

# Population et structure des noyaux $^{210}\text{Po}$ et $^{212}\text{Po}$ produits par réactions de transfert

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à Université Paris-Sud

Au sein du laboratoire de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière

Ecole doctorale n°576 Particules Hadrons Energie et Noyau, Instrumentation,  
Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)  
Spécialité de doctorat : Structure et Réactions Nucléaires

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 25/11/2019, par

**ETIENNE BERNARD EDOUARD DUPONT**

Composition du Jury :

Pr. Costel Petrache Université Paris Sud, CSNSM, Orsay, France	Président
Pr. Sandrine Courtin Université de Strasbourg, IPHC, Strasbourg, France	Rapporteuse
Dr. Olivier Stezowski Université Claude Bernard, IP2I, Lyon, France	Rapporteur
Dr. Nadine Redon Université Claude Bernard, IP2I, Lyon, France	Examinatrice
Dr. Riccardo Orlandi JAEA, Tokai, Japon	Examineur
Dr. Alain Astier Université Paris Sud, CSNSM, Orsay, France	Directeur de thèse



# Remerciements

Me voilà au bout d'une belle aventure. Aussi avant de continuer ma route et de choisir une nouvelle destination, je vais profiter du point de vue pour me retourner et contempler le chemin parcouru.

Sur ce chemin, la dernière montée fut celle me menant à la soutenance de thèse. J'y ai senti le soutien de nombreux collègues qui m'ont aidé à me préparer ce dernier obstacle. Les questions pertinentes et bienveillantes des membres du jury Costel Petrache, Nadine Redon, Riccardo Orlandi, Sandrine Courtin et Olivier Stezowski ont engendré des discussions constructives. Merci à eux, et plus particulièrement à mes deux rapporteurs. Vos remarques et les discussions que j'ai pu avoir avec vous m'ont permis d'améliorer la clarté de mon propos et d'asseoir ma confiance en moi.

Au début, ce chemin a été proposé par mon directeur de thèse Alain Astier. Merci pour la confiance que tu m'as témoignée en me confiant ce sujet difficile. Au début, tu as su me guider dans la découverte du monde de la recherche et de ses codes. Ensuite, comme tout travail de recherche, cette thèse a été parsemée d'obstacles et de doutes mais nous avons pu les surmonter, et au cours des nombreuses bifurcations qu'a connues cette thèse, tu as consacré beaucoup d'énergie à accompagner mon travail et mes réflexions.

Je n'avais jamais autant voyagé que pendant cette période de thèse. Je voudrais remercier Costel Petrache de m'avoir associé à diverses collaborations, expériences et conférences. J'ai découvert de nombreux équipements et manières de travailler. Ces voyages m'ont incontestablement aidé à m'intégrer dans le monde de la recherche et à m'ouvrir l'esprit. Je regrette néanmoins que pour l'instant, la réflexion de notre communauté sur le coût carbone des voyages que nous faisons porter à toute l'humanité ne soit pas plus avancée.

Parmi ces voyages, celui qui m'aura le plus marqué fut le séjour au Japon. Le bon esprit régnant dans notre collaboration a abouti à la réussite de l'expérience, et à l'obtention de résultats. Je voudrais remercier Makii-san, Nishio-san, Hirose-san, Asai-san, Sato-san, Tsukada-san, Ito-san, et Kean-san, ainsi que tout le personnel technique de Tokai qui m'ont accueilli et ont grandement contribué à la réussite de l'expérience. Cette période fut formidable, grâce à toutes les personnes rencontrées : le personnel et les lauréats de la JSPS, Marie et le groupe d'étrangers de Tokai, les professeurs de japonais, la communauté catholique, et bien d'autres. Mes remerciements les plus chaleureux vont à Riccardo Orlandi qui a cru en ce projet dès le début. Son amitié et son enthousiasme ont été décisives dans la réussite de ce travail et dans la joie que j'éprouve en pensant à cette période asiatique.

Ce projet n'aurait pas été possible sans la gentillesse et les compétences de nombreux

collaborateurs. J'aimerais remercier chacun d'entre eux, et je m'excuse par avance auprès de ceux que j'aurais oublié de citer ici.

Je voudrais en particulier remercier les personnes qui m'ont aidé à développer mon analyse des mécanismes de réaction, alors que ma thèse se déroulait principalement au contact de la communauté structure nucléaire.

Côté théorie, je voudrais tout d'abord remercier Jacques Van de Wiele qui a eu la patience et la gentillesse de m'expliquer les bases des calculs DWBA et des calculs en voies couplées que je comprenais alors très peu, et de me proposer son aide pour les effectuer. Merci à Jesus Lubian Rios qui a effectué les calculs en voies couplées présents dans cette thèse. Je le suis d'autant plus reconnaissant que c'est, à ma connaissance, la première fois que ce type de calcul est effectué pour des noyaux aussi lourds. Merci à Guillaume Scamps, qui a pris le temps d'effectuer des calculs TDHF et les a discutés. Ceux-ci m'ont permis de progresser rapidement dans la compréhension des résultats préliminaires de l'expérience effectuée à Tokai.

Côté expérimental, je voudrais remercier toutes les personnes rencontrées lors des expériences et indispensables à celles-ci, en particulier celles effectuées au GANIL et à Tokai. Merci à Diana Kocheva avec qui j'ai, entre autre, discuté de l'expérience qu'elle avait réalisée, ce qui m'a aidé à préparer l'expérience de Tokai. Merci à Marlène Assié qui a partagé avec moi son expertise sur l'analyse des détecteurs siliciums.

Côté institutionnel, je voudrais remercier l'école doctorale PHENIICS, et ses responsables Elias Khan puis David Verney, qui ont mis à ma disposition les outils nécessaires à ma réussite. J'ai en outre pu avoir avec eux des discussions scientifiques très éclairantes. Merci à mon laboratoire, le CSNSM et à son directeur Jean-Antoine Scarpaci dont j'ai apprécié le travail pour maintenir la cohésion du personnel. Merci au CNRS qui a financé mon travail. Merci à la JSPS qui a financé mon séjour au Japon.

Cette thèse fut vraiment une belle aventure scientifique, c'est à dire une aventure d'hommes et de femmes engagés ensemble dans une quête de connaissances scientifiques. L'univers de la recherche est passionnant et fécond et mériterait une thèse en lui-même pour être étudié. Mais étant chercheur en physique et non en sociologie, je vais me contenter de remercier chacun de mes collègues pour leur contribution à cette aventure humaine, en citant quelques moments non exhaustifs.

Merci à tous mes collègues du groupe SNO (Alain, Amar, Amel, Audric, Bingfeng, Carole, Costel, Damian, Georges, Guillaume, Isabelle, Jérémie, Joa, Karl, Kseniia, Kuan Kuan, Min, Pierre, Radomira, Rikel, Stéphanie, Waelly et Wenjia), Astro (Alain, Adrien, Clarisse, Jürgen, Vincent et Paolo), Instrumentation (Corentin, Valentin et Jean), radioprotection et travaux (Benoît, Julien, Nicolas et Jacques) ainsi qu'à tous les membres des autres groupes que j'ai malheureusement moins eu l'occasion de connaître.

Merci au service informatique (Éric, Jérémie, Moufida, Nicolas, Pierrette, Sébastien, Tony, Xavier), dont on mesure l'importance lors des coupures de réseau qui provoquent l'afflux de tous physiciens désœuvrés dans le couloir. J'ai apprécié de travailler dans le même couloir que vous, et pas seulement parce que c'était très pratique.

Merci à toutes les personnes de l'administration (Christelle, Réjane, Émilie, Patricia, Sonia et Kim). J'aimerais remercier tout particulièrement Réjane capable de m'en expliquer les méandres, et Kim avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger parfois quelques mots en vietnamien.

Merci à tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion de ferrailler autour d'un café. Merci pour les nombreux sujets de discussion, en particulier ceux concernant l'avenir de l'humanité

faisant face au réchauffement climatique. Je ne sais pas si certaines de vos positions ont évolué au cours du temps, mais vous m'avez poussé à élargir et à modifier ma compréhension, à approfondir mes réflexions et à renforcer mes convictions.

Merci à Damian et Amel, qui m'ont beaucoup guidé dans l'univers du multidétecteur AGATA et m'ont motivé pour aller courir ensemble certains midis.

Merci à Isabelle et Jürgen dont l'amitié, la bienveillance, l'écoute et les bières m'ont aidés à garder le cap tout au long de cette thèse.

Merci à tous ceux qui ont participé au comité coin-coin dont les courses de canard et autres délires ont rendu la vie du laboratoire bien plus amusante.

Merci à mes collègues doctorants. Le temps partagé avec vous m'était doux et m'a fait voyager bien plus loin que nos habituels trajets jusqu'à la cantine. J'ai été heureux de ces moments simples et de participer à l'organisation de la vie étudiante.

Merci à Andres Santader qui a accepté le rôle de tuteur durant cette thèse, et dont l'écoute, les conseils et les encouragements ont été précieux.

J'ai beaucoup apprécié d'enseigner en licence et en PCSO. Merci aux collègues et aux étudiants qui m'ont fait confiance et aider à progresser.

Merci au personnel du CESFO de m'avoir nourri, merci à Pascale et Hélène pour les cafés du midi, et merci aux personnes prenant soin du ménage. Je n'ai jamais échangé que quelques mots avec eux, mais ceux-ci avaient pour moi beaucoup d'importance.

Pendant ces trois ans où je me présentais à tous comme « thésard », ma vie ne s'est heureusement pas entièrement résumée à mes travaux de recherche. Pourtant ce que j'ai vécu en dehors du laboratoire, a certainement contribué à ma réussite.

Merci à mes parents, frères et sœurs, oncles et tantes et grands parents, qui ont souvent eu la patience d'écouter mes explications incompréhensibles et mes états d'âme. Merci à tous mes amis, aux petits et grands gars de la mission de France, à mes colocos, aux scouts, aux militants et à tous ceux avec qui j'ai vécu ces derniers temps et qui ont accepté que ma thèse soit souvent ma priorité. Grâce à vous, ces trois dernières années ont été très riches et je ne suis sûrement pas tout à fait le même qu'il y a trois ans.

Pour arriver au début de cette thèse, j'avais déjà parcouru un long bout de chemin, et je ne pourrai pas remercier tous ceux qui m'y ont accompagné. J'aurais aimé citer tous mes professeurs, notamment Mme Michelangeli qui m'a donné le goût d'étudier la physique. De mes années de licence et de master, je voudrais remercier Jérémy et Tijani avec qui j'ai partagé tant de soirées et de journées de travail.

Pour finir, j'ai emprunté cette route à un moment décisif où l'humanité est en train de choisir son avenir, de décider si celui-ci sera souhaitable et humain. Pendant que mon travail consistait à comprendre comment est fait le monde, de nombreuses personnes se sont battues pour que les femmes et les hommes puissent continuer à y vivre et à en profiter. Ceux-là se battent pour plus de justice, notamment pour la justice sociale et la justice climatique. C'est à eux que je veux dédier cette thèse.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Modèles et observables</b>	<b>15</b>
1.1 Modèles de physique nucléaire . . . . .	15
1.1.1 Modèle de la goutte liquide . . . . .	15
1.1.2 Modèle en couches . . . . .	15
1.1.2.1 Potentiel utilisé pour reproduire les nombres magiques . .	16
1.1.2.2 Reproduction des états excités . . . . .	17
1.1.3 Modèle cluster . . . . .	19
1.1.3.1 Clusterisation dans les noyaux légers . . . . .	20
1.1.3.2 Lien entre le modèle cluster et le modèle en couches . . . .	20
1.1.3.3 Modèle cluster . . . . .	22
1.1.4 Approche auto consistante . . . . .	23
1.1.4.1 Time Dependent Hartree-Fock . . . . .	23
1.1.4.2 Approche microscopique des états clusters . . . . .	23
1.2 Réactions de transfert . . . . .	26
1.2.1 Réactions directes . . . . .	26
1.2.2 Modèle optique et DWBA . . . . .	26
1.2.3 Calculs en voies couplées (CRC) . . . . .	26
1.3 Transitions entre les différents niveaux d'énergie . . . . .	27
1.3.1 Transition électromagnétique . . . . .	28
1.3.2 Émission $\alpha$ . . . . .	31
1.4 Description du $^{212}\text{Po}$ à l'aide d'un modèle Cluster . . . . .	31
1.4.1 Décroissance $\alpha$ du niveau fondamental . . . . .	33
1.4.2 Description des états excités par le modèle en couches . . . . .	34
1.4.3 Clusterisation dans la bande yrast . . . . .	34
1.4.4 États clusters de parités non naturelles . . . . .	37
1.5 Objectifs de cette thèse . . . . .	42
1.5.1 Spectroscopie gamma . . . . .	43
1.5.2 Mécanisme de réaction . . . . .	43
1.5.3 Comparaison avec le modèle en couches . . . . .	44
1.5.4 Vers la recherche d'états clusters dans d'autres noyaux? . . . . .	44
<b>2 Choix expérimentaux</b>	<b>45</b>
2.1 Réactions nucléaires entre ions lourds . . . . .	45
2.1.1 Noyaux produits dans les expériences réalisées . . . . .	46
2.1.2 Sélection de la voie de réaction . . . . .	47
2.1.3 Spécificité de la détection du $^8\text{Be}$ . . . . .	47

2.2	Détecteurs . . . . .	48
2.2.1	Principe de la spectroscopie gamma . . . . .	48
2.2.2	Interaction rayonnement $\gamma$ - matière . . . . .	48
2.2.2.1	Débuts de la spectroscopie gamma . . . . .	51
2.2.2.2	Germanium hautement purifié (HPGe) et Bromure de Lanthane (LaBr <sub>3</sub> ) . . . . .	52
2.2.2.3	Multidétecteurs $\gamma$ . . . . .	54
2.2.2.4	AGATA . . . . .	57
2.2.3	Détection de particules chargées avec un détecteur silicium . . . . .	58
2.3	Expérience AGATA-CHARADE . . . . .	60
2.3.1	Choix des détecteurs . . . . .	61
2.3.2	Choix de la cible . . . . .	62
2.3.3	Électronique . . . . .	63
2.4	Dispositif expérimental de Tokai . . . . .	65
2.4.1	Détecteurs . . . . .	67
2.4.1.1	Géométrie des détecteurs . . . . .	67
2.4.1.2	Résolution des détecteurs siliciums . . . . .	67
2.4.1.3	Résolution des détecteurs $\gamma$ et élargissement Doppler . . . . .	69
2.4.2	Choix de la cible . . . . .	70
2.4.3	Électronique . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>75</b>
3.1	Principes de cinématique . . . . .	75
3.1.1	Notations . . . . .	75
3.1.2	Chaleur de réaction . . . . .	76
3.1.3	Excitation du noyau lourd . . . . .	76
3.1.3.1	Calcul général . . . . .	76
3.1.3.2	Reconstruction de la cinématique dans le cas du $^8\text{Be}$ . . . . .	78
3.2	Expérience AGATA-CHARADE . . . . .	78
3.2.1	Traitement des données AGATA . . . . .	78
3.2.1.1	Niveau local . . . . .	79
3.2.1.2	Niveau global . . . . .	81
3.2.2	Traitement des données DSSD . . . . .	86
3.2.2.1	Calibration en énergie . . . . .	86
3.2.2.2	Perte d'énergie dans le Tantale et centrage du faisceau . . . . .	86
3.2.3	Calibration des TAC et sélection des événements . . . . .	89
3.2.4	Correction Doppler . . . . .	90
3.2.5	Reconstruction de l'énergie d'excitation du $^{212}\text{Po}$ . . . . .	95
3.3	Expérience de Tokai . . . . .	96
3.3.1	Traitement des données . . . . .	96
3.3.2	Calibrations . . . . .	97
3.3.2.1	Calibration des siliciums . . . . .	97
3.3.2.2	Calibration des HPGe . . . . .	103
3.3.2.3	Calibration des Bromures de Lanthane . . . . .	105
3.3.2.4	Alignement des TDC (Time to Digital Converter) . . . . .	106
3.3.3	Sélection des événements . . . . .	109
3.3.4	Reconstruction de l'énergie du noyau et comparaison avec les simulations . . . . .	109
3.3.4.1	$^{212}\text{Po}$ . . . . .	109



