitation réalisé par réaction  $^{116}\text{Sn}(p,t)^{114}\text{Sn}$  avec un faisceau de proton à 42 MeV [Craw 77].

est en accord avec une contribution  $2^+$  dominante comme attendue [Craw 77] (60 MeV  $0^\circ$  :  $\sim 0.4 - 0.6$  mb, 60 MeV  $7^\circ$  :  $\sim 0.5$  mb), en effet il ne devrait pas y avoir beaucoup de contribution  $0^+$  [Bort 86]. Cependant, on observe une évolution avec l'énergie incidente (50 MeV  $0^\circ$  : 0.6 mb) : celle-ci apparaît plus comprimée à 50 MeV.

On peut également noter que la structure double présente dans les spectres à  $0^\circ$  ne semble pas correspondre à la GPV, non seulement en terme de position (10 MeV au maximum), mais aussi en terme de largeur (700 keV).

**TABLE 4.1** – Résumé des différents ajustements pour les états de trous profonds.

Configuration	Nbre de composantes	Position [keV]	$\sigma$ [keV]	Section efficace [mb]
50 MeV 0°	3	-	0.26	0.12(1)
		-	0.35	0.12(1)
		-	1.32	0.38(2)
	<b>TOTAL</b>	-	-	<b>0.64(2)</b>
60 MeV 0°	2	-	0.92	0.48(4)
Fond pentu	<b>TOTAL</b>	-	0.30	0.10(1)
-		-	0.58(5)	
60 MeV 0°	2	-	0.45	0.22(3)
Fond intermédiaire	<b>TOTAL</b>	-	0.42	0.15(2)
-		-	-	<b>0.37(5)</b>
60 MeV 0°	2	-	0.59	0.15(3)
Fond plat	<b>TOTAL</b>	-	0.74	0.14(2)
-		-	-	<b>0.37(5)</b>
60 MeV 7°	1	-	1.01	<b>0.50(2)</b>
60 MeV 7°	2	-	0.59	0.24(1)
		-	0.74	0.25(1)
	<b>TOTAL</b>	-	-	<b>0.49(2)</b>

### 4.3 Section efficace de la GPV à 0°

En faisant varier la forme et le niveau du fond, on extrait différentes valeurs de section efficace pour la GPV. Malheureusement, la taille de la GPV a pour effet de comprimer le fond. Cette compression du fond entraîne une augmentation de la section efficace relative aux états de trous profonds. Nous avons de plus mis en évidence dans la partie précédente que les états de trous profonds trouvent leur maximum autour de 9 MeV, en accord avec les différentes études antérieures, suffisamment bas en énergie pour ne pas polluer notre recherche de la GPV autour de 12 MeV. C'est pourquoi, nous prenons le parti de représenter, dans la suite, les états de trous profonds avec une unique gaussienne libre.

Nous utilisons deux méthodes différentes : une avec le fond décrit dans la procédure précédente (Eq. (4.1)) et une seconde en utilisant un fond plat en fixant sa hauteur à relativement haute énergie.

#### 4.3.1 Méthode 1 : Section efficace maximale acceptable

N'ayant aucune information exacte sur la largeur de la GPV, nous traitons deux cas :  $\sigma_{GPV} = 1$  MeV et  $\sigma_{GPV} = 2$  MeV.



### Observation à 50 MeV 0°

Dans notre étude des spectres à 50 MeV 0°, on utilise comme point de contrôle pour le fond le point  $x_0 = 6.9$  MeV et  $y_0 = 0.023$ .

Si l'on fixe la largeur de la GPV à  $\sigma = 1$  MeV, on obtient une section efficace maximale acceptable variant entre 0.24 et 1.12 mb suivant la position de celle-ci, le maximum correspondant à une position de la GPV à 9 MeV (Annexe 1B). Lorsque l'on augmente l'amplitude de la GPV, le fond (en noir Fig. 4.6) devient une droite croissante monotone. Si l'on fixe une largeur de GPV de

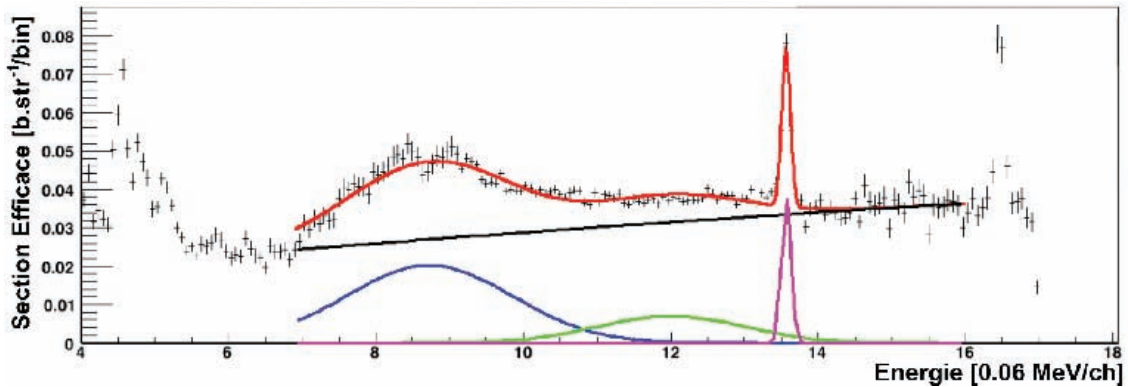


FIGURE 4.6 – Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 50 MeV 0° pour un  $\sigma$  de 1 MeV pour une position de la GPV (en vert) de 12 MeV avec une amplitude extrême.

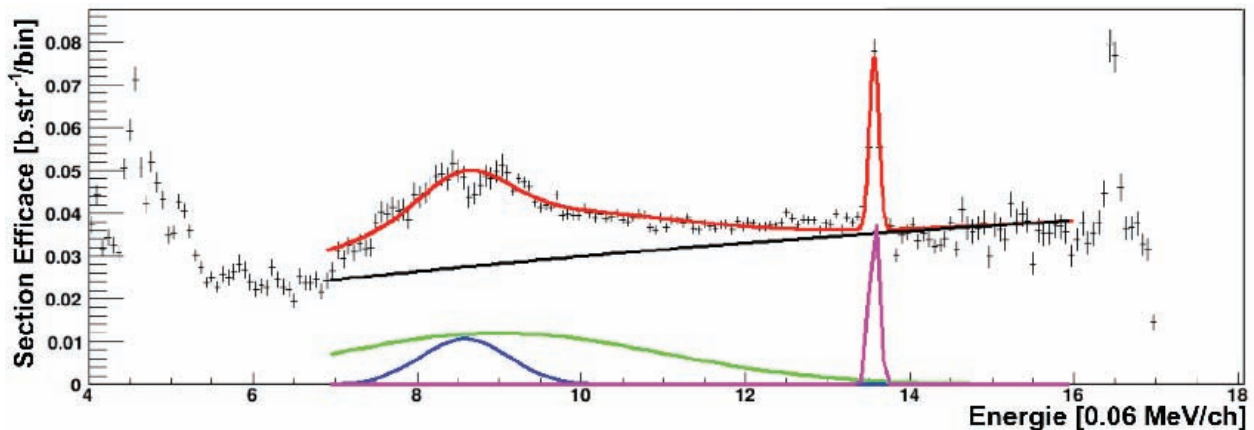


FIGURE 4.7 – Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 50 MeV 0° pour un  $\sigma$  de 2 MeV : cas extrême.

$\sigma = 2$  MeV, le fond se réduit à une ligne droite (Fig. 4.7) lorsque le maximum de la GPV est à trop basse énergie ( $\sim 9 - 9.5$  MeV), les erreurs statistiques entre 14 et 16 MeV sont trop grandes pour empêcher ce genre de phénomène... Les sections efficaces maximales acceptables varient entre 0.64 et 2.24 mb pour une gamme de maxima variant de 9 à 15 MeV, le maximum correspondant à

13-13.5 MeV (Annexe 1B).

### Observation à 60 MeV 0°

Pour le spectre à 60 MeV 0°, il n'y a pas de données au-dessus de 14 MeV pour les hautes énergies. La présence éventuelle d'une GPV réduit le fond et, que l'on considère une largeur de 1 ou 2 MeV, l'oblige à être plat entre 6.9 et 13.5 MeV.

Pour une largeur  $\sigma$  de 1 MeV, on obtient une section efficace de GPV de 0.88 à 1.20 mb (Annexe 1B) avec un maximum situé entre 12 et 13 MeV.

Dans le cas de  $\sigma = 2$  MeV, elle varie entre 1.92 et 2.24 mb, le maximum correspondant à un maximum à 11, 12 et 13 MeV (Annexe 1B).

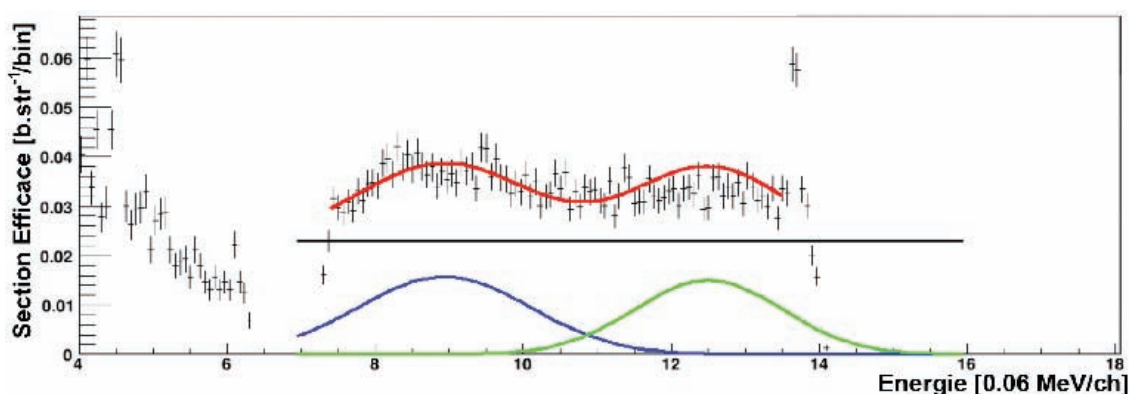


FIGURE 4.8 – Exemple d'ajustement réalisé sur le spectre à 60 MeV 0° pour une position de GPV (en vert) de 13 MeV et un  $\sigma$  de 1 MeV.

Les résultats obtenus avec cette méthode tant à 50 qu'à 60 MeV ne sont que peu réalistes. C'est pourquoi nous utilisons une autre méthode pour fixer une limite maximale de la GPV.

### 4.3.2 Méthode 2 : fond horizontal et taille fixée

Pour le spectre à 50 MeV 0°, nous estimons la section efficace de la GPV en faisant varier simplement sa largeur entre 0.6 et 1.6 MeV.

Dans le spectre à 50 MeV 0°, le fond situé après la raie de contamination de l'oxygène à 13.5 MeV est légèrement plus bas que celui situé avant. En l'utilisant comme base pour établir un fond constant, et en variant la largeur de la GPV, on trouve une intégrale (après minimisation du  $\chi^2$ ) entre 0.13 et 0.28 mb.

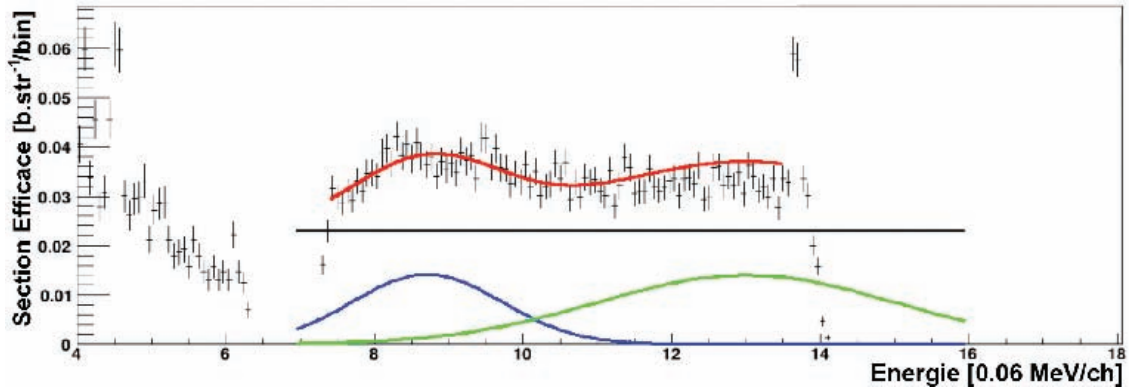


FIGURE 4.9 – Exemple d’ajustement réalisé sur le spectre à 60 MeV  $0^\circ$  pour une position de GPV (en vert) de 13 MeV et un  $\sigma$  de 2 MeV.

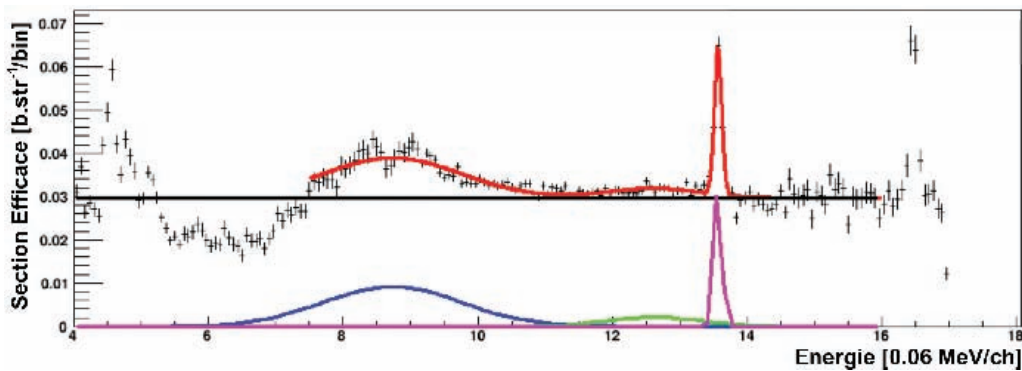


FIGURE 4.10 – Ajustement réalisé sur le spectre à 50 MeV  $0^\circ$  pour un  $\sigma$  de 0.675 MeV.

### 4.3.3 Discussion

Comme on peut s’y attendre, la section efficace maximale possible de la GPV augmente avec la largeur imposée de celle-ci. En effet, elle double ou triple (suivant la méthode) pour un passage de  $\sigma = 1$  MeV à 2 MeV. Par contre, on n’observe pas de variation significative de la section efficace maximale avec le changement d’énergie du faisceau de proton.

Bien que la première méthode utilisée donne des résultats peu réalistes, elle nous renseigne quant à l’importance du choix du fond et sa détermination contraint fortement la GPV que l’on peut imposer. Cependant, en fixant un fond plat, on obtient une section efficace maximale pour la GPV de 0.28 mb (en prenant la largeur maximale) pour une ouverture angulaire de  $2^\circ$ , ce qui constituerait la quasi totalité d’une distribution angulaire d’un mode  $L=0$ .

Cette limite supérieure sur la section efficace de population de GPV est dix fois plus faible que l’estimation de la section efficace faite dans [Fort 02] : entre 2 et 3 mbarns.

## Chapitre 5

# Conclusion

Comme expliqué précédemment, il est impossible de signer clairement la population de la GPV dans le canal de transfert de deux neutrons. Néanmoins, nous pouvons établir une limite supérieure sur la section efficace en faisant des hypothèses quant à la nature du fond à haute énergie et à la largeur de la GPV.

Si on laisse le fond libre, la maximisation de la section efficace de la GPV le compresse jusqu'à le réduire complètement, ce qui ne correspond pas à un cas physique. En effet, on attend un spectre plat et continu à haute énergie correspondant aux états du continuum. Nous choisissons donc de prendre un fond plat constant, correspondant plus ou moins au spectre classique attendu pour les états du continuum, en fixant sa valeur à haute énergie ( $> 14$  MeV) où le spectre ( $50$  MeV  $0^\circ$ ) semble se stabiliser à une valeur plus faible qu'à plus basse énergie (entre  $8$  et  $14$  MeV).

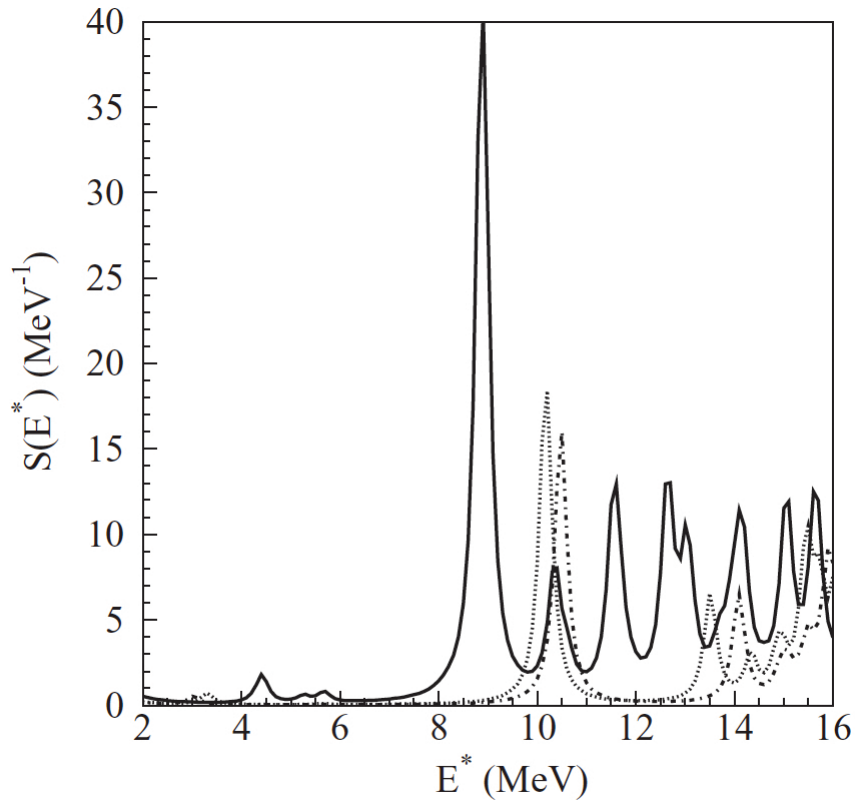
Quant à la largeur de la GPV, il est difficile d'obtenir une prescription claire, nous la fixons donc à une valeur typique pour les résonances géantes  $\sigma = 1.6$  MeV. Une telle valeur surestime peut être la largeur réelle, mais permet ainsi d'établir une valeur limite supérieure réaliste de la section efficace de la GPV à  $0.28$  mb. Cette limite (à  $50$  MeV proton et  $0^\circ$ ) correspond à environ  $1/10$  de la section efficace attendue (§1.3). Cette mauvaise reproduction met en évidence les faiblesses de certaines prédictions théoriques et peut permettre la contrainte de certains paramètres présents dans l'interaction d'appariement utilisée dans les différents modèles.

Un calcul récent [Khan 09] a, notamment, mis en évidence l'importance du caractère surfacique ou volumique de l'interaction d'appariement quant à la population d'états de vibration de paires telle que la GPV lors des réactions de transfert de deux neutrons. Dans ce calcul l'interaction d'appariement utilisée s'écrit :

$$V_{pair} = V_0 \left[ 1 - \eta \left( \frac{\rho(r)}{\rho_0} \right) \right] \delta(r_1 - r_2), \quad (5.1)$$

où  $\rho$  correspond à la densité locale et la densité moyenne est prise à  $\rho_0 = 0.16$  fm $^{-3}$ . Le paramètre  $\eta$  apporte le caractère surfacique/volumique de l'interaction,  $\eta = 1$  correspond à une interaction purement surfacique,  $\eta = 0$  à une interaction purement volumique et les valeurs  $\eta$  intermédiaires correspondent à un mélange entre interaction volumique et surfacique. On peut noter que la nature surfacique ou volumique de l'interaction n'est pas directement liée à la localisation des paires dans le noyau. C'est un calcul champ moyen, qui utilise comme entrée l'interaction

d'appariement (entre autres), qui a pour objectif de localiser les particules dans le noyau. Il est donc possible, à partir d'une interaction principalement volumique, d'avoir une grande densité de paires à la surface du noyau et vice versa.



**FIGURE 5.1** – Fonction de réponse QRPA pour l' $^{124}\text{Sn}$  dans le mode d'addition de deux neutrons  $0^+$  [Khan 09]. Le résultat obtenu avec une interaction purement surfacique est représenté en ligne pleine, et ceux avec des interactions mixtes (surfaces/volumes) : en pointillés serrés pour un paramètre de mélange  $\eta = 0.65$  et en pointillés plus larges pour  $\eta = 0.35$ .

Comme on peut le voir sur la figure 5.1, la densité d'états au sein de l' $^{124}\text{Sn}$  à haute énergie change suivant le type d'interaction d'appariement utilisé (on peut noter qu'un tel calcul QRPA donne peu de précision quant à la largeur des raies calculée, on peut donc supposer que l'ensemble des états à haute énergie (ligne pleine vers 13 MeV et ligne pointillé vers 15 MeV) peut correspondre à une éventuelle GPV dans ce noyau). Ainsi, la présence ou l'absence de GPV de l' $^{118}\text{Sn}$  est un bon indicateur quant à la nature de l'interaction d'appariement au sein de ces noyaux. Malheureusement, ce type de calcul est relativement récent et nous sommes dans l'impossibilité, actuellement, de comparer notre mesure expérimentale avec un tel calcul QRPA.

Cependant, comme il existe peu ou pas de prescriptions théoriques concernant la largeur attendue de la GPV, on est grandement limité quant à la précision de notre mesure ou la limite qu'il est raisonnablement possible de fixer. D'un autre côté, la méconnaissance du fond à haute énergie est le

---

facteur majeur limitant. Comme discuté précédemment, l'hypothèse d'un fond plat semble la plus réaliste. Néanmoins, une étude précise d'un fond à haute énergie permettrait de valider ou d'invalider, avec une plus grande certitude, la présence d'un mode  $L = 0$  à haute énergie dans l' $^{118}\text{Sn}$ . Une bonne solution expérimentale serait de refaire cette même expérience de transfert  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  utilisant la méthode de la masse manquante, en se concentrant cette fois-ci, à reconstruire le spectre d'excitation à différents angles du spectromètre. La comparaison de la distribution angulaire expérimentale des différentes plages en énergie du spectre d'excitation avec des calculs DWBA, nous permettrait de signer une composante  $L = 0$  à haute énergie masquée dans le fond et ainsi la présence possible de la GPV.



## **Deuxième partie**

**Mesure du temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$  par méthode plunger.**





## Chapitre 6

# Introduction

Dans les années 50, M.G. Mayer a mis en évidence [Maye 48] la présence d'un nombre plus important d'isotopes et d'isotones stables, pour des chaînes isotopiques ou isotoniques ayant un nombre particulier de proton ou de neutron ( $Z, N$ ) tels que  $Z = 50$  ou  $82$  et  $N = 50, 82$  ou  $126$ . Observant des discontinuités dans les énergies de séparation de neutrons pour ces chaînes isotoniques et de protons pour ces chaînes isotopiques, elle a interprété celles-ci, par analogie avec le comportement des couches électroniques des gaz rares, comme des signes de l'existence de fermetures de couches sur lesquelles s'agenceraient les nucléons dans le noyau. Ainsi, M.G Mayer [Maye 49] et D. Jensen [Haxe 49] ont établi les premières bases d'un modèle en couches nucléaire, dans lequel les nucléons sont considérés comme des particules individuelles qui se meuvent dans un potentiel moyen qu'elles créent.

Une description de ce potentiel en tant que simple oscillateur harmonique n'est pas suffisante pour reproduire ce gain de stabilité pour ces noyaux particuliers. Une première levée de dégénérescence en  $l$  des états propres de l'oscillateur harmonique est provoquée par des corrections de surface en  $l^2$ . Ce n'est, néanmoins, qu'en prenant en compte les corrections dues au couplage spin-orbite  $\mathbf{L}\cdot\mathbf{S}$  qu'on apporte une levée de dégénérescence en  $j = l \pm \frac{1}{2}$  suffisante pour produire des grands sauts en énergie entre certaines orbitales. Ces écarts en énergie, appelés *gaps*, vont générer une sur-stabilité des noyaux qui possèdent un nombre de nucléons (protons ou neutrons) remplissant l'ensemble des orbitales précédant le gap. La sur-stabilité de ces noyaux est due à l'écart entre la dernière orbitale occupée et l'orbitale suivante, qui va rendre les excitations des nucléons plus difficiles (il faut apporter une énergie au moins égale à cet écart pour promouvoir un nucléon dans l'orbitale suivante). Ces remplissages particuliers sont appelés nombres magiques et correspondent bien à ceux observés dans la nature : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Ce modèle, datant des années 50, a servi de base à la construction des modèles plus complexes utilisés à l'heure actuelle pour décrire la structure des noyaux, depuis le moment angulaire total et la parité de leur état fondamental jusqu'aux énergies, aux moments angulaires et les parités de leurs différents états excités. Cependant, avec l'avènement des nouvelles générations de faisceaux radioactifs, certaines difficultés à prédire la structure des noyaux situés en dehors de la vallée de stabilité sont apparues. En effet, il a été observé, pour quelques noyaux exotiques, une disparition de certains nombres magiques. Par exemple, avec le nombre grandissant de neutrons au sein d'une même chaîne isotopique, la position des différentes orbitales évolue, ce qui conduit à la fermeture

de certains gaps magiques et à l'apparition de nouveaux.

Les noyaux magiques s'organisent en structure sphérique, leur seul mode d'excitation est donc la vibration car la rotation nécessite une asymétrie axiale. Généralement, entre deux fermetures de couche, les noyaux se déforment et ont ainsi accès au mode d'excitation par rotation.

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons aux isotopes du zinc ( $Z = 30$ ), riches en neutrons, en étudiant leur comportement lors du remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$  du quarantième au cinquantième neutron. Notre étude porte plus particulièrement sur le  $^{74}\text{Zn}$ . Celui-ci possède 2 protons au-dessus du gap magique  $Z = 28$ , comme les autres isotopes du zinc ( $Z = 30$ ), ainsi que 44 neutrons, ce qui correspond à un remplissage à mi-couche de l'orbitale  $g_{9/2}$  (4 neutrons sur 10).

L'étude de la décroissance d'états excités par radiation  $\gamma$  est un très bon indicateur du comportement nucléaire. Elle nous permet, non seulement, de déduire le spin et la parité ( $J^\pi$ ) d'un état excité, mais également de comparer le comportement du noyau à différents modèles comme le modèle en couche, un modèle de vibreur harmonique ou de rotor (ces modèles sont présentés brièvement dans la suite, cette liste n'est évidemment pas exhaustive, il existe de nombreux modèles plus riches et plus complexes). Le modèle du vibreur harmonique et celui du rotor sont deux cas limites simples, insuffisants pour décrire parfaitement les comportements des noyaux. Ils sont cependant extrêmement utiles, à titre de comparaison, afin de donner une image des effets nucléaires mis en jeu dans les isotopes du zinc.

## 6.1 Définitions

Dans la suite, nous nous efforçons d'évaluer les taux de transitions et les moments statiques nécessaires au calcul du temps de vie des différents états excités suivant les trois prescriptions précitées. Le premier état excité du  $^{74}\text{Zn}$  est un état  $2^+$ . La description de sa décroissance nécessite l'utilisation des opérateurs multipolaires électromagnétiques. Cependant, lors d'une transition d'un état  $2^+$  vers l'état fondamental  $0^+$ , la composante magnétique de cette décroissance est nulle, ainsi on ne détaillera dans la suite que de la transition quadripolaire électrique.

### 6.1.1 Propriétés électromagnétiques dans le Modèle en Couches

#### Opérateur de transition multipolaire électrique

Il est nécessaire de définir l'opérateur de transition multipolaire électrique d'ordre  $\lambda$  qui nous permet de caractériser complètement une transition multipolaire électrique. On peut l'écrire comme :

$$\mathcal{M}(E\lambda, \mu) = \int d^3r r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) q(\vec{r}), \quad (6.1)$$

où  $q(\vec{r})$  représente la densité de charge de la matière nucléaire et  $Y_{\lambda\mu}$  les harmoniques sphériques d'ordre  $\lambda, \mu$ . Cet opérateur permettra de calculer toutes les variables intéressantes mises en jeu par cette transition.

### Probabilité de transition multipolaire électromagnétique

Le taux de transition par unité de temps peut s'écrire :

$$T(\lambda) = \frac{8\pi c}{\hbar c} \frac{(\lambda + 1)}{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2} k^{2\lambda+1} B(\lambda), \quad (6.2)$$

où  $k = \omega/c = 2\pi/l \ll \frac{1}{R}$  avec  $R$  le rayon du noyau,  $\lambda$  correspond à l'ordre de multipolarité et  $B(\lambda)$  à la probabilité de transition réduite :

$$B(J_i \rightarrow J_f; \lambda) = \frac{1}{2J_i + 1} | \langle J_f || \mathcal{M}(E, \lambda) || J_i \rangle |^2. \quad (6.3)$$

Si l'on considère un système de charges ponctuelles, la densité de charge devient :

$$q(\vec{r}) = \sum_{i=[0..A]} \tilde{e}_i \delta(r - r_i). \quad (6.4)$$

Cette image correspond à une description du noyau comme  $A$  nucléons ponctuels de charge effective  $\tilde{e}_i$  qui peut différer de la charge libre, respectivement  $e$  et  $0$  pour le proton et le neutron. On peut ensuite réécrire l'opérateur de transition multipolaire électrique comme :

$$\mathcal{M}(E, \lambda\mu) = \sum_{i=[0..A]} \tilde{e}_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \phi_i). \quad (6.5)$$

On en déduit alors pour la probabilité de transition réduite :

$$B(J_i \rightarrow J_f; \lambda) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f || \sum_{i=[0..A]} \tilde{e}_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \phi_i) || J_i \rangle \right|^2. \quad (6.6)$$

### Moment quadripolaire

Par définition, le moment quadripolaire d'un état  $JM$  est la valeur moyenne de l'opérateur  $\mathcal{M}(E2, 0)$  dans l'état de moment angulaire de projection maximale  $M = J$ . Le moment quadripolaire,  $Q$ , s'écrit :

$$Q \equiv \langle J; M = J | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_i \tilde{e}_i^2 r_i^2 Y_{20}(\theta_i, \phi_i) | J; M = J \rangle. \quad (6.7)$$

A l'aide du théorème de Wigner-Eckart on peut écrire explicitement :

$$Q = \left( \frac{J(2J-1)}{(2J+1)(2J+3)(J+1)} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle J || \sum_i \tilde{e}_i^2 r_i^2 Y_2(\theta_i, \phi_i) || J \rangle. \quad (6.8)$$

### Cas d'états de particules individuelles

Considérons maintenant les états  $|j_i m_i\rangle$  et  $|j_f m_f\rangle$  comme des états de particules individuelles. Dans ce cas, la somme sur l'ensemble des nucléons du noyau peut se réduire à un seul terme, celui du nucléon restant :

$$B(j_i \rightarrow j_f; \lambda) = \frac{\tilde{e}^2}{2J_i + 1} \left| \langle n_f l_f j_f || r^\lambda Y_\lambda || n_i l_i j_i \rangle \right|^2, \quad (6.9)$$

Lorsque l'on intègre la partie angulaire, on obtient :

$$B_{\text{simpleparticule(s,p)}}(j_i \rightarrow j_f; \lambda) = \frac{(2j_f + 1)(2\lambda + 1)}{4\pi} \tilde{e}^2 \begin{pmatrix} l_f & j_f & \lambda \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \langle r^\lambda \rangle^2, \quad (6.10)$$

où l'on définit l'intégrale radiale comme :

$$\langle r^\lambda \rangle = \int u_{n_f l_f}(r) r^\lambda u_{n_i l_i}(r) dr. \quad (6.11)$$

Le moment quadripolaire peut également s'exprimer comme suit :

$$Q_{sp}(j) = -\frac{(2j-1)}{2j+2} \tilde{e} \langle r^2 \rangle. \quad (6.12)$$

### Estimation de Weisskopf

On peut définir les prescriptions Weisskopf :

- on utilise des fonctions d'ondes radiales constantes lors du calcul de l'intégrale radiale :

$$R(r) = C \text{ pour } 0 < r < R \text{ et } R(r) = 0 \text{ sinon,} \quad (6.13)$$

et des conditions de normalisation on obtient :  $C^2 \int_0^R r^2 dr = 1$ , soit  $C = \left(\frac{3}{R^3}\right)^{\frac{1}{2}}$ , on peut donc exprimer l'intégrale radiale comme :

$$\langle r^\lambda \rangle = \int_0^R r^{\lambda+2} \left(\frac{3}{R^3}\right) dr = \frac{3}{\lambda+3} R^\lambda, \quad (6.14)$$

- on calcule ensuite les valeurs des probabilités de transitions réduites pour  $B_{sp}(E)$  pour des transitions  $j_i = \lambda + \frac{1}{2}$  et  $j_f = \frac{1}{2}$ , qui se trouvent grandement simplifiées :

$$B_{sp}(E, \lambda) = \frac{(r_0 A^{\frac{1}{3}})^{2\lambda}}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3}\right)^2 \tilde{e}^2. \quad (6.15)$$

### 6.1.2 Vibration harmonique nucléaire

On peut écrire l'équation de la surface nucléaire en coordonnées sphériques en fonction des harmoniques sphériques  $Y_{\lambda\mu}$  :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right), \quad (6.16)$$

où  $\lambda$  donne la multipolarité de la vibration. Les mouvements de cette surface peuvent être décrits dans la limite d'oscillations harmoniques de faible amplitude autour de la forme sphérique d'équilibre par un Hamiltonien linéaire vibreur de dimension  $(2\lambda + 1)$  :

$$H_{\text{vibr}} = \sum_{\lambda\mu} \frac{B_\lambda}{2} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + \sum_{\lambda\mu} \frac{C_\lambda}{2} |\alpha_{\lambda\mu}|^2. \quad (6.17)$$

On définit la fréquence  $\omega_\lambda = \sqrt{C_\lambda/B_\lambda}$ . On peut déduire les quantités  $B_\lambda$  et  $C_\lambda$  [Ring 80] :

$$B_\lambda = \frac{1}{\lambda} \frac{3AmR_0^2}{4\pi}, \quad (6.18)$$

$$C_\lambda = (\lambda - 1)(\lambda + 2)R_0^2 a_s - \frac{3(\lambda - 1)}{2\pi(2\lambda + 1)} \frac{Z^2 e^2}{R_0}, \quad (6.19)$$

où  $m$  représente la masse du nucléon,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  et  $a_s$  l'énergie de surface, constante de valeur 18.56 MeV.

Dans le cas d'un noyau se comportant comme un oscillateur harmonique quadripolaire :

- on définit les excitations du noyau comme des états à un phonon ou à plusieurs phonons qui ont une énergie  $\hbar\omega_2$  ou  $n_2\hbar\omega_2$ ,
- les rapports des énergies d'excitation à un et à deux phonons correspondent à :

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = \frac{2\hbar\omega_2}{\hbar\omega_2} = 2, \quad (6.20)$$

- les probabilités de transition  $E2$  sont données par :

$$B(E; 2^+ \rightarrow 0^+) = \left( \frac{3R_0^2 Z e}{4\pi} \right)^2 \frac{\hbar}{2\omega_2 B_2}, \quad (6.21)$$

et on obtient le rapport des valeurs  $B(E2)$  pour les noyaux vibrationnels quadripolaires :

$$\frac{B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)} = 2, \quad (6.22)$$

– le moment quadripolaire  $Q$  est nul :

$$Q = |\langle i | \mathcal{M}_{2,\mu} | i \rangle|^2 = 0. \quad (6.23)$$

### 6.1.3 Rotation des noyaux quadripolaires

#### Paramètres de déformation $\beta$ et $\gamma$

Dans le cas d'une déformation quadripolaire stable, l'équation (6.16) se réécrit :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left( 1 + \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right). \quad (6.24)$$

En changeant de référentiel, on réécrit les paramètres  $\alpha_{\mu}$  définis dans le référentiel du laboratoire en 5 paramètres  $a_{2\mu}$  ( $\mu = [-2..2]$ ) du centre de masse du système. Lors de cette transformation, les 5 paramètres  $\alpha_{2\mu}$  se réduisent en deux paramètres indépendants :  $a_{20}$  et  $a_{22} = a_{2-2}$  (avec  $a_{21} = a_{2-1} = 0$ ). On peut ensuite définir des paramètres plus pratiques  $\gamma$  et  $\beta$  tels que :  $a_{20} = \beta \cos \gamma$  et  $a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$  et ainsi réécrire  $R(\theta, \varphi)$  :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left( 1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left( \cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\varphi \right) \right). \quad (6.25)$$

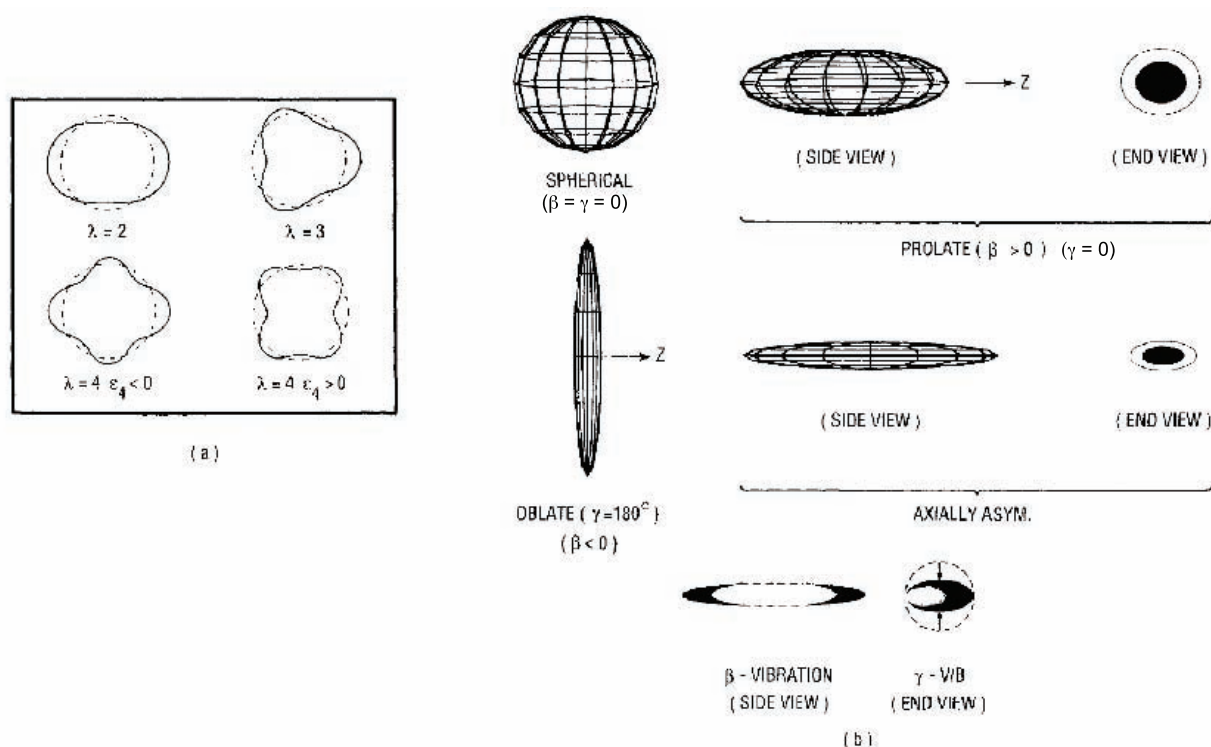
La forme nucléaire est définie en terme de  $\beta$  et  $\gamma$ ,  $\beta$  définissant l'étendue de la déformation quadripolaire et  $\gamma$  le degré d'asymétrie axiale. De l'équation (6.25), la variation  $\delta R_{x,y,z} = R_{x,y,z} - R_0$  du rayon du noyau quadripolaire à celui de la sphère en coordonnées Cartésiennes en fonction de  $\beta$  et  $\gamma$  se déduit :

$$\delta R_x = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma - \frac{2}{3\pi}\right), \quad (6.26)$$

$$\delta R_y = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{2}{3\pi}\right), \quad (6.27)$$

$$\delta R_z = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos \gamma. \quad (6.28)$$

On peut voir sur la figure 6.1 certaines formes caractéristiques correspondant à des valeurs particulières de  $\beta$  et  $\gamma$ .



**FIGURE 6.1** – (a) Formes associées à différentes déformations multipolaires. (b) Illustrations schématiques de différentes formes quadripolaires (prolate, oblate...) comme des vibrations  $\beta$  et  $\gamma$  [Heyd 04].

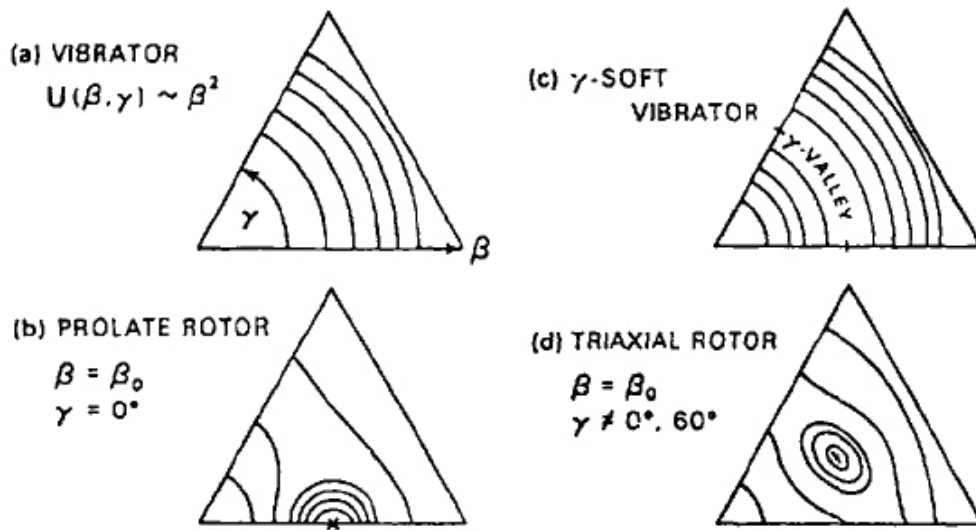
On peut reprendre l'Hamiltonien de l'équation (6.17) en changeant l'énergie potentielle par une expression du type :

$$U(\beta, \gamma) = \frac{1}{2}C_{20}(a_{20}(\beta, \gamma) - a_{20}^0)^2 + C_{22}(a_{22}(\beta, \gamma) - a_{22}^0)^2, \quad (6.29)$$

qui correspond à des petites oscillations quadratiques autour des positions d'équilibres  $a_{20}^0, a_{22}^0 \equiv a_{2-2}^0$ . On peut voir certaines représentations de  $U(\beta, \gamma)$  correspondant à des cas typiques Fig. 6.2 : (a) un vibreur  $\beta$ , (b) un rotor prolate, (c) un noyau  $\gamma$ -soft vibreur et (d) un rotor triaxial.

On peut montrer que l'on peut réécrire l'Hamiltonien (6.17) [Heyd 04] comme :





**FIGURE 6.2** – Représentation en ligne de niveaux de différentes énergies potentielles en secteur  $\beta$ ,  $\gamma = 0 \rightarrow 60$  correspondant à un vibrateur sphérique, un rotor prolate, un vibrateur  $\gamma$ -soft et à un rotor triaxial [Heyd 04].

$$H = T(\beta, \gamma) + U(\beta, \gamma), \quad (6.30)$$

$$\text{où} \quad T = T_{rot} + \frac{1}{2}B_2(\dot{\beta}^2 + \beta\dot{\gamma}^2), \quad (6.31)$$

$$\text{et} \quad T_{rot} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \mathcal{J}_k \omega_k^2. \quad (6.32)$$

$U(\beta, \gamma)$  est donné par l'équation (6.29),  $T(\beta, \gamma)$  représente l'énergie cinétique,  $\omega_k$  la vitesse angulaire autour de l'axe de rotation  $k$  du repère fixe et les  $\mathcal{J}_k$  sont des fonctions de  $\beta$  et  $\gamma$  données par :

$$\mathcal{J}_k = 4B_2\beta^2 \sin^2\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}k\right) \quad k = 1, 2, 3. \quad (6.33)$$

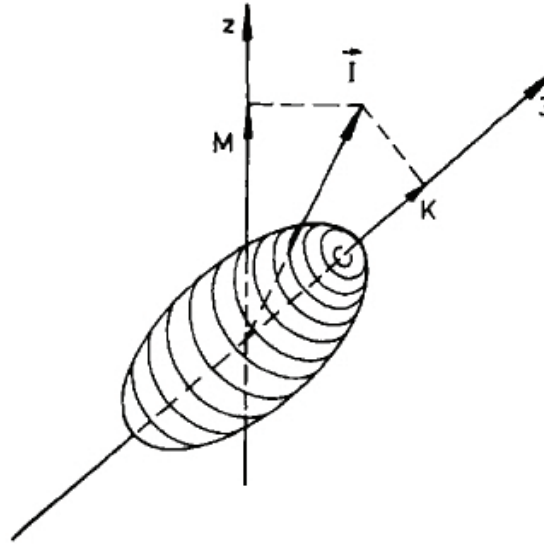
Pour des valeurs fixées de  $\beta$  et  $\gamma$ ,  $T_{rot}$  représente l'énergie cinétique de rotation collective avec les moments d'inertie  $\mathcal{J}_k$ . On quantifie ensuite l'Hamiltonien classique :

$$\hat{H}_{coll} = \frac{-\hbar^2}{2B_2} \left[ \beta^{-4} \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \right] + \hat{T}_{rot} + U(\beta, \gamma), \quad (6.34)$$

avec :

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \frac{\hat{I}_1^2}{2\mathcal{J}_1} + \frac{\hat{I}_2^2}{2\mathcal{J}_2} + \frac{\hat{I}_3^2}{2\mathcal{J}_3}. \quad (6.35)$$

Les opérateurs  $\hat{I}_k$  représentent les projections du moment angulaire suivant les axes de rotations du système. Les orientations et les nombres quantiques de projections sont indiqués Fig. 6.3.



**FIGURE 6.3** – Relation entre le moment angulaire total  $\vec{J}$  et ses projections respectives  $M$  et  $K$  dans le laboratoire et dans le référentiel intrinsèque du noyau [Heyd 04].

Dans le cas d'une déformation axiale, on peut mettre en évidence un minimum profond de  $U(\beta, \gamma)$  pour une déformation  $\beta = \beta_0$  et  $\gamma = 0$ , on attend ainsi une superposition de mouvements de rotation avec des vibrations de faible amplitude. On obtient, avec une bonne approximation, l'Hamiltonien d'un rotor axial dont les moments d'inertie  $\mathcal{J}_0 = \mathcal{J}_1(\beta_0, 0) = \mathcal{J}_2(\beta_0, 0)$ , que l'on peut écrire comme :

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \frac{\hat{I}^2 - \hat{I}_3^2}{2\mathcal{J}_0}. \quad (6.36)$$

Dans le cas d'une bande  $K = 0$  ( $J_3 = 0$ ), une séquence de spin  $J = 0, 2, 4, 6, \dots$  apparaît et décrit des mouvements collectifs de rotation. Pour les mouvements de vibration, on peut, en première approximation, découpler les vibrations  $a_{20}$  (vibrations  $\beta$ ) de  $a_{22}$  (vibrations  $\gamma$ ). En superposant chacun des états de vibration  $n_\beta$  et  $n_\gamma$  à la bande rotationnelle construite, on obtient les énergies propres du système :

$$E_{n_\beta n_\gamma}(J) = \hbar\omega_\beta(n_\beta + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_\gamma(2n_\gamma + 1) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0}J(J+1), \quad (6.37)$$

avec  $n_\beta = 0, 1, 2, \dots$ ;  $n_\gamma = 0, 1, 2, \dots$  et  $\omega_\beta$  et  $\omega_\gamma$  les fréquences de vibrations  $\beta$  and  $\gamma$ .

### Moment quadripolaire et probabilité de transition réduite

Dans la bande de rotation de l'état fondamental, pour une valeur de  $\beta$  fixée et  $\gamma = 0$ , le moment quadripolaire intrinsèque (dans le référentiel du noyau),  $Q_0$ , est obtenu à partir de l'opérateur  $\mathcal{M}(E2, \mu)$  (Eq. (6.8)) :

$$Q_0 \approx \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta e, \text{ au premier ordre en } \beta, \quad (6.38)$$

et le moment quadripolaire spectroscopique (dans le référentiel du laboratoire),  $Q_s$ , peut s'écrire :

$$Q_s = Q_0 \frac{3K^2 - J(J+1)}{(j+1)(2J+3)}. \quad (6.39)$$

Notons que pour  $3K < J(J+1)$ , le moment quadripolaire intrinsèque est de signe opposé par rapport au moment quadripolaire spectroscopique.

L'opérateur quadripolaire électrique ne change pas au sein d'une même bande de rotation et est lié à la structure intrinsèque de la bande fondamentale exprimée par  $Q_0$  (ou  $\beta$ ). La dépendance en spin est exprimée via les coefficients de Clebsch-Gordan en prenant en compte le couplage angulaire et les règles de sélection :

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle J_i K, 20 | J_f K \rangle^2. \quad (6.40)$$

Pour la bande  $K = 0$ , on obtient :

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(J_f+1)(J_f+2)}{(2J_f+3)(2J_f+5)}, \quad (6.41)$$

avec  $J_i = J_f + 2$ .

Pour des noyaux quadripolaires à symétrie axiale (i.e.  $\gamma = 0$ ), pour la bande rotationnelle  $K = 0$ , il faut donc retenir que :

- l'on définit les différents états excités  $J$  d'un rotor pur ( $n_\beta = n_\gamma = 0$ ) comme :

$$E_{rot}(J) = \frac{\hbar}{2\mathcal{I}_0} J(J+1), \quad (6.42)$$

- le rapport des énergies d'excitation  $E(4^+)$  et  $E(2^+)$  est constant de valeur :

$$\frac{E_{rot}(4^+)}{E_{rot}(2^+)} \approx 3.33. \quad (6.43)$$

- la probabilité de transition E2 de l'état  $J+2$  vers l'état  $J$  peut s'écrire :

$$B(E2; J+2 \rightarrow J) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(J+1)(J+2)}{(2J+3)(2J+5)}. \quad (6.44)$$

– l'on peut définir des moments quadripolaires intrinsèque et spectroscopique comme :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta e, \quad (6.45)$$

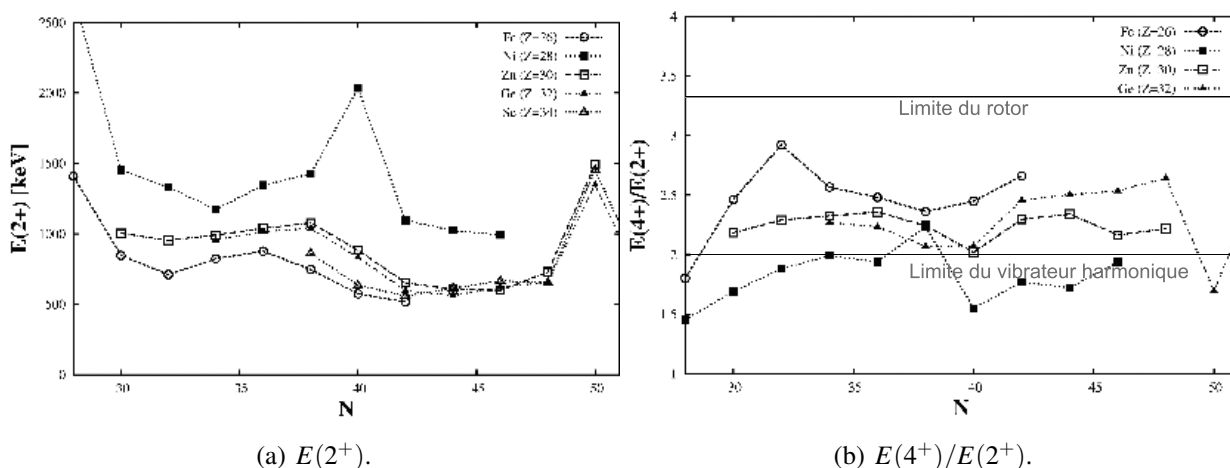
$$Q_s = -Q_0 \frac{J(J+1)}{(J+1)(2J+3)}, \quad (6.46)$$

avec  $\beta$  correspondant à l'extension de la déformation quadripolaire.

## 6.2 Systématique autour du Zn

Les propriétés des noyaux sont relevées par différentes observables, telles que les masses, les énergies des différents états excités ( $E(2^+)$ ,  $E(4^+)$ ..), leur rapport, les probabilités de transitions ainsi que les moments quadripolaires... C'est pourquoi dans la suite, on étudiera le comportement de ces différentes observables dans les noyaux autour du  $^{74}\text{Zn}$ , afin de mieux comprendre leur comportement.

Les systématiques des énergies des premiers états excités  $2^+$  (Fig. 6.4(a)) et des  $B(E2)$  (Fig. 6.5(a)) des isotopes du nickel en fonction du remplissage en neutron sont proches d'un comportement normal. On observe à  $N = 28$  et  $N = 40$  une augmentation soudaine des énergies des états  $2^+$ , couplée à des valeurs  $B(E2)$  relativement faibles. De plus on peut noter, entre les deux, des énergies relativement faibles avec une légère augmentation du  $B(E2)$  qui atteint son maximum autour de  $N = 34 - 36$ .