3.3.4.2	$^{210}\text{Po}$	115
<b>4</b>	<b>Sections efficaces et énergies d'excitation</b>	<b>117</b>
4.1	Introduction	117
4.1.1	Calcul de la section efficace	117
4.1.2	Définition cinématique	118
4.1.3	Approche semi-classique de la réaction de transfert	119
4.1.3.1	Distance minimale d'approche	119
4.1.3.2	Probabilité de transfert	119
4.1.3.3	Angle de grazing	120
4.1.3.4	Chaleur de réaction et énergie d'excitation	121
4.1.3.5	Appariement et transfert de plusieurs nucléons	122
4.2	Mesure par détection $\gamma$	122
4.2.1	Résultats obtenus pour l'expérience de Tokai	123
4.2.2	Sections efficaces de fusion-évaporation	124
4.2.3	Sections efficaces de transfert et interprétation qualitative	125
4.3	Mise en évidence du transfert de clusters	126
4.3.1	Méthodes expérimentales	126
4.3.2	Résultats	128
4.4	Énergies d'excitation	129
4.4.1	Approche semi-classique de l'énergie d'excitation	129
4.4.2	Identification des orbitales peuplées	130
4.4.2.1	$^{209}\text{Bi}$	130
4.4.2.2	$^{210}\text{Po}$	131
4.4.2.3	$^{212}\text{Po}$	135
<b>5</b>	<b>Structure des noyaux <math>^{210}\text{Po}</math> et <math>^{212}\text{Po}</math></b>	<b>139</b>
5.1	$^{210}\text{Po}$	139
5.1.1	Bref historique	139
5.1.2	Résultats de modèle en couches	140
5.1.3	Méthode expérimentale	140
5.1.4	Identification des niveaux $2^+$	143
5.1.5	Peuplement de la configuration $(\pi f_{7/2} \otimes i_{13/2})$	148
5.2	Spectroscopie $\gamma$ du $^{212}\text{Po}$ dans l'expérience Tokai	150
5.2.1	Méthode expérimentale	150
5.2.2	Recherche de transitions vers la bande yrast	153
5.2.2.1	Niveaux décroissant vers le niveau fondamental	153
5.2.2.2	Niveaux décroissant vers le niveau $2_1^+$	156
5.2.2.3	Niveaux décroissant vers le niveau $4_1^+$	157
5.2.2.4	Niveaux décroissant vers le niveau $6_1^+$	160
5.2.3	Confirmation des transitions et mesure des intensités	161
5.2.3.1	Niveaux décroissant vers le niveau fondamental	161
5.2.3.2	Niveaux décroissant vers le niveau $2_1^+$ et $4_1^+$	162
5.2.3.3	Niveaux décroissant vers le niveau $6_1^+$	163
5.3	Peuplement direct des états du $^{212}\text{Po}$	163
5.3.1	Exactitude des calculs en voies couplées selon l'énergie du faisceau	166
5.3.2	Peuplement des niveaux yrast	166
5.3.3	Peuplement des niveaux $2_2^+$ et $2_3^+$	168
5.3.4	Population de la première série d'états clusters	168

5.3.5	Population de la deuxième série d'états clusters . . . . .	172
5.4	Conclusion . . . . .	174
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>177</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>179</b>

# Introduction

Dans de nombreux cas, la structure du noyau atomique peut-être expliquée par le modèle en couches où les nucléons évoluent dans un champ moyen et où les corrélations entre les nucléons sont traitées comme des perturbations. Cependant, dans certains noyaux, les corrélations entre certains nucléons sont plus importantes et ne peuvent plus être traitées comme des perturbations. Par exemple, les noyaux forment parfois des « molécules nucléaires » à cause des corrélations entre des clusters constitués de deux protons et de deux neutrons. On doit alors utiliser un modèle en cluster de particules  $\alpha$  pour rendre compte de la structure du noyau. C'est le cas de l'état de Hoyle, maillon indispensable de la nucléosynthèse du  $^{12}\text{C}$  dans les étoiles [Hoyle, 1953]. L'idée de molécule nucléaire est presque aussi vieille que la physique nucléaire elle-même, puisque les premiers modèles de physique nucléaire étaient bâtis sur un assemblage de clusters  $\alpha$ . Cependant, c'est quasiment uniquement dans des noyaux légers (jusqu'au  $^{32}\text{S}$ ) que ces structures ont été découvertes. Beaucoup de ces noyaux ont des états ayant une structure « cœur +  $\alpha$  » à des énergies proches du seuil d'émission  $\alpha$ . La forte déformation due à cette configuration permet l'apparition d'une bande rotationnelle [von Oertzen *et al.*, 2006].

Le seul noyau lourd où la présence d'une composante « cœur +  $\alpha$  » est bien établie est le  $^{212}\text{Po}$ . Comme la plupart des noyaux lourds, le  $^{212}\text{Po}$  a d'abord été étudié par décroissance de noyaux plus lourds ( $^{212}\text{Bi}$ ), et également au travers de sa décroissance  $\alpha$  vers le  $^{208}\text{Pb}$ . Ce taux de décroissance  $\alpha$  du niveau fondamental, exceptionnellement élevé par rapport aux noyaux voisins, ne pouvait pas être reproduit par le modèle en couches, amenant à de nombreux développements théoriques pour inclure une composante « cœur +  $\alpha$  » dans le niveau fondamental [Varga *et al.*, 1992b].

Le perfectionnement de la détection  $\gamma$ , jusqu'à l'avènement des multidétecteurs a permis une approche « par le bas », en reconstruisant les cascades  $\gamma$  à partir des transitions désexcitant les niveaux de plus basses énergies. La spectroscopie  $\gamma$  est un outil très puissant puisqu'elle permet de mesurer les intensités des transitions, les rapports de branchement, et même les multipolarités des transitions grâce aux mesures de corrélations angulaires et de polarisation. On peut également mesurer des temps de vie des états, grâce à la forme des pics  $\gamma$  dans les spectres, lorsque les photons sont émis pendant le ralentissement du noyau. La spectroscopie  $\gamma$  a notamment permis de mesurer les probabilités de transition quadrupolaire dans la bande yrast du  $^{212}\text{Po}$ . Ces probabilités de transition n'ont pu être reproduites que grâce à l'ajout d'une composante cluster [Poletti *et al.*, 1987]. La spectroscopie  $\gamma$ , auprès du multidétecteur Euroball a par ailleurs permis de découvrir dans ce même noyau des transitions dipolaires, très fortement favorisées, qui elles aussi n'ont pu être expliquées que grâce à l'ajout d'une composante « cœur +  $\alpha$  ». La spectroscopie  $\gamma$  ne permet cependant pas de savoir à quelle énergie le noyau a été produit. Ainsi lors de l'expérience avec le détecteur Euroball, il n'était pas possible de savoir si les

niveaux étudiés étaient peuplés par la réaction, ou par des cascades  $\gamma$  non détectées.

Un autre outil utilisé pour l'étude des noyaux produits par réaction de transfert est la détection de l'éjectile. Cette approche « par le haut » donne accès à l'énergie d'excitation du noyau, juste après la réaction. La réaction de transfert ne permet de peupler que des états impliquant le ou les nucléons transférés dans leurs fonctions d'onde. Cette information est très importante, car elle donne la nature des noyaux peuplés. Lorsque peu de nucléons de valence sont impliqués dans la structure du noyau, le modèle en couches est très prédictif. On peut donc calculer les configurations accessibles aux nucléons transférés et interpréter les niveaux découverts. La structure du  $^{210}\text{Po}$  est en grande partie connue grâce à cette méthode [Groleau *et al.*, 1980]. Cependant, ce type de travail est très dépendant des calculs, et les ambiguïtés ne peuvent pas toujours être résolues, en particulier si le nombre d'états peuplés par la réaction est très grand.

À cause de la composante cluster, le modèle en couches ne parvient pas à prédire correctement de nombreux états du  $^{212}\text{Po}$ . Par ailleurs, dans ce noyau, la densité d'états est très grande. Il est donc difficile de les distinguer par une simple mesure de l'énergie de l'éjectile. Ainsi, dans cette thèse, nous combinons la détection des éjectiles issus de la réaction de transfert et la détection des photons  $\gamma$ . La détection des photons  $\gamma$  permet de sélectionner les transitions désexcitant les niveaux que l'on cherche à étudier, en se basant sur les études précédentes de spectroscopie  $\gamma$ . La détection de l'éjectile permet de reconstruire l'énergie d'excitation du noyau juste après la réaction et donc de savoir comment le niveau étudié a été peuplé. Il est donc possible de savoir si un état est peuplé directement par la réaction ou par une ou plusieurs transitions  $\gamma$ . Lorsqu'un état du  $^{212}\text{Po}$  est peuplé directement par la réaction de transfert  $\alpha$ , cela signifie que sa fonction d'onde possède de fortes composantes incluant 2 protons et 2 neutrons. Une forte section efficace de peuplement de ce noyau est le signe d'un fort recouvrement entre l'état étudié et le cluster  $\alpha$  transféré. Cela montre donc que les deux protons et deux neutrons impliqués dans cet état sont fortement corrélés entre eux, sous la forme d'un cluster  $\alpha$ .

Le premier chapitre de cette thèse introduit les différents modèles utilisés pour comprendre la structure des noyaux étudiés, et les réactions de transfert. Nous discutons les connaissances actuelles sur le  $^{212}\text{Po}$  puis décrivons les objectifs de cette thèse.

Les deux dispositifs expérimentaux utilisés sont décrits dans le chapitre 2 : une première expérience a été menée en cinématique inverse à l'aide du multidétecteur germanium AGATA et d'un silicium épais. La réaction  $^{208}\text{Pb}$  sur une cible auto supportée de  $^{12}\text{C}$  était effectuée à environ 11% au-dessus de la barrière coulombienne. Une seconde expérience, en cinématique directe, a eu lieu auprès de l'accélérateur tandem de Tokai avec un télescope de détecteurs silicium, et de cristaux détecteurs de gros volumes (HPGe et LaBr<sub>3</sub>). Nous discutons les options expérimentales choisies pour répondre à nos problématiques. Nous nous attachons également à expliquer le fonctionnement des détecteurs silicium, ainsi que les évolutions techniques des détecteurs  $\gamma$ .

Dans le chapitre 3, le traitement des données depuis les données brutes jusqu'à la reconstruction cinématique des événements est détaillé. Nous expliquons en outre le traitement des données AGATA, la reconstruction cinématique nécessaire pour obtenir l'énergie d'excitation du noyau et les simulations ayant permis de valider le traitement des données.

Dans le chapitre 4, nous étudions le mécanisme de réaction. Nous avons mesuré les probabilités de transfert, pour les voies 1 proton, 2 protons, 2 protons 1 neutron, et 1  $\alpha$ , afin d'établir le caractère simultané ou séquentiel du transfert de ces nucléons. Nous

discutons également les sections efficaces dans tout l'angle solide, et dans la plage d'angle couverte par les détecteurs. Nous nous intéressons également à l'énergie d'excitation transférée à ces noyaux : l'approche semi-classique de la réaction de transfert permet de prédire l'énergie d'excitation à partir de la cinématique, mais la structure interne des noyaux a également un rôle. La compréhension du mécanisme de réaction de transfert  $\alpha$ , à laquelle participe cette étude, pourrait permettre d'améliorer les chances de trouver des structures « cœur +  $\alpha$  » dans d'autres noyaux.

Enfin, dans le chapitre 5, nous nous intéressons à la spectroscopie des noyaux de  $^{210}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$  dont de nouveaux états et de nouvelles transitions ont été découverts. Des calculs de modèle en couches ont été effectués pour expliquer les transitions du  $^{210}\text{Po}$ . En revanche, les transitions du noyau de  $^{212}\text{Po}$  sont beaucoup plus difficiles à interpréter, ce qui appelle des développements théoriques ultérieurs. Nous avons caractérisé la composante  $\alpha$  des états du  $^{212}\text{Po}$ , notamment pour les états dont la spectroscopie  $\gamma$  avait révélé une forte composante cluster. Pour cela, nous avons mesuré les sections efficaces de peuplement de divers niveaux et avons comparé ces résultats avec des calculs en voies couplées.



# Chapitre 1

## Modèles et observables

### 1.1 Modèles de physique nucléaire

#### 1.1.1 Modèle de la goutte liquide

Le modèle le plus intuitif pour décrire un noyau est de le considérer comme une goutte liquide. Ce modèle, proposé en 1935 par Carl Friedrich von Weizsäcker [Weizsäcker, 1935] considère le noyau comme une goutte de fluide dont la cohésion est due à l'interaction forte, à la répulsion coulombienne entre protons, ainsi qu'à une tension de surface du noyau. L'énergie de liaison est donnée par la formule de Carl Friedrich von Weizsäcker et Hans Bethe :

$$B(A, Z, T_z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \frac{a_{sym}(2T_z)^2}{A} + b a_p A^{-1/2} \quad (1.1)$$

$$= E_v - E_s - E_c - E_{sym} + E_p. \quad (1.2)$$

$A$ ,  $Z$  et  $N$  sont respectivement les nombres de nucléons, de protons et de neutrons dans le noyau, et  $a_v$ ,  $a_s$ ,  $a_c$ ,  $a_{sym}$ , et  $a_p$  sont des paramètres à ajuster sur les données expérimentales.

$E_v$  est une énergie contenue dans le volume, due à l'interaction forte qui augmente l'énergie de liaison. Elle est donc proportionnelle au nombre de nucléons  $A$ .

$E_s$  est une énergie due à la tension de surface et  $E_c$  celle due à la répulsion coulombienne. Celles-ci diminuent l'énergie de liaison.

Le terme  $E_{sym}$  traduit le gain de stabilité dû à une projection nulle de l'isospin  $T_z$ . Celui-ci s'écrit  $T_z = \frac{N-Z}{2}$  et est donc nul pour les noyaux dont le nombre de protons est égal au nombre de neutrons.

Enfin, l'appariement des nucléons rend également le noyau plus stable. Ainsi, lorsque le noyau est pair-pair, l'énergie d'appariement est positive, ce qui se traduit par  $b = +1$ . Si le noyau est impair-impair, alors l'énergie de liaison est diminuée :  $b = -1$ . Enfin dans le cas d'un noyau pair-impair, l'énergie d'appariement est nulle :  $b = 0$ .

#### 1.1.2 Modèle en couches

Le modèle de la goutte liquide permet une première estimation de la masse des noyaux. Cependant, ceux ayant 2, 8, 20, 28, 50, 82 ou 126 protons ou neutrons présentent des particularités qui se traduisent notamment par des déviations par rapport aux prédictions du modèle de la goutte liquide. Ces nombres ont été nommés nombres magiques, et les noyaux ayant ces nombres de protons ou de neutrons sont appelés «noyaux magiques»,

ou «doublement magiques» si le nombre de protons et le nombre de neutrons sont tous deux magiques. La première de ces particularités est une sur-stabilité de ces noyaux par rapport aux noyaux voisins. Ainsi un grand nombre d'isotopes stables ont un nombre magique de protons ou de neutrons. La seconde particularité est une plus grande énergie du premier niveau excité par rapport aux noyaux voisins. Cela signifie que pour passer de l'état fondamental au premier état excité, il faut fournir plus d'énergie que pour la même opération dans un noyau voisin. Comme dans tout système quantique, on connaît le noyau à travers des fonctions d'onde  $\psi$  et des énergies propres  $E$ . Pour les obtenir, on cherche à résoudre l'équation de Schrödinger où  $H$  est l'hamiltonien contenant l'énergie cinétique  $-\frac{\hbar}{2m}\Delta$  et le potentiel d'interaction  $V$  :

$$H\psi = E\psi. \quad (1.3)$$

La particularité du noyau atomique est d'être un système à  $A$  corps ( $1 \leq A \leq 294$ ). Il est donc impossible de résoudre ce système numériquement, sauf dans des cas très particuliers. Le modèle en couches est un cadre qui permet de résoudre l'équation de Schrödinger, pour reproduire les propriétés microscopiques des noyaux, et en premier lieu les nombres magiques.

### 1.1.2.1 Potentiel utilisé pour reproduire les nombres magiques

Le potentiel d'interaction  $V$  doit donc se décomposer en potentiel d'interaction entre chaque paire de nucléons, entre chaque triplet, entre chaque quadruplet, entre chaque quintuplet... c'est-à-dire toutes les combinaisons possibles entre les  $A$  nucléons :

$$\left\{ \sum_{i=1}^A -\frac{\hbar}{2m}\Delta_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{ij} + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k=1}^A V_{ijk} + \dots \right\} \psi_A = E\psi_A. \quad (1.4)$$

Le modèle en couches est une approximation qui permet de découpler et donc résoudre ce système. Au lieu de considérer l'interaction entre chacun des  $A$  nucléons, on considère que chaque nucléon évolue dans un potentiel moyen créé par les  $A - 1$  autres nucléons. Cela revient à résoudre  $A$  équations de Schrödinger indépendantes.

On peut alors réécrire l'hamiltonien sous sa forme découplée :

$$\sum_{i=1}^A \left( -\frac{\hbar}{2m}\Delta_i + V_i \right) + \left( \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{ij} + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k=1}^A V_{ijk} + \dots - \sum_{i=1}^A V_i \right) = H^0 + H_{res}. \quad (1.5)$$

$H_{res}$  est le potentiel résiduel et sera traité comme une perturbation. Une grande partie du travail d'interprétation des données spectroscopiques consiste à trouver le potentiel  $V_i$  adéquat et de comprendre les interactions résiduelles nécessaires pour reproduire les propriétés du noyau.

Le potentiel de Wood-Saxon permet de reproduire à la fois la saturation de la matière nucléaire à l'intérieur du noyau et la diffusivité de la surface du noyau. L'équation de Schrödinger utilisant le potentiel de Wood-Saxon ne peut cependant pas être résolue analytiquement. Le potentiel harmonique dont les paramètres sont ajustés sur des données expérimentales, auquel on ajoute un terme correctif proportionnel au carré du moment angulaire permet une résolution analytique et imite dans sa forme le potentiel de Wood-Saxon :

$$V_{HO}(r) = \frac{1}{2}m\omega^2r^2 - Dl^2. \quad (1.6)$$



$D$  est une constante et  $l$  le moment angulaire.