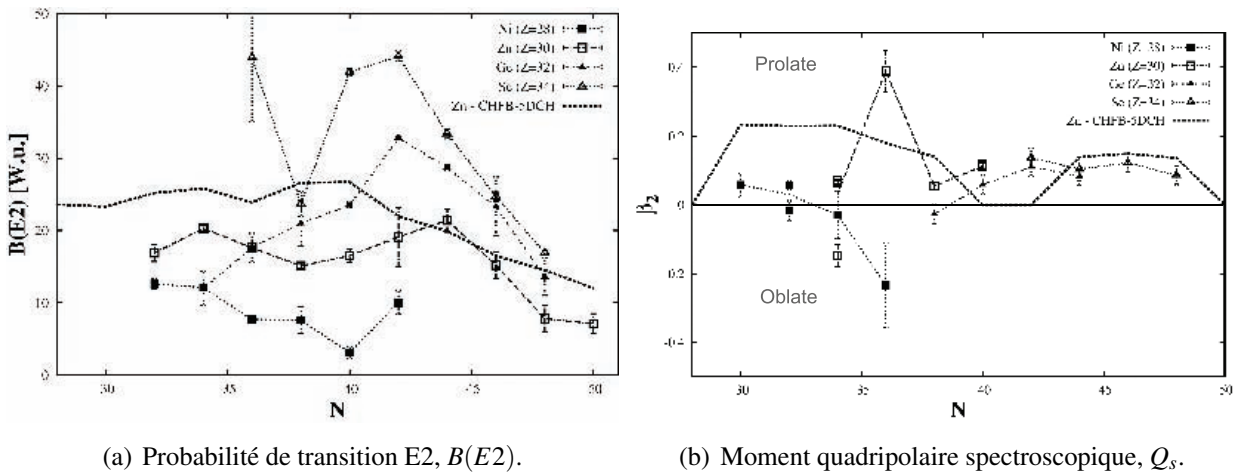


**FIGURE 6.4** – Variation des énergies du premier état excité  $2^+$  (a) et du rapport  $E(4^+)/E(2^+)$  (b) en fonction du nombre de neutrons des isotopes du Fe, Ni, Zn, Ge. [Ston 05, Perr 06, Wall 09]

Si on enlève ou ajoute deux protons, on observe un comportement complètement différent. Avec le remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$ , on constate une constance des énergies des premiers états excités  $2^+$  autour d'une valeur de 0.6 MeV (Fig. 6.4(a)) et du rapport des  $E(4^+)/E(2^+)$  de 2.3 (Fig. 6.4(b)) pour l'ensemble des chaînes isotopiques voisines du nickel (fer  $-Z = 26$ , zinc  $-Z = 30$ , germanium  $-Z = 32$ , sélénium  $-Z = 34$ ). Le comportement de ces deux observables semble rappeler celui du vibreur. En effet, pour un vibreur pur, l'énergie du premier état excité  $2^+$  correspond à celle d'un phonon, dont l'énergie est sensiblement invariante avec la masse. Quant au rapport d'énergie  $E(4^+)/E(2^+)$ , qui doit être égal à 2 pour le vibreur, est de 2.33 pour presque tous les isotopes du zinc. L'observation expérimentale d'états  $0_2^+$ ,  $2_2^+$  et  $4_1^+$  d'énergies relativement proches pour la quasi totalité des isotopes du zinc (entre  $N = 42$  et  $N = 50$ ) semble corroborer cette hypothèse, ces états correspondraient à l'excitation à deux phonons du vibreur. Cependant, la systématique des probabilités de transitions réduites dipolaires électriques,  $B(E2)$ , n'est pas en accord avec cette description. On attend normalement pour un vibreur un  $B(E2)$  qui varie au premier ordre le long d'une chaîne isotopique comme  $A^{-1/3}$  :

$$B(E2) = \left( \frac{3R_0^2Ze}{4\pi} \right)^2 \frac{\hbar}{2\omega_2 B_2} \propto \frac{R_0^4}{AmR_0^2(Am)^{-1/2}} \propto \frac{R_0^2}{A} \propto A^{-1/3}. \quad (6.47)$$

Or, on observe (Fig. 6.5(a)), pour l'ensemble des isotopes, une variations des  $B(E2)$  en forme



**FIGURE 6.5** – Variation de la probabilité de transition E2 (a) et du moment quadripolaire spectroscopique (b) en fonction du nombre de neutrons des isotopes du Fe, Ni, Zn, Ge. [Ston 05, Perr 06, Wall 09]

de cloche avec un maximum proche de  $N = 42 - 44$ . Cet accroissement de la collectivité semble être induit par le remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$ . En effet, la soudaine remontée du  $B(E2)$  du  $^{70}\text{Ni}$  a été interprétée comme une polarisation du coeur de protons induite par le remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$  [Perr 06]. Les isotopes du zinc situés seulement deux protons au-dessus de ceux du nickel devraient également bénéficier de cette polarisation de coeur. Cet effet devrait,

comme observé dans la systématique des  $B(E2)$ , être maximal pour un remplissage à mi-couche de l'orbitale neutron  $N \sim 44 - 46$  (contribution des particules), puis décroître lorsque celle-ci commence à être complètement remplie (contribution des trous).

Comme le suggère cette augmentation de la collectivité, l'ensemble des noyaux de cette région de masse présente des paramètres de déformations  $\beta$  (ou des moments quadripolaires) non nuls (Fig. 6.5(b)), ce qui ouvre la voie de l'excitation par rotation pour ces noyaux.

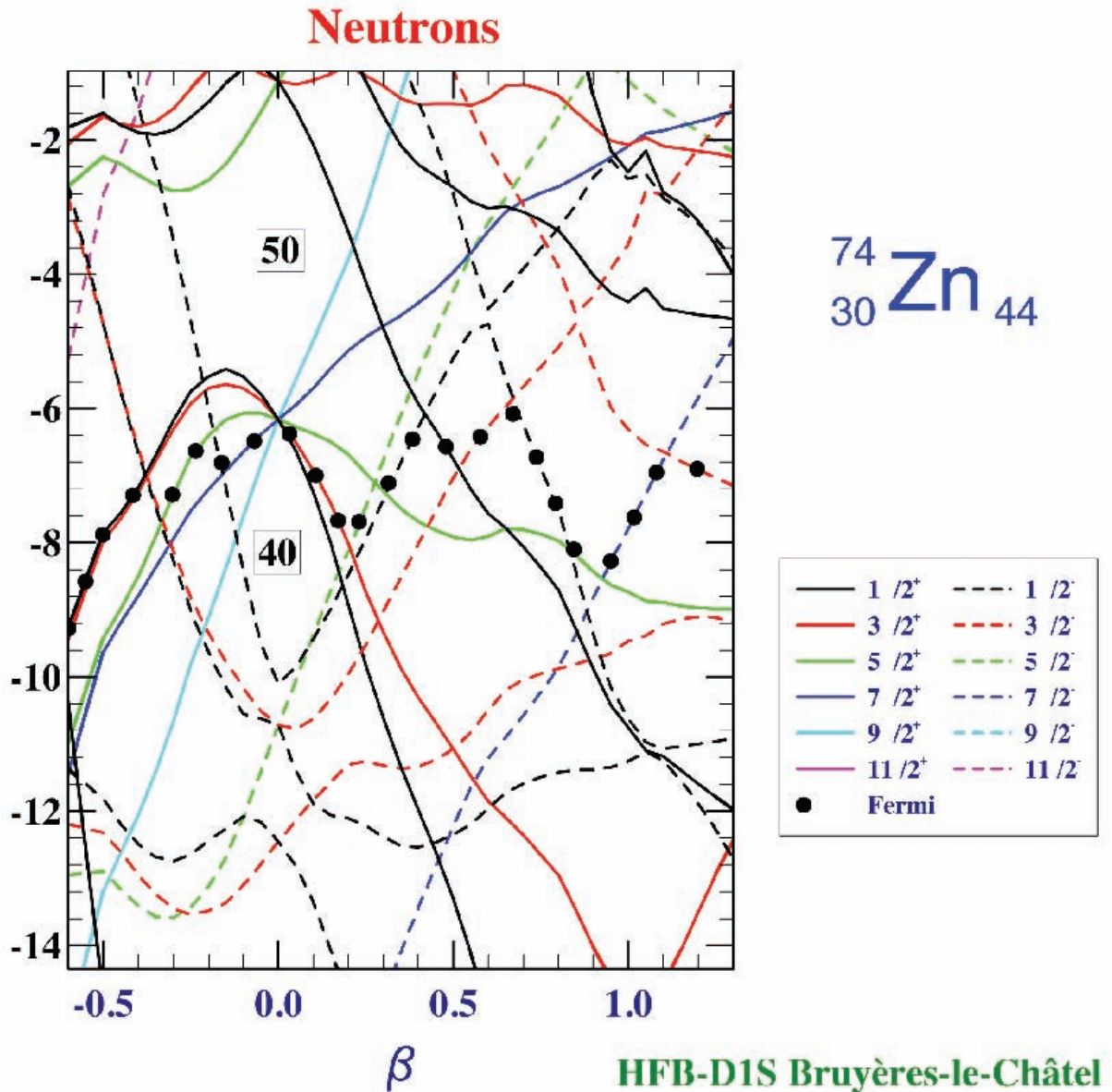
Des calculs théoriques, réalisés au-delà du champ moyen à partir d'un modèle "constrained-Hartree-Fock-Bogoliubov" (CHFB) à 5 dimensions collectives en utilisant l'interaction de Gogny D1S pour l'Hamiltonien nucléaire [Dela 10, Hila], ont permis de prédire le comportement de l'ensemble des noyaux de la charte en établissant l'évolution, entre autres, des orbitales de particules individuelles, des surfaces d'énergies potentielles et du rayon nucléaire en fonction du paramètre de déformation  $\beta$ . Sur le schéma présenté figure 6.6, on peut observer la descente des composantes de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$ ,  $1/2$ ,  $3/2$  et  $5/2$  du côté prolate et  $9/2, 7/2$  et  $5/2$  du côté oblate, ce qui rend énergiquement favorable une déformation oblate comme prolate des noyaux correspondants ( $N = 42$  et  $44$ ). Un autre résultat de ce calcul correspond à la détermination des surfaces d'énergies potentielles en fonction des paramètres de déformation  $\beta$  et  $\gamma$  représentées sous forme de sextant (Fig. 6.7). On peut voir que le  $^{74}\text{Zn}$  ne présente pas de minimum d'énergie très prononcé ce qui est caractéristique des noyaux mous. D'après ces calculs, le  $^{74}\text{Zn}$  semble avoir un comportement de vibreur  $\beta$ , avec une légère déformation triaxiale. Ainsi, une analyse de la déformation des isotopes du zinc est très intéressante et nous permettrait de contraindre plus en avant notre compréhension des phénomènes mis en jeu.

Les cinq mesures de déformation réalisées pour quatre isotopes du Zn ( $^{64-66-68-70}\text{Zn}$ ) illustrent un comportement erratique de la déformation [Ston 05] :

- les deux mesures réalisées pour le  $^{64}\text{Zn}$  montrent des résultats contradictoires, l'une illustre une déformation prolate et l'autre une déformation oblate,
- la mesure pour le  $^{66}\text{Zn}$  une déformation extrême prolate ( $\beta \approx 0.4$ ),
- et pour les  $^{68-70}\text{Zn}$ , deux valeurs de déformation faiblement prolates ( $\beta \approx 0.1$ ).

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre volonté de mesurer la déformation du  $^{74}\text{Zn}$ . En effet, comme on a pu le voir précédemment, la chaîne des isotopes du zinc est relativement mal comprise, notamment à partir du remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$ , où d'une part les énergies  $2^+$  suggèrent des noyaux vibreurs et d'autre part une hausse de la collectivité met en évidence que des phénomènes plus complexes viennent modifier cette image. Un bon moyen pour comprendre ces noyaux est de mesurer leur déformation, seulement aucune mesure directe n'a encore été effectuée pour les isotopes du zinc ayant plus de 40 neutrons (remplissant donc la  $g_{9/2}$ ).

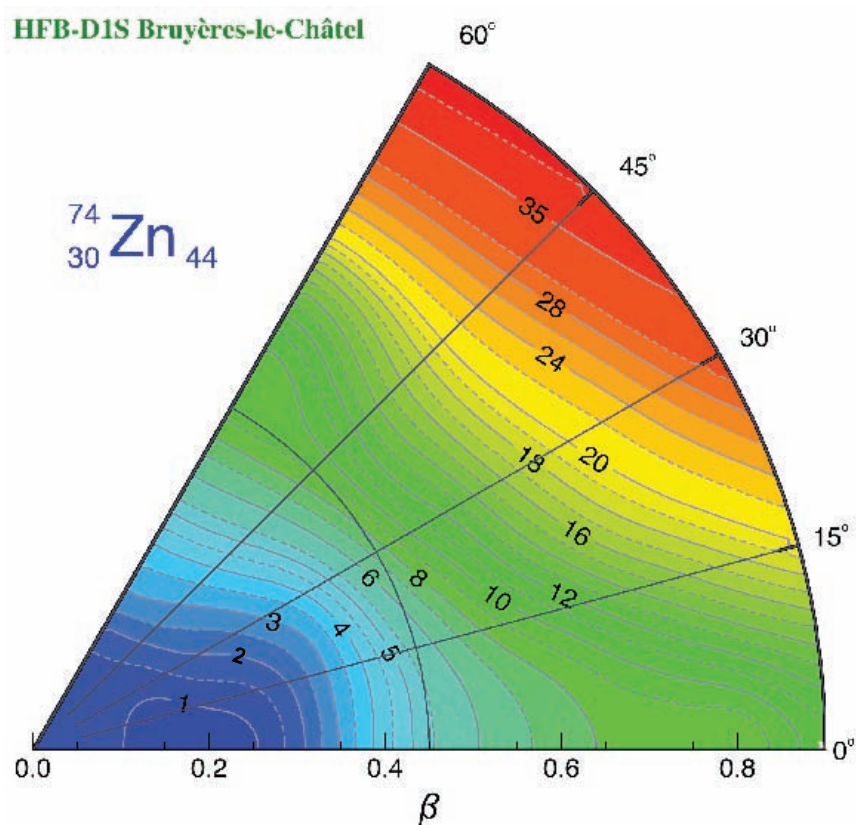
La collectivité du  $^{74}\text{Zn}$  est maximale (dans la chaîne isotopique des zincs), ce qui facilite l'observation et la compréhension de son comportement (et donc de ceux des zincs voisins). De plus, les techniques expérimentales actuelles permettent de le produire avec des intensités élevées



**FIGURE 6.6** – Evolution de l'énergie de particules individuelles des différentes orbitales en fonction du paramètre de déformation  $\beta$  déterminé à partir de calcul CHF-B5DCH [Dela 10, Hila].

(quelques  $10^5$  particules par seconde). C'est pour ces deux raisons que nous avons mesuré le temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  ${}^{74}\text{Zn}$ . Cette mesure qui constitue la première mesure directe du  $B(E2)$  couplée avec les résultats obtenus par excitation coulombienne à ISOLDE [Wall 09], nous permettra d'estimer de la déformation d'un isotope du zinc avec  $N > 40$ .





**FIGURE 6.7** – Surface d'énergie potentielle, déterminée à partir des calculs CHFB-5DCH [Dela 10, Hila], illustrant l'évolution du potentiel nucléaire en fonction des paramètres de déformation  $\beta$  et  $\gamma$ .





## Chapitre 7

# Mesure des temps de vie des niveaux excités des noyaux

### 7.1 Mesures de temps de vie en physique nucléaire

Il existe plusieurs méthodes expérimentales permettant d'accéder à un temps de vie. En voici quelques unes.

#### 7.1.1 Excitation coulombienne

Du fait de l'interaction coulombienne entre la cible et le faisceau de particules incidentes, une partie des particules de la cible et du faisceau vont s'exciter. Le processus d'excitation coulombien peut être, sous la barrière coulombienne, décrit par une théorie des perturbations semi-classique. La mesure des sections efficaces d'excitation des différents niveaux donne, sous certaines conditions, les valeurs de  $B(E2)$ .

#### 7.1.2 Coïncidences retardées

La méthode des coïncidences retardées est, quant à elle, une mesure directe de temps de vie. Un isotope est produit dans un état excité (par exemple par réaction de fusion-évaporation) ou bien les états nucléaires sont peuplés sélectivement par décroissance  $\beta$ . Le temps de vie d'un état est obtenu en mesurant séparément sa population (par décroissance  $\beta$  ou  $\gamma$ , par exemple) et sa désexcitation. Les temps de vie minimum accessibles dépendent des temps de réponse des détecteurs et de l'électronique associée : on peut atteindre la fraction de nano seconde.

#### 7.1.3 Doppler Shift Attenuation Method : DSAM

On collecte ici les photons  $\gamma$  pendant le ralentissement du noyau émetteur excité à l'intérieur de la cible de réaction (donc pendant l'atténuation de l'effet Doppler). La probabilité d'émission des photons  $\gamma$  étant dictée par le temps de vie de l'état excité peuplé, une étude de la forme de la

raie  $\gamma$  détectée va permettre d'extraire son temps de vie. La DSAM repose principalement sur notre capacité à reconstruire la forme de la raie de désexcitation et nécessite une grande statistique.

### 7.1.4 Recoil Distance Doppler Shift : RDDS

Le principe de la méthode RDDS est proche de celui de la DSAM (il est discuté plus en détail dans la suite §7.2). Il consiste à déterminer la fraction de l'émission réalisée avant et après un temps donné (ou distance). Pour cela, on place une feuille de matériel après la cible de réaction afin de ralentir le noyau excité. Ce ralentissement va avoir pour effet d'atténuer le décalage Doppler subit par les photons  $\gamma$  émis après le ralentisseur, nous permettant ainsi de discriminer ceux émis avant (grand décalage Doppler) de ceux émis après (faible décalage Doppler). On établit la probabilité de désexcitation du niveau excité (temps de vie) au cours du temps en faisant varier la distance entre la cible et le ralentisseur.

## 7.2 Méthode RDDS

### 7.2.1 L'effet Doppler

L'effet Doppler désigne le décalage en fréquence entre l'émission et la réception d'une onde lorsque la distance entre l'émetteur et le récepteur varie au cours du temps (dans notre cas, pour avoir un effet Doppler significatif, il faut que la vitesse de déplacement de l'émetteur par rapport à celle du récepteur soit du même ordre que la vitesse de déplacement de l'onde dans le milieu). Celui-ci peut être décrit par la formule suivante :

$$E_{lab} = E_{CM} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cdot \cos \theta}, \quad (7.1)$$

où  $E_{lab}$  et  $E_{CM}$  représentent respectivement l'énergie du photon dans le référentiel du laboratoire et celle dans le centre de masse (celui de l'émetteur),  $\beta$  la fraction de la vitesse de la lumière et  $\theta$  l'angle d'émission dans le laboratoire.

### 7.2.2 La méthode RDDS

Le principe de la *Recoil Distance Doppler Shift*, ou technique "plunger", consiste à faire changer la vitesse d'un noyau afin de modifier le décalage Doppler des photons  $\gamma$  qu'il va émettre. On peut ainsi déterminer si le photon  $\gamma$  a été émis avant ou après le changement de vitesse. A l'aide d'un dispositif plunger, on place un matériel sur la trajectoire des ions, le ralentisseur. Connaissant le temps ou la distance entre la population de l'état excité et le changement de vitesse, on sera capable, à partir du nombre de photons émis avant et après le changement, de déterminer le temps de vie,  $\tau$ , de l'état peuplé :

$$\begin{aligned}
N_{\gamma_{\text{avRal}}} &= N_{\text{ion}} \int_0^T \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{dt}{\tau} \\
&= N_{\text{ion}} \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)\right),
\end{aligned} \tag{7.2}$$

où  $N_{\gamma_{\text{avRal}}}$  représente le nombre de désexcitation avant le ralentisseur,  $N_{\text{ion}}$  le nombre d'ions excités produits dans la cible,  $T$  est le temps de vol entre la cible et le ralentisseur :

$$T = \frac{D_{\text{cible-ralentisseur}}}{\beta c}, \tag{7.3}$$

avec  $D_{\text{cible-ralentisseur}}$  la distance cible-ralentisseur et  $\beta c$  la vitesse de l'ion entre la cible et le ralentisseur. Ainsi, si l'on connaît la fraction de désexcitation avant le ralentisseur (Eq. (7.4)), la vitesse des ions et la distance entre la cible et le ralentisseur, nous sommes capables de déterminer le temps de vie de l'état excité observé (Eq. (7.5)).

$$\frac{N_{\gamma_{\text{avRal}}}}{N_{\gamma_{\text{out}}}} = \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)\right), \tag{7.4}$$

$$\tau = \frac{D_{\text{cible-ralentisseur}}}{-\beta c \ln\left(1 - \frac{N_{\gamma_{\text{avRal}}}}{N_{\gamma_{\text{out}}}}\right)}, \tag{7.5}$$

avec  $N_{\gamma_{\text{out}}}$  l'ensemble de photon  $\gamma$  de désexcitation émis avant et après le ralentisseur. En pratique on changera plusieurs fois la distance entre la cible et le ralentisseur afin d'obtenir une meilleure précision sur le temps de vie.



## Chapitre 8

# Procédure expérimentale

Comme expliqué précédemment, nous souhaitons mesurer le temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$ . Pour réaliser cette mesure, les noyaux  $^{74}\text{Zn}$  sont produits par fragmentation en vol du  $^{76}\text{Ge}$  puis séparés et sélectionnés par le spectromètre *LISE*. Nous utilisons, pour la mesure de temps de vie, le dispositif différentiel "plunger" de Cologne [Dewa 05] et 8 clovers du multidétecteurs  $\gamma$  *EXOAM*. L'identification des noyaux produits est obtenue le long de la seconde partie du spectromètre *LISE* par méthode  $\Delta E$  - Temps de vol, avec deux galettes à microcanaux (mesure de temps de vol), une chambre d'ionisation et un scintillateur plastique (mesure de la perte d'énergie). Afin de bien comprendre ce dispositif expérimental, je décrirai dans la suite :

- la production et la séparation de faisceaux radioactifs auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (*GANIL*) avec le spectromètre *LISE*,
- le dispositif expérimental (fonctionnement, géométrie, électronique associée).

### 8.1 Production des isotopes de Zn riches en neutrons

De nos jours, deux méthodes sont principalement utilisées pour la production de faisceaux d'ions radioactifs :

- la méthode ISOL "*Isotope Separator On-Line*" où les noyaux radioactifs sont produits par spallation, fission ou réaction de fragmentation d'un projectile avec une cible épaisse. Les produits de ces réactions, qui diffusent hors de la cible, sont ionisés, séparés en ligne et, suivant les installations, peuvent être ré-accélérés.
- la méthode de production et séparation en vol des fragments "*In-flight fragmentation and separation*" où les noyaux radioactifs sont produits par fragmentation d'un projectile lourd (faisceau primaire) avec une cible mince. Les produits de ces réactions gardent ainsi une partie importante de l'énergie cinétique du projectile.

Dans les deux cas, il est nécessaire de purifier le faisceau secondaire car il est très riche en espèces isotopiques.

### 8.1.1 *GANIL* et le spectromètre *LISE*

#### Le *GANIL*

Au *GANIL*, les deux méthodes de production sont disponibles. Actuellement, les faisceaux produits par *SPIRAL* (méthode ISOL) sont relativement légers<sup>1</sup>. Seul *SPIRAL 2* pourra produire des noyaux plus lourds (début d'activité prévu pour 2015). De plus, les faisceaux *SPIRAL* sont de relativement basse énergie (inférieure à 20 A MeV), or nous avons besoin d'un faisceau de 30 A MeV pour que le faisceau arrive aux détecteurs situés au bout de la ligne. C'est pour ces raisons que nous avons utilisé la méthode de fragmentation couplée au spectromètre *LISE* afin de produire le faisceau de  $^{74}\text{Zn}$ .

#### Le spectromètre *LISE*

Le spectromètre magnétique *LISE* (Ligne d'Ions Super Epluchés) a pour objectif principal la production et la sélection des noyaux exotiques très épluchés. Il est essentiellement composé d'une enceinte sous vide comprenant les cibles, d'une section d'analyse permettant la sélection des fragments suivant leur rigidité magnétique et dont l'acceptance en moment est de  $\pm 2.5\%$  (soit  $\pm 5.0\%$  en énergie), d'une section d'analyse permettant la sélection suivant la perte d'énergie dans un matériau et d'une section d'analyse finale suivant la vitesse grâce à un filtre de Wien. Une description détaillée de *LISE* est faite dans les références [Anne 87, Dufo 86]. La ligne ainsi constituée est doublement achromatique en angle et en position, ce qui signifie qu'aux points focaux, ces paramètres (angle et position) sont indépendants de l'énergie des particules, au premier ordre.

### 8.1.2 Production et purification du faisceau de $^{74}\text{Zn}$ sur *LISE*

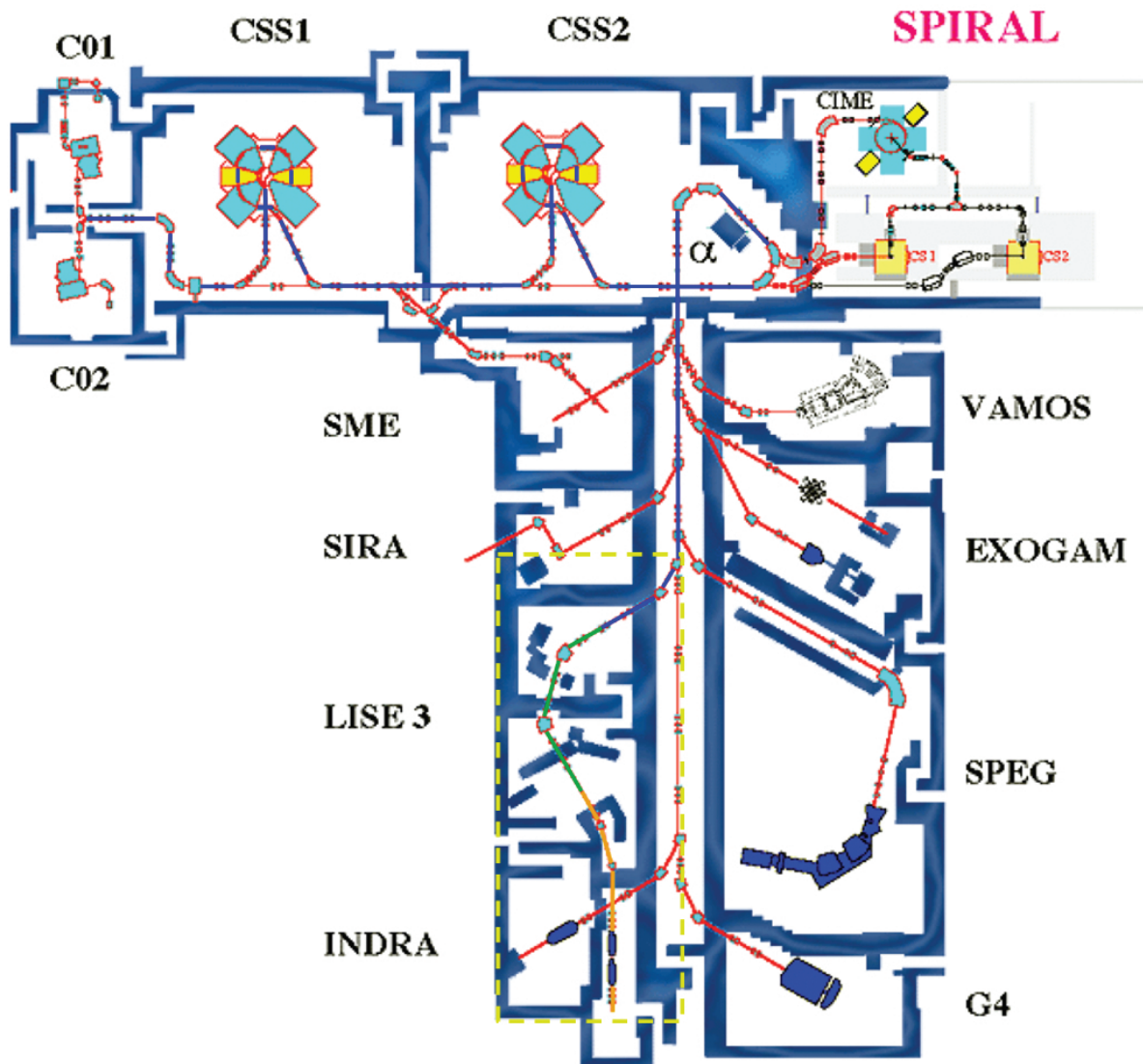
Le faisceau primaire stable (en bleu sur la figure 8.1), utilisé lors de notre expérience, est un faisceau de  $^{76}\text{Ge}^{30+}$ . Extrait à basse énergie d'une des sources d'ions, le faisceau primaire constitué est envoyé dans les deux cyclotrons du *GANIL* (Fig. 8.1 : CSS1 et CSS2) pour y être accéléré à 60 A MeV soit 34.5% de la vitesse de la lumière. Le faisceau est ensuite acheminé à l'entrée du spectromètre *LISE* pour la production et la sélection du faisceau secondaire radioactif.