Pour reproduire les nombres magiques, il faut également ajouter le terme d'interaction spin-orbite :

$$f(r) \vec{l} \cdot \vec{s}. \quad (1.7)$$

Finalement, on obtient :

$$V \sim V_{O-H} - Dl^2 + f(r) \vec{l} \cdot \vec{s}, \quad (1.8)$$

où  $f(r)$  est une fonction radiale,  $\vec{l}$  est le moment angulaire de l'orbite et  $\vec{s}$  le spin intrinsèque du nucléon.

La figure 1.1 représente les niveaux d'énergie dus à ce potentiel. Le principe de Pauli définit le nombre de nucléons possibles dans chaque orbitale, et donc les orbitales accessibles. On voit apparaître des gaps pour les nombres magiques de protons ou de neutrons 2, 8, 20, 28, 50, 82. Lorsqu'un noyau possède un nombre magique de protons (ou de neutrons), il faut une énergie importante pour promouvoir le nucléon dans un état d'énergie plus élevée. Les niveaux où toutes les configurations permises par la condition de Pauli sont occupées par des nucléons sont aussi appelés «fermetures de couche».

Cette vision du noyau ne suffit cependant pas à reproduire toutes les propriétés du noyau : une première raison est qu'à l'intérieur du noyau (in-medium), la particule ne correspond pas au nucléon, mais à une particule correspondante à un mélange et à laquelle nous n'avons pas accès. Il est donc nécessaire d'introduire des corrections, par exemple en ajoutant une charge effective pour la « particule neutron ». C'est pourquoi dans le modèle en couches, on ne parlera pas de nucléon célibataire, mais de particule célibataire. Une autre raison est que certaines interactions résiduelles, telles que l'appariement, ne sont en principe pas prises en compte dans ce modèle. Pour reproduire certaines propriétés, des changements de base ou même des corrections « ad hoc » peuvent être nécessaires.

Aujourd'hui encore, la persistance des nombres magiques pour les noyaux loin de la vallée de stabilité est un sujet de recherche important [Delattre, 2017].

### 1.1.2.2 Reproduction des états excités

Dans les calculs de modèle en couches, certains nucléons forment un cœur inerte et créent le potentiel d'interaction. C'est ce cœur qui va définir quelles sont les orbitales de valence accessibles aux autres nucléons, appelés nucléons de valence. Ces nucléons interagissent entre eux via les interactions résiduelles.

Lorsqu'un noyau a quelques nucléons supplémentaires par rapport à un noyau doublement magique, le choix pertinent pour définir le cœur est de considérer un nombre magique de protons et de neutrons. La promotion d'un nucléon du cœur sur des orbitales d'énergie plus élevées est alors coûteuse énergétiquement et n'interviendra que pour des excitations élevées. Les nucléons, à l'extérieur de ce cœur, correspondent alors à l'espace de valence où sont calculées les interactions.

Lorsqu'un noyau a quelques nucléons en moins par rapport à un cœur doublement magique, il est également possible de considérer le noyau doublement magique comme un cœur, l'espace de valence étant constitué par les trous laissés par l'absence de ces nucléons dans le cœur. Deux ingrédients sont donc nécessaires pour effectuer un calcul «modèle en couches» : les énergies des orbitales accessibles aux particules ou aux trous de valence, et la matrice d'interaction à deux corps. À cause de l'isospin il est nécessaire d'utiliser une

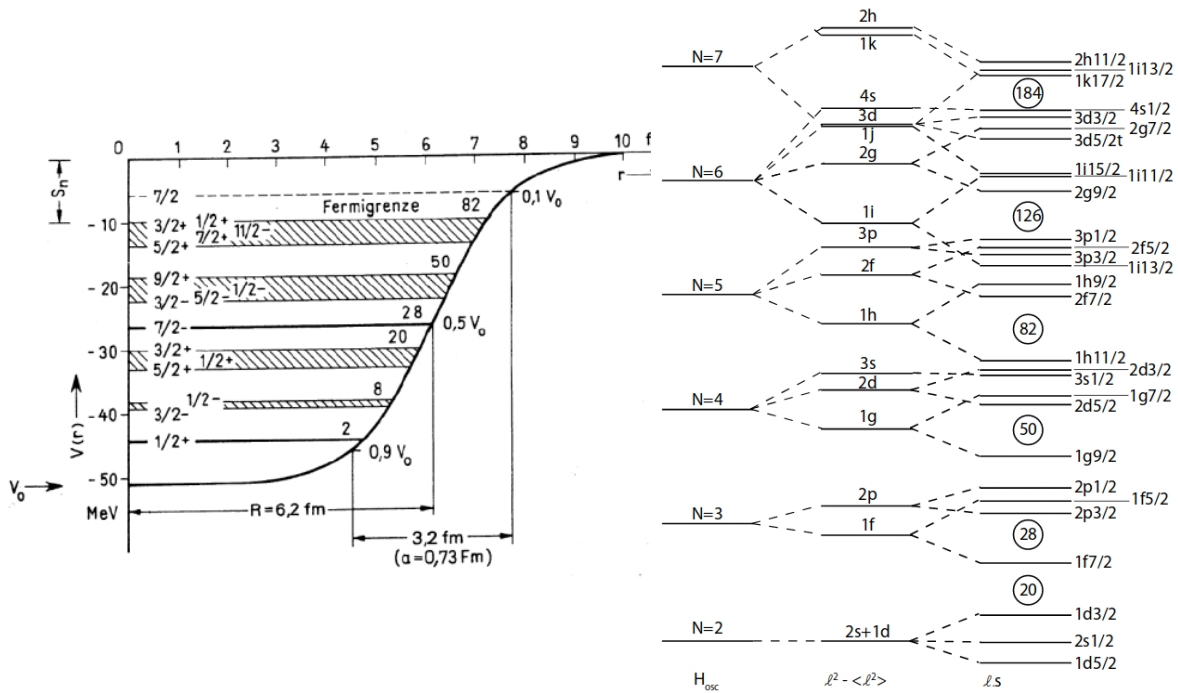


FIGURE 1.1 – Gauche : niveaux d'énergie décrits par un potentiel Wood-Saxon plus spin-orbite pour un noyau de rayon 6.2 fm. Ce potentiel reproduit les principales propriétés du noyau : son rayon  $R$ , sa diffusivité  $a$ , le seuil de séparation neutron  $S_n$ , et les différents niveaux d'énergie ainsi que leurs orbitales. Droite : niveaux d'énergie obtenus en utilisant un potentiel harmonique modifié, mettant en évidence l'apparition des nombres magiques. De gauche à droite, on trouve les couches pures de l'oscillateur harmonique, l'ajout du terme correctif visant à prendre en compte les effets de bord, et enfin les niveaux d'énergie après prise en compte du terme de spin-orbite. Figure issue de la référence [Piot, 2010], inspirée de [Nilsson *et al.*, 1969].

matrice d'interaction différente si les deux particules sont de même nature, ou si l'une est un proton et l'autre un neutron. On obtient également les matrices d'interactions entre trous et particules en appliquant la transformation de Pandya [?]. Dans certains cas, on utilise également des interactions à trois corps.

Les énergies des orbitales peuvent être obtenues en étudiant les niveaux d'énergie des noyaux ayant un seul proton, ou un seul neutron dans l'espace de valence. Par exemple, pour les orbitales protons au-dessus de  $Z = 82$ , on peut utiliser les niveaux d'énergie du  $^{209}_{83}\text{Bi}$ . La matrice d'interaction à deux corps est ce qui permet de calculer les interactions résiduelles entre les nucléons de l'espace de valence. Elle peut être obtenue par des ajustements sur les données expérimentales telles que les niveaux du  $^{210}_{84}\text{Po}$  dont l'espace de valence est constitué de deux protons autour d'un cœur de  $^{208}_{82}\text{Pb}$ .

Les premiers niveaux excités du noyau sont souvent reproduits par promotion de nucléons ou de paires de nucléons de valence dans des états de plus hautes énergies. Lorsque l'excitation devient plus importante, on doit alors promouvoir des particules depuis le cœur vers des niveaux de valence, ce qui augmente l'espace de valence en y ajoutant des trous et des particules supplémentaires. Cependant plus il y a de particules et de trous dans l'espace de valence, plus les interactions résiduelles sont importantes : le traitement des interactions résiduelles comme des perturbations devient alors non pertinent.

Les configurations des particules sont décrites par des bases de nombres quantiques comprenant entre autres le nombre quantique principal, le spin et la parité. Les niveaux d'énergie correspondent à une intégrale au cours du temps de la présence de ces particules dans les diverses configurations. Ainsi chaque état d'énergie, de spin et de parité donnés est un mélange de plusieurs configurations.

Cependant, les niveaux d'énergie observés dans les noyaux ne sont pas uniquement dus à la promotion de nucléons ou de paires de nucléons dans les différents niveaux, mais peuvent être dus à des mouvements collectifs tels que les rotations et vibrations, ou à la création de phonons. Ces états peuvent être vus comme des couplages entre de très grands nombres de configurations.

### 1.1.3 Modèle cluster

Les clusters nucléaires désignent des nucléons formant, dans un noyau, un sous-système localisé spatialement. Les mouvements de ces nucléons sont fortement corrélés. On peut alors considérer le noyau comme une molécule nucléaire composée de plusieurs clusters. Ces clusters peuvent être nommés par le nom du noyau correspondant au nombre de protons et de neutrons du cluster :  $\alpha$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ... Dans cette thèse, nous nous intéressons particulièrement aux clusters  $\alpha$  constitués de deux protons et de deux neutrons.

L'idée de molécule nucléaire est presque aussi vieille que la physique nucléaire elle-même, puisque les premiers modèles de physique nucléaire étaient bâtis sur un assemblage de clusters  $\alpha$ . Dans cette description les particules  $\alpha$  sont placées dans les configurations les plus compactes possible, et les énergies de liaison sont bien reproduites jusqu'au  $^{32}\text{S}$ . Dans cette configuration, on peut définir des nœuds (en anglais *bonds*) correspondant aux nombres de points de contact entre les particules alpha. On s'aperçoit alors (figure 1.2) que l'énergie de liaison du noyau est proportionnelle au nombre de nœuds [Hafstad and Teller, 1938]. Sur ces assemblages de cluster, des neutrons partagés entre différents clusters peuvent être ajoutés afin de reproduire les noyaux riches en neutrons tel que le  $^{17}\text{O}$ .

Parmi les premiers à discuter cette description, Bethe et Bacher [Bethe and Bacher, 2002] relevèrent quatre arguments en faveur de ces modèles : (i) la forte énergie de liai-

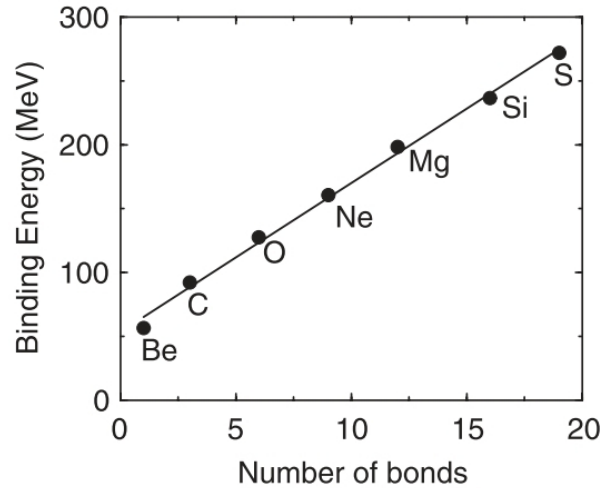


FIGURE 1.2 – Énergie de liaison des noyaux légers dont le nombre de protons et de neutrons est compatible avec une structure en  $\alpha$ . La figure originale est issue de [Hafstad and Teller, 1938], et a été modifiée dans [von Oertzen *et al.*, 2006].

son par nucléon des particules  $\alpha$ , (ii) l'échec des modèles de particules indépendantes (ou approximation de Hartree) à reproduire l'énergie de liaison des particules  $\alpha$  [Hafstad and Teller, 1938], (iii) les fortes énergies de liaison par nucléon des noyaux de  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  par rapport à leurs voisins et (iv) la radioactivité  $\alpha$  dans certains noyaux lourds. Bethe et Bacher imaginèrent une force entre deux particules  $\alpha$  avec un potentiel répulsif à petite et à grande distance, illustrée sur la figure 1.3. Cela permettait de prédire une structure triangulaire pour le noyau de  ${}^{12}\text{C}$  et tétraédrique pour celui de  ${}^{16}\text{O}$ .

### 1.1.3.1 Clusterisation dans les noyaux légers

Le diagramme d'Ikeda (figure 1.4) présente les différentes configurations clusters possibles dans les noyaux légers, d'abord dans les noyaux  $N = Z$ , puis en augmentant le nombre de neutrons [Ikeda *et al.*, 1968]. Il a été complété par Von Oertzen [Von Oertzen, 2001] pour inclure des clusters plus lourds (panneau du milieu) ou du  ${}^{14}\text{C}$  (panneau de droite). La forte déformation induite par ces états clusters donne lieu à des bandes rotationnelles autour du seuil de séparation  $\alpha$ . Lorsque le noyau est constitué d'un cluster lourd ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ...) et d'un cluster  $\alpha$  on peut alors parler de configuration « cœur +  $\alpha$  ».

### 1.1.3.2 Lien entre le modèle cluster et le modèle en couches

L'appariement entre deux nucléons (ou *pairing*) peut souvent être intégré dans l'hamiltonien du modèle en couches. Cependant lorsque les interactions entre un nombre de nucléons supérieur à 2 sont trop fortes pour être traitées comme des perturbations, on doit utiliser un modèle dit «cluster» pour prendre en compte ces interactions qui entrent en compétition avec le potentiel central. Dans cette description, nous considérons le cas d'un noyau constitué de deux clusters, l'un étant beaucoup plus lourd que l'autre et pouvant être considéré comme un cœur. Cela revient à considérer séparément les interactions entre les nucléons de chaque cluster et à négliger les interactions entre des nucléons appartenant à deux clusters différents. Ensuite on calcule les interactions entre chacun des clusters.

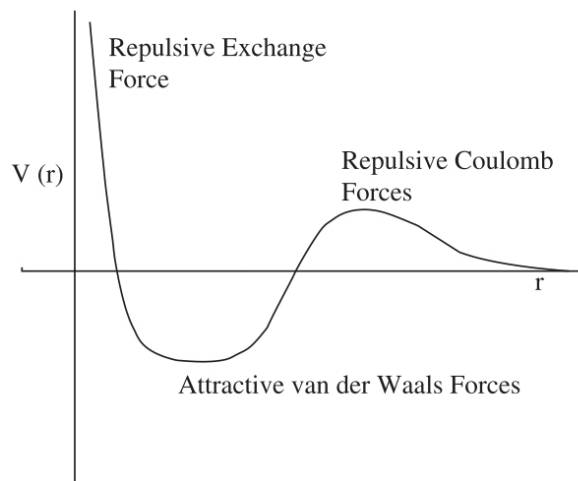


FIGURE 1.3 – Représentation de l’interaction entre deux particules  $\alpha$ , dans les modèles de Bethe et Bacher, et de Hafstad et Teller. La figure originale est issue de [Hafstad and Teller, 1938], et a été modifiée dans [von Oertzen *et al.*, 2006].

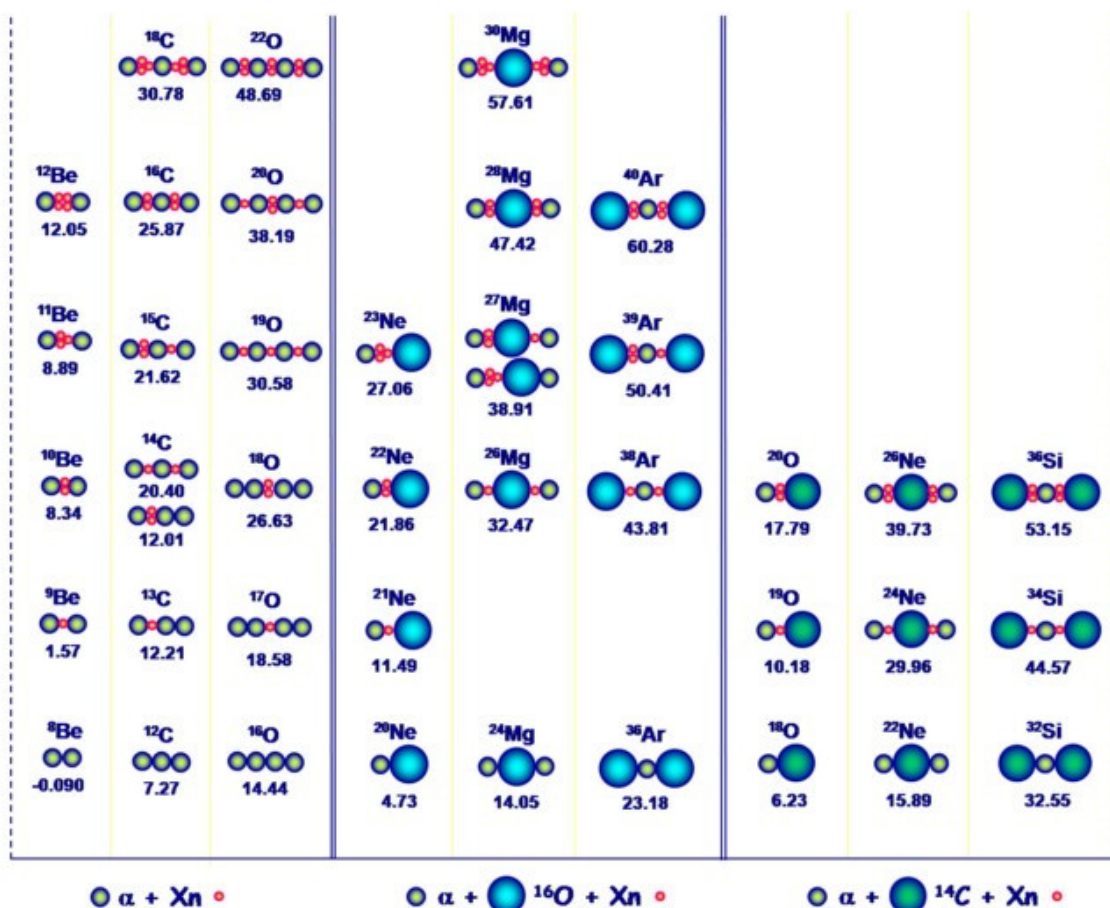


FIGURE 1.4 – Diagramme d’Ikeda, étendu par Von Oertzen aux noyaux riches en neutrons. Ce diagramme est une illustration schématique des structures nucléaires moléculaires dans les noyaux légers. Les seuils d’énergie où ces configurations peuvent exister sont indiqués en MeV au-dessous de chaque noyau. La figure est issue de [Beck *et al.*, 2011].

Souvent on utilisera un modèle mixte, où les fonctions d'onde seront des combinaisons linéaires du modèle cluster et du modèle en couches.

### 1.1.3.3 Modèle cluster

Les modèles clusters étudiés ici consistent à décomposer l'hamiltonien en deux termes, l'un correspondant au centre de masse et l'autre au mouvement relatif entre le cœur et le cluster  $\alpha$ .

On note  $A$  la masse du noyau composé d'un cœur de masse  $A_1$  et d'un cluster de masse  $A_2$ . On écrit en coordonnées sphériques l'équation du mouvement relatif entre les deux clusters dans un potentiel central  $V(r)$  [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973] :

$$H\Psi(\vec{r}') = \left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(\vec{r}') \right] \Psi(\vec{r}') = E\Psi(\vec{r}') \quad (1.9)$$

avec  $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$  la masse réduite et  $V(\vec{r}')$  le potentiel d'interaction cœur-cluster,  $E$  une valeur propre de l'hamiltonien et  $\psi$  une fonction propre.

En coordonnées sphériques, l'opérateur hamiltonien s'écrit :

$$H = -\frac{\hbar}{2\mu r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r + \frac{1}{\mu r^2} L^2 + V(r), \quad (1.10)$$

où  $r$ ,  $\vec{L}^2$  et  $V$  sont les opérateurs usuels. Le nombre quantique  $n$  représente le nombre de nœuds dans la fonction d'onde radiale.  $L$  est l'opérateur de moment angulaire et  $l$  est sa valeur propre. On obtient donc :

$$\left[ -\frac{\hbar}{2\mu r} \frac{d^2}{dr^2} r + \frac{L^2}{2\mu r^2} + V(r) \right] \Psi(\vec{r}') = E\Psi(\vec{r}'), \quad (1.11)$$

Les trois composantes de  $L$  et  $L^2$  commutant avec  $H$  et avec tous les opérateurs agissants sur les composantes radiales, on peut isoler l'équation radiale (équation 1.12) et la partie angulaire (équation 1.13) :

$$\left[ -\frac{\hbar}{2\mu r} \frac{d^2}{dr^2} r + \frac{l(l+1)}{2\mu r^2} + V(r) \right] \varphi_{nl}(r) = E_{nl}\varphi(r) \quad (1.12)$$

$$\Psi(\vec{r}') = \frac{\varphi_{nl}(r)}{r} Y_{LM}(\theta, \phi) \quad (1.13)$$

Intéressons-nous maintenant à l'équation radiale : le terme  $\frac{L^2}{2\mu r^2}$  peut être vu comme un potentiel centrifuge, parfois appelé potentiel de Langer. On pourra donc écrire  $V_L = \frac{L^2}{2\mu r^2}$ . Le potentiel d'interaction peut se décomposer en un potentiel coulombien et un potentiel nucléaire :  $V(r) = V_C(r) + V_n(r)$ . Le potentiel coulombien peut-être décrit simplement en considérant une charge homogène pour le cœur et une charge ponctuelle périphérique correspondant au cluster. Dans la littérature, on trouve divers potentiels nucléaires  $V_N(r)$  qui reproduisent plus ou moins bien les propriétés de la molécule nucléaire.

### 1.1.4 Approche auto consistante

L'approche auto consistante, ou méthode Hartree-Fock, est une méthode itérative visant à reproduire les propriétés macroscopiques du noyau (densité de matière nucléaire, masse, rayon...) et les propriétés locales (énergies, spins et parités des états).

Nous définissons la fonction d'onde d'un nucléon  $\phi_b$  occupant une orbitale, et  $\epsilon_b$  sa valeur propre. On a alors  $H\phi_b(r) = \epsilon_b\phi_b(r)$ , et on écrit l'équation Hartree-Fock de la forme suivante :

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\Delta\phi_b(r) + U_H(r)\phi_b(r) - \int U_F(r,r')\phi_b(r')dr' = \epsilon_b\phi_b(r) \quad (1.14)$$

$U_H(r) = \sum_{b \in F} \int \phi_b^*(r')V(r,r')\phi_b(r')dr'$  est le terme de Hartree qui néglige les interactions entre nucléons, et qui affecte le mouvement des nucléons.

$U_F(r) = \sum_{b \in F} \phi_b^*(r')V(r,r')\phi_b(r)$  est le terme de Fock visant à prendre en compte l'antisymétrie de deux nucléons identiques qui ne peuvent être dans la même orbitale (principe de Pauli).

Ces deux termes contiennent le potentiel d'interaction nucléon-nucléon  $V(r,r')$ . On pourra citer l'interaction de Skyrme *SLy4* [Chabanat *et al.*, 1998] et l'interaction *DD - ME2* qui prend en compte les effets relativistes [Lalazissis *et al.*, 2005].

L'équation 1.14 est résolue en fixant les valeurs de  $U_H$  et  $U_F$  afin d'obtenir une nouvelle fonction d'onde  $\phi_b$  qui est réinjectée dans l'équation 1.14 et dans les définitions de  $U_H(r)$  et  $U_F(r)$ . Cette opération sera répétée jusqu'à ce que la valeur de l'énergie propre  $\epsilon_i$  ait convergé. L'appariement des nucléons n'est pas pris en compte. Il est cependant possible d'inclure cet effet, par exemple grâce au formalisme BCS [Heyde, 1994].

#### 1.1.4.1 Time Dependent Hartree-Fock

Inclure la dimension temporelle dans les calculs Hartree Fock permet de calculer des probabilités de transfert et les énergies d'excitation dans une réaction. Le principal inconvénient est que le passage de la barrière coulombienne par effet tunnel ne peut pas être pris en compte. La réaction de fusion n'est donc pas prise en compte lorsque l'énergie de la réaction est inférieure à la barrière coulombienne. Dans le cas contraire, seule la réaction de fusion est obtenue.

#### 1.1.4.2 Approche microscopique des états clusters

Le phénomène de clustering a principalement été découvert dans les noyaux légers, à des énergies proches du seuil d'émission  $\alpha$ . Cependant, puisque la formation des clusters doit provenir de l'interaction nucléon-nucléon, la signature de ces états clusters doit aussi être visible dans l'état fondamental des noyaux, par exemple via la déformation [Arumugam *et al.*, 2005]. Les modèles clusters proposent d'assumer a priori la forme cluster, puis de calculer les interactions résiduelles. Il est également possible de se baser sur une description microscopique, à partir d'une fonction de densité d'énergie (EDFs) [Ebran *et al.*, 2012].

Cette seconde approche permet de calculer la densité de matière nucléaire dans l'état fondamental des noyaux, comme le montre la figure 1.5 calculée avec deux interactions différentes, la première des deux incluant les effets relativistes. La première interaction incluant correctement les effets de spin-orbite permet de calculer les états clusters (figure 1.5 (a)), la seconde interaction ne les reproduisant pas (figure 1.5 (b)) [Ebran *et al.*, 2012].

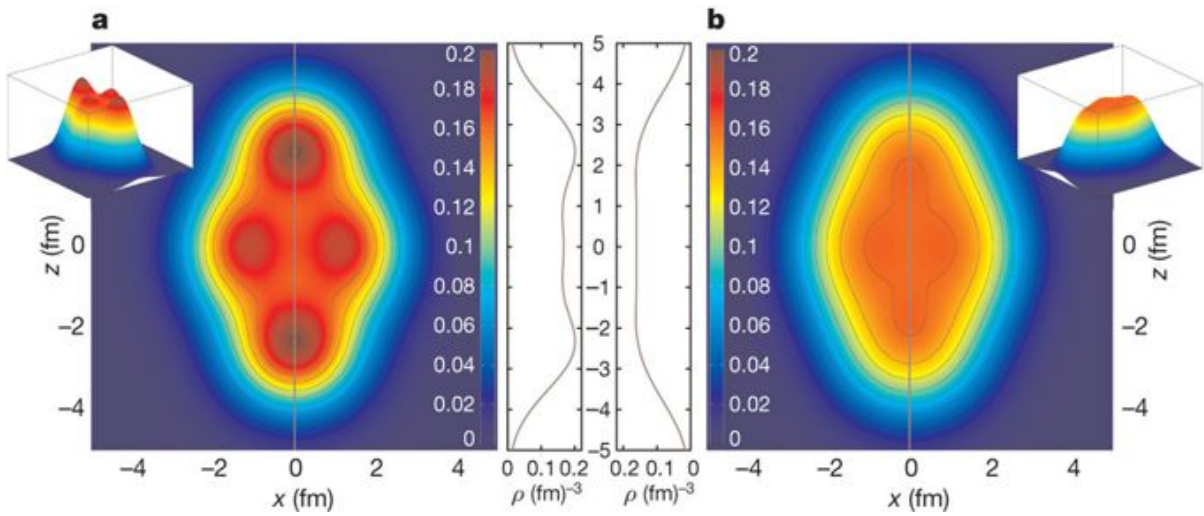


FIGURE 1.5 – Densité de matière nucléaire dans le noyau de  $^{20}\text{Ne}$ , calculée avec la fonction de densité d'énergie relativiste DD-ME2 (figure a) et avec la fonction non relativiste Skyrme SLy4 (figure b). Les densités (en  $\text{fm}^{-3}$ ) sont dessinées dans le plan  $x - z$  du référentiel intrinsèque qui coïncide avec l'axe principal du noyau, et  $z$  choisi comme axe de symétrie. Les inserts montrent les densités tridimensionnelles correspondantes, selon l'axe  $x = 0$ . La figure est issue de [Ebran *et al.*, 2012].

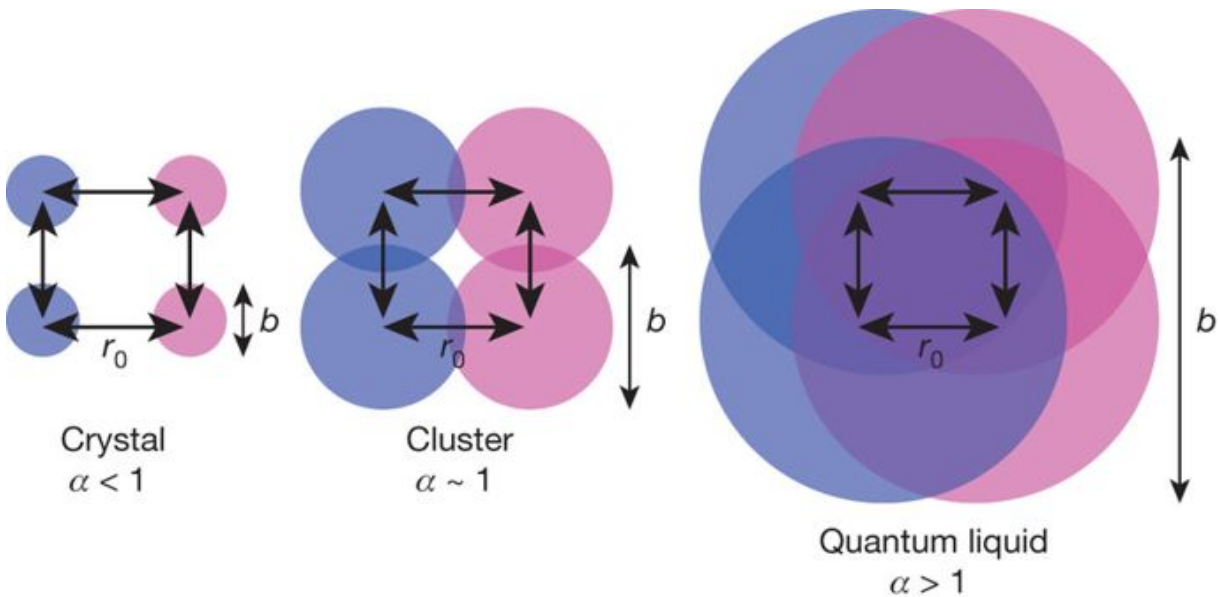


FIGURE 1.6 – Illustration schématique du passage d'une phase cristalline à une phase liquide dans un système fermionique, incluant la phase cluster. Le paramètre de localisation sans dimension  $\alpha = b/r_0$ , où  $b$  est la dispersion de la fonction d'onde du fermion et  $r_0$  la distance typique inter fermion, quantifie le clustering. La figure est issue de [Ebran *et al.*, 2012].



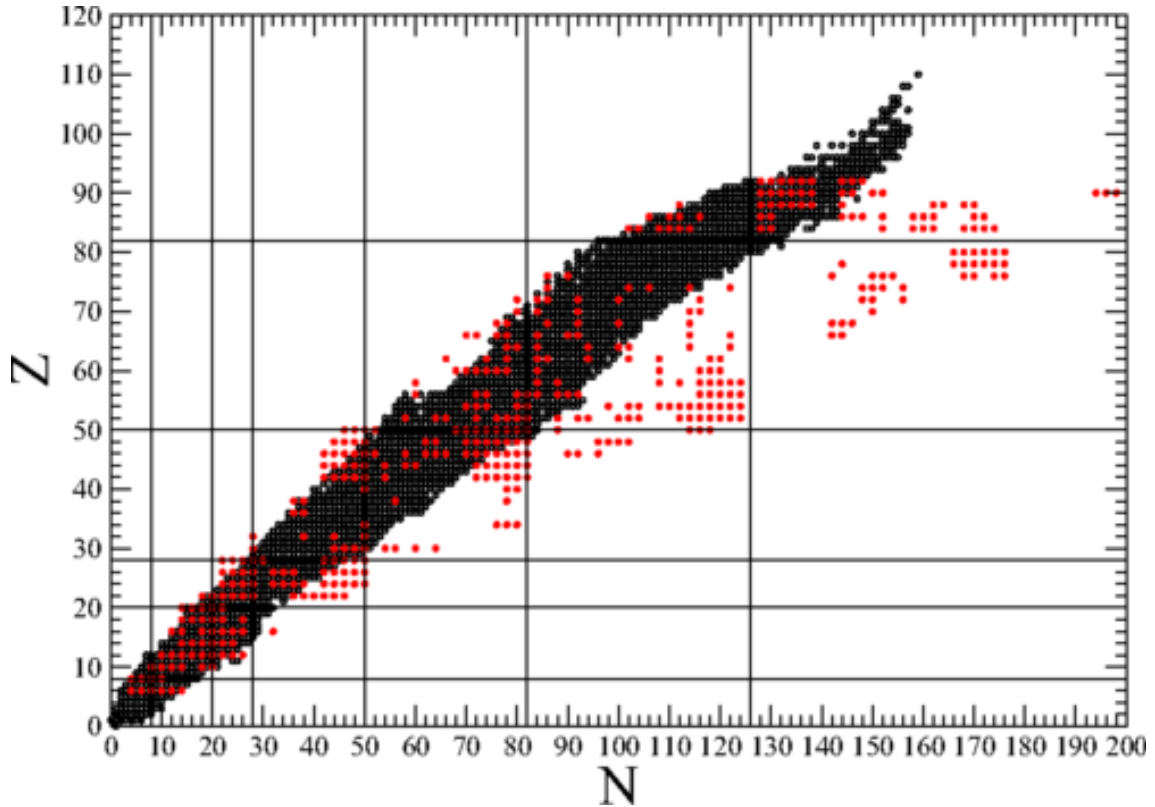


FIGURE 1.7 – Calculs prédisants (cercles rouges) les noyaux dont les fonctions d’onde des particules individuelles dans l’espace de valence ont des dispersions radiales faibles. La carte en noir représente, dans le plan  $N, Z$ , tous les noyaux connus. La figure est issue de [Ebran *et al.*, 2018].