#### Production du faisceau secondaire radioactif par fragmentation en vol sur *LISE*

A l'entrée du spectromètre, le faisceau primaire est envoyé sur la cible de production ou cible primaire (Fig. 8.2), une feuille de béryllium de  $98 \text{ mg/cm}^2$  ( $530 \mu\text{m}$ ). Les ions faisceaux qui interagissent avec la cible primaire se fragmentent (environ 10%) et donnent un cocktail riche en sortie de cible que l'on appelle faisceau secondaire. Les ions ayant réagi produisent une centaine d'espèces isotopiques différentes dont l'intensité peut aller jusqu'à 5% de celle du faisceau primaire. L'énergie utilisée (la chaleur de réaction  $Q$ ) par la réaction est négligeable (une dizaine de MeV)

---

1. Les noyaux produits sont essentiellement des gaz rares ou des noyaux légers tels que l'azote ou l'oxygène.

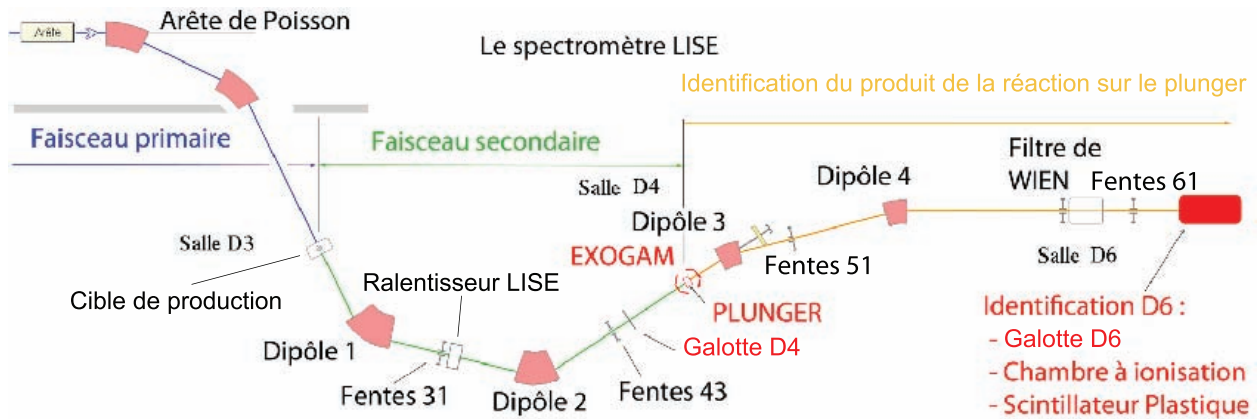


**FIGURE 8.1** – Représentation schématique du GANIL avec la partie accélérateur (bloc horizontal en haut) et les aires expérimentales (bloc vertical en bas). Dans les pointillés jaunes la ligne *LISE*, en rouge les lignes de faisceaux, en bleu le faisceau primaire, en vert le faisceau secondaire et en orange le produit de la réaction.

devant celle perdue lors de la traversée de la cible de production par les ions (on passe de 60 à 50 A MeV pour un  $^{74}\text{Zn}$  soit un dépôt de 740 MeV). Cette perte d'énergie est décrite par la formule de *Bethe-Bloch* (Eq. (8.2)).

Le faisceau secondaire et le faisceau primaire entrent ensuite dans le premier dipôle du spectromètre où ce dernier s'arrêtera.





**FIGURE 8.2** – Plan du spectromètre *LISE* (agrandissement selon les pointillés jaunes de la figure 8.1). En rouge les éléments de la ligne de faisceau, en bleu le faisceau primaire, en vert le faisceau secondaire et en orange le produit de la réaction après avoir traversée le plunger.

### Purification du faisceau secondaire

Le spectromètre *LISE* est jalonné de 4 plans de focalisation sur toute sa longueur : deux dispersifs<sup>2</sup> et deux achromatiques. Les plans dispersifs sont placés entre les dipôles 1 et 2, et 3 et 4 (Fig. 8.2), un des plans achromatiques est situé entre les deux paires de dipôles et l'autre à la fin de la ligne.

En l'absence de ralentisseur, au premier plan achromatique (dans la salle D4), on trouvera l'image parfaite du faisceau secondaire en sortie de cible de production (point objet du spectromètre), à l'acceptance du spectromètre près. De plus les fentes (31, Fig. 8.2) placées avant le premier plan dispersif, nous permet de réduire l'acceptance en  $B\rho$  du spectromètre et donc de sélectionner une partie des noyaux du faisceau secondaire :

$$B\rho = \frac{\beta\gamma Mc}{Q_e}, \quad (8.1)$$

où  $M$  représente sa masse au repos en  $\text{MeV}/c^2$ ,  $Q_e$  sa charge électrique,  $\beta$  et  $\gamma$  la vitesse de l'ion et le facteur de Lorentz associé.

En plaçant un ralentisseur de béryllium au premier plan dispersif<sup>2</sup> (appelé dans la suite ralentisseur *LISE*), on va ralentir les noyaux proportionnellement à leur charge au carré :

$$\text{Formule de Bethe-Bloch : } \frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi n(ze)^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right], \quad (8.2)$$

où  $x$  est la profondeur traversée,  $E$  l'énergie de l'ion,  $\beta c$  sa vitesse,  $ze$  sa charge,  $e$  et  $m_e$  respectivement la charge et la masse au repos de l'électron,  $n$  la densité électronique du matériau traversé,

2. A chaque position sur l'axe horizontal perpendiculaire à l'axe du faisceau correspond une rigidité magnétique  $B\rho$ .

$I$  le potentiel d'excitation moyen de la cible et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Le ralentisseur *LISE* est un ralentisseur achromatique, son épaisseur varie suivant la trajectoire de l'ion entre les deux di-pôles, permettant ainsi de compenser la perte d'énergie selon la distribution en vitesse d'une même espèce isotopique.

Ce ralentissement a pour effet de séparer en position les différents isotopes dans le plan focal achromatique situé après. On pourra ainsi purifier le faisceau avec un jeu de fentes (43 Fig. 8.2).

Le choix d'épaisseurs du couple cible - ralentisseur est choisi pour maximiser la production et la transmission du faisceau secondaire désiré. En effet, plus l'épaisseur de la cible est grande plus il y a de fragments produits, ce qui permet d'avoir des faisceaux plus intenses. De plus l'augmentation de l'épaisseur du ralentisseur *LISE* nous permet de réaliser une sélection plus fine du faisceau secondaire. Cependant, avec l'augmentation de l'épaisseur de la cible et du ralentisseur, la dispersion du faisceau augmente, ce qui réduit la transmission du faisceau secondaire.

Pour déterminer les épaisseurs de la cible de production et du ralentisseur de béryllium, nous utilisons le logiciel *LISE++* [Tara 04]. On simule avec celui-ci le transport et la purification du faisceau le long de la ligne. En jouant sur les épaisseurs de la cible et du ralentisseur, on peut optimiser d'une part la production qui croît avec l'épaisseur de la cible de production et d'autre part la purification qui s'améliore avec l'épaisseur du ralentisseur *LISE*, tout en conservant une énergie finale dans la gamme utile<sup>3</sup>.

**TABLE 8.1** – Configuration du spectromètre *LISE* utilisée

Faisceau		$B\rho_1$ [Tm]	$B\rho_2$ [Tm]	Fentes 31 [mm]	Fentes 43 [mm]
Secondaire	Primaire				
$^{74}\text{Zn}$	$^{76}\text{Ge}^{30+}$ à 60.99 MeV/u	2.5270	2.1481	[+0; -20]	[-5; +5]

Les galettes à microcanaux (§ 8.2.2) ont une limite de taux de comptage de quelques  $10^5$  pps (particules par seconde), nous nous sommes donc restreint à des intensités avoisinantes. Dans ces conditions, un couple acceptable pour l'épaisseur de la cible et du ralentisseur est  $530 \mu\text{m}$  de béryllium pour la cible et  $545 \mu\text{m}$  de béryllium pour le ralentisseur *LISE*.

### 8.1.3 Résumé des taux de production/pureté

Comme expliqué §8.1.2, les simulations réalisées avec le logiciel *LISE++* nous permettent d'estimer l'intensité du faisceau secondaire à  $10^5$  pps avec moins de 5% de contaminants (Tab. 8.2).

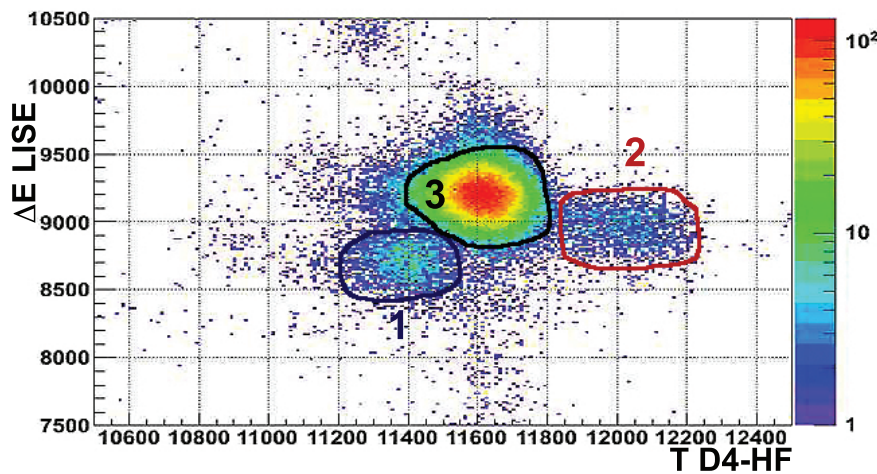
Le faisceau produit s'est avéré être plus pollué que prévu. En effet, le taux de contamination a varié durant l'expérience entre environ 10 et 15%, ce qui était plus ou moins prévisible, les simulations surestime en générale notre capacité à purifier un faisceau. Les deux contaminants

3. Correspondant au maximum de section efficace pour la réaction.

**TABLE 8.2** – Simulation *LISE++*, liste des principaux composants du faisceau avec les taux de comptage associés.

Noyaux	$^{74}\text{Zn}$	$^{72}\text{Cu}$	$^{75}\text{Ga}$	$^{71}\text{Ni}$	$^{73}\text{Cu}$	$^{76}\text{Ga}$
Taux [pps]	$1.21 \times 10^5$	$1.65 \times 10^3$	$1.05 \times 10^3$	$9.01 \times 10^1$	$2.18 \times 10^1$	$1.61 \times 10^1$

principaux sont le  $^{72}\text{Cu}$  et le  $^{73}\text{Zn}$ , ce dernier n'étant pas prédit par la simulation *LISE++*. Du fait de la faible résolution du télescope  $\Delta E/E$  placé au plan focal de *LISE* (CHIO/plastique), il est difficile d'identifier les contaminants et donc les taux de contaminations lors de la prise de données. Néanmoins, une estimation en a été faite grâce aux données collectées avec le détecteur "*LISE*" lors du réglage de la ligne. Comme on peut le voir figure 8.3, les matrices  $\Delta E - \text{TOF}$  permettent d'identifier 3 groupes principaux de particules qui correspondent au faisceau de  $^{74}\text{Zn}$  et aux deux contaminants principaux.



**FIGURE 8.3** – Matrice  $\Delta E/\text{TOF}$  (D4-HF) réalisée avec le détecteur *LISE*. Les trois groupes 1, 2 et 3 ont été identifiés comme étant respectivement du  $^{72}\text{Cu}$ ,  $^{73}\text{Zn}$  et  $^{74}\text{Zn}$ .

## 8.2 Dispositif d'identification et de sélection

En raison de la grande diversité de réactions qui ont lieu sur notre cible, nous avons besoin d'identifier les noyaux produits par celle-ci. Pour cela, nous avons utilisé des détecteurs à pertes d'énergie ( $\Delta E$  et  $E$ ), ainsi que des détecteurs de passage de faisceaux (temps de vol). A partir de ces informations ( $\Delta E$ ,  $E$ , et temps de vol) on peut déterminer la masse  $A$  et le numéro atomique  $Z$  des ions, ainsi que ce qui permet de sélectionner lors de l'analyse les évènements correspondant à une excitation d'un noyau de  $^{74}\text{Zn}$ .

De plus, du fait des flux gigantesques d'informations fournis par nos détecteurs, il est nécessaire de réaliser une pré-sélection électronique des évènements via des déclencheurs (appelés *trigger*).

### 8.2.1 Mesure de pertes d'énergie

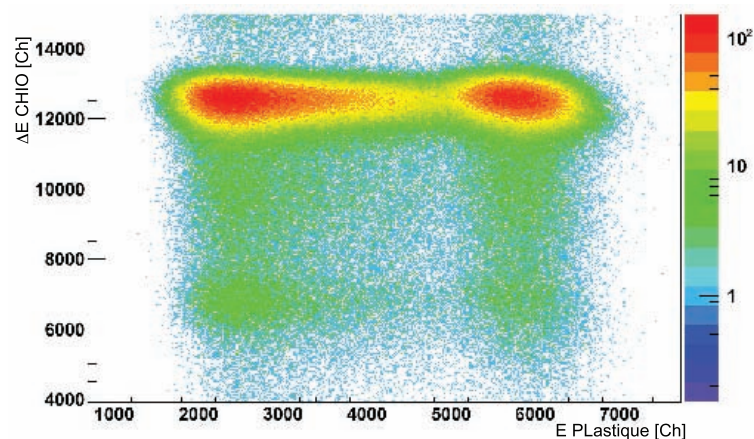
#### Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation (CHIO) est une enceinte close que l'on remplit de gaz ( $CF_4$  à une pression d'environ 100 mbar) ayant la propriété de s'ioniser au passage d'une particule chargée. En mesurant la charge induite par le passage du faisceau, on reconstruit la perte d'énergie de la particule à l'intérieur de la chambre.

#### Scintillateur plastique

Un scintillateur plastique est un détecteur qui émet des photons lumineux lors du passage d'une particule chargée. Les photons sont ensuite collectés et le signal résultant amplifié par des photo-multiplieurs. L'intensité lumineuse est proportionnelle à la perte d'énergie dans le scintillateur. Nous utilisons un détecteur plastique de 5 cm d'épaisseur pour mesurer l'énergie des ions transmis jusqu'en D6.

L'ensemble CHIO/ scintillateur plastique est installé au bout de la ligne (D6) pour être utilisé comme télescope  $\Delta E/E$ . Malheureusement, la faible résolution de ces détecteurs et la proximité en masse des noyaux contaminants ne nous permet pas de réaliser de véritables identifications et sélections (Fig. 8.4).



**FIGURE 8.4** – Matrice d'identification  $\Delta E - E$ . Les deux taches principales correspondent majoritairement à du  $^{74}\text{Zn}$  dans les spectres  $\gamma$ . On distingue également des traces de  $^{72}\text{Zn}$  et de  $^{73}\text{Zn}$ , mais sans localisation précise. Aucune distinction dans les spectres  $\gamma$  en coïncidence avec les différents groupes n'a été observée.

## 8.2.2 Mesures de temps

### Les galottes

Le temps de vol est une information particulièrement intéressante car elle nous permet, non seulement, de faire une sélection des produits de réactions, mais aussi, de déduire la vitesse de chacun des noyaux.

Pour la mesure du temps de vol des ions, nous plaçons (Fig. 8.2) des galottes [Odlá 96] au milieu (galotte D4) et à la fin du spectromètre (galotte D6).

Le détecteur de galettes à micro-canaux nommé galotte permet de faire des détections du passage du faisceau. Son principe de fonctionnement est simple : les particules chargées du faisceau vont traverser une feuille de mylar<sup>4</sup> et y arracher des électrons qui seront accélérés vers les galettes à micro-canaux par un champ électrique. Le signal fourni par les galettes à micro-canaux est ensuite transformé en signal logique pour être envoyé vers l'électronique de traitement.

### Les mesures de temps

La plupart des mesures de temps est réalisée à l'aide de TAC (*Time to Amplitude Converter*), dont l'amplitude de sortie est proportionnelle au délai entre les signaux envoyés dans les voies start et stop.

TABLE 8.3 – Principaux temps mesurés avec les gammes de mesure associées

Nom	START	STOP	Gamme
GD4-TRIG	galotte D4	trigger (§8.2.3)	1 $\mu$ s
GD4-GD6	galotte D4	galotte D6	500 ns
GD4-HF	galotte D4	HF (haute fréquence Cyclotron)	200 ns

Deux TACs sont principalement utilisés ici : le GD4-TRIG et le GD4-GD6. Le TAC GD4-GD6 sert à calculer la vitesse des noyaux pour les corrections Doppler et le GD4-TRIG au conditionnement des données pour produire des spectres en énergie  $\gamma$  propres.

Les TACs ne permettent pas d'accéder directement au temps absolu entre deux détecteurs. Cependant, le décalage systématique entre le temps vrai et le temps relatif donné par le TAC est constant. Ainsi, avec un simple point de référence, on est capable de reconstruire le temps "vrai". En règle général, le temps donné par les TACs sert à comparer les événements entre eux, la présence d'un décalage systématique n'est pas gênante. Dans le cadre de notre étude, on détermine la vitesse des particules à partir du temps de vol entre D4 et D6. Le décalage est donc évalué pour le TAC GD4-GD6 (§9.1.2).

4. D'une épaisseur de 0.5  $\mu$ m et aluminisée sur une face (20  $\mu$ gcm<sup>-2</sup>).

### 8.2.3 Logique de déclenchement : Les *TRIGGERS*

En physique nucléaire, aux énergies intermédiaires (10 A MeV - 50 A MeV), avec les intensités faisceaux utilisées ( $10^6$  pps), le flux d'information renvoyé par les détecteurs est très important. La galotte placée en amont de la cible, par exemple, envoie près de  $10^6$  informations par seconde. Nos systèmes d'acquisition ne sont généralement capables d'accepter que quelques milliers d'évènements par seconde sans avoir un temps mort trop important (temps durant lequel l'acquisition est occupée et refuse toute nouvelle information).

Il faut donc effectuer un tri des informations pour n'enregistrer que les évènements intéressants, c'est le rôle des déclencheurs.

Deux *triggers* principaux sont utilisés pour l'expérience :

- la coïncidence entre un photon  $\gamma$  dans *EXOGRAM* et une particule incidente dans la galotte D4 (§8.2.2),
- la coïncidence entre un photon  $\gamma$  dans *EXOGRAM* et un signal dans le scintillateur plastique situé au bout de la ligne.

Le premier nous permet d'identifier les réactions sur la cible plunger. Du fait du grand nombre de réaction, nous divisons ce *trigger* pour n'utiliser que 1% des évènements détectés. Le second, qui est le *trigger* principal, est utilisé pour la mesure physique, la seconde partie du spectromètre *LISE* étant utilisée pour la transmission du  $^{74}\text{Zn}$  excité lors du passage dans la cible plunger.

En plus des déclencheurs principaux, nous utilisons des déclencheurs de contrôle permettant de vérifier le fonctionnement individuel des différents détecteurs :

- galotte D4 (§8.2.2) divisée,
- *EXOGRAM* divisé,
- le scintillateur plastique.

Pour que tous les signaux des différents détecteurs arrivent plus ou moins en même temps à l'acquisition il faut retarder l'ensemble des signaux des détecteurs situés en D4 d'environ  $1.2 \mu\text{s}$ .

## 8.3 Dispositif RDDS

La mesure du temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$  est faite via la méthode RDDS (§7.2). Je présenterai dans la suite le dispositif nécessaire à l'application d'une telle méthode.

### 8.3.1 Plunger de Cologne

Le plunger de Cologne [Dewa 05] se compose d'un porte-cible fixe et d'un porte-ralentisseur (Fig. 8.5) monté sur un moteur pas-à-pas qui permet de contrôler et modifier la distance entre la cible et le ralentisseur<sup>5</sup> avec une précision de l'ordre de la dizaine de microns.

5. Dans un souci de clarté, cette cible sera appelée dans la suite "cible plunger" et ce ralentisseur "ralentisseur plunger".

Comme expliqué au §7.2 il faut réaliser différentes distances cible-ralentisseur afin d'obtenir une meilleure précision sur la détermination du temps de vie. Le tableau 8.4 résume les différentes distances réalisées ainsi que la statistique de chacun.

**TABLE 8.4** – Différentes distances cible-ralentisseur réalisées avec la statistique associée.

Numéro	Distance cible-ralentisseur [mm]	Particules en D4	Particules en D6
0	0.00	$1,28 \cdot 10^9$	$7,71 \cdot 10^8$
1	0.75	$1,55 \cdot 10^9$	$9,34 \cdot 10^8$
2	1.25	$1,63 \cdot 10^9$	$1,02 \cdot 10^9$
3	1.75	$1,78 \cdot 10^9$	$1,15 \cdot 10^9$
4	2.50	$2,04 \cdot 10^9$	$1,35 \cdot 10^9$
5	3.50	$1,41 \cdot 10^9$	$8,89 \cdot 10^8$
6	5.00	$1,77 \cdot 10^9$	$1,06 \cdot 10^9$
7	8.00	$1,48 \cdot 10^9$	$8,78 \cdot 10^8$
8	15.0	$9,08 \cdot 10^8$	$4,88 \cdot 10^8$
9	20.0	$1,15 \cdot 10^9$	$7,54 \cdot 10^8$

Nous utilisons comme "cible plunger" une feuille de  $CD_2$ , polypropylène deutérisé, de  $35.5 \text{ mg/cm}^2$  ( $444 \mu\text{m}$ ) et comme "ralentisseur plunger" une feuille de béryllium d'environ  $54 \text{ mg/cm}^2$  ( $292 \mu\text{m}$ ). L'épaisseur du ralentisseur étant mal connue ( $\pm 10\%$ ), une procédure est développée pour la déterminer avec une meilleure précision (§9.1.2).

Autour du dispositif plunger (Fig. 8.5) est installé le multidétecteur  $\gamma$  *EXO GAM*, afin de mesurer les photons  $\gamma$  émis lors des réactions dans la cible et le ralentisseur du plunger.

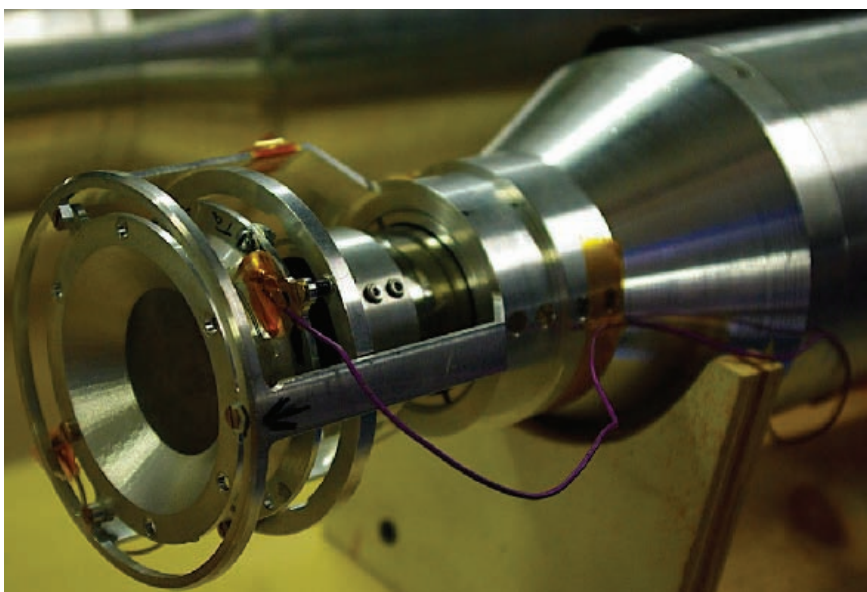
### 8.3.2 EXOGAM

Le détecteur *EXO GAM* [Azai 97] est composé de 16 détecteurs à semi-conducteurs en germanium. *EXO GAM* est un multi-détecteur européen possédant une bonne efficacité en énergie (jusqu'à 20% pour un photon  $\gamma$  de 1 MeV), une couverture angulaire proche de  $4\pi$  et une excellente résolution ( $\leq 2 \text{ keV}$  pour un photon  $\gamma$  de 1.3 MeV).

#### Description du détecteur

Chacun des détecteurs, appelé clover, est composé de quatre cristaux segmentés électriquement en quatre segments (Fig. 8.6). Cette double segmentation permet d'avoir une haute granularité angulaire (ou résolution spatiale) indispensable pour déterminer l'énergie d'un photon  $\gamma$  émis par un noyau en vol.

Utilisé dans sa totalité, le détecteur *EXO GAM* possède trois couronnes angulaires : 45, 90 et 135°.



**FIGURE 8.5** – Photographie du dispositif plunger avec les deux porte-matériaux (le plus à gauche pour la cible, celui du ralentisseur étant caché), le tube en aluminium situé dans le prolongement des porte-matériaux à l’extrême droite contient le moteur pas-à-pas qui permet de moduler la distance entre la cible et le ralentisseur.

Nous utilisons pour l’expérience celles pour lesquelles le décalage Doppler est maximal, c’est-à-dire  $45^\circ$  et  $135^\circ$ , en plaçant quatre clovers par couronne (Fig. 8.6) à une distance de 12 cm de la cible du plunger, ce qui correspond à une ouverture angulaire de  $12^\circ$  par segment.

Il n’est pas rare qu’un même photon  $\gamma$  illumine plusieurs segments, parfois même plusieurs cristaux. Le signal collecté au centre du cristal donne la charge déposée dans le cristal (toute la charge présente dans tous les segments du cristal). L’information sur la position de l’interaction est obtenue grâce à la collection sur les segments [Wiel 02]. Dans le cas où le photon  $\gamma$  illumine plusieurs cristaux, on somme les charges des détecteurs adjacents touchés lors d’un même événement afin de reconstruire l’énergie réelle de ces photons  $\gamma$ .