On peut classer les systèmes fermioniques selon qu’ils se présentent dans une phase cristalline, ou bien une phase liquide. Pour cela, on définit le paramètre sans dimension  $\alpha = b/r_0$ , où  $b$  est la dispersion de la fonction d’onde du fermion et  $r_0$  la distance typique inter fermion. Si  $\alpha < 1$ , on sera dans une phase cristalline, les nucléons étant bien distincts et séparés spatialement. Si  $\alpha > 1$ , la fonction d’onde fermionique sera plus grande que la distance internucléon, et la phase sera liquide. Enfin si  $\alpha \sim 1$ , on sera dans une phase cluster.

Dans les noyaux lourds, les fonctions d’onde individuelles des nucléons sont largement délocalisées, le nombre quantique principal étant supérieur à 1 ( $n > 1$ ). Cependant dans l’espace de valence de certains nucléons, il est possible d’obtenir  $\alpha \sim 1$  si les nucléons de valence sont sur des états de Nilsson provenant de niveaux  $n = 1$  [Ebran *et al.*, 2018]. Le calcul de la dispersion des fonctions d’onde des particules individuelles dans l’espace de valence des noyaux permet de retrouver les noyaux susceptibles de contenir des états clusters, représentés sur la figure 1.7. Le  $^{212}\text{Po}$  fait bien partie de ces noyaux, avec les orbitales  $1h_{9/2}$  en neutrons et  $1g_{7/2}$  en protons, représentées sur la figure 1.1 (droite).

## 1.2 Réactions de transfert

### 1.2.1 Réactions directes

Une réaction directe est une réaction nucléaire où il n'y a qu'une étape entre l'état initial avant la réaction, et l'état final. À l'opposé, on trouve les réactions de fusion-évaporation ou fusion-fission dans lesquels il y a création d'un noyau composé dont la durée de vie peut aller jusqu'à  $10^{-15}$  seconde. On peut également qualifier de directes les réactions ayant un nombre très limité d'étapes, par exemple un couplage entre plusieurs voies. Au premier ordre les deux noyaux impliqués dans la réaction suivent une trajectoire coulombienne et échangent, au passage, de l'énergie, du moment angulaire ou des nucléons. Cette réaction est donc très rapide, typiquement  $10^{-21}$  seconde [Valentin, 1982].

Parmi les réactions directes, la réaction de transfert consiste à transférer un ou plusieurs nucléons vers ou depuis le noyau cible. Du fait de l'absence de recombinaison du noyau produit, cette réaction est un excellent outil spectroscopique. Par exemple, la réaction de transfert d'un proton sur un noyau de  $^{208}\text{Pb}$ , à l'aide d'un faisceau suffisamment énergétique, peuplera uniquement les états particules individuelles du  $^{209}\text{Bi}$  bâtis sur un cœur de  $^{208}\text{Pb}$ , considéré comme «gelé» durant la réaction [Valentin, 1982]

### 1.2.2 Modèle optique et DWBA

Les réactions directes ont principalement lieu à la surface des noyaux, mais l'interaction a lieu avec tout le volume de matière nucléaire. Pour calculer, grâce à l'équation de Schrödinger, les probabilités de réaction, on va utiliser un modèle optique, où l'on attribue un potentiel optique complexe  $U$  au milieu nucléaire. La partie réelle, notée  $V$ , de cet indice est liée au potentiel moyen du système étudié et la partie imaginaire, notée  $W$  correspond à toutes les voies de réactions qui absorbent les ondes incidentes et les ondes sortantes du noyau :

$$U = V + iW. \quad (1.15)$$

Pour déterminer les sections efficaces des réactions directes et leurs distributions angulaires, on peut utiliser l'approximation des «ondes distordues», dans le cadre de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation). L'approximation de Born consiste à considérer uniquement l'onde incidente et l'onde sortante, et une seule interaction dans tout le volume du noyau. De plus, on considère que les fonctions d'ondes sont peu différentes des fonctions d'ondes de diffusions élastiques. Les événements observables sont ceux qui n'ont pas été absorbés par le potentiel optique. Par exemple pour une réaction  $^{58}\text{Ni}(d, p)^{59}\text{Ni}$ , on utilise la fonction d'onde d'un deuteron qui s'atténue dans le potentiel optique ( $^{58}\text{Ni} - d$ ). Puis c'est la fonction d'onde du proton qui évolue dans le potentiel optique  $^{59}\text{Ni} - p$ . La probabilité de la réaction correspond à la fonction d'onde non absorbée par le potentiel. Les potentiels optiques sont obtenus préalablement par des réactions de diffusions élastiques [Valentin, 1982].

### 1.2.3 Calculs en voies couplées (CRC)

Dans la plupart des réactions de transfert, le processus direct (en une seule étape) est beaucoup plus favorable qu'un processus en plusieurs étapes. Il arrive cependant que des processus en plusieurs étapes aient une amplitude similaire au processus direct. Par exemple, les niveaux  $2^+$  de  $^{120}\text{Sn}$  et du  $^{122}\text{Sn}$  sont de natures très similaires. Pour calculer

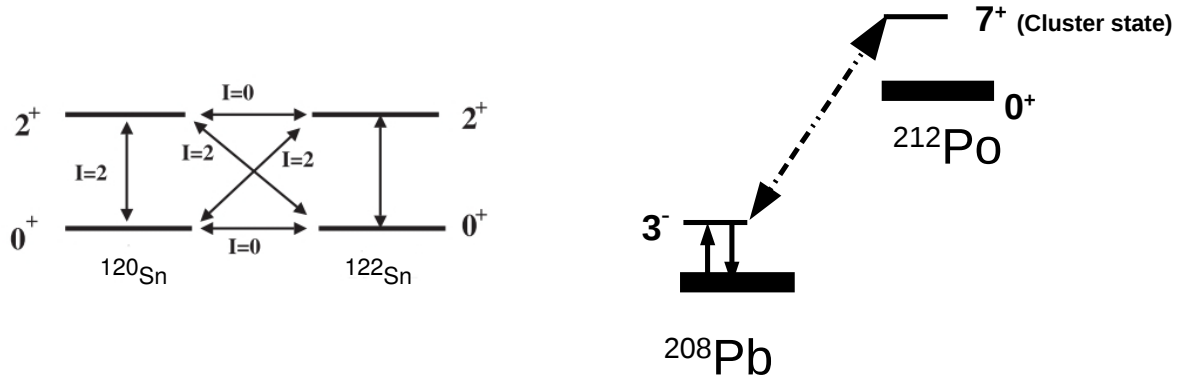


FIGURE 1.8 – Gauche : illustration des couplages pertinents pour le calcul des sections efficaces vers le niveau fondamental et vers le niveau  $0^+$  de  $^{122}\text{Sn}$  dans la réaction  $^{120}\text{Sn}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{122}\text{Sn}$ . Figure modifiée, issue de [von Oertzen and Vitturi, 2001].

Droite : Illustration d'un des couplages utilisés dans les calculs de sections efficaces vers un niveau de parité non naturelle du  $^{212}\text{Po}$ .

les probabilités de transfert pour la réaction  $^{120}\text{Sn}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{122}\text{Sn}$ , vers le niveau fondamental et le niveau  $2^+$  de  $^{122}\text{Sn}$ , il est donc nécessaire de prendre en compte les couplages entre les deux niveaux  $2^+$  [von Oertzen and Vitturi, 2001]. Les différents couplages sont illustrés sur la figure 1.8 (gauche).

Dans notre étude sur le  $^{212}\text{Po}$ , nous étudions le peuplement des niveaux de parité non naturelle par transfert d'une particule  $\alpha$  par la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{212}\text{Po}$ . La conservation de la parité ne permet pas de peupler directement ces états depuis le niveau  $0^+$  du  $^{208}\text{Pb}$ . Ainsi tout calcul de section efficace vers ces niveaux doit prendre en compte des couplages, par exemple avec le niveau octupolaire  $3^-$  du  $^{208}\text{Pb}$ . Ce couplage est illustré sur la figure 1.8 (droite). Une meilleure connaissance de la nature des états du  $^{212}\text{Po}$  permettrait d'inclure d'autres couplages dans ces calculs.

La méthode DWBA ne permet pas de calculer ces réactions en plusieurs étapes. Il faut donc utiliser une méthode en voies couplées (appelé *Coupled Reaction Channels* ou CRC en anglais). On obtient donc un système d'équations à résoudre qui comprend de nombreux paramètres pour chaque couplage. Il est nécessaire de bien connaître la structure des noyaux, et en particulier la nature des états considérés pour que les résultats soient pertinents. Ces calculs doivent donc être utilisés avec prudence en évitant d'invoquer des couplages «ad hoc» pour expliquer des résultats expérimentaux [von Oertzen and Vitturi, 2001]. Dans cette thèse, des calculs ont été effectués par J. R. Lubian pour la population des états de parité non naturelle du  $^{212}\text{Po}$ . Des couplages avec le niveau octupolaire  $3_1^-$  du  $^{208}\text{Pb}$ , et avec le niveau  $2_1^+$  du  $^8\text{Be}$  ont été utilisés. Les calculs en voies couplées ont déjà été utilisés pour le transfert de particule  $\alpha$  dans un système léger ( $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$ ) [Ferreira *et al.*, 2019]. C'est donc, à notre connaissance, la première fois que ce modèle est utilisé pour le transfert de particule  $\alpha$  dans un noyau lourd. Les résultats de ces calculs sont donc à interpréter avec prudence.

### 1.3 Transitions entre les différents niveaux d'énergie

Dans une approche classique, lorsqu'on veut connaître les propriétés électriques ou magnétiques d'un objet, on peut mesurer le champ électrique et magnétique à l'aide d'une charge et d'un courant test d'intensité faible par rapport à ceux de l'objet testé. Cela est

possible, car l'action de cette charge ou de ce courant sur l'objet étudié est négligeable. Pour l'étude des noyaux, on peut ainsi déterminer la répartition des charges dans l'état fondamental d'un noyau stable grâce à un faisceau d'électrons. Pour les noyaux instables, pour l'étude des niveaux excités non isomériques, et pour les propriétés plus fines du noyau, cette approche n'est pas possible. Tout d'abord à cause des faibles durées de vie, mais aussi, car un objet quantique sera toujours modifié par la mesure. Ainsi les caractéristiques fines d'un noyau ne sont généralement pas directement observables. Seules ses transitions entre ses états vont l'être, grâce à l'émission d'une particule ou d'un rayonnement. Nous nous focaliserons sur les transitions électromagnétiques, c'est-à-dire sur les émissions de rayonnement gamma dont la détection et l'analyse font l'objet de cette thèse.

### 1.3.1 Transition électromagnétique

Une transition électromagnétique dans un noyau est une transition entre un état initial  $|i\rangle = |J_i M_i (0\gamma)\rangle$  comprenant le noyau dans un état quantique donné et un état final  $|f\rangle = |J_f M_f (1\gamma)\rangle$  comportant un photon  $\gamma$  et le noyau dans un autre état quantique. Dans cet état final, il y a émission d'un photon  $\gamma$  et l'opération n'est pas réversible. Le photon  $\gamma$  emporte la différence d'énergie, de moment angulaire et de parité qui existe entre l'état initial et l'état final du noyau.

Comme pour tout phénomène quantique, il n'est pas facile de décrire l'origine quantique d'un rayonnement électromagnétique dans les noyaux à l'aide de mots issus de l'approche classique. Les mathématiques donnent une description de ce phénomène, mais il est nécessaire de se rappeler qu'il s'agit toujours d'une interprétation incluant de nombreuses approximations. Nous avons fait le choix de ne pas rentrer dans les détails calculatoires de ces interprétations, car une description exhaustive n'est pas nécessaire à la compréhension de cette thèse. Mais il paraît nécessaire de comprendre au moins qualitativement comment les observables issues de ces rayonnements  $\gamma$  sont reliées à la structure des noyaux. Pour une compréhension plus détaillée de l'origine de ces transitions électromagnétiques, on pourra se référer à [de Shalit and Herman, 1974] et [Ring and Schuck, 1980].

Une manière simplifiée de comprendre ces interactions est de considérer l'interaction du noyau avec des champs électriques et magnétiques externes. Ces champs sont en réalité créés par le noyau lui-même. Le système «noyau et champ électrique» est alors décrit par un potentiel  $A_\mu = (\Phi, A)$  et un hamiltonien :

$$H = H_{nucl} + H_{champ} + H_{int}.$$

$H_{nucl}$  est l'hamiltonien du noyau tel que décrit par un modèle,  $H_{champ}$  est le champ électrique externe et  $H_{int}$  est l'hamiltonien d'interaction entre le champ et le noyau. Ce dernier dépend de la densité de charge, et de la densité de courant comprenant une part due au déplacement des protons et une autre due à la distribution des moments angulaires des nucléons dans le noyau. Cet hamiltonien d'interaction ne commute pas avec le nombre de photons. Il est donc dépendant du temps et responsable de transitions entre des états initiaux et finaux avec absorption ou émission de photons  $\gamma$ .

### Probabilité de transition et structure du noyau

La durée de vie  $T$  des niveaux d'énergie des noyaux est une observable très utilisée. On obtient alors la probabilité de transition avec  $\tau = \frac{1}{T}$ . Sans autre information, cette probabilité est peu utile à la compréhension d'un phénomène physique en particulier puisqu'elle mélange tous les types de décroissance. Considérons un niveau qui peut décroître

par photon  $\gamma$ , par conversion électronique et par émission de particule. Les probabilités de transition associées sont  $\tau_\gamma$ ,  $\tau_{ec}$  et  $\tau_p$ . On relie souvent le taux de transition électromagnétique et la conversion électronique par la relation  $\tau_{ec} = \alpha\tau_\gamma$  où  $\alpha$  est le coefficient de conversion électronique.  $\tau_p$  et  $\tau$  sont en général reliés par le rapport de branchement  $b$ , donnant la relation  $\tau_p = \tau \times b$ . La durée de vie partielle  $T_\gamma$  du niveau se désexcitant par la transition électromagnétique est donnée par la relation

$$T_\gamma = \frac{T(1 + \alpha)}{1 - b}. \quad (1.16)$$

Dans la partie suivante, nous nous attacherons à relier cette durée de vie partielle à la structure du noyau.

### Unités de Weisskopf

La probabilité d'une transition électromagnétique entre un état initial  $|i\rangle = |I_i M_i (0\gamma)\rangle$  et un état final  $|f\rangle = |I_f M_f (1\gamma)\rangle$  dépend du recouvrement des fonctions d'onde initiales et finales par l'interaction décrite par l'hamiltonien  $H_{int}$  [Ring and Schuck, 1980, de Shalit and Herman, 1974]. Elle dépend aussi de  $g(k)$ , la densité d'états par unité d'énergie autour du niveau final. Au premier ordre, la probabilité de transition s'écrit :

$$\tau_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 g(k). \quad (1.17)$$

Pour obtenir la densité d'états  $g(k)$ , on modélise le noyau par une sphère conductrice de rayon  $R$ . Les conditions aux limites des équations électromagnétiques imposent que le champ électrique transverse et le champ magnétique perpendiculaire à la surface du noyau soient nuls. Seules les fonctions d'onde répondant à ces conditions peuvent exister, ce qui donne une estimation de la densité d'états par unité d'énergie, décrite par l'équation 1.18.  $\Delta E(k)$  est l'écart en énergie moyen entre deux niveaux :

$$g(k) = \frac{1}{\Delta E(k)} = \frac{R}{\hbar c \pi}. \quad (1.18)$$

L'hamiltonien d'interaction va alors être factorisé pour obtenir  $\widehat{\mathcal{M}}$ , l'opérateur de transition multipolaire, dépendant des nombres quantiques  $k$  (vecteur d'onde),  $I$  (moment angulaire) et  $m$  (projection du moment angulaire). Le nombre quantique  $\lambda$  renseigne sur le caractère électrique ou magnétique de la transition.  $\langle I_f M_f | \widehat{\mathcal{M}}(\lambda k I m) | I_i M_i \rangle$  correspond donc à la décomposition de la transition en différents multipôles ( $E0, E1, E2, E3...$  pour les transitions électriques et  $M1, M2, M3...$  pour les transitions magnétiques). L'approximation des grandes longueurs d'onde consiste à considérer que les longueurs d'onde sont très grandes, comparées au rayon du noyau. Elle permet de développer  $\widehat{\mathcal{M}}(\lambda k I m)$  en fonctions de Bessel puis de négliger tous les termes dépendant de  $k$ . La probabilité de transition est alors donnée par :

$$\tau_{fi}(\lambda; I m) = \frac{8\pi(I+1)}{\hbar I((2I+1)!!)} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2I+1} |\langle I_f M_f | \widehat{\mathcal{M}}(\lambda I k m) | I_i M_i \rangle|^2. \quad (1.19)$$

Excepté pour les mesures de polarisation, il n'est pas possible de distinguer expérimentalement les différentes orientations du moment angulaire. La probabilité de transition d'une multipolarité donnée est donc obtenue en sommant les probabilités de transition

$T(E1) = 1.587 \times 10^{15} E^3 B(E1)$	$B_{sp}(E1) = 6.446 \times 10^{-2} A^{2/3}$
$T(E2) = 1.223 \times 10^9 E^5 B(E2)$	$B_{sp}(E2) = 5.940 \times 10^{-2} A^{4/3}$
$T(E3) = 5.698 \times 10^2 E^7 B(E2)$	$B_{sp}(E3) = 5.940 \times 10^{-2} A^2$
$T(E4) = 1.694 \times 10^{-4} E^9 B(E2)$	$B_{sp}(E4) = 6.285 \times 10^{-2} A^{8/3}$
$T(M1) = 1.779 \times 10^{13} E^3 B(M1)$	$B(M1) = 1.790$
$T(M2) = 1.371 \times 10^7 E^5 B(M2)$	$B(M2) = 1.650 A^{2/3}$
$T(M3) = 6.387 \times 10^0 E^7 B(M3)$	$B(M3) = 1.650 A^{4/3}$
$T(M4) = 1.899 \times 10^{-6} E^9 B(M4)$	$B(M4) = 1.746 A^2$

TABLE 1.1 – Probabilités de transition  $T(s^{-1})$  exprimées en fonction des probabilités de transition réduites  $B(E)$  et  $B(M)$ , respectivement en  $e^2(fm)^{2I}$  et en  $\mu_N^2(fm)^{2I-2}$ .  $A$  désigne le nombre de nucléons du noyau, et  $E$  l'énergie de la transition exprimée en MeV.

depuis toutes les valeurs de  $m$  initiales et finales, en utilisant une distribution statistique. Cette somme est effectuée grâce au théorème de Wigner-Eckart :

$$\tau_{fi}(\lambda; kIm) = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{m_i, m_f, m} T_{fi}(\lambda, Im).$$

On obtient alors :

$$\tau_{fi}(\lambda; I) = \frac{8\pi(I+1)}{\hbar I((2I+1)!!)} \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2I+1} B(\lambda I, I_i \rightarrow I_f).$$

Les  $B(\lambda)$  définis par les équations 1.20 et 1.21 appelées probabilités de transition réduites, contiennent toutes les informations concernant la fonction d'onde, et aucune information concernant la cinématique (taille du noyau, et densité d'état) :

$$B(EI, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f M_f | \widehat{Q}_I | I_i M_i \rangle|^2 \quad (1.20)$$

$$B(MI, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f M_f | \widehat{M}_I | I_i M_i \rangle|^2. \quad (1.21)$$

Les opérateurs  $\widehat{Q}$  et  $\widehat{M}$  sont les développements de l'opérateur multipolaire  $\widehat{\mathcal{M}}$  pour les transitions électriques et magnétiques. Leurs expressions peuvent être trouvées dans la littérature [Ring and Schuck, 1980]. Ces expressions définissent les règles de sélection, c'est-à-dire les transitions possibles d'un point de vue de la conservation des nombres quantiques, entre l'état initial et l'état final.