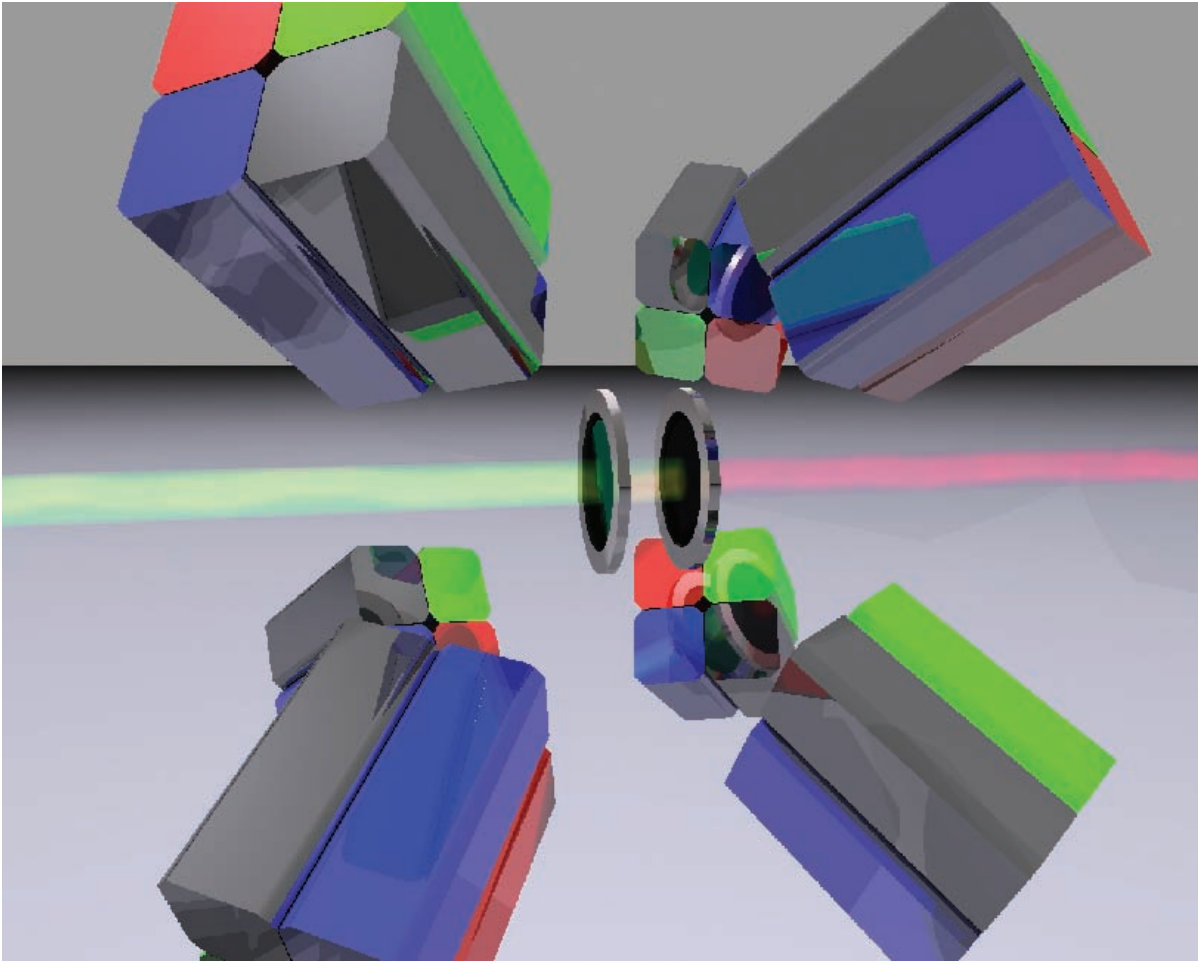
### Electronique associée

Chaque cristal d’*EXOAM* possède cinq sorties analogiques : une pour chacun des segments et une pour le signal central. Chacune de ces voies passe par un amplificateur avant d’être envoyée vers les ADC<sup>6</sup> de l’acquisition. Les voies rapides des amplificateurs sont utilisées (pour les signaux centraux uniquement) pour valider le codage des énergies dans les ADCs (un centre valide l’intégralité du cristal) et sont envoyés directement dans les TDCs<sup>7</sup>, lesquels codent le temps entre le trigger et l’arrivée des signaux logiques. Les paramètres TDC d’*EXOAM*, couplés avec le

6. Amplitude to Digital Converter.

7. Time to Digital Converter.





**FIGURE 8.6** – Vue d’artiste du dispositif plunger avec les différents clovers d’*EXOGAM* ainsi que la ligne de faisceau.

TAC GD4-TRIG, nous permettent de reconstruire le temps écoulé entre le passage de la particule traversant la galotte D4 et la détection de chacun des photons  $\gamma$  :

$$T_{\text{GD4-TRIG}} + T_{\text{TRIG-}\gamma} = T_{\text{GD4-}\gamma}, \quad (8.3)$$

où  $T_{\text{TRIG-}\gamma}$  représente le temps des TDCs d’*EXOGAM*.

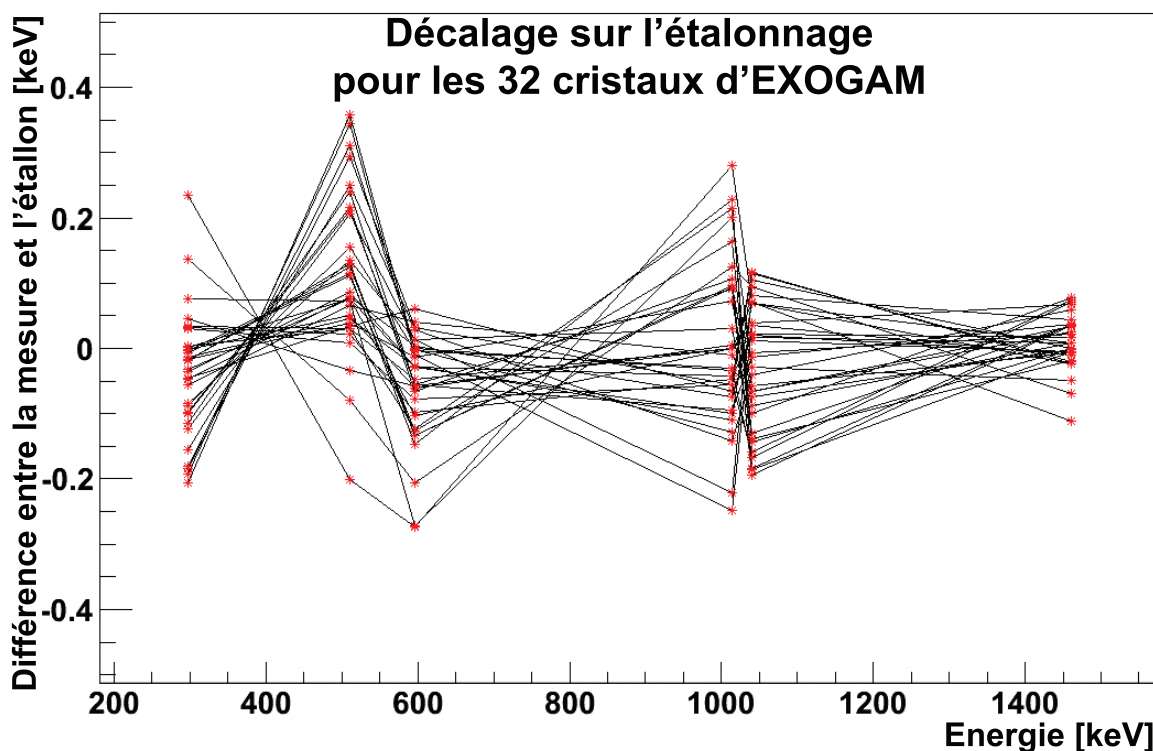
### Les étalonnages

En ce qui concerne *EXOGAM*, les énergies et les TDCs sont à étalonner. Pour les TDCs, on réalise l’étalonnage à l’aide d’un *TIME CALIBRATOR*, qui génère un spectre comptant des raies à intervalles réguliers.

Pour les étalonnages en énergie, la procédure standard est de placer une source radioactive ( $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ...) à la place de la cible plunger. Cependant, nous nous sommes rendu compte que

l'étalonnage en source ne pourrait pas être utilisé pour les spectres  $\gamma$  collectés pendant la mesure physique (en effet, la réponse des amplificateurs semblait varier légèrement au cours du temps...). Nous choisissons donc d'étalonner les cristaux d'*EXO*GAM sur des raies provenant :

- de réactions  $(n, n')$  dans les cristaux et les capots des détecteurs : 596.1 keV  $^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$  et  $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)$ , 1014.4 keV  $^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)$ , 1039.5 keV  $^{70}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ ,
- de décroissance : 297.32 keV du  $^{73}\text{Ga}$ ,
- de la radioactivité de la salle : 1460.8 keV du  $^{40}\text{K}$  décroissant par capture électronique (EC),
- du 511 keV.

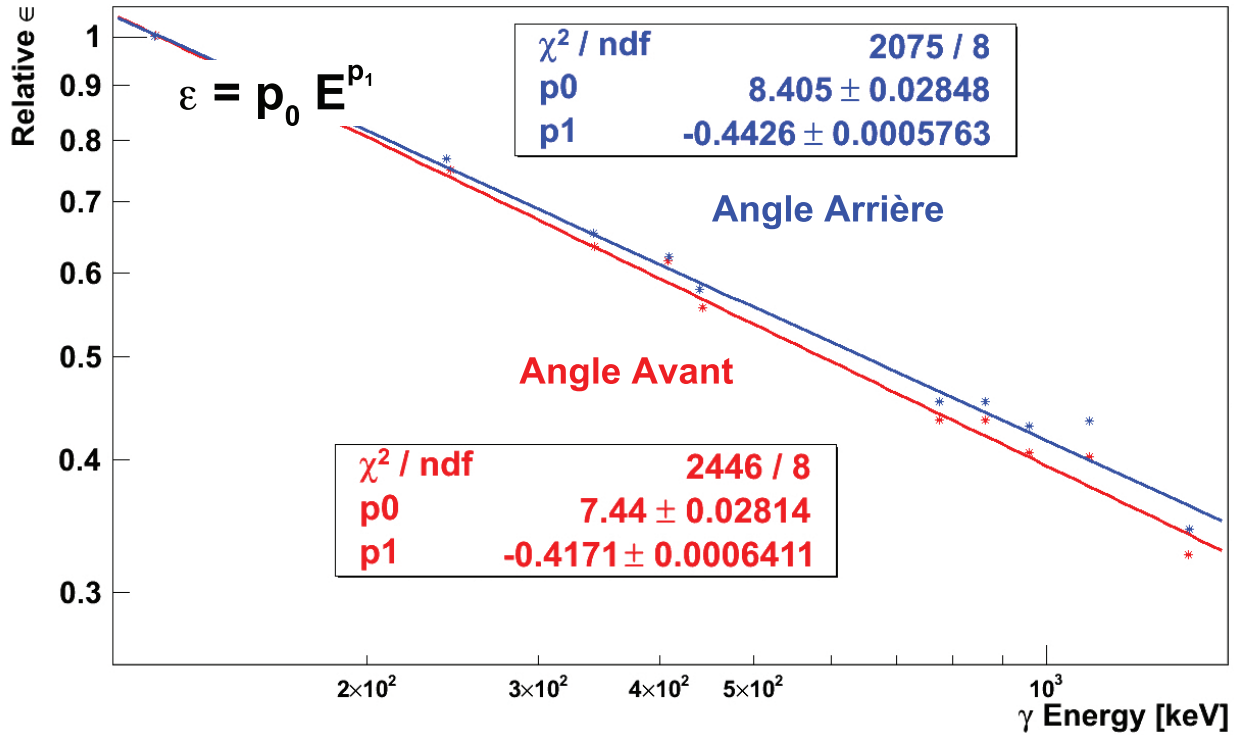


**FIGURE 8.7** – Variation typique entre la valeur tabulée utilisée pour l'étalonnage et la valeur étalonnée en fonction de l'énergie de la raie, pour les 32 cristaux d'*EXO*GAM.

Ensuite, on utilise un polynôme d'ordre deux pour étalonner les différentes énergies. On peut voir, figure 8.7, la dispersion de l'ensemble des 32 cristaux d'*EXO*GAM.

### Efficacité relative en énergie

Du fait de la relativement faible statistique, nous utilisons les spectres énergies par couronne de détecteurs : les 4 clovers de l'avant ( $45^\circ$ ) et les 4 de l'arrière ( $135^\circ$ ). Nous réalisons donc une efficacité par couronne. Après avoir effectué une soustraction du fond, on mesure l'intensité de 10



**FIGURE 8.8** – Efficacité relative d’*EXO*GAM normalisée sur la raie à 121.78 keV d’une source d’ $^{152}\text{Eu}$ , pour les angles avants (rouge) et arrières (bleu).

raies de référence d’une source d’ $^{152}\text{Eu}$  (121.78, 244.70, 344.28, 411.12, 443.965, 778.9, 867.38, 964.079, 1108.17 et 1408.01 keV). Connaissant les rapports de branchement des différentes raies  $\gamma$  de désintégration de l’ $^{152}\text{Eu}$ , nous déduisons l’efficacité relative en énergie des deux couronnes d’*EXO*GAM (avant et arrière).

## Chapitre 9

# Analyse de données

Dans ce chapitre, je présente l'analyse des données au travers de trois parties distinctes. Tout d'abord, j'explique comment les données collectées sont mises en forme : après avoir étalonné les données (§8.3.2) il est nécessaire de corriger le décalage Doppler, on doit pour cela reconstruire la trajectoire des photons  $\gamma$  et la vitesse des ions les émettant. Dans une deuxième partie, je décris les méthodes de sélection des événements contenant la "physique" et d'extraction des informations qu'ils contiennent. La dernière partie se concentre sur la détermination du temps de vie du premier état excité du  $^{74}\text{Zn}$ .

### 9.1 La correction Doppler

L'extraction du temps de vie d'un état excité, par méthode RDDS, nécessite de connaître le rapport entre le nombre de photons  $\gamma$  émis depuis cet état, avant et après le ralentisseur. Il est bien entendu plus facile de compter le nombre de photons  $\gamma$  dans le référentiel de la source, où l'énergie de ceux-ci est indépendante de l'angle d'émission et de la vitesse de l'émetteur. Pour passer du référentiel du laboratoire, dans lequel sont détectés les photons  $\gamma$ , au référentiel de la source les émettant, il est nécessaire de corriger l'effet Doppler :

$$E_{\text{source}} = \gamma \cdot E_{\text{lab}}(1 - \beta \cdot \cos \theta), \quad (9.1)$$

où  $E_{\text{lab}}$  et  $E_{\text{source}}$  sont l'énergie du photon  $\gamma$  respectivement dans le référentiel du laboratoire et celui de la source de l'émission,  $\theta$  l'angle d'émission dans le laboratoire par rapport à l'axe du faisceau,  $\beta$  et  $\gamma$  la vitesse et le facteur de Lorentz,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , de l'ion émetteur.

Dans notre cas, comme l'émission d'un photon  $\gamma$  peut avoir lieu avant et après le ralentisseur du plunger, il faut tenir compte du changement de vitesse de l'ion (on notera  $\beta_1$  la vitesse avant le ralentisseur du plunger et  $\beta_2$  celle après). Lors de la correction Doppler du spectre d'émission  $\gamma$  avec la vitesse  $\beta_1$  ou  $\beta_2$  on obtient :

- une raie proprement corrigée Doppler, superposition des quatre pics  $\gamma$  émis à la vitesse  $\beta_1/\beta_2$ , correspondant aux quatre angles de détection,
- une raie plus large, juxtaposition des quatre pics  $\gamma$  émis à  $\beta_2/\beta_1$ .

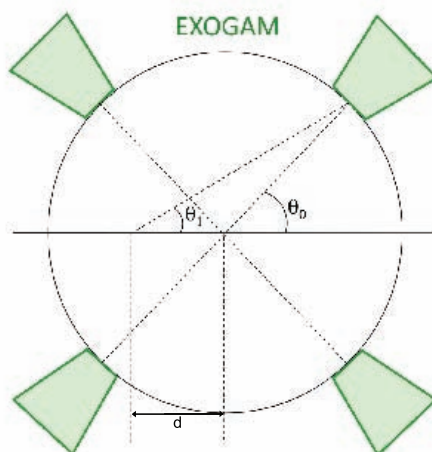
Ainsi, la première partie du travail d'analyse consiste à déterminer, pour chaque évènement, l'angle d'émission du photon et la vitesse du noyau émetteur. Connaissant la position relative des différents détecteurs d'*EXOAM* les uns par rapport aux autres, nous pouvons calculer les angles de chacun des photons  $\gamma$  (§9.1.1) en déterminant avec précision la position de la cible par rapport à *EXOAM*. Dans un deuxième temps (§9.1.2), il est nécessaire de déterminer au mieux la vitesse des noyaux dans le dispositif plunger (avant et après le ralentisseur).

### 9.1.1 Détermination des angles d'émission des photons $\gamma$

La première inconnue à déterminer pour réaliser les corrections Doppler est l'angle d'émission des photons  $\gamma$ ,  $\theta_1$  (Fig. 9.1).

Pour calculer  $\theta_1$ , nous faisons l'hypothèse que les photons sont émis depuis le centre de la cible. Ceux-ci se dirigeant en ligne droite, on définit l'angle d'émission comme l'angle entre le centre de la face de sortie de la cible et le centre du segment d'*EXOAM* dans lequel a eu lieu la première interaction du photon  $\gamma^1$ . Etant donné que la cible plunger n'est pas centrée par rapport à la structure d'*EXOAM*, nous devons déterminer ce décalage,  $d$ . On calcule ensuite les angles d'émission dans le référentiel du laboratoire,  $\theta_1$ , à partir des angles des segments d'*EXOAM* dans la structure mécanique,  $\theta_0$  (Fig. 9.1).

En prenant comme origine le centre de la structure d'*EXOAM*, nous déterminons le décalage de la position du centre de la cible. Il est alors possible d'exprimer l'angle  $\theta_1$  pour un décalage  $d$



**FIGURE 9.1** – Schéma des angles de vue d'une position décalée du centre de la sphère d'*EXOAM*.

par rapport à la position centrale, en fonction de  $\theta_0$  (Figure 9.1) :

1. Segment ayant collecté le plus d'énergie parmi les segments du cristal illuminés par le photon  $\gamma$ .

$$\cos \theta_1 = \frac{r \cdot \cos \theta_0 + d}{\sqrt{(r \cdot \cos \theta_0 + d)^2 + r^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}, \quad (9.2)$$

où  $r$  représente la distance entre le point d'interaction dans le cristal de germanium et le centre de la structure d'*EXO*GAM. On considère que le point d'interaction se trouve sur l'axe central du segment avec une profondeur de pénétration<sup>2</sup> de 22.7 mm [Hubb]. A partir de l'équation (9.1) et (9.2), il est possible d'exprimer l'énergie des photons  $\gamma$  mesurée dans le laboratoire en fonction de l'angle  $\theta_0$ , de la vitesse de l'ion émetteur  $\beta$  et de la distance  $d$  :

$$E_{\text{lab}} = E_{\text{source}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cdot \frac{r \cdot \cos \theta_0 + d}{\sqrt{(r \cdot \cos \theta_0 + d)^2 + r^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}}. \quad (9.3)$$

On relève la position de la raie  $\gamma$  d'intérêt dans chacun des anneaux de segment sur les spectres  $\gamma$  correspondant à une distance nulle entre la cible et le ralentisseur (dans ce cas tout l'émission a lieu après le ralentisseur du plunger). Après avoir reporté les énergies relevées en fonction des angles  $\theta_0$  correspondants, on réalise un ajustement avec la fonction (9.3). Une minimisation du  $\chi^2$  nous donne la valeur du décalage  $d$  et l'erreur associée.

La vitesse  $\beta_2$  (moyenne) des noyaux émetteurs varie avec l'espèce isotopique mais le décalage  $d$ , lui, reste constant. Avec une première minimisation de  $\chi^2$ , on peut déterminer le décalage  $d$  pour chacune des espèces isotopiques, ainsi que l'erreur associée<sup>3</sup> (Tab. 9.1). Grâce à ces minimisations

**TABLE 9.1** – Mesure de la position de la cible pour chacune des espèces isotopiques observées.

Numéro	Noyau	$d$	Erreur
1	<sup>74</sup> Zn 606 keV	6.5	1.3
2	<sup>72</sup> Zn 652 keV	8.4	1.2
3	<sup>73</sup> Zn 450 keV	4.2	1.5
4	<sup>76</sup> Ge 563 keV	5.6	1.3
5	<sup>74</sup> Ge 596 keV	4.6	1.4

de  $\chi^2$ , nous sommes capables d'établir que le centre de la cible est à 6.2(5) mm. On utilise ensuite cette position pour les corrections Doppler.

2. Parcours moyen d'un photon  $\gamma$  dans un matériau avant sa première interaction, dépend notamment du matériau et de l'énergie du photon  $\gamma$ .

3. Correspondant à la variation du paramètre entre un ajustement à  $\chi^2 = \chi_{\text{min}}^2$  et un à  $\chi^2 = \chi_{\text{min}}^2 + 1$ , limites du critère Gaussien [Pump 09].

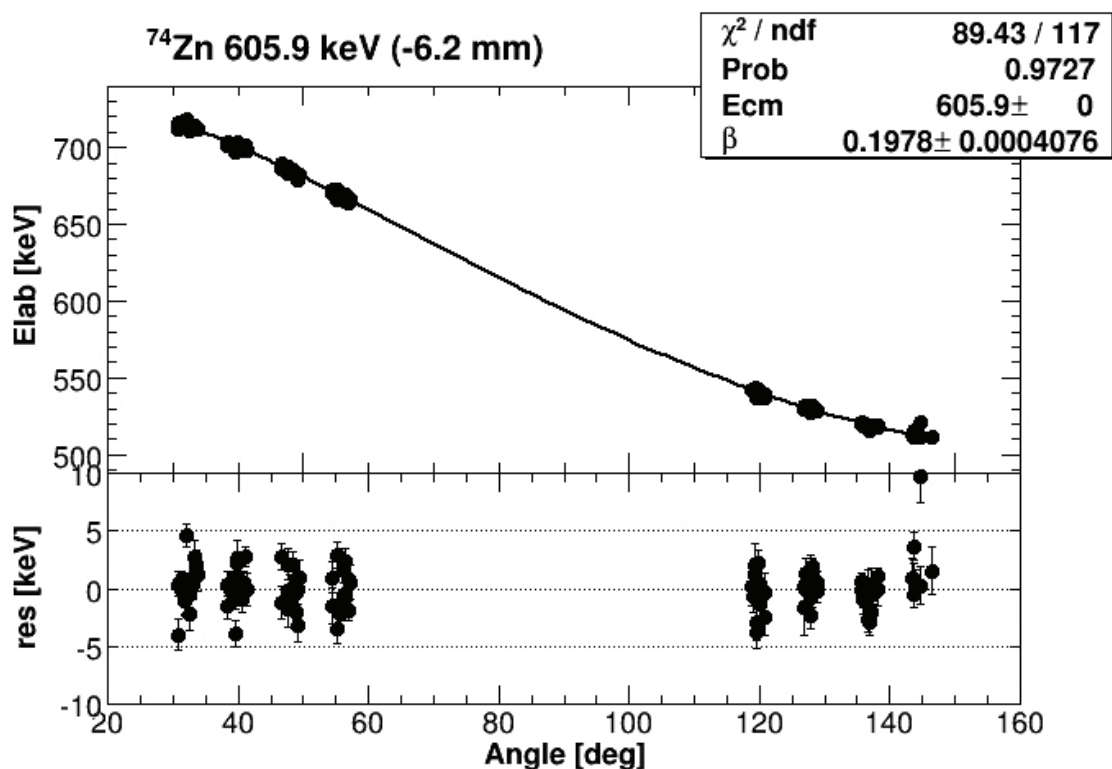


FIGURE 9.2 – Exemple d’ajustement utilisé pour déterminer le décalage systématique sur la position de la cible par rapport au centre de la structure d’*EXOGRAM*, cas du  $^{74}\text{Zn}$ .

### 9.1.2 Détermination de la vitesse des noyaux

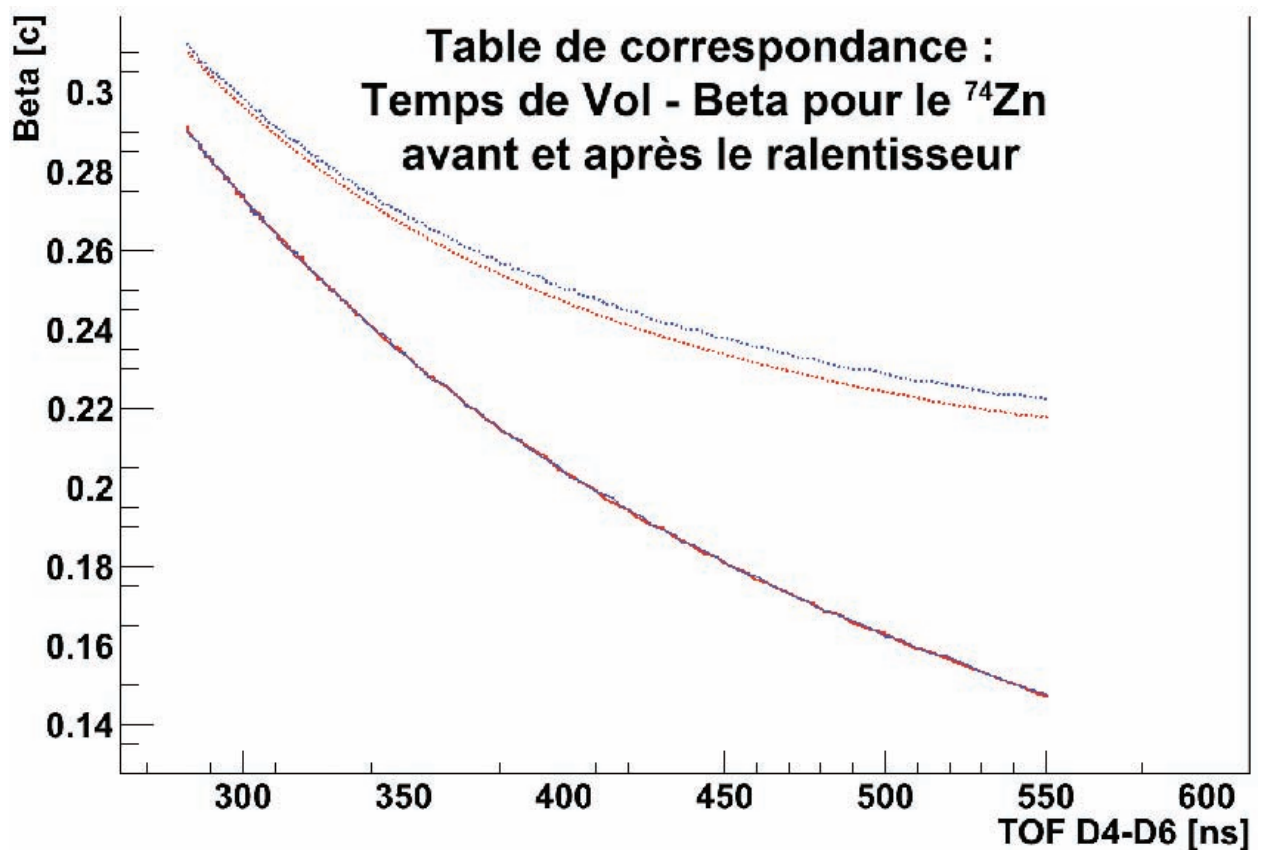
La vitesse des noyaux est le deuxième paramètre à connaître pour corriger l’effet Doppler. Pour estimer cette vitesse, il est nécessaire de mesurer le temps de vol des ions entre D4 et D6. Cette mesure est faite avec le TAC GD4-GD6 (Tab. 8.3). Pour obtenir un temps de vol absolu à partir de ce paramètre, nous mesurons les temps de vol pour 2 états de charge du faisceau primaire ( $^{76}\text{Ge}^{29+}$  et  $^{76}\text{Ge}^{31+}$ ) et pour le  $^{74}\text{Zn}^{30+}$  sans interposer d’obstacle (plunger ou autre détecteur) entre les deux galottes (la distance entre GD4 et GD6 est de 24.739 m). Ainsi, on peut calculer la vitesse des noyaux entre D4 et D6 à partir de la rigidité magnétique mesurée et ensuite avoir une mesure du temps de vol absolu.