Ces équations peuvent être facilement résolues dans une base sphérique pour des transitions où une seule particule est impliquée. On obtient alors la probabilité réduite de transition due à une particule  $B(\lambda)_{sp}$ , et le temps de vie partiel correspondant grâce à l'équation 1.19. Les équations correspondantes sont notées dans le tableau 1.1 .

On peut alors comparer ces valeurs à celles obtenues expérimentalement par la mesure du temps de vie. Lorsque le rapport  $\frac{B(\lambda_{exp})}{B(\lambda_{sp})}$  est grand, cela signifie que la transition implique des excitations collectives ou des déformations du noyau. Cependant, pour que la comparaison soit valable, il faut que les orbites permettant les transitions à une particule existent. C'est évidemment le cas pour les transitions quadrupolaires, donc les transitions dues à une particule ont typiquement des probabilités réduites réduites d'environ  $B(E2) \sim 1$  W.u. (unités de Weisskopf). En revanche, pour les transitions dipolaires électriques, il n'existe pas d'orbitales permettant ces transitions dues à une particule dans les

N	HF (N=128)
${}_{90}\text{Th}$	1.4
${}_{88}\text{Ra}$	1.8
${}_{86}\text{Rn}$	2.2
${}_{84}\text{Po}$	2.3

TABLE 1.2 – Facteurs d’empêchement (appelé *Hindrance Factor* ou *HF* en anglais) définis dans le texte pour l’isotone  $N = 128$ . D’après la référence [Astier *et al.*, 2010a].

espaces de valence étudiés. Ainsi, les valeurs typiques des probabilités de transitions dipolaires dans cette région de masse sont typiquement de l’ordre de  $B(E1) = 10^{-6}$  W.u.

### 1.3.2 Émission $\alpha$

L’émission  $\alpha$  est le mode de décroissance majoritaire des noyaux lourds. Ces noyaux décroissent depuis le niveau fondamental (et plus rarement depuis des niveaux excités). La paramétrisation de Geiger-Nuttal établit une corrélation entre la demi-vie du noyau et l’énergie de la particule  $\alpha$  émise :

$$\log_{10}(T_{1/2}) = aE_{\alpha}^{-1/2} + b. \quad (1.22)$$

Les paramètres  $a$  et  $b$  sont obtenus par un ajustement sur les paramètres expérimentaux et sont spécifiques à chaque région de la carte des noyaux séparés par des nombres magiques de neutrons. Cette équation correspond principalement à la probabilité pour la particule  $\alpha$  de traverser la barrière coulombienne par effet tunnel [Buck *et al.*, 1990].

Il est intéressant d’étudier plus particulièrement la région  $N > 126$  pour comprendre la décroissance du  ${}^{212}\text{Po}$ . Les valeurs  $a$  et  $b$  ont été obtenues [Astier *et al.*, 2010a] pour les séries isotopiques du Thorium, du Radium, du Radon et du Polonium entre  $N = 130$  et  $N = 136$ . L’ajustement visible sur la figure 1.9 fonctionne avec toutes les données.

Cependant, les noyaux correspondants à  $N = 128$  ont des durées de vie plus longues que prédites par cette loi, montrant la plus grande difficulté à former une particule  $\alpha$  lorsque seuls deux neutrons sont disponibles dans l’espace de valence. Le ratio entre la demi-vie expérimentale et celle extrapolée par la loi de Geiger-Nuttall permet de définir le facteur d’empêchement (appelé *Hindrance Factor* ou *HF* en anglais), reporté sur la table 1.2.

Pour  $N=128$ , le facteur d’empêchement diminue régulièrement lorsque  $Z$  augmente de  $Z = 86$  à  $Z = 90$ . En suivant cette tendance, le facteur d’empêchement pour le  ${}^{212}_{84}\text{Po}_{128}$  devrait être d’environ  $HF = 2.6$ . Or celui-ci est en fait  $HF = 2.3$ , qui est une valeur très proche de celle calculée pour le  ${}^{214}_{86}\text{Rn}_{128}$ . Cette particularité du  ${}^{212}\text{Po}$  peut s’interpréter par la préformation de la particule  $\alpha$  dans l’état fondamental du  ${}^{212}\text{Po}$ .

## 1.4 Description du ${}^{212}\text{Po}$ à l’aide d’un modèle Cluster

Le  ${}^{212}\text{Po}$  dans son état fondamental peut être décrit comme quatre nucléons de valence situés dans les couches  $(\pi h_{9/2} \otimes \nu g_{9/2})$ , au-dessus d’un cœur doublement magique de  ${}^{208}\text{Pb}$  très difficile à exciter. L’approximation du modèle en couches, consistant à considérer un cœur inerte et des interactions résiduelles entre les nucléons de valence, semble se justifier pleinement ici. Pourtant, certaines propriétés du  ${}^{212}\text{Po}$  ne sont pas reproduites, et depuis 1960, le clustering  $\alpha$  est évoqué pour expliquer la structure de ce noyau. La

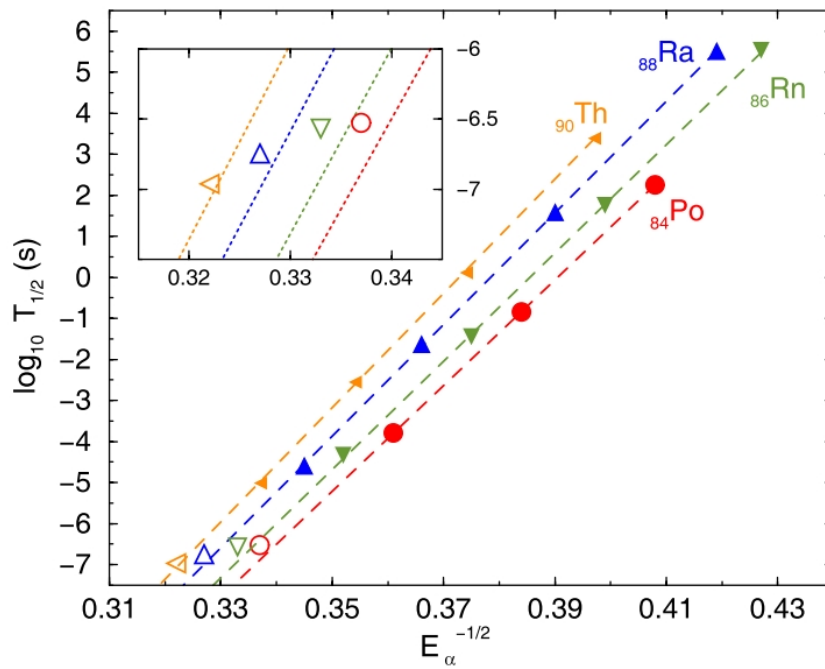


FIGURE 1.9 – Ajustement de la fonction de Geiger-Nuttall pour les isotopes du Thorium, du Radium, du Radon et du Polonium entre  $N = 130$  et  $N = 136$  (en symboles pleins). Les données expérimentales pour  $N = 128$  sont tracées avec des symboles vides et ne sont pas utilisées dans l'ajustement linéaire. L'encadré permet de mieux observer le comportement particulier des isotones  $N = 128$  :  $^{218}\text{Th}$  (triangle vers la gauche),  $^{216}\text{Ra}$  (triangle vers le haut),  $^{214}\text{Rn}$  (triangle vers le bas) et  $^{212}\text{Po}$  (cercle).

Figure issue de [Astier *et al.*, 2010a].



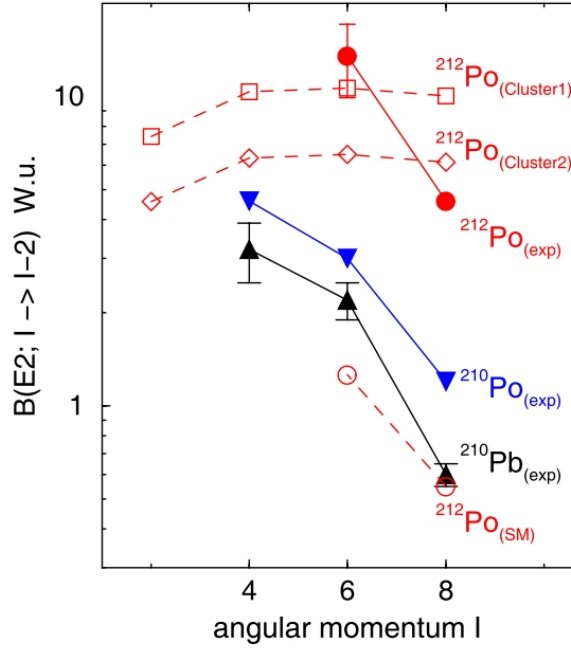


FIGURE 1.10 – Représentation des  $B(E2)$  expérimentales du  $^{212}\text{Po}$  et de ses noyaux voisins ( $^{210}\text{Pb}$  et  $^{210}\text{Po}$ ). Les  $B(E2)$  des niveaux  $6^+$  et  $8^+$  sont bien reproduites par des modèles clusters (carrés et losanges vides), mais pas par des calculs à l'aide de modèles en couches (cercles vides). Figure issue de [Astier *et al.*, 2010a].

clusterisation  $\alpha$  dans le  $^{212}\text{Po}$  est inattendue dans les noyaux lourds puisque les fonctions d'onde des nucléons sont largement délocalisées et qu'avec l'augmentation du nombre de nucléons, la force spin-orbite augmente et devrait devenir prédominante par rapport à la force de cohésion interne aux clusters. De fait, le  $^{212}\text{Po}$  est le seul noyau lourd dont de nombreux indices poussent à une description à l'aide d'un modèle cluster.

### 1.4.1 Décroissance $\alpha$ du niveau fondamental

Le niveau fondamental du  $^{212}\text{Po}$  décroît par émission  $\alpha$  avec une demi-vie de  $T_{1/2} = 0.299 \mu\text{s}$ . En tenant compte du passage de la barrière coulombienne, cela correspond à une largeur de décroissance  $\Gamma_\alpha = 1.52 * 10^{-5} \text{ MeV}$  [Varga *et al.*, 1992b]. Des calculs modèle en couches ont été utilisés pour reproduire la largeur de décroissance  $\alpha$  du  $^{212}\text{Po}$ . G. Dodig-Crnković *et al.* ont démontré qu'en augmentant le nombre de configurations impliquées dans la préformation de la particule  $\alpha$ , on pouvait augmenter la valeur théorique d'un facteur 10 par rapport à l'utilisation d'une seule configuration. Cependant, la largeur restait sous-estimée d'un facteur 5 environ [Dodig-Crnković *et al.*, 1985]. Il apparaît dès lors la nécessité de prendre en compte des corrélations entre les quatre nucléons de valence formant la particule  $\alpha$ . On peut parler de préformation de la particule  $\alpha$  [Tonozuka, 1979, Dodig-Crnković *et al.*, 1985, Janouch and Liotta, 1982]. En 1992, Varga *et al.* proposent un modèle quantitatif en complétant la fonction d'onde modèle en couches par une fonction d'onde «cluster» ( $\psi = \psi^{sh} + \psi^{clu}$ ) où  $\psi^{clu}$  a la forme suivante :

$$\psi^{clu} = A \Phi_c \epsilon_c \Phi_\alpha(\epsilon_\alpha) \phi(R). \quad (1.23)$$

$\Phi_c \epsilon_c$  et  $\Phi_\alpha(\epsilon_\alpha)$  sont respectivement les fonctions d'onde intrinsèques du cœur ( $^{208}\text{Pb}$ ) et du cluster léger  $\alpha$ .  $\phi(R)$  est la fonction d'onde spatiale reliant les deux clusters et  $A$  est

l'opérateur d'anti-symétrie entre les deux clusters. Le cœur ( $^{208}\text{Pb}$ ) est considéré comme inerte et infiniment lourd. On peut donc résoudre l'équation pour les quatre nucléons de valence seulement. Après avoir développé  $\phi$  dans les bases appropriées, on peut résoudre l'équation de Schrödinger en utilisant l'hamiltonien suivant :

$$H = \sum_{i=1}^4 (T_i + U_i) + \sum_{i<j}^4 V(i, j) \quad (1.24)$$

où  $T_i$  est l'énergie cinétique de chaque nucléon et  $U_i$  un potentiel *single-particle* de forme Wood-Saxon plus un terme coulombien.  $V_{i,j}$  est l'interaction résiduelle entre les quatre nucléons du cluster  $\alpha$ . La résolution de cette équation reproduit correctement la largeur de décroissance  $\alpha$  ( $\Gamma_{exp} = 1.45 * 10^{-15}$  MeV contre  $\Gamma_{th} = 1.5 * 10^{-15}$  MeV) mesurée expérimentalement. Elle permet également de calculer le facteur spectroscopique ( $S=0.025$ ) et le taux de clusterisation ( $S = 0.302$ ). Un tel taux de clusterisation n'avait été observé et calculé que dans les noyaux légers où les protons et neutrons de valence occupent les mêmes orbites. [Varga *et al.*, 1992a].

### 1.4.2 Description des états excités par le modèle en couches

De nombreuses tentatives ont été faites pour expliquer la structure du  $^{212}\text{Po}$  grâce au modèle en couches. Une des plus justes et complètes a été effectuée par A. R. Poletti [Poletti *et al.*, 1987], à partir des configurations protons  $(h_{9/2})^2, (h_{9/2}, f_{7/2}), (h_{9/2}, i_{13/2})$  et des configurations neutrons  $(g_{9/2})^2, (g_{9/2}, i_{11/2}), (g_{9/2}, j_{15/2})$  et  $(i_{11/2}, j_{15/2})$ .

Les niveaux de la bande yrast  $2^+, 4^+, 6^+$ , et  $8^+$  proviennent d'une excitation dineutron  $(\nu g_{9/2})^2$  basée sur l'état fondamental du  $^{210}\text{Po}$ . L'écart entre ces niveaux est correctement reproduit, mais les énergies absolues de ces niveaux sont environ 200 keV au-dessus de la valeur expérimentale.

Le niveau  $10^+$  est construit à partir de la configuration  $(\pi h_{9/2})^2 \otimes (\nu g_{9/2} i_{11/2})$  et est calculé seulement 100 keV au-dessous de la valeur expérimentale. Enfin la configuration de l'état isomérique situé à  $E^* = 2921$  keV est donnée par  $(\pi h_{9/2})^2 \otimes (\nu g_{9/2} i_{11/2})$ . Ce modèle permet également de reproduire les niveaux  $11^-$  et  $13^-$ . Le modèle en couches permet donc de reproduire de manière satisfaisante les énergies des niveaux yrast du  $^{212}\text{Po}$ .

### 1.4.3 Clusterisation dans la bande yrast

La discussion sur la présence d'une composante cluster dans la bande yrast repose sur la difficulté à reproduire à la fois les énergies des niveaux, et les probabilités de transitions caractérisées par les  $B(E2)$  pour les niveaux  $6^+$  et  $8^+$  de la bande yrast. Cependant les mesures des rapports de branchement  $\alpha$  permettant les calculs des  $B(E2)$  ont été longtemps sujettes à controverse.

En ce qui concerne les temps de vie des niveaux, ils ont été mesurés en 1987 par A. Poletti *et al.* :  $\tau(6^+) = 1.1$  ns et  $\tau(8^+) = 17$  ns [Poletti *et al.*, 1987]. Ces durées de vie ont été mesurées plusieurs fois par la suite, sans changement significatif [Kocheva *et al.*, 2016].

Les rapports de branchement  $\alpha$  ont d'abord été mesurés par décroissance  $\beta$  de l'état isomérique  $9^-$  du  $^{212}\text{Bi}$  en 1978 [Weinberg *et al.*, 1978] et en 1984 [Eskola *et al.*, 1984]. Les rapports de branchement  $b_\alpha$  mesurées étaient 27%, 71% et 42% pour les états  $4^+, 6^+, 8^+$ . Ces chiffres ont cependant été considérablement réduits par R. M. Lieder grâce à une étude en coïncidence alpha-gamma [Lieder *et al.*, 1978], puis en 2010 par l'étude

Etat (keV)	$I^\pi$	$T_{1/2}$ (ns)	$b_\alpha$ expérimental		$b_\alpha$ théorique	$T_{1/2}^\alpha$ (ns)
				<sup>(A)</sup>		
0	$0^+$	299 (2)	100	100		299(2)
727	$2^+$	$20.5(26) \times 10^{-3}$ <sup>(K)</sup>	0.033		0.055	
1132	$4^+$		$\sim 27$	$\sim 0.5$	1.25	
1355	$6^+$	0.76 (21) <sup>(A)</sup>	$\sim 71$	$\sim 3(1)$	6.25	25(10) <sup>(A)</sup>
1475	$8^+$	14.7 (3) <sup>(A)</sup>	$\sim 42$	$\sim 3(1)$	4.56	490(150) <sup>(A)</sup>

TABLE 1.3 – Résumé des temps de vie, et des rapports de branchement  $\alpha$  tels que connus avant [Browne, 2005] et après 2010 [Astier *et al.*, 2010a]. Les rapports de branchement  $\alpha$  expérimentaux sont ceux calculés par T. T. Ibrahim avec un facteur de préformation  $\alpha$   $P = 0.45$  [Ibrahim *et al.*, 2010]. Les références, dont proviennent les temps de vie cités ici, sont indiquées par les indices <sup>(K)</sup> : [Kocheva *et al.*, 2016] et <sup>(A)</sup> : [Astier *et al.*, 2010a]. Les autres valeurs sont tirées de [Browne, 2005].

de la conservation de l'intensité  $\gamma$  des transitions de la bande yrast. Ces valeurs sont récapitulées dans le tableau 1.3.

L'évolution de ces rapports de branchement a bien évidemment eu pour conséquence de modifier les valeurs des  $B(E2)$  calculées à partir de ces niveaux, mais ceux-ci n'ont pas toujours été bien pris en compte. Ainsi en 1987, A. R. Poletti [Poletti *et al.*, 1987] a omis de prendre en compte le rapport de branchement et a donc calculé  $B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+) = 13.5$  W.u. et  $B(E2, 8^+ \rightarrow 6^+) = 3.95$  W.u. Si on prend en compte les rapports de branchement alpha connus en 1987, on trouve :  $B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+) = 3.9$  et  $B(E2, 8^+ \rightarrow 6^+) = 2.4$  W.u. C'est à partir de ces  $B(E2)$  surestimés par A. R. Poletti, que Okhubo a pu conclure à la nécessité d'une composante cluster dans les niveaux yrast afin de reproduire de manière satisfaisante le  $B(E2)$  de la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$ , car le modèle en couches sous-estimait ces valeurs d'un ordre de grandeur [Okhubo, 1995].

Actuellement, en prenant en compte les rapports de branchement  $\alpha$  de l'étude de 2010 de A. Astier [Astier *et al.*, 2010a] (environ 3% pour les niveaux  $6^+$  et  $8^+$  de la bande yrast), on trouve  $B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+) = 13.2(50)$  W.u. et  $B(E2, 8^+ \rightarrow 6^+) = 3.95$  W.u. Ces valeurs sont finalement assez proches des valeurs calculées par Poletti et utilisées dans les modèles clusters du  $^{212}\text{Po}$ . La figure 1.10 montre que ces valeurs ne sont pas compatibles avec les calculs des modèles en couches (et ce quelle que soit la charge effective choisie), tandis que les modèles clusters les reproduisent correctement.

L'évaluation des niveaux par le «National Nuclear Data Center» (NNDC) [Browne, 2005] n'a jusqu'à présent pas pris en compte les nouvelles valeurs de branchement  $\alpha$  dans les calculs des  $B(E2)$ . Ce sont donc les anciennes valeurs qui ont été utilisées par D. Kocheva [Kocheva *et al.*, 2017] *et al.* pour réfuter la nécessité de prendre en compte une composante cluster dans les états  $6_1^+$  et  $8_1^+$  : l'écart entre ces valeurs erronées de  $B(E2)$  et les valeurs calculées par le modèle en couches étant suffisamment petit pour être expliqué par des excitations proton-trou du cœur. Cette conclusion est donc erronée.

En revanche, dans ce même article, le temps de vie de l'état  $2^+$  a été mesuré. On en tire  $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) = 2.6(4)$  W.u. qui est faible et tout à fait compatible avec le modèle en couches. Finalement, ces études des  $B(E2)$  dans la bande yrast nous indiquent qu'en ce qui concerne les probabilités de transition, l'état  $2^+$  est correctement reproduit par le modèle en couches, mais que l'ajout d'une composante cluster semble nécessaire pour les états  $6^+$  et  $8^+$ .

	Experimental		B. Buck		T. Ibrahim		D. Delion		Y. Suzuki	
	Energie	B(E2)	$\Delta E$	B(E2)	$\Delta E$	B(E2)	$\Delta E$	B(E2)	$\Delta E$	B(E2)
0 <sup>+</sup>	0			0	-0.06		-0.222		0	
2 <sup>+</sup>	0.727	2.6 <sup>(K)</sup>	0.517	4.58	0.131	4.5	0.045	9.2	0	4.51
4 <sup>+</sup>	1.132		0.533	6.32	0.478	6.2	0.284	20.8	0.03	0.27
6 <sup>+</sup>	1.356	13.2(50) <sup>(A)</sup>	0.286	6.50	0.928	6.4	0.344	14.4	-0.03	2.40
8 <sup>+</sup>	1.476	4.6(2) <sup>(A)</sup>	-0.144	6.12	1.442	6.0		5.8	-0.1	4.67
10 <sup>+</sup>	1.834		-0.336	5.42		5.3			0.1	5.60

TABLE 1.4 – Energie des niveaux de la bande yrast et  $B(E2)$  expérimentales et théoriques. Lorsque plusieurs calculs sont effectués dans les articles cités, les valeurs théoriques citées correspondent à celles qui reproduisent le mieux les valeurs expérimentales.  $\Delta E = E_{exp} - E_{calc}$  est l'écart entre les énergie calculées et l'énergie expérimentale. Ces écarts en énergie et les énergies des niveaux sont indiqués en MeV. Les  $B(E2)$  sont données en unités de Weisskopf. Les références dont proviennent les  $B(E2)$  sont indiquées par les indices <sup>(K)</sup> : [Kocheva *et al.*, 2016] et <sup>(A)</sup> : [Astier *et al.*, 2010a]. Le modèle théorique de B. Buck peut être trouvé dans la référence [Buck *et al.*, 1994], celui de T. T. Ibrahim dans la référence [Ibrahim *et al.*, 2010], celui dans D. Delion dans [Delion *et al.*, 2012], et celui de Y. Susuki dans [Suzuki and Ohkubo, 2010].

### Modèles pour reproduire les états Yrast

La description à l'aide d'un modèle cluster utilisant des potentiels cosinus hyperboliques ou des potentiels carrés permettent de reproduire le taux de décroissance  $\alpha$  de l'état fondamental, mais ne permettent pas de reproduire les états excités du  $^{212}\text{Po}$ . B. Buck *et al.* ont donc proposé en 1996, un mélange entre un potentiel de Wood-Saxon et un potentiel de Wood-Saxon cubique (noté  $SW + SW^3$ ) [Buck *et al.*, 1996] :

$$V(r) = -V_o \left[ \frac{x}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)^3} \right]. \quad (1.25)$$

Les ajustements sur les données permettent d'en tirer le nombre quantique  $G$  défini par  $G = 2n + l$  [Wildermuth and Tang, 1977]. Plusieurs valeurs de  $G$  sont possibles, qui reproduisent plus ou moins bien les énergies des niveaux et les probabilités de transition. Pour ce potentiel et le nombre quantique  $G = 18$ , l'erreur sur le taux de décroissance  $\alpha$  de l'état fondamental est de 50% et celui de l'état isomérique ( $18^+$ ) de 69%. Les énergies des niveaux sont reproduites avec une erreur de 500 keV environ. Par rapport aux dernières valeurs de  $B(E2)$  mesurées [Astier *et al.*, 2010a], et en tenant compte de l'incertitude, les  $B(E2)$  des transitions  $6^+ \rightarrow 4^+$  et  $8^+ \rightarrow 6^+$  sont relativement bien reproduites, mais celle de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  est largement surestimée (voit tableau 1.4).

Il serait plus satisfaisant d'utiliser un potentiel dérivé de l'interaction nucléon-nucléon, mais celui-ci ne reproduit pas correctement le schéma de niveaux. En 2010, Ibrahim *et al.* [Ibrahim *et al.*, 2010] ont utilisé le potentiel hybride  $SW + SW^3$  en ajustant certains paramètres à partir des asymptotes d'un modèle microscopique, mais la précision des calculs pour reproduire les énergies des niveaux et les  $B(E2)$  n'est pas très satisfaisante. La reproduction la plus exacte des temps de vie partiels  $T_{1/2}^\alpha$  et  $T_{1/2}^\gamma$  des niveaux et des rapports de branchement  $\alpha$  est obtenue avec un taux de préformation  $\alpha P = 0.45$ . Toutes ces observables reproduisent les valeurs expérimentales à un facteur 2 à 3 près, y compris les rapports de branchement  $\alpha$  les plus récents (rapportés sur le tableau 1.3).

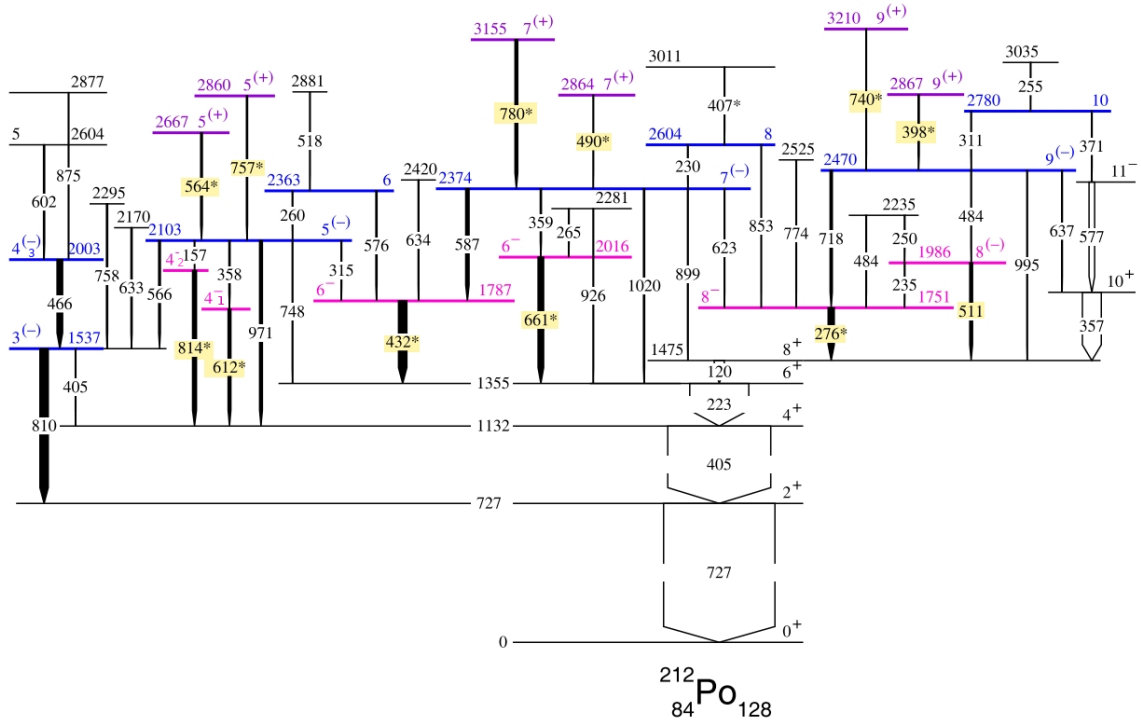


FIGURE 1.11 – Schéma de niveaux partiel obtenu par spectroscopie  $\gamma$  [Astier *et al.*, 2010a]. Les transitions surlignées en jaune sont les transitions dipolaires fortement favorisées qui ont permis d’identifier leurs niveaux d’origine comme des états ayant une forte composante cluster.

#### 1.4.4 États clusters de parités non naturelles

L’étude de la réaction  ${}^{208}\text{Pb}({}^{18}\text{O}, {}^{14}\text{C}), {}^{212}\text{Po}$  avec le détecteur Euroball a constitué un tournant dans l’étude de la clusterisation dans le  ${}^{212}\text{Po}$ . L’étude initiale portant sur les fragments de fission utilisait un faisceau de  ${}^{18}\text{O}$  sur une cible épaisse de  ${}^{208}\text{Pb}$ , à une énergie faisceau légèrement 3% supérieure à la barrière coulombienne. Le multi-détecteur Euroball a permis la découverte de nombreuses nouvelles transitions du  ${}^{212}\text{Po}$  et la mesure des distributions angulaires afin d’attribuer les spins des niveaux nouvellement découverts. Un schéma de niveaux partiel, tiré de cette étude est présent sur la figure 1.11.

L’analyse de la forme des raies  $\gamma$  émises en vol ou lors du ralentissement du  ${}^{212}\text{Po}$  dans la cible (Doppler Shift Analysis Method ou DSAM) a permis de calculer les durées de vie de certains niveaux. Lorsque celles-ci étaient inférieures au temps de ralentissement dans la cible, c’est-à-dire à 1.4 ps, c’est une limite supérieure qui a été attribuée. Douze niveaux ont été mesurés avec des temps de vie très courts. Les  $B(E1)$  obtenues sont très grandes, environ  $10^{-2}$  W.u., c’est-à-dire mille fois plus grandes que pour une transition due à une particule célibataire dans cette région de la carte des noyaux. La figure 1.12 compare les  $B(E1)$  pour plusieurs noyaux : pour obtenir des  $B(E1)$  aussi importantes que dans le  ${}^{212}\text{Po}$ , il faut des noyaux très déformés tels les Samariums possédant une forte déformation octupolaire. Le noyau de  ${}^{212}\text{Po}$  est proche d’une double fermeture de couches et n’est donc pas déformé. Cette explication est donc à exclure.

Le  ${}^{18}\text{O}$  a également des niveaux possédant de très fortes  $B(E1)$ . Cela est dû à un état cluster « cœur +  $\alpha$  » induisant un dipôle permanent. Au premier ordre, le moment dipolaire  $D$  résultant d’un noyau structuré en deux clusters (notés 1 et 2) peut être approximé à l’équation 1.26 qui dépend de la séparation  $q$  entre le barycentre des charges

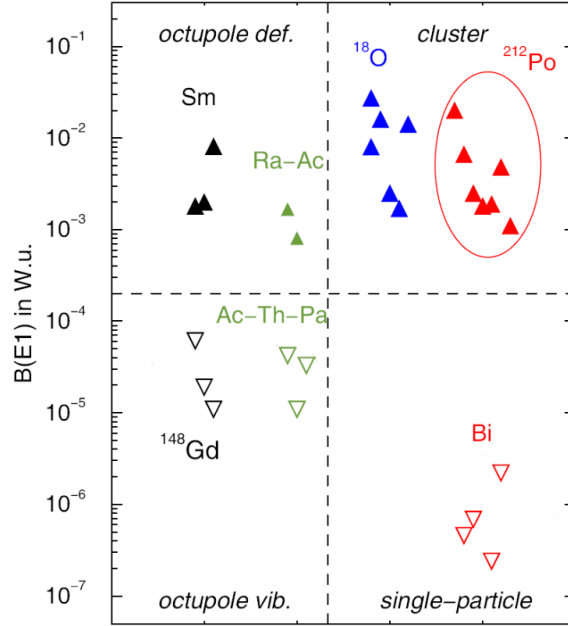


FIGURE 1.12 – Valeurs des  $B(E1)$  en unité de Weisskopf pour des cas typiques : transitions dans des noyaux octupolaires déformés, dans des noyaux octupolaires vibrationnels, pour des transitions entre états impliquant des particules célibataires et pour des transitions impliquant des états clusters dans des noyaux  $N \neq Z$ . Figure issue de [Astier *et al.*, 2010a].

et le barycentre des masses [Iachello, 1985] :

$$D = e(Z_1 + Z_2) \left[ \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} - \frac{A_2}{A_1 + A_2} \right] \times q. \quad (1.26)$$

Ainsi, d'autres noyaux, tels que le  $^{12}\text{C}$  et le  $^{16}\text{O}$ , ont des niveaux d'énergie ayant des structures « cœur +  $\alpha$  », mais puisqu'ils ont un nombre égal de protons et de neutrons ( $N = Z$ ), la clusterisation d'une particule  $\alpha$  à l'extérieur de ce noyau déplace de la même manière les positions du barycentre des masses et celle du barycentre des charges électriques. Le moment dipolaire résultant est donc faible. Le noyau de  $^{18}\text{O}$  n'a pas le même nombre de protons et de neutrons. Ainsi lorsqu'une particule  $\alpha$  qui est  $N = Z$  clusterise à l'extérieur du noyau, la répartition de la charge ne correspond plus à la répartition de la masse, amenant un moment dipolaire important, expliquant les fortes  $B(E1)$  mesurées. C'est cette dernière interprétation qui est utilisée pour décrire les fortes  $B(E1)$  du  $^{212}\text{Po}$ . Il faut souligner que contrairement au  $^{18}\text{O}$ , la déformation du noyau de  $^{212}\text{Po}$ , due à la présence de ce cluster  $\alpha$  ( $\sim 4$  u.a.) reste faible à cause de la faible masse d'une particule  $\alpha$  comparée à celle du cœur ( $\sim 208$  u.a.).