La mesure du temps de vol absolu n’est pourtant pas suffisante pour déterminer la vitesse des ions en tout point de la ligne *LISE* entre D4 et D6 lorsque le plunger est inséré. Il faut aussi connaître les distances entre les différents éléments insérés et les épaisseurs de ces éléments (cible et ralentisseur du plunger) pour déterminer les vitesses des noyaux,  $\beta_1$  entre la cible et le ralentisseur du plunger et  $\beta_2$  après le ralentisseur du plunger. On peut écrire, dans ce cas, le temps de vol total entre GD4 et GD6 comme :

$$T_{\text{total}} = \frac{D_{\text{GD4-CD}_2}}{\beta_0} + \frac{D_{\text{CD}_2\text{-Be}}}{\beta_1} + \frac{D_{\text{Be-GD6}}}{\beta_2}, \quad (9.4)$$

où  $D_{\text{GD4-CD}_2}$ ,  $D_{\text{CD}_2\text{-Be}}$  et  $D_{\text{Be-GD6}}$  sont, respectivement, les distances entre GD4 et la cible plunger (1.169 m), entre la cible et le ralentisseur du plunger (entre 0 et 0.02 m) et entre le ralentisseur plunger et GD6 (24.739 m).  $\beta_{0,1,2}$  sont les vitesses des ions sur chacune de ces distances.

A partir des épaisseurs de la cible et du ralentisseur du plunger, nous calculons les pertes d'énergie dans le plunger d'un  $^{74}\text{Zn}$  de vitesse  $\beta_0$  avec *SRIM* [Zieg 04]. En faisant varier  $\beta_0$ , nous établissons une correspondance bi-univoque entre le temps de vol absolu entre les deux galottes et les vitesses  $\beta_1$  et  $\beta_2$  (Fig. 9.3). Pour ces calculs de pertes d'énergie, nous utilisons une épaisseur de  $444.49 \mu\text{m}$  pour la cible et  $300 \mu\text{m}$  (initialement puis  $274 \mu\text{m}$ , voir paragraphe suivant) pour le ralentisseur du plunger.



**FIGURE 9.3** – Table bijective mettant en relation un temps de vol entre les deux galottes (D4-D6) calculé pour une épaisseur de ralentisseur de  $300 \mu\text{m}$  en rouge, ou  $274 \mu\text{m}$  en bleu, avec la vitesse  $\beta_1$  avant le ralentisseur (en trait plein) et la vitesse  $\beta_2$  après le ralentisseur (en trait pointillé).

On peut noter l'importance de bien connaître l'épaisseur du ralentisseur plunger pour la dé-



termination de  $\beta_1$  et  $\beta_2$ . D'après le paragraphe précédent, 93.8% de la distance entre GD4 et GD6 est parcourue par les ions à la vitesse  $\beta_2$ . Cela implique que lors des calculs des vitesses  $\beta_1$  et  $\beta_2$ , une erreur de 10% sur l'épaisseur du ralentisseur résultera en une erreur de 0.1% sur  $\beta_2$ , négligeable pour le calcul de l'énergie des rayonnements  $\gamma$  émis après le ralentisseur. Ceci n'est plus vrai pour le cas d'une émission entre la cible et le ralentisseur du plunger. En effet, en construisant les spectres gammas corrigés Doppler pour l'émission entre la cible et le ralentisseur du plunger (à la vitesse  $\beta_1$ ), on s'aperçoit qu'il y a un décalage systématique des positions des raies par rapport à la valeur connue de l'énergie. Pour améliorer la correction Doppler pour l'émission  $\gamma$  entre la cible et le ralentisseur, nous faisons varier la valeur de l'épaisseur du ralentisseur (Fig. 9.4) et donc  $\beta_1$ , pour retrouver les raies d'intérêts à la bonne énergie dans les spectres  $\gamma$ . Il en résulte, dans le cas de la désexcitation de l'état  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$ , une épaisseur de  $274 \pm 5 \mu\text{m}$  pour le ralentisseur. Cette épaisseur est prise en compte par la suite pour les corrections Doppler.

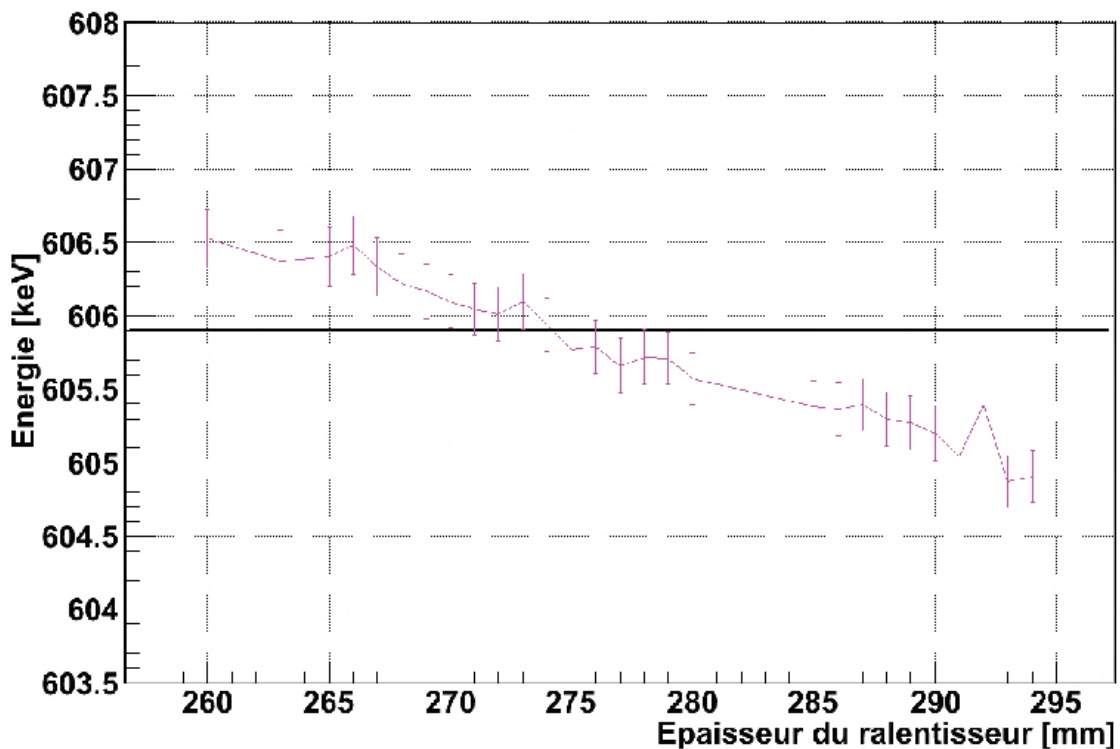


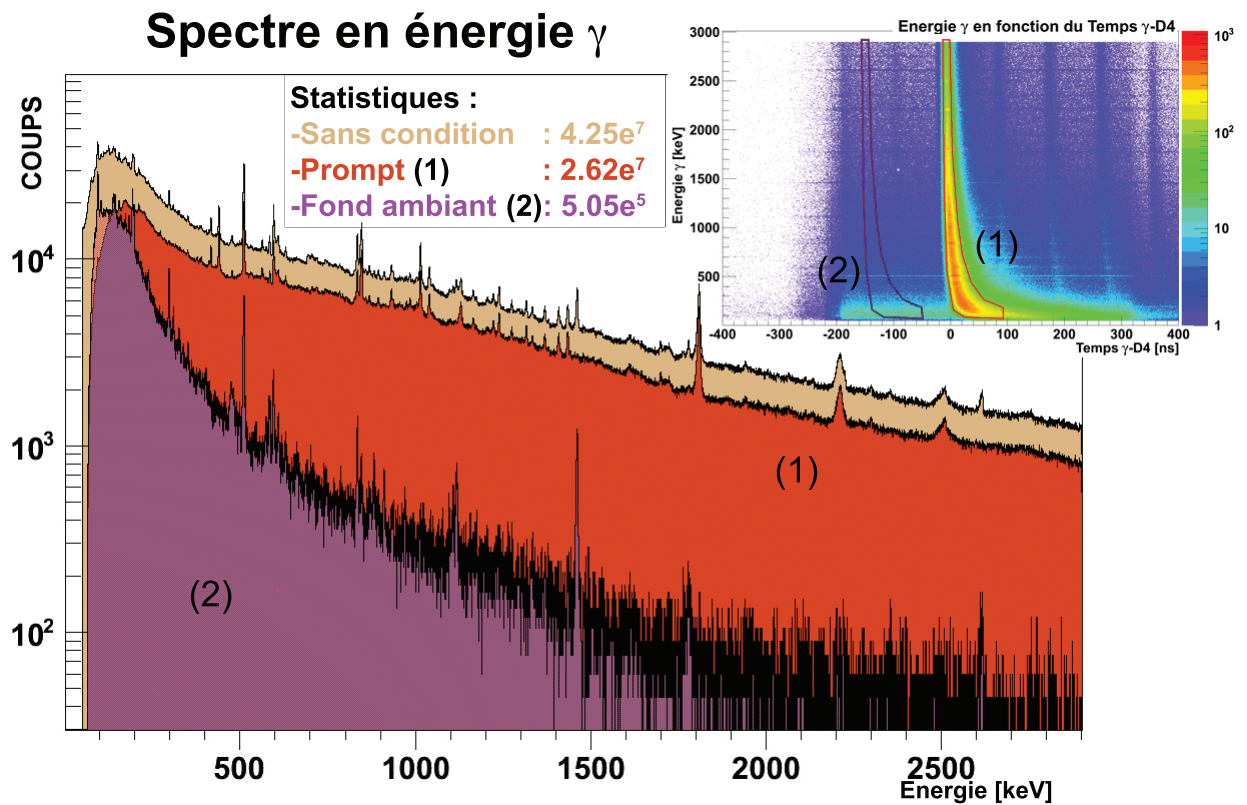
FIGURE 9.4 – Evolution de la position (moyenne sur l'ensemble des distances cible-ralentisseur pondérée par l'erreur sur celles-ci) bien corrigée Doppler de la raie de désexcitation du  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$ , pour une émission avant le ralentisseur, en fonction de l'épaisseur du ralentisseur.

## 9.2 Conditionnement des données lors la construction des spectres $\gamma$

Une fois les angles d'émissions et la vitesse des noyaux déterminés, nous définissons des conditions sur les paramètres disponibles pour produire les spectres  $\gamma$  nécessaires à l'analyse RDDS. Dans la suite nous nous appliquons à décrire ces conditions.

### Sélection des $\gamma$ prompts

La première condition consiste à ne conserver que les photons  $\gamma$  prompts, c'est-à-dire ceux qui sont enregistrés en coïncidence avec le signal donné par le passage d'un ion dans la galotte D4. Le temps galotte D4 -  $\gamma$  correspond à la différence de temps entre les signaux de la galotte D4 et d'*EXO*GAM.



**FIGURE 9.5** – Spectre en énergie  $\gamma$  non corrigé Doppler, en coïncidence avec diverses conditions sur le temps  $\gamma$ -D4 : sans condition (en marron), conditionné (1) sur le temps prompt (en rouge), conditionné (2) sur le fond ambiant ( $\times 15$  - en violet).

La présence du "walk" dans l'insert de la figure 9.5 est due à l'utilisation de discriminateurs à

seuil pour les signaux des cristaux d'EXOAM : le temps pour dépasser le seuil pour les signaux de faible amplitude est plus long que pour les autres, on observe donc une traîne à basse énergie.

Sur la figure 9.5, on peut observer la réduction de certaines raies  $\gamma$  lors du conditionnement sur les  $\gamma$  prompts, comme, par exemple la raie à 1460 keV qui correspond à la désintégration du  $^{40}\text{K}$ . Le fond ambiant étant constant, il est également présent dans la condition sur le prompt  $\gamma$ , il est donc nécessaire de le soustraire. Dans la suite, nous utilisons toujours des spectres  $\gamma$  conditionnés sur le temps prompt avec soustraction du fond ambiant.

### Sélection en temps de vol entre D4 et D6

La seconde condition consiste à ne garder que les particules dont le temps de vol entre D4 et D6 est compatible avec la base de temps de vol et la vitesse des ions entre les deux galottes (environ 400 ns). Ce filtre nous permet de nous affranchir des déclenchements fortuits des deux galottes. On peut voir (Fig. 9.6) le pic intense qui correspond aux vraies coïncidences entre les deux galottes (en rouge sur l'insert de la figure 9.6). Mais il apparaît aussi des "répliques" du pic prompt à intervalles réguliers modulo la fréquence HF du CSS2. On peut noter la présence périodique de

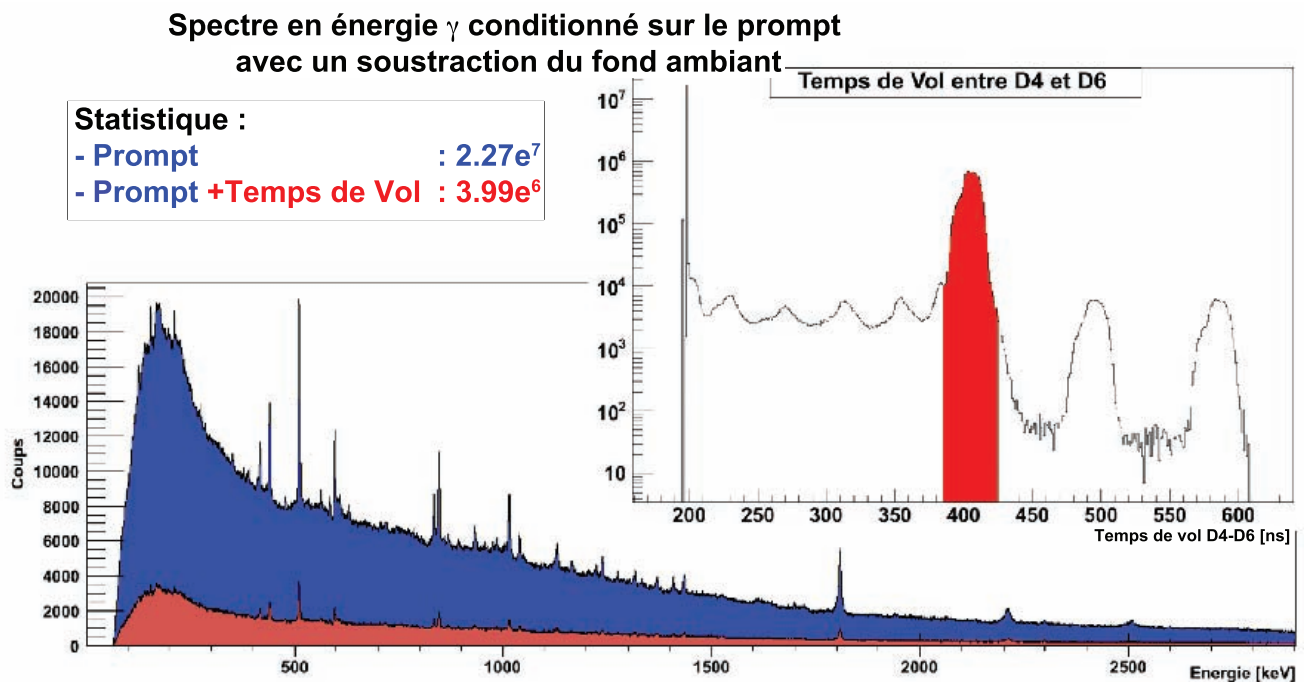


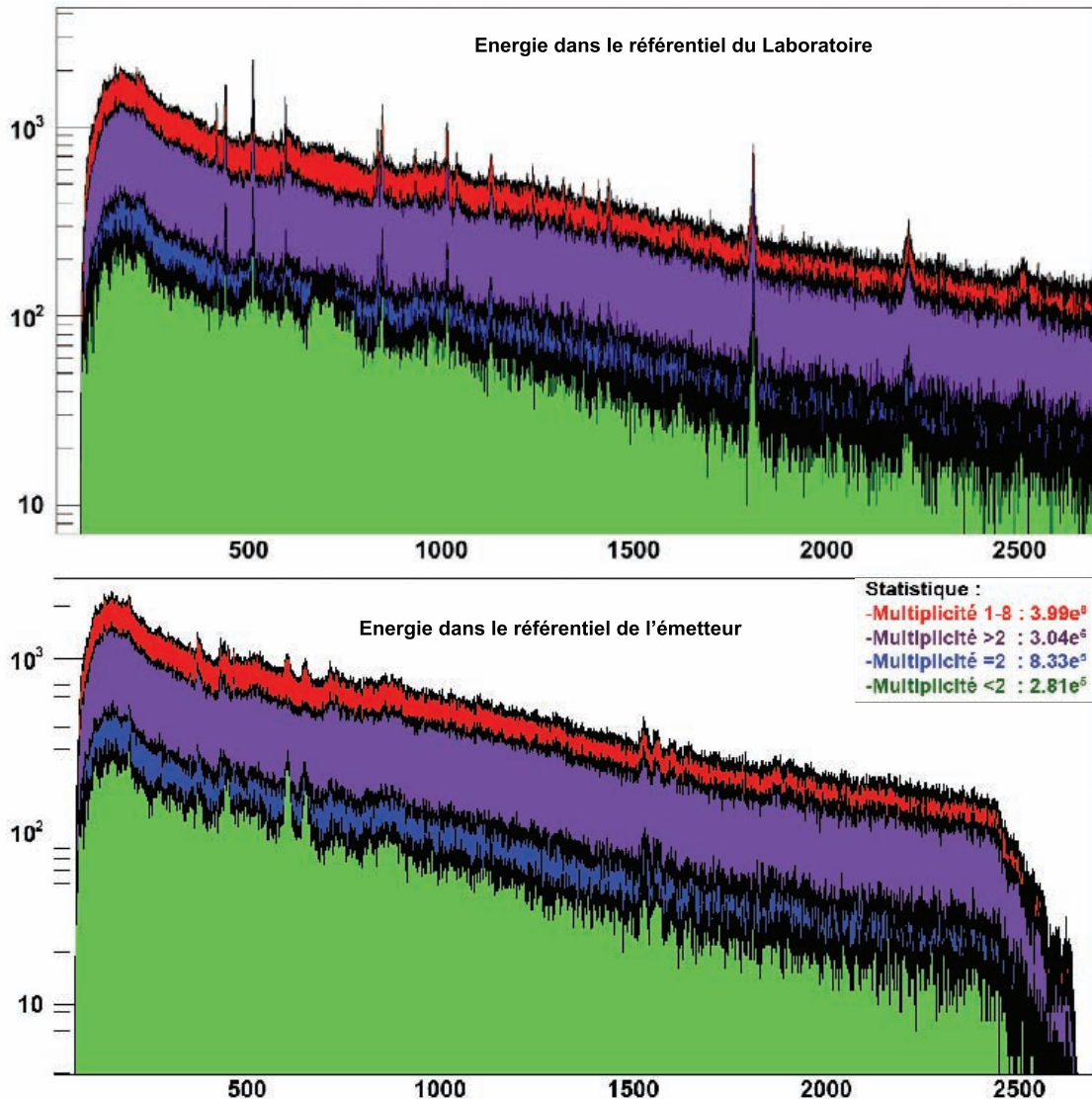
FIGURE 9.6 – Spectre en énergie  $\gamma$  non corrigé Doppler, conditionné sur le prompt  $\gamma$  avec soustraction du fond, avec (en rouge) et sans (en bleu) condition sur le temps de vol D4-D6.

pics apparaissant toutes les demi-HF précédant le pic prompt dans l'encart de la figure 9.6. Sa présence (probablement due à un effet électronique) reste, malgré nos efforts, incomprise.

### Sélection des évènements à partir de la multiplicité dans *EXOAM*

Cette sélection nous permet de nous affranchir de la plupart des évènements dus à des réactions de fusion "chaude" du noyau projectile et du noyau cible, suivies par l'évaporation de neutrons. Les neutrons émis lors du refroidissement du noyau composé ainsi créé interagissent avec l'environnement constitué de notre dispositif expérimental (interaction  $(n,n'\gamma)$ ).

#### Spectres en énergie $\gamma$ conditionnés sur le prompt et en temps de vol D4-D6



**FIGURE 9.7** – Spectres en énergie  $\gamma$  non-corrigés (en haut) et corrigés Doppler (en bas), conditionnés par le temps prompt  $\gamma$  (et soustrait du fond ambiant), par le temps de vol D4-D6 et avec différentes conditions sur la multiplicité  $\gamma$  : 1 à 8 (en rouge), >2 (en violet), 2 (en bleu), et <2 (en vert).

Ces photons sont facilement repérables car ils ne subissent aucun décalage Doppler. Ces photons, émis très proches ou dans le détecteur, sont détectés avec une plus grande efficacité que ceux émis lors de la désexcitation en vol des ions produits dans la cible, qui sont émis plus loin des détecteurs.

Une méthode efficace, pour supprimer cette contamination, est d'utiliser la multiplicité<sup>4</sup> d'EXOGAM. Les réactions de fusion-évaporation émettent de nombreux neutrons. Chacun d'eux va avoir de multiples interactions dans les différents éléments et ainsi produire des photons ( $n, n'\gamma$ ) en abondance.

Au contraire, les réactions de diffusions inélastiques d'un noyau du faisceau sur ceux de la cible plunger sont pauvres en émission de photons (1 ou 2 photons au maximum), ce qui implique une multiplicité  $\gamma$  faible dans *EXOGAM*.

C'est pourquoi, afin de pouvoir observer notre physique dans les meilleures conditions, nous conservons uniquement les événements avec une multiplicité de 1 (on perd environ 10% des événements de la physique détectée ayant réellement une multiplicité supérieure à 1) et on supprime 90% des photons ( $n, n'\gamma$ ).

Comme illustré par la figure 9.7, on observe, parallèlement à la diminution des pics fins du spectre en énergie laboratoire, l'augmentation du signal sur bruit des trois raies  $\gamma$  d'intérêts des  $^{74,73,72}\text{Zn}$  dans le spectre corrigé Doppler.

## Le trigger D6

Le dernier filtrage consiste à utiliser la sélection de la dernière section du spectromètre *LISE* et à ne conserver que les événements ayant déclenché le plastique présent en D6.

Le spectromètre étant réglé pour laisser passer le  $^{74}\text{Zn}$  traversant notre dispositif expérimental, il va couper en partie les distributions des autres noyaux. Les contributions des produits de réactions indésirables encore présents malgré les précédents filtrages peuvent ainsi être retirées (par exemple le  $^{72}\text{Zn}$ ).

Comme on peut le voir sur la figure 9.8, avec la condition sur le trigger D6, on conserve 73% de la statistique du  $^{74}\text{Zn}$ , mais on coupe plus de la moitié des événements correspondants au  $^{72}\text{Zn}$ . La coupure est due à l'acceptance de la fin de la ligne du spectromètre *LISE*, qui limite la transmission par son ouverture angulaire. On ne peut pas couper l'intégralité du  $^{72}\text{Zn}$  car sa distribution en moment se superpose partiellement à celle du  $^{74}\text{Zn}$ .

---

4. Nombre de détecteurs/cristaux illuminés par des photons  $\gamma$  durant un événement : on peut parler de multiplicité *clover* ou de multiplicité cristal.

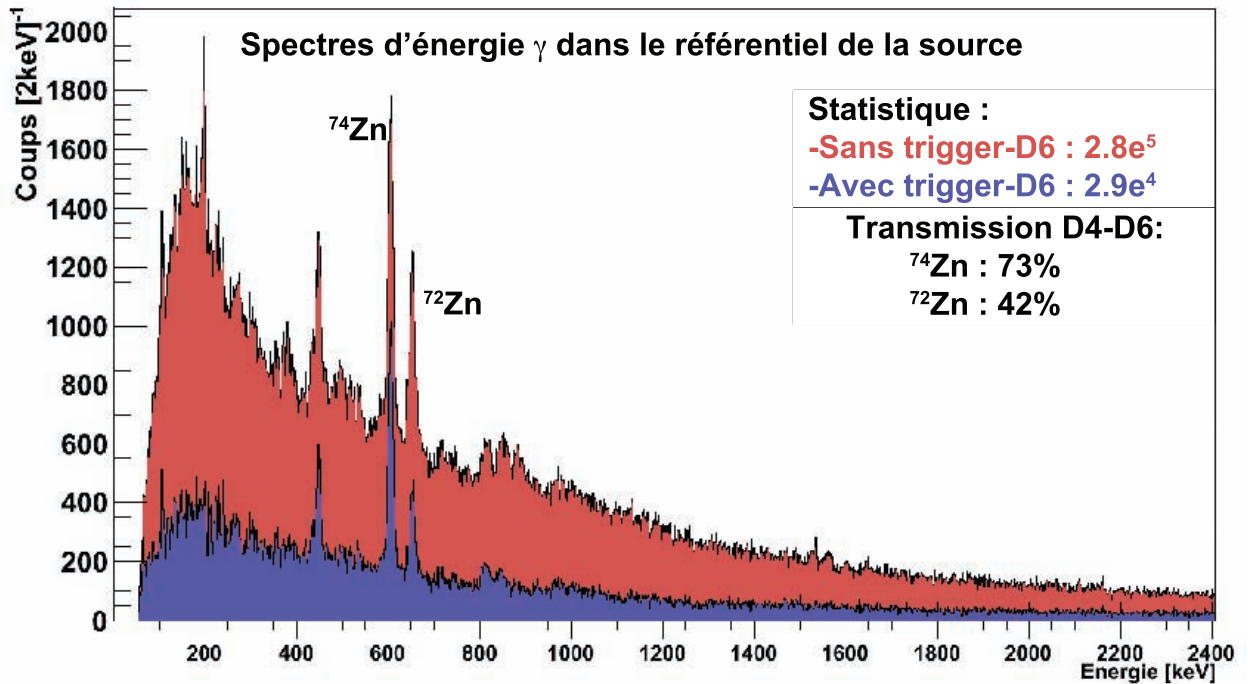


FIGURE 9.8 – Spectres en énergie  $\gamma$  corrigés Doppler de multiplicité 1, conditionnés par le temps prompt  $\gamma$  (et soustrait du fond ambiant), par le temps de vol D4-D6 (en rouge) et conditionnés par le trigger D6 (en bleu).

## 9.3 Procédure d'ajustement

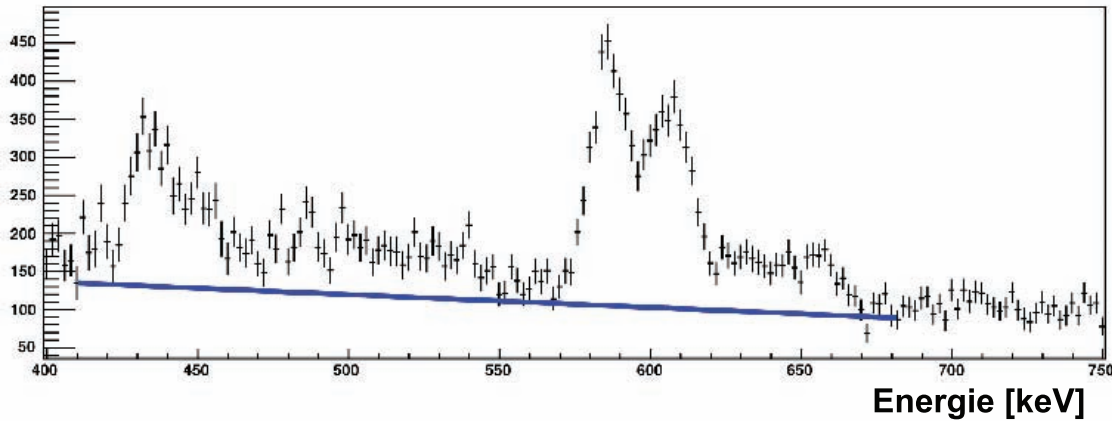
Une fois les données nettoyées pour ne garder que la physique désirée, on réalise des ajustements complexes afin de pouvoir extraire le rapport d'émission avant et après le ralentisseur du dispositif plunger pour chacune des distances cible-ralentisseur. Comme expliqué précédemment chacun des spectres  $\gamma$  contient deux composantes par raie de désexcitation, l'une correspondant à l'émission avant le ralentisseur, l'autre après. Puisqu'il est plus précis de déterminer l'intégrale des raies  $\gamma$  lorsqu'elles sont bien corrigées de l'effet Doppler, nous réalisons, pour chacun des spectres, deux corrections Doppler. Puis on ajuste chaque spectre, une fois le fond soustrait, avec une fonction contenant les deux composantes (celle bien corrigée et celle mal corrigée).