### Modèles utilisés pour la description des états clusters

Dans le schéma de niveaux du  $^{212}\text{Po}$  (figure 1.11), les états ayant une forte composante cluster sont de parités non naturelles ( $\pi = (-1)^{l+1}$ ). Il n'est donc pas possible d'obtenir ces états à partir d'un couplage entre un cœur inerte  $0^+$  du  $^{208}\text{Pb}$  et une particule  $\alpha$ , car alors la parité serait  $\pi = (-1)^l$ , où  $l$  est le moment angulaire apporté par la particule  $\alpha$ . Il a donc fallu trouver des modèles comprenant un couplage avec un cœur excité pour permettre d'obtenir les parités naturelles et non naturelles.

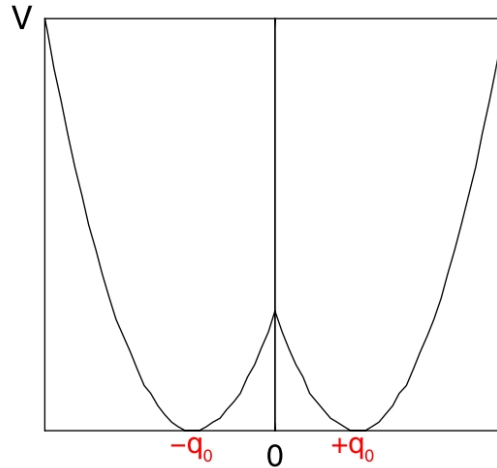


FIGURE 1.13 – Potentiel double utilisé pour expliquer les doublets d'états clusters dans [Astier *et al.*, 2010a].

### Modèle qualitatif

Le modèle proposé dans [Astier *et al.*, 2010a] utilise un modèle cluster semblable à ceux utilisés pour décrire la clusterisation dans l'état fondamental (voir paragraphe 1.4.1) : la fonction d'onde totale est une combinaison linéaire d'une fonction d'onde modèle en couches et d'une fonction d'onde cluster. Le potentiel utilisé pour l'interaction «cœur-cluster» est un double potentiel illustré sur la figure 1.13, symétrique autour de la distance cœur-cluster nulle ( $q_0 = q = 0$ ). Les deux puits de potentiels sont les deux positions possibles pour le cluster  $\alpha$  autour du cœur. De chaque côté du potentiel, la distance entre le cœur et le cluster à l'équilibre représente l'état fondamental cluster, et la vibration de la distance entre le cœur et le cluster un état excité. Enfin la traversée de la barrière entre les deux côtés du potentiel par effet tunnel va entraîner une levée de dégénérescence, aboutissant à quatre états clusters pour chaque moment angulaire, avec des parités alternées (séquence + - + -) comme illustrées sur l'équation 1.27 où 0 et 1 représentent les états fondamentaux et excités de l'état cluster et  $R$  et  $L$  les composantes à gauche et à droite du potentiel :

$$\psi_{0,1}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{0,1}^R + \psi_{0,1}^L]. \quad (1.27)$$

Cependant, sur le schéma de niveaux on observe que pour les moments angulaires 4, 6 et 8, la séquence est + - - , par exemple ( $4^+$ ,  $4^-$  et  $4^-$ ). Cela peut être expliqué par le couplage avec les configurations non clusters de même spins et de même parités. Les seuls états particules célibataires présents sont de parités positives. Ainsi seules les configurations clusters de parités positives sont affectées, diminuant l'énergie du premier et repoussant le second à haute énergie où il peut ne pas avoir été identifié. Le couplage pourrait être important puisque 30% de clustering est prédit dans l'état fondamental [Varga *et al.*, 1992a].

### Modèle basé sur le niveau $3^-$ du $^{208}\text{Pb}$

Ce modèle, proposé par Y. Suzuki [Suzuki and Ohkubo, 2010], se base sur des couplages d'une particule  $\alpha$  avec un cœur de  $^{208}\text{Pb}$  dans son état fondamental ou dans l'état

$I^-$	$B(E1)_{th}$ SM [mW.u.]	$B(E1)_{th}$ SM+cluster [mW.u.] [Delion <i>et al.</i> , 2012]	$B(E1)_{th}$ SM+Cluster [mW.u.] [Suzuki and Ohkubo, 2010]	$B(E1)_{exp}$ [mW.u.]
$2^-$	0.5	0.1	0.64	
$2^-$	1.5	6.3	0.12	
$4^-$	0.9	1.1	4.81	2.5
$4^-$	0.2	0.4	1.09	1.1
$4^-$			0.70	
$6^-$	3.7	12.2	2.88	6.6
$6^-$	0.3	0.8	1.19	1.9
$6^-$			0.58	
$8^-$	4.3	14.8	1.80	20.0
$8^-$	0.8	2.4	0.90	
$8^-$			0.35	
$10^-$	0.2	0.1	1.22	1.8
$10^-$			0.66	
$10^-$			0.22	

TABLE 1.5 – Valeurs des  $B(E1)$  pour les états de parités non naturelles de la première série (en rose sur le schéma de niveaux), bâtis avec la configuration  $|^{212}\text{Po}(I^-)\rangle = |^{210}\text{Po}(J^+) \otimes ^{210}\text{Po}(3^-) \otimes ^{210}\text{Po}(g.s.)\rangle$ . La deuxième colonne reprend les valeurs calculées avec le modèle en couches uniquement [Delion *et al.*, 2012], la troisième et la quatrième colonne les valeurs calculées en ajoutant une composante cluster. Les valeurs expérimentales proviennent de la référence [Astier *et al.*, 2010a].

$3^-$ . L'hamiltonien pour décrire ce noyau se décompose en  $H = T + H_c + V$ , où  $T$  est l'énergie cinétique entre le cœur et la particule  $\alpha$ ,  $H_c$  est l'hamiltonien intrinsèque de la particule  $\alpha$  et du  $^{208}\text{Pb}$ , et  $V$  le potentiel d'interaction entre le cœur de  $^{208}\text{Pb}$  et la particule  $\alpha$ . Ce dernier se décompose en une partie scalaire, une partie quadrupolaire et une partie octupolaire. Les énergies des états de la bande yrast sont bien reproduites, l'écart avec les mesures expérimentales reportées sur le tableau 1.4 étant inférieur à 100 keV. La probabilité de transition  $B(E2, 8^+ \rightarrow 6_{th}^+) = 4.67$  W.u reproduit bien la valeur expérimentale ( $B(E2, 8^+ \rightarrow 6_{exp}^+) = 4.6(2)$  W.u.). En revanche la probabilité de la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  est largement sous-estimée ( $B(E2, 6^+ \rightarrow 4_{th}^+) = 2.40$  W.u. contre  $B(E2, 6^+ \rightarrow 4_{exp}^+) = 13.2(20)$  W.u. Le calcul prédit les premiers niveaux clusters de parités non naturelles observés à des énergies proches des énergies expérimentales. De nombreux niveaux non observés sont également prédits. Les  $B(E1)$  calculées pour la première série d'états de parité non naturelle (en rose sur le schéma de niveaux) sont reportées dans le tableau 1.5.

### Modèle basé sur un couplage avec le niveau $3^-$ du $^{210}\text{Po}$

Le modèle proposé par Delion *et al.* [Delion *et al.*, 2012] distingue les états de parités naturelles et ceux de parités non naturelles. Les états de parité naturelles sont basés sur l'excitation de deux neutrons, comme dans le  $^{210}\text{Pb}$ , et sont couplés à l'état fondamental du  $^{210}\text{Po}$  :

$$|^{212}\text{Po}(J^+)\rangle = |^{210}\text{Pb}(J^+) \otimes ^{210}\text{Po}(g.s.)\rangle. \quad (1.28)$$



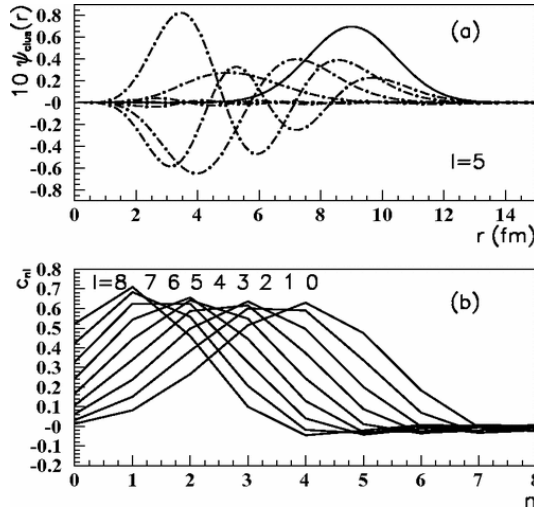


FIGURE 1.14 – (a) Fonction d’onde gaussienne  $\psi_{cluster}$  donnée par l’équation 1.30 (traits pleins) et sa décomposition en harmoniques sphériques (traits pointillés). (b) Coefficients de développement  $C_n$  de la fonction gaussienne pour différents moments angulaires  $l$  (eq. 1.30). Les figures sont tirées de [Delion *et al.*, 2012].

Les niveaux de parités non naturelles sont également basés sur l’excitation de deux neutrons, couplés avec l’octupole du  $^{210}Pb$  (excitation particule-trou) et le niveau fondamental du  $^{210}Po$  :

$$|^{212}Po(J^-)\rangle = |[^{210}Pb(I^+) \otimes ^{210}Pb(3^-)]_{J^-} \otimes ^{210}Po(gs)\rangle. \quad (1.29)$$

Les énergies de la plupart de ces éléments sont obtenues à partir d’éléments de matrices d’interaction extraites de données expérimentales. Pour reproduire les  $B(E2)$ , et le taux de décroissance  $\alpha$ , l’ajout d’une composante cluster  $\psi^{clu}$  à la composante modèle en couches  $\psi^{SM}$  est nécessaire :  $\psi = \psi^{sh} + \psi^{clu}$ . Cette procédure est similaire au modèle de K. Varga [Varga *et al.*, 1992b], mais ici la fonction d’onde cluster est ici une fonction gaussienne :

$$\psi_l^{clu} = \mathcal{N}_l^{clu} e^{-\beta_c(r-r_0)^2/2} \quad (1.30)$$

où  $\mathcal{N}_l$  est un paramètre de normalisation et  $\beta_c$  un paramètre de l’oscillateur harmonique. La fonction d’onde  $\psi_l^{clu}$  est développée en terme d’harmoniques sphériques  $\mathcal{R}_{nl}(r)$  avec les coefficients de développement  $C_{nl}$  :

$$\psi_l^{clu} = \sum_n C_{nl} (-)^n \mathcal{R}_{nl}(r) \quad (1.31)$$

La fonction d’onde cluster est dessinée sur la figure 1.14 (a) pour  $l = 5$ . La figure 1.14 (b) montre les coefficients de décomposition de la gaussienne (équation 1.30) pour différents moments angulaires. En regardant la décomposition possible des fonctions d’onde dans le modèle en couches (figure 1.1 à droite), on remarque que le nombre quantique principal  $n_0$  pour le modèle en couches est au maximum  $n_0 = 5$  pour les protons, et  $n_0 = 6$  pour les neutrons. Ici, sur la figure 1.14 (b), on remarque que la dispersion des nombres quantiques principaux  $n$  est plus grande que celle due au modèle en couches, jusqu’à  $n = 7$  pour le moment angulaire  $l = 0$ .

Or la probabilité de transition réduite pour les transitions électriques est proportionnelle à  $\left(\frac{G}{\beta}\right)^{\lambda/2}$  avec  $G = 2n + l$  et  $\beta$  une renormalisation. Ainsi le mélange avec la fonction d’onde cluster augmente les probabilités de transitions électriques du  $^{212}Po$ .

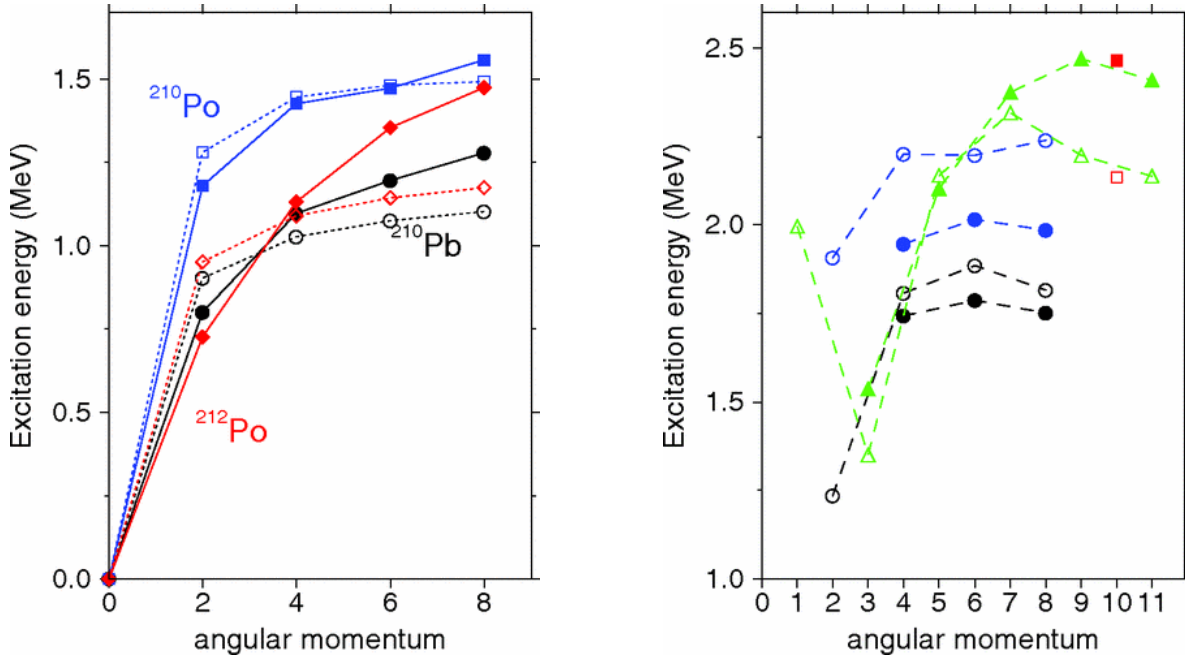


FIGURE 1.15 – Gauche : énergies des niveaux de parité positive de  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$ . Les marqueurs pleins représentent les résultats expérimentaux et les marqueurs vides les calculs théoriques effectués dans [Delion and Suhonen, 2001]. Droite : énergies des niveaux de parité négative du  $^{212}\text{Po}$  avec la même convention. La figure est tirée de [Delion *et al.*, 2012].

Les  $B(E2)$  calculées sont  $B(E2, 8^+ \rightarrow 6^+)_{th} = 14.4$  W.u. et  $B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+)_{th} = 5.8$  W.u., très proches des valeurs expérimentales  $B(E2, 8^+ \rightarrow 6^+)_{exp} = 13.2(50)$  W.u. et  $B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+)_{exp} = 4.6(2)$  W. u.. Toutes les  $B(E2)$ , ainsi que les énergies calculées par ce modèle sont répertoriées sur le tableau 1.4. Les niveaux d'énergie sont relativement bien reproduits (figure 1.15), bien que l'écart entre le calcul et l'expérience augmente pour les niveaux  $6^+$  et  $8^+$ . Il faut noter également la prédiction d'un état  $1^-$  et d'un état  $2^-$ , non découverts jusqu'à présent.

La première série d'états de parités non naturelles (en rose sur le schéma de niveaux) est reproduite, ainsi que leurs  $B(E1)$ . Si l'ajout de la composante cluster permet d'améliorer les valeurs des  $B(E1)$  par rapport au modèle en couches, toutes ne sont pas correctement reproduites (voir tableau 1.5).

Enfin, la seconde série d'états de parités non naturelles (en violet sur le schéma de niveau) n'est pas étudiée dans cet article.

## 1.5 Objectifs de cette thèse