### 9.3.1 Ajustement gaussien

Malgré les différentes sélections utilisées, un fond  $\gamma$  statistique subsiste, il nous faut le soustraire. Pour cela, on l'estime avec un simple fonction linéaire sur la gamme d'intérêt (Fig. 9.9).

Pour réaliser l'ajustement, on définit un nombre de gaussiennes correspondant à la physique observée (deux par noyau, une correspondant aux émissions avant le ralentisseur, et une à celles





**FIGURE 9.9** – Exemple de soustraction de fond : soustraction pour les angles avants sur les spectres corrigés Doppler pour l'émission avant le ralentisseur pour une distance cible-ralentisseur de 2 cm.

après). Il se trouve que les énergies  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$  et du  $^{72}\text{Zn}$  sont relativement proches (respectivement 605.9 keV et 652.7 keV) et pour certaines distances cible-ralentisseur, les deux composantes de chaque désexcitation, avant et après ralentisseur, se superposent. Il est donc nécessaire de les déconvoluer lors de l'ajustement, on définit donc quatre gaussiennes : deux pour le  $^{74}\text{Zn}$  et deux pour le  $^{72}\text{Zn}$  (Fig. 9.10).

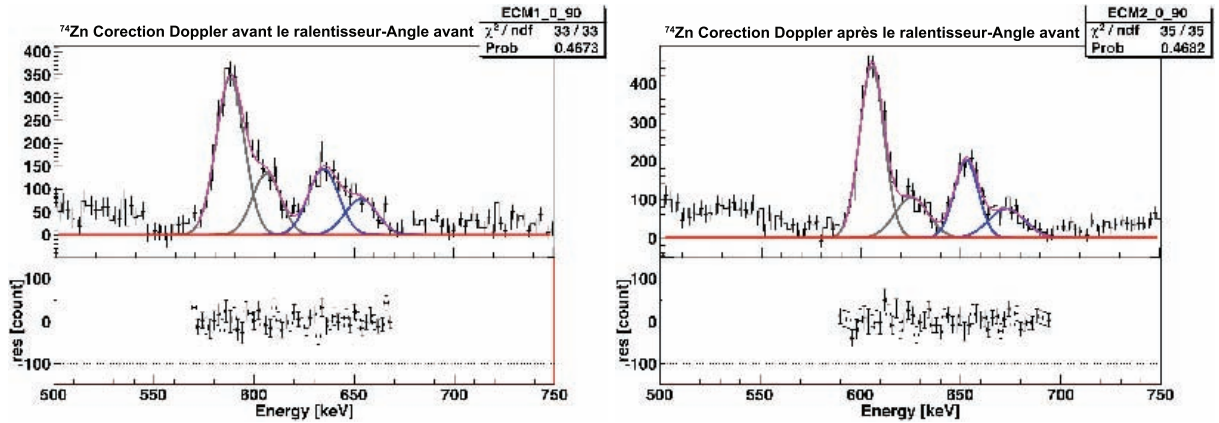
Du fait de la contamination importante de la raie à 511 keV, nous restreignons l'étude aux angles avant d'*EXOGRAM*. Le décalage Doppler amène la raie d'intérêt (605.9 keV) entre 500 et 520 keV pour les angles arrières.

Afin de diminuer les incertitudes sur l'intégrale des différentes raies, il faut réduire le nombre de paramètres libres. Pour cela, nous procédons par itérations. Tout d'abord, on ajuste les spectres corrigés Doppler pour avant et après ralentisseur pour chacune des différentes distances cible-ralentisseur (2 spectres par distance) en restreignant l'espace de variation des différents paramètres :

- position du pic proprement corrigé Doppler : valeur tabulée  $\pm 2$  keV,
- largeur du pic proprement corrigé Doppler :  $4.5 < \sigma < 8$  keV,
- position du pic mal corrigé Doppler : position moyenne (supposée) des quatre pics  $\pm 10$  keV,
- largeur du pic mal corrigé Doppler :  $6 < \sigma < 9$  keV.

A partir de ces premiers ajustements (Figure 9.10), on détermine la position des raies proprement corrigées Doppler que l'on fixe pour les ajustements suivants (moyenne pondérée sur l'ensemble des distances cible-ralentisseur). Par itérations successives, on fixe les paramètres suivants :

- la position de la raie bien corrigée Doppler du  $^{74}\text{Zn}$ ,
- la position de la raie bien corrigée Doppler du  $^{72}\text{Zn}$ ,
- la position de la raie mal corrigée du  $^{74}\text{Zn}$  pour une correction Doppler pour une vitesse  $\beta_2$ ,



(a) Correction Doppler pour une émission avant le ralentisseur. (b) Correction Doppler pour une émission après le ralentisseur.

**FIGURE 9.10** – Exemple d'ajustement gaussien pour une distance cible-ralentisseur de 5 mm. Les ajustements sont réalisés sur des spectres corrigés Doppler pour  $\beta_1$  (a) et  $\beta_2$  (b). Sur chacun des deux ajustements on peut voir deux gaussiennes correspondant aux composantes du  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$  (en gris) et deux à celles du  $2^+$  du  $^{72}\text{Zn}$  (en bleu) et l'ajustement complet (en rose). Sous chacun des spectres est représentée la différence entre l'ajustement et les points expérimentaux.

– la largeur de la raie bien corrigée Doppler du  $^{74}\text{Zn}$  émise avant le ralentisseur.

Du fait de la faible statistique à petites distances cible-ralentisseur pour la raie d'émission avant le ralentisseur, il est difficile pour le programme d'ajustement de déterminer avec exactitude la position de cette raie pour une correction Doppler pour une vitesse  $\beta_2$  (la raie d'émission avant ralentisseur est dans ce cas mal corrigée Doppler). On fixe donc la position de cette raie pour les petites distances uniquement, en faisant l'hypothèse phénoménologique que la variation de la position de cette raie mal corrigée Doppler en fonction de la distance suit un polynôme d'ordre 2 (Fig. 9.11). On prend comme référence la variation de la position gaussienne représentant la composante émise à une vitesse  $\beta_2$  corrigée pour une vitesse  $\beta_1$  (en changeant le signe des coefficients d'ordre 1 et 2).

On réalise une dernière fois l'ajustement pour extraire les intégrales de chacun des pics. Afin d'avoir un maximum de précision sur celle-ci, on ne conserve que l'intégrale des pics bien corrigés Doppler, ceux mal corrigés étant inclus dans l'ajustement uniquement pour éliminer leur contribution.

### 9.3.2 Correction des intégrales par les différentes efficacités

L'intégrale des différentes composantes étant extraite, il nous les faut corriger pour chacune des différentes efficacités, géométrique et énergétique. Comme la position du ralentisseur est différente de celle de la cible, la couverture en angle solide des détecteurs d'*EXOAM* change suivant



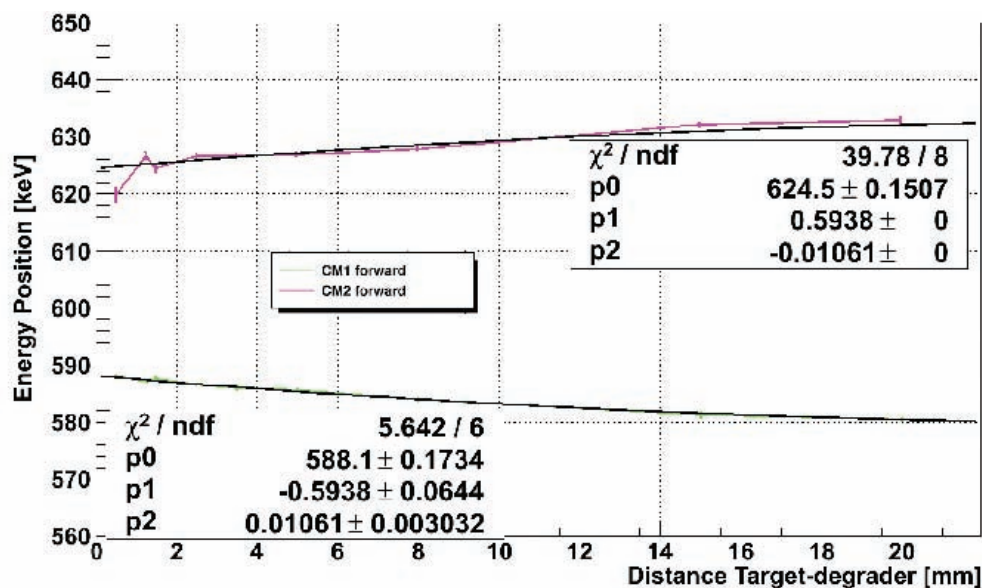


FIGURE 9.11 – Evolution de la position de la composante mal corrigée Doppler du  $^{74}\text{Zn}$  pour une correction Doppler correspondant à une émission avant (vert) et après (rose) le ralentisseur en fonction de la distance cible-ralentisseur. Les courbes de tendance utilisées sont représentées en noir.

que l'on observe des photons émis avant et après le ralentisseur plunger. Un second effet s'ajoute : le boost de Lorentz (Figure 9.12) qui va focaliser à l'avant la distribution des photons  $\gamma$  que l'on suppose isotrope dans le référentiel de la source.

Pour prendre en compte ces deux effets, nous utilisons des simulations GEANT4. En prenant une hypothèse de temps de vie nul (émission du photon au point de départ de l'ion), nous déterminons ces deux efficacités pour la position de la cible (en émettant un photon  $\gamma$  à la vitesse  $\beta_1$ ) et pour chacune des 9 positions du ralentisseur (en émettant un photon  $\gamma$  à la vitesse  $\beta_2$ ).

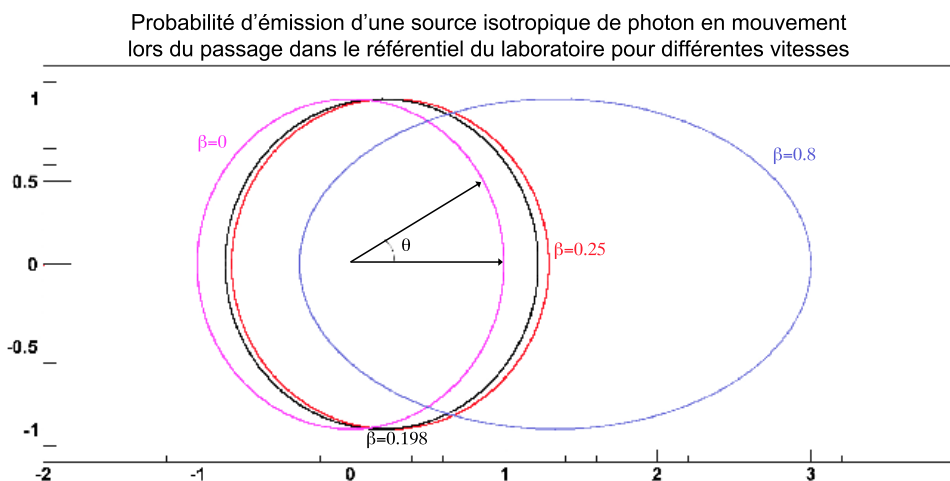
A ces corrections, on doit ajouter celle de l'efficacité en énergie faite au paragraphe 8.3.2.

## 9.4 Extraction des temps de vie

Une fois l'intégrale de chacune des composantes déterminée, on extrait le temps de vie de l'état excité ayant émis le photon  $\gamma$  lors de sa désexcitation.

L'intégralité des états excités dont on observe la désexcitation, n'est pas produit uniquement dans la cible. En effet, une partie des excitations a lieu dans la cible de réaction, mais une autre part a lieu dans le ralentisseur de béryllium. Il est donc nécessaire de prendre en compte les excitations dans le ralentisseur.

Dans la suite, pour se référer aux différentes composantes des émissions  $\gamma$  provenant de la désexcitation du premier état  $2^+$  on utilise la nomenclature suivante  $N_{em}^{prod}$ , où "prod" désigne le lieu de



**FIGURE 9.12** – Effet du Boost de Lorentz sur la probabilité d'émission dans le laboratoire d'une source de photons se déplaçant à diverses vitesses relativistes.

**TABLE 9.2** – Intensité (corrigée des différentes efficacités) des différentes composantes de la raie de désexcitation du  $2^+$  et les efficacités correspondantes.

Distance [mm]	Avant le ralentisseur		Après le ralentisseur	
	Intensité	Efficacité	Intensité	Efficacité
0.75	130988(3669)	0.0683	21379(2667)	0.0687
1.25	137454(310)	0.0683	38928(2356)	0.0690
1.75	95466(3440)	0.0683	38415(2359)	0.0693
2.50	125919(4083)	0.0683	62065(2669)	0.0697
3.50	81748(2926)	0.0683	59926(2563)	0.0702
5.00	77065(2892)	0.0683	77248(2338)	0.0710
8.00	69508(2720)	0.0683	70176(2462)	0.0727
15.0	36790(1846)	0.0683	39186(1849)	0.0764
20.0	59558(3075)	0.0683	65798(2056)	0.0792

population de l'état excité (la cible "Ta", ou le ralentisseur "De"), et "em" la position de l'émission (entre la cible et le ralentisseur "1", ou après le ralentisseur "2").

On peut noter que lors d'une population dans le ralentisseur, il est impossible d'avoir une émission avant celui-ci, il n'y a donc que 3 composantes distinctes :  $N_1^{Ta}$ ,  $N_2^{Ta}$  et  $N_2^{De}$  représentant respectivement la partie peuplée dans la cible, émise avant et après le ralentisseur, et la partie peuplée dans le ralentisseur (et nécessairement émise après).

### 9.4.1 Ajustement exponentiel

On peut établir [Ches 06] depuis (7.4) :

$$N_2^{Ta} = (N_1^{Ta} + N_2^{Ta}) \cdot \exp\left(\frac{D}{\gamma_1 \beta_1 \tau c}\right), \quad (9.5)$$

avec  $D$  la distance entre la cible et le ralentisseur,  $\tau$  le temps de vie de l'état excité,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\beta_1$  la vitesse de l'ion émetteur entre la cible et le ralentisseur et  $\gamma_1$  le facteur de Lorentz associé.

Comme expliqué précédemment, la composante d'émission après le ralentisseur contient, en plus de la part produite dans la cible et non émise avant le ralentisseur, une part produite dans le ralentisseur, il nous faut prendre en compte cette production additionnelle. En notant  $\alpha = \frac{N_2^{De}}{N_1^{Ta} + N_2^{Ta}}$  le rapport entre la production dans le ralentisseur et celle dans la cible du plunger, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{N_2^{Ta+De}}{N_2^{Ta+De} + N_1^{Ta}} &= \frac{N_2^{Ta} + N_2^{De}}{N_2^{Ta} + N_2^{De} + N_1^{Ta}} & (9.6) \\ &= \frac{\alpha(N_1^{Ta} + N_2^{Ta}) + N_2^{Ta}}{\alpha(N_1^{Ta} + N_2^{Ta}) + N_1^{Ta} + N_2^{Ta}} \\ &= \frac{\alpha}{1 + \alpha} + \frac{N_2^{Ta}}{(1 + \alpha)(N_1^{Ta} + N_2^{Ta})} \\ &= \frac{1}{1 + \alpha} \left( \alpha + \exp\left(\frac{D}{\gamma_1 \beta_1 \tau c}\right) \right), & (9.7) \end{aligned}$$

où  $N_2^{Ta+De} = N_2^{Ta} + N_2^{De}$  représente l'émission totale après le ralentisseur. On réalise ensuite un ajustement avec la fonction (9.7) sur les rapports tracés, qui nous permet de déduire le temps de vie de 27.6(43) ps. On notera dans la suite  $\Delta D$  le décalage systématique entre la distance théorique cible-ralentisseur et la position réelle correspondant à la moitié de l'épaisseur de la cible et de l'épaisseur du ralentisseur.

### 9.4.2 Analyse des erreurs

Pour estimer les erreurs systématiques et statistiques réalisées lors de notre détermination du temps de vie, nous faisons l'approximation que tous les paramètres fixés sont indépendants. Ensuite on détermine le temps de vie en fixant la valeur de chaque paramètre successivement à leur valeur maximale puis à leur valeur minimale (tous les autres étant à leur valeur centrale), l'écart entre les deux temps de vie correspond à l'erreur systématique faite en fixant le paramètre qui a varié. Les résultats sont compilés dans le tableau 9.3.

Pour estimer l'erreur faite sur le décalage systématique entre la distance cible-ralentisseur mesurée et la distance réelle, et sur le rapport des productions, on prend les erreurs associées à

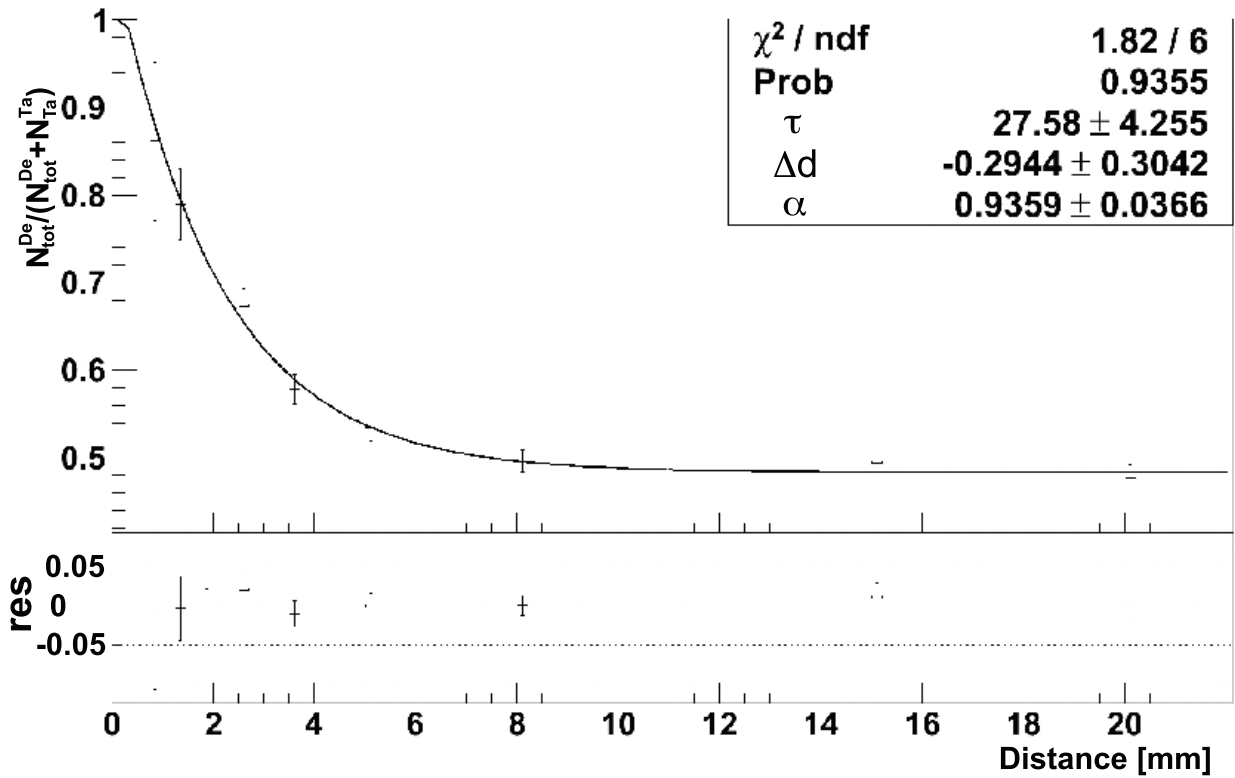


FIGURE 9.13 – Evolution du rapport  $N_{tot}^{De}/(N_{tot}^{De} + N_{Ta}^{Ta})$  en fonction de la distance cible-ralentisseur, ajusté grâce à l'équation (9.7), où  $p0$  représente le temps de vie,  $\tau$ , en [ps],  $p1$  la distance cible-ralentisseur,  $\Delta D$ , en [mm] et  $p2$  le rapport de production,  $\alpha$ , entre la cible et le ralentisseur.

TABLE 9.3 – Estimation des erreurs systématiques liées à chacun des paramètres utilisés.

Paramètre	Erreur	Erreur induite sur le temps de vie	
Position de la raie bien corrigée Doppler	$^{74}\text{Zn}$ Après ralentisseur	0.06 keV	$\pm 0,27$ ps
	$^{74}\text{Zn}$ Avant ralentisseur	0.14 keV	$\pm 0,11$ ps
	$^{72}\text{Zn}$ Après ralentisseur	0.18 keV	$\pm 0,015$ ps
	$^{72}\text{Zn}$ Avant ralentisseur	0.5 keV	$\pm 0,005$ ps
Largeur de la raie bien corrigée Doppler	$^{74}\text{Zn}$ Avant ralentisseur	0.11 keV	$\pm 0,46$ ps
	$\Delta D$	0.15 mm	$\pm 1,075$ ps
	$\alpha$	0.029	$\pm 1,15$ ps
	$\beta_1$	0.0007	$\pm 0,05$ ps
<b>TOTAL</b>	–		<b><math>\pm 1.67</math> ps</b>

l'ajustement en fixant le temps de vie à la valeur déterminée. L'erreur sur la vitesse  $\beta_1$  correspond

à une erreur de  $5 \mu\text{m}$  sur l'épaisseur du ralentisseur (§9.1.2).

A cette erreur systématique, on ajoute l'erreur statistique de  $1.79 \text{ ps}$  et on obtient une erreur totale de  $\pm 3.46 \text{ ps}$ . Le temps de vie ainsi mesuré est de  $27.6(35) \text{ ps}$ .

## Chapitre 10

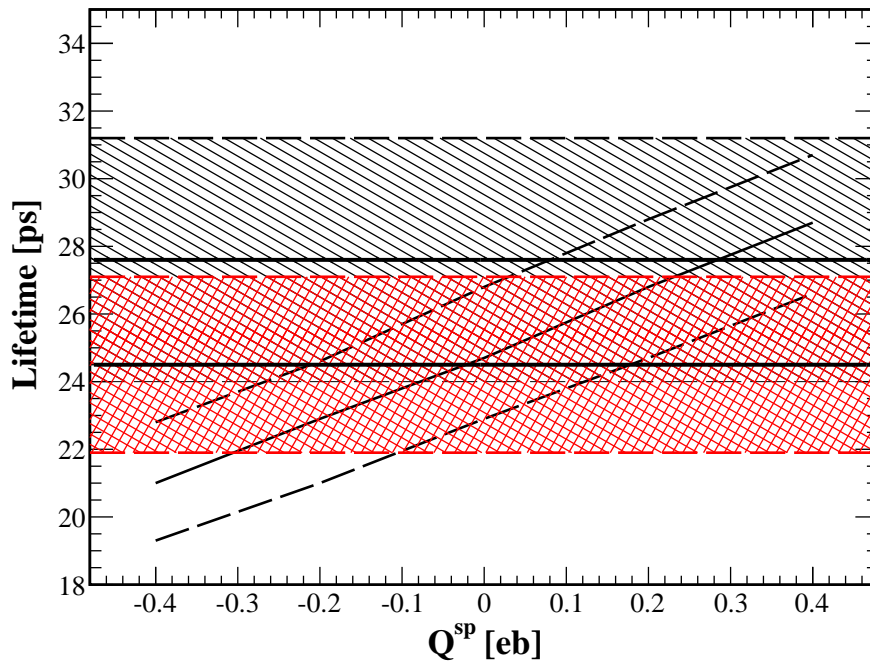
# Discussion

Notre mesure du temps de vie du premier état excité  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$  correspond à une probabilité de transition E2,  $B(E2, \downarrow) = 3.62(56) \cdot 10^2 \text{ e}^2\text{fm}^2$ , que l'on peut comparer aux deux mesures réalisées par excitation coulombienne,  $4.08(28) \cdot 10^2 \text{ e}^2\text{fm}^2$  [Perr 06] et  $4.01(32) \cdot 10^2 \text{ e}^2\text{fm}^2$  [Wall 09]. Elle constitue la première mesure directe du temps de vie et donc du  $B(E2)$  du premier état excité  $2^+$  du  $^{74}\text{Zn}$ . Contrairement aux valeurs déterminées par excitation coulombienne, elle n'admet aucune hypothèse quant à la nature de la déformation du noyau. Notre mesure actuelle est compatible avec celles réalisées précédemment, néanmoins, la valeur centrale du temps de vie est légèrement inférieure à celle des mesures par excitation coulombienne.

La mesure réalisée à ISOLDE [Wall 09] permet de calculer (GOSIA [Czos]), sous une hypothèse de déformation axiale, la dépendance de la probabilité de transition E2 et/ou le temps de vie du premier état excité  $2^+$  en fonction de la valeur du moment quadripolaire spectroscopique (Fig. 10.1). Un autre résultat provenant du calcul GOSIA met en évidence un meilleur accord avec les points expérimentaux en utilisant une déformation du noyau légèrement négative (Fig. 10.2, en bas) par rapport à une déformation nulle ou positive (Fig. 10.2, en haut).

Cependant, une comparaison avec notre temps de vie mesuré met en évidence une déformation largement oblate (dans l'hypothèse d'une déformation axiale) :  $Q_s = 0.3(0.6) \text{ eb}$  (les valeurs limites sont cependant compatibles avec une déformation nulle). On peut contraindre plus en avant ce moment quadripolaire spectroscopique, en considérant la mesure réalisée au GANIL comme indépendante du moment quadripolaire spectroscopique (le  $B(E2)$  ayant été mesuré par excitation coulombienne aux énergies intermédiaires, la dépendance du  $B(E2)$  en fonction du moment quadripolaire pourrait être négligée), comme l'illustre la figure 10.1. Cette double contrainte nous permet d'établir une première estimation du moment quadripolaire spectroscopique à environ  $0.1(0.4) \text{ eb}$ . On pourra noter qu'un moment quadripolaire spectroscopique quasi nul, ne correspond pas nécessairement à un noyau sphérique, en effet comme le suggère les calculs CHFB-5DCH [Dela 10, Hila], la symétrie axiale des isotopes de zincs riches en neutrons pourraient être brisée, invalidant ainsi la relation entre le moment quadripolaire spectroscopique et la probabilité de transition E2 (ou le temps de vie) utilisée pour la figure 10.1.

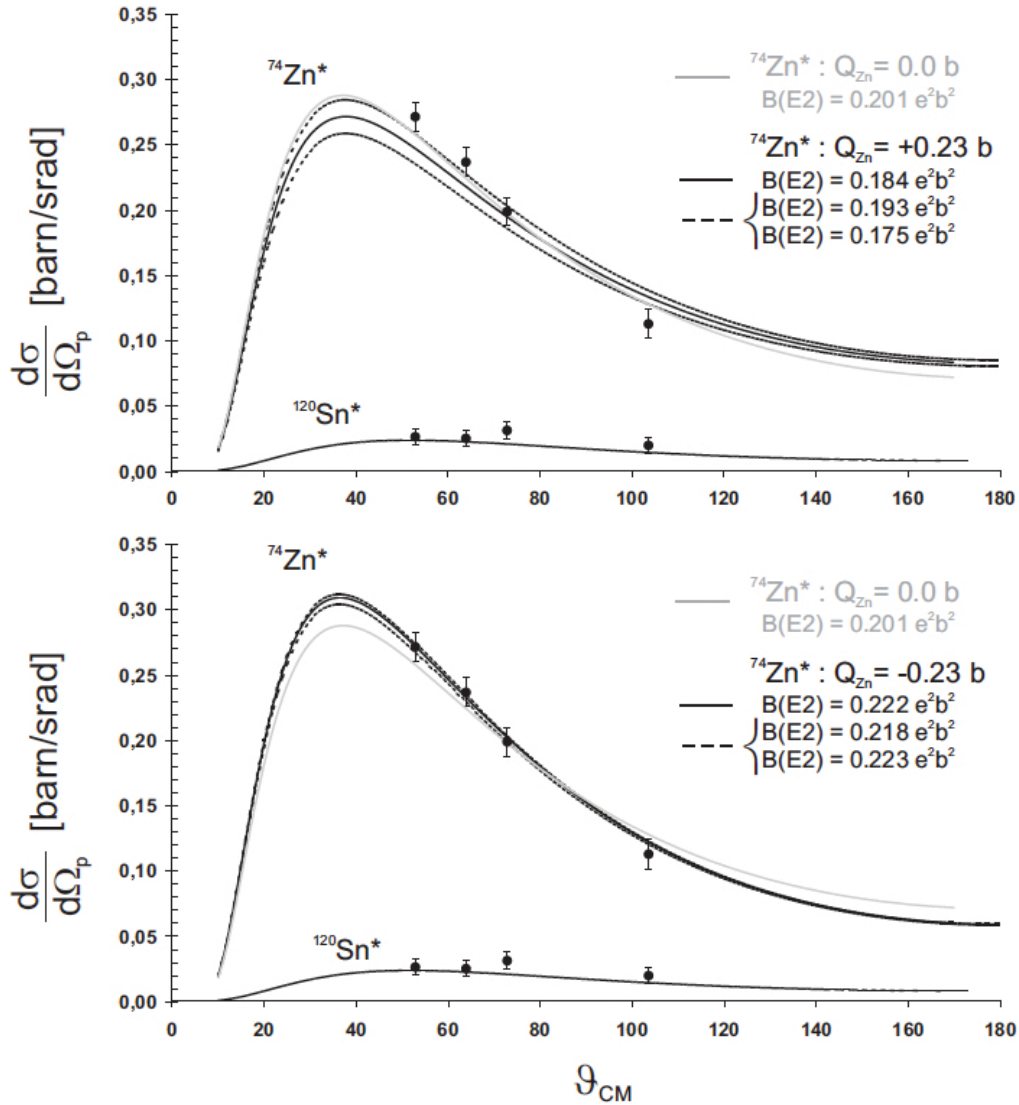
Il pourrait donc être intéressant, pour lever cette ambiguïté, d'étudier plus en avant le  $^{74}\text{Zn}$  et les noyaux voisins. En effet, seuls les spins parités des états correspondants aux premiers  $2^+$  et  $4^+$  sont actuellement assignés.



**FIGURE 10.1** – Comparaison entre la dépendance du temps de vie en fonction du moment quadripolaire spectroscopique obtenue par excitation coulombienne à ISOLDE (avec l’hypothèse de symétrie axiale  $\gamma \equiv 0^\circ$ ), notre mesure du temps de vie en hachure noir, celle correspondant à la mesure réalisée au GANIL [Perr 06] en hachure rouge.

Notre méconnaissance de la position des seconds états  $2^+$  et  $0^+$  rend difficile une interprétation quant à la déformation de ce noyau. C’est pourquoi il pourrait être intéressant de mesurer les distributions angulaires des décroissances  $\gamma$  (peuplées par excitation coulombienne par exemple) des états ( $4^+$ , second  $0^+$  ou second  $2^+$ ). Ces distributions angulaires nous permettraient de signer la nature de la transition qui a lieu entre les différents états excités du  $^{74}\text{Zn}$  et donc de déduire les spins-parités de ces états. Cependant, ce type d’expérience requiert des faisceaux incidents de grande intensité, si bien qu’il faudra attendre la prochaine génération d’accélérateur (SPIRAL2 par exemple) afin de mener à bien ce genre de mesure.

Néanmoins, comme on a pu le voir, l’erreur sur notre résultat est très grande. Une partie de l’erreur de notre mesure provient d’erreurs systématiques dues à l’analyse, qu’il est donc possible de réduire. C’est dans ce but que des analyses plus poussées, à l’aide de simulations Geant4, sont en cours de réalisation .



**FIGURE 10.2** – Calcul de la section efficace différentielle pour la diffusion élastique du  $^{74}\text{Zn}$  et  $^{120}\text{Sn}$ , utilisant une valeur de  $B(E2)$  pour un moment quadripolaire  $Q_{21} = 0 \text{ eb}$  (en gris clair en haut et en bas) et pour des moments quadripolaires  $Q_{21} = +/ - 0.23 \text{ eb}$  (respectivement en haut et en bas), avec l’hypothèse de symétrie axiale ( $\gamma \equiv 0^\circ$ ). Les données expérimentales ne sont correctement reproduites qu’avec un moment quadripolaire négatifs. [Wall 06]





# **Troisième partie**

## **Annexe 1**



## 10.1 Annexe 1A

A partir du théorème du Viriel, on peut établir pour une particule individuelle située dans une orbite  $nl$  d'un oscillateur harmonique :

$$\frac{1}{2}M\omega^2 \langle nl|r^2|nl \rangle = \frac{1}{2}E(nl) = \frac{1}{2}(2n+l-1/2)\hbar\omega \quad (10.1)$$

où  $l$  représente le moment angulaire de l'orbite et  $n$  le nombre de noeuds de la fonction d'onde radiale (excluant celui à l'origine et incluant celui à l'infini). De plus, la  $K^{\text{e}}$  couche de l'oscillateur harmonique peut accueillir  $N(k) = \frac{1}{2}(k^2 + k)$  particules. Si l'on remplit l'ensemble des couches incluant la couche  $k = K$  on obtient :

$$\sum_{k=1}^K N(k) = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K (k^2 + k) = \frac{K^3}{6} + \frac{K^2}{2} + \frac{K}{3} = \frac{1}{6}K(K+1)(K+2) = \frac{A}{4} \quad (10.2)$$

L'énergie de la  $K^{\text{e}}$  couche peut s'écrire :  $E(k) = (k + \frac{1}{2})\hbar\omega$ . Par conséquent chaque particule contribue à  $\langle r^2 \rangle$  via :

$$\langle r^2 \rangle_k = \frac{E(k)}{M\omega^2} = \frac{\hbar}{M\omega} \left(k + \frac{1}{2}\right) \quad (10.3)$$

Ainsi pour  $K$  couches remplies, le rayon carré moyen devient :

$$\overline{\langle r^2 \rangle_k} = \frac{1}{\sum_{k=1}^K N(k)} \frac{\hbar}{M\omega} \sum_{k=1}^K (k + 1/2)N(k) = \frac{2\hbar}{AM\omega} \sum_{k=1}^K \left(k^3 + \frac{3}{2}k^2 + \frac{1}{2}k\right) \quad (10.4)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2\hbar}{AM\omega} \left[ \frac{K^4}{4} + \frac{K^4}{4} + K^3 + \frac{5K^2}{4} + \frac{1}{2}K \right] \\ &= \frac{\hbar}{2AM\omega} K(K+1)^2(K+2) = \frac{3}{4} \frac{\hbar}{M\omega} (K+1) \end{aligned} \quad (10.5)$$

De plus, depuis (10.2) on peut obtenir :

$$(K+1)^3 = \frac{3}{2}A + K + 1 \approx \left(\frac{3}{2}A\right) \quad (10.6)$$

pour de grandes valeurs de  $A$  ( $A \gg k$ ).

On peut écrire  $\overline{\langle r^2 \rangle_k}$  en fonction du rayon nucléaire  $R = r_0 A^{1/3}$  :

$$\overline{\langle r^2 \rangle_k} = \frac{\int r^3 \rho(r) dr}{\int \rho(r) dr} = \frac{3}{5}R^2 = \frac{3}{5}r_0^2 A^{2/3}, \quad (10.7)$$

où  $\rho(r)$  est supposée être une fonction en escalier. A partir de (10.5) et (10.7) on peut écrire :

$$\hbar\omega = \frac{5}{4} \frac{\hbar^2}{Mr_0^2} \left( \frac{3}{2A} \right)^{1/3} \quad (10.8)$$

## 10.2 Annexe 1B

**TABLE 10.1** – Valeur des sections efficaces maximale de GPV en fonction de la position de son maximum pour une largeur de GPV fixée à  $\sigma = 1$  MeV

$\Delta_{\text{GPV}}$	$A_{\text{GPV}}$	$\text{GPV} = \sqrt{2\pi} \cdot A_{\text{GPV}} \cdot \Omega$	$\chi^2$	$\Delta\chi^2$	$^{118}\text{Sn}$ 50 MeV & $0^\circ$ , $\sigma = 1$ MeV
9.0	14e-3	<b>1.12E-03</b>	2.77573	0.91052	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 15$
10.0	8e-3	6.40E-04	2.71681	0.86639	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 9$
11.0	7e-3	5.60E-04	2.62222	0.77512	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 8$
12.0	9e-3	7.20E-04	2.58832	0.82184	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 10$
13.0	8e-3	6.40E-04	2.82589	0.94718	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 9$
14.0	3e-3	2.40E-04	2.61591	0.68784	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 4$
15.0	3e-3	2.40E-04	2.76355	0.83548	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 4$

**TABLE 10.2** – Valeur des sections efficaces maximale de GPV en fonction de la position de son maximum pour une largeur de GPV fixée à  $\sigma = 2$  MeV

$\Delta_{\text{GPV}}$	$A_{\text{GPV}}$	$\text{GPV} = \sqrt{2\pi} \cdot A_{\text{GPV}} \cdot \Omega$	$\chi^2$	$\Delta\chi^2$	$^{118}\text{Sn}$ 50 MeV & $0^\circ$ , $\sigma = 2$ MeV
9.0	12e-3	1.92E-03	2.57037	0.76501	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 13$
9.5	11e-3	1.76E-03	2.38020	0.59239	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 12$
10.0	9e-3	1.44E-03	2.02698	0.25948	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 10$
10.5	7e-3	1.12E-03	2.51885	0.77666	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 8$
11.0	8e-3	1.28E-03	2.54125	0.82962	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 9$
11.5	10e-3	1.60E-03	2.66454	0.98382	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 11$
12.0	9e-3	1.44E-03	1.81923	0.14711	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 10$
12.5	13e-3	2.08E-03	2.40222	0.66482	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 14$
13.0	14e-3	<b>2.24E-03</b>	2.51539	0.62385	<b>** fit fails for <math>A_{\text{GPV}} = 15</math></b>
13.5	14e-3	<b>2.24E-03</b>	2.87170	0.94363	<b>** fit fails for <math>A_{\text{GPV}} = 15, 16</math></b>
14.0	8e-3	1.28E-03	2.91227	0.98420	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 9$
14.5	5e-3	8.00E-04	2.88678	0.95871	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 6$
15.0	4e-3	6.40E-04	2.84821	0.92014	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 5$

**TABLE 10.3** – Résultat des minimisations de  $\chi^2$  pour une largeur de GPV fixée à  $\sigma = 1$  MeV

$\Delta_{\text{GPV}}$	$A_{\text{GPV}}$	$\text{GPV} = \sqrt{2\pi} \cdot A_{\text{GPV}} \cdot \Omega$	$\chi^2$	$\Delta\chi^2$	$^{118}\text{Sn}$ 60 MeV & $0^\circ$ , $\sigma = 1$ MeV
9.5	13e-3	1.04E-03	1.40232	0.509320	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 14$
10.0	12e-3	9.60E-04	1.72663	0.833630	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 13$
10.5	11e-3	8,80E-04	1.83521	0.942210	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 12$
11.0	11e-3	8.80E-04	1.87294	0.979940	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 12$
11.5	11e-3	8.80E-04	1.58154	0.689212	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 12$
12.0	15e-3	1.20E-03	1.84446	0.957427	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 16$
12.5	15e-3	1.20E-03	1.71700	0.835913	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 16$
13.0	15e-3	1.20E-03	1.83598	0.944677	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 16$

**TABLE 10.4** – Résultat des minimisations de  $\chi^2$  pour une largeur de GPV fixée à  $\sigma = 1$  MeV

$\Delta_{\text{GPV}}$	$A_{\text{GPV}}$	$\text{GPV} = \sqrt{2\pi} \cdot A_{\text{GPV}} \cdot \Omega$	$\chi^2$	$\Delta\chi^2$	$^{118}\text{Sn}$ 60 MeV & $0^\circ$ , $\sigma = 2$ MeV
10.0	12e-3	1.92E-03	1.45127	0.558387	* call limit for $A_{\text{GPV}} = 13$
11.0	14e-3	2.24E-03	1.80575	0.913925	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 15$
12.0	14e-3	2.24E-03	1.88068	0.992695	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 15$
13.0	14e-3	2.24E-03	1.66885	0.777389	Dchi2>1 for $A_{\text{GPV}} = 15$



# **Quatrième partie**

## **Annexe 2**





## 10.2.1 Unité Weisskopf

Un des moyens expérimentaux d'accéder à la probabilité de transition E2 est la mesure du temps de vie de l'état excité. On peut définir la probabilité de transition E2 expérimentale comme :

$$B(EL;ML)(\text{W.u.}) = \frac{\tau_{1/2}^\gamma(EL;ML)_{SP}}{\tau_{1/2}^\gamma(EL;ML)_{EXP}}, \quad (10.9)$$

où  $B(EL;ML)$  représente la probabilité réduite de transition d'une transition électrique ou magnétique en unité Weisskopf,  $\tau_{1/2}^\gamma(EL;ML)_{EXP}$  le temps de demi-vie expérimental de l'état excité et  $\tau_{1/2}^\gamma(EL;ML)_{SP}$  le temps de vie "particule individuelle" que l'on peut exprimer par :

$$\tau_{1/2}^\gamma(EL)_{SP} = \frac{\ln 2 L[(2L+1)!!]^2 \hbar}{2(L+1)e^2 R^{2L}} \left[ \frac{3+L}{3} \right]^2 \left[ \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right]^{2L+1}, \text{ pour une transition électrique, } (10.10)$$

$$\tau_{1/2}^\gamma(ML)_{SP} = \frac{\ln 2 L[(2L+1)!!]^2 \hbar}{80(L+1)\mu_N^2 R^{2L-2}} \left[ \frac{3+L}{3} \right]^2 \left[ \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right]^{2L+1}, \text{ pour une transition magnétique, } (10.11)$$

avec  $R = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$  le rayon nucléaire,  $e$  la charge de l'électron et  $\mu_N$  le magnéton nucléaire.

**TABLE 10.5** – Formules pour calculer les temps de demi-vie d'états de types "particules individuelles".

Electrique	$\tau_{1/2}^\gamma$	Magnétique	$\tau_{1/2}^\gamma$
E1	$\frac{6.76 \cdot 10^{-6}}{E_\gamma^3 A^{2/3}}$	M1	$\frac{2.20 \cdot 10^{-5}}{E_\gamma^3}$
E2	$\frac{9.52 \cdot 10^6}{E_\gamma^5 A^{4/3}}$	M2	$\frac{3.10 \cdot 10^7}{E_\gamma^3 A^{2/3}}$
E3	$\frac{2.04 \cdot 10^{19}}{E_\gamma^7 A^2}$	M3	$\frac{6.66 \cdot 10^{19}}{E_\gamma^7 A^{4/3}}$
E4	$\frac{6.50 \cdot 10^{31}}{E_\gamma^9 A^{8/3}}$	M4	$\frac{2.12 \cdot 10^{32}}{E_\gamma^9 A^2}$



# Bibliographie

- [Anne 87] R. Anne, D. Bazin, A. Mueller, J. Jacmart, and M. Langevin. “The achromatic spectrometer LISE at GANIL”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 257, No. 2, pp. 215 – 232, 1987.
- [Assi 09] Assié, M., Scarpaci, J. A., Lacroix, D., Angélique, J. C., Bazin, D., Beaumel, D., Blumenfeld, Y., Catford, W. N., Chabot, M., Chatterjee, A., Fallot, M., Iwasaki, H., Maréchal, F., Mengoni, D., Monrozeau, C., Nyberg, J., Petrache, C., Skaza, F., and Tuna, T. “Neutron correlations in  $^6\text{He}$  viewed through nuclear break-up”. *Eur. Phys. J. A*, Vol. 42, No. 3, pp. 441–446, 2009.
- [Avez 08] B. Avez, C. Simenel, and P. Chomaz. “Pairing vibrations study with the time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov theory”. *Phys. Rev. C*, Vol. 78, No. 4, p. 044318, Oct 2008.
- [Azai 97] F. Azaiez and W. Korten. “EXOGRAM :  $\gamma$ -Ray Spectrometer for nuclear structure studies at SPIRAL”. *Nuclear Physics News*, Vol. 7 issue 4, pp. 21–25, 1997.
- [Bald 47] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber. “Photo-Fission in Heavy Elements”. *Phys. Rev.*, Vol. 71, No. 1, p. 3, Jan 1947.
- [Bes 66] D. Bès and R. Broglia. *Nucl. Phys. A*, Vol. 80, pp. 283–313, 1966.
- [Bohr 64] A. Bohr. In : *Comptes rendus du congrès international de physique nucléaire, Paris (France)*, p. 487, 1964.
- [Bohr 75] A. Bohr and B. Mottelson. *Nuclear Structure*. Vol. 2, W.A. Benjamin, Inc, 1975.
- [Bort 86] P. F. Bortignon, E. Maglione, A. Vitturi, F. Zardi, and R. A. Broglia. “Probing the Nuclear Response with One- and Two-Nucleon Pick-Up Reactions”. *Physica Scripta*, Vol. 34, No. 6A, p. 678, 1986.
- [Brog 73] R. A. Broglia, O. Hansen, and C. Riedel. *Adv. in Nucl. Phys.* Vol. 6, Plenum Press, New York, 1973.
- [Brog 77] R. A. Broglia and D. R. Bes. “High-lying pairing resonances”. *Physics Letters B*, Vol. 69, No. 2, pp. 129 – 133, 1977.
- [Ches 06] A. Chester, P. Adrich, A. Becerril, D. Bazin, C. Campbell, J. Cook, D.-C. Dinca, W. Mueller, D. Miller, V. Moeller, R. Norris, M. Portillo, K. Starosta, A. Stolz, J. Terry,

- H. Zwahlen, C. Vaman, and A. Dewald. “Application of the time-of-flight technique for lifetime measurements with relativistic beams of heavy nuclei”. *NIM A*, Vol. 562, No. 1, pp. 230 – 240, 2006.
- [Craw 77] G. M. Crawley, W. Benenson, D. Weber, and B. Zwieglinski. “Observation of Hole States at High Excitation in  $(p,t)$  Reactions”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 39, No. 23, pp. 1451–1454, Dec 1977.
- [Craw 80] G. M. Crawley, S. Gales, D. Weber, B. Zwieglinski, W. Benenson, D. Friesel, A. Bacher, and B. M. Spicer. “Deep hole states observed in  $(p,t)$  reactions”. *Phys. Rev. C*, Vol. 22, No. 1, pp. 316–319, Jul 1980.
- [Craw 81] G. M. Crawley, W. Benenson, G. Bertsch, S. Gales, D. Weber, and B. Zwieglinski. “Hole states in the tin isotopes observed by the  $(p,t)$  reaction”. *Phys. Rev. C*, Vol. 23, No. 2, pp. 589–596, Feb 1981.
- [Czos] T. Czosnyka. “GOSIA2”. "<http://www.slacj.uw.edu.pl/index.php?id=81>".
- [Dela 10] J. P. Delaroche, M. Girod, J. Libert, H. Goutte, S. Hilaire, S. Péru, N. Pillet, and G. F. Bertsch. “Structure of even-even nuclei using a mapped collective Hamiltonian and the D1S Gogny interaction”. *Phys. Rev. C*, Vol. 81, No. 1, p. 014303, Jan 2010.
- [Dewa 05] A. Dewald, B. Melon, O. Möller, J. Jolie, C. Fransen, K. Jessen, K. O. Zell, and K. Starosta. “A Plunger Apparatus for Relativistic Radioactive Beams”. *GSI Scientific Report*, 2005.
- [Duf0 86] J. Dufour, R. D. Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrangé, and K.-H. Schmidt. “Projectile fragments isotopic separation : Application to the lise spectrometer at GANIL”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 248, No. 2-3, pp. 267 – 281, 1986.
- [Fort 02] L. Fortunato, W. von Oertzen, H. Sofia, and A. Vitturi. “Enhanced excitation of giant pairing vibrations in heavy-ion reactions induced by weakly bound projectiles”. *Eur. Phys. J. A*, Vol. 14, No. 1, pp. 37–42, 2002.
- [Fort 03] L. Fortunato. “Study of giant pairing vibrations with neutron-rich nuclei”. *Physics of Atomic Nuclei*, Vol. 66, pp. 1445–1449, 2003. 10.1134/1.1601748.
- [Guaz 99] P. Guazzoni, M. Jaskola, L. Zetta, A. Covello, A. Gargano, Y. Eisermann, G. Graw, R. Hertenberger, A. Metz, F. Nuoffer, and G. Staudt. “Level structure of  $^{120}\text{Sn}$  : High resolution  $(p,t)$  reaction and shell model description”. *Phys. Rev. C*, Vol. 60, No. 5, p. 054603, Sep 1999.
- [Haxe 49] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess. “On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure”. *Phys. Rev.*, Vol. 75, No. 11, p. 1766, Jun 1949.
- [Herz 85] M. W. Herzog, R. J. Liotta, and L. J. Sibanda. “Pair clustering and giant pairing resonances”. *Phys. Rev. C*, Vol. 31, No. 1, pp. 259–261, Jan 1985.

- [Heyd 04] K. Heyde. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics : An Introductory Approach*. Taylor & Francis, 2004.
- [Hila] S. Hilaire and M. Girod. “RESULTATS DES CALCULS HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV AVEC LA FORCE DE GOGNY”. "[http://www-phynu.cea.fr/science\\_en\\_ligne/carte\\_potentiels\\_microscopiques/carte\\_potentiel\\_nucleaire.htm](http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire.htm)".
- [Hoeg 61] J. Hoegaasen-Feldman. “A study of some approximations of the pairing force”. *Nuclear Physics*, Vol. 28, No. 1, pp. 258 – 269, 1961.
- [Hubb] J. Hubbell and S. Seltzer. “NIST webpage”. "<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z32.html>".
- [Khan 04] E. Khan, N. Sandulescu, N. Van Giai, and M. Grasso. “Two-neutron transfer in nuclei close to the drip line”. *Phys. Rev. C*, Vol. 69, No. 1, p. 014314, Jan 2004.
- [Khan 09] E. Khan, M. Grasso, and J. Margueron. “Constraining the nuclear pairing gap with pairing vibrations”. *Phys. Rev. C*, Vol. 80, No. 4, p. 044328, Oct 2009.
- [Maye 48] M. G. Mayer. “On Closed Shells in Nuclei”. *Phys. Rev.*, Vol. 74, No. 3, pp. 235–239, Aug 1948.
- [Maye 49] M. G. Mayer. “On Closed Shells in Nuclei. II”. *Phys. Rev.*, Vol. 75, No. 12, pp. 1969–1970, Jun 1949.
- [Neve] R. Neveling. *Private Communication*.
- [Neve 08] R. Neveling, F. Smit, H. Fujita, and R. Newman. *K600 User Manual*. March 2008.
- [Odl 96] O. H. Odland, W. Mittig, A. Lépine-Szily, G. Fremont, M. Chartier, M. MacCormick, and J. M. Casandjian. “A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 378, No. 1-2, pp. 149 – 154, 1996.
- [Oert 01] W. von Oertzen and A. Vitturi. “Pairing correlations of nucleons and multi-nucleon transfer between heavy nuclei”. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 64, No. 10, p. 1247, 2001.
- [Perr 06] O. Perru, O. Sorlin, S. Franchoo, F. Azaiez, E. Bouchez, C. Bourgeois, A. Chatillon, J. M. Daugas, Z. Dlouhy, Z. Dombrádi, C. Donzaud, L. Gaudefroy, H. Grawe, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, F. Hammache, F. Ibrahim, Y. L. Coz, S. M. Lukyanov, I. Matea, J. Mrazek, F. Nowacki, Y.-E. Penionzhkevich, F. de Oliveira Santos, F. Pougheon, M. G. Saint-Laurent, G. Sletten, M. Stanoiu, C. Stodel, C. Theisen, and D. Verney. “Enhanced Core Polarization in [<sup>70</sup>Ni and [<sup>74</sup>Zn”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 96, No. 23, p. 232501, 2006.

- [Pump 09] J. Pumplín. “Parametrization dependence and Delta Chi-squared in parton distribution fitting”. Tech. Rep. arXiv :0909.5176. MSUHEP-090929, Sep 2009. Comments : 6 pages, 1 figure.
- [Ring 80] P. Ring and P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer, 1980.
- [Ston 05] N. Stone. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 90, pp. 75–176, 2005.
- [Tara 04] O. Tarasov and D. Bazin. “LISE++ : design your own spectrometer”. *Nuclear Physics A*, Vol. 746, pp. 411 – 414, 2004. Proceedings of the Sixth International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB6).
- [Wall 06] J. Van de Walle. *Coulomb excitation of neutron rich Zn isotopes*. PhD thesis, 2006.
- [Wall 09] J. Van de Walle, F. Aksouh, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, J. Cederkäll, E. Clément, T. E. Cocolios, T. Davinson, P. Delahaye, J. Eberth, A. Ekström, D. V. Fedorov, V. N. Fedosseev, L. M. Fraile, S. Franchoo, R. Gernhauser, G. Georgiev, D. Habs, K. Heyde, G. Huber, M. Huyse, F. Ibrahim, O. Ivanov, J. Iwanicki, J. Jolie, O. Kester, U. Köster, T. Kröll, R. Krücken, M. Lauer, A. F. Lisetskiy, R. Lutter, B. A. Marsh, P. Mayet, O. Niedermaier, M. Pantea, R. Raabe, P. Reiter, M. Sawicka, H. Scheit, G. Schrieder, D. Schwalm, M. D. Seliverstov, T. Sieber, G. Sletten, N. Smirnova, M. Stanoiu, I. Stefanescu, J.-C. Thomas, J. J. Valiente-Dobón, P. V. Duppen, D. Verney, D. Voulot, N. Warr, D. Weisshaar, F. Wenander, B. H. Wolf, and M. Zielińska. “Low-energy Coulomb excitation of neutron-rich zinc isotopes”. *Physical Review C (Nuclear Physics)*, Vol. 79, No. 1, p. 014309, 2009.
- [Wiel 02] O. Wieland, F. Camera, B. Million, A. Bracco, and J. van der Marel. “Pulse distributions and tracking in segmented detectors”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 487, No. 3, pp. 441 – 449, 2002.
- [Zieg 04] J. F. Ziegler. “SRIM-2003”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 219-220, pp. 1027 – 1036, 2004. Proceedings of the Sixteenth International Conference on Ion Beam Analysis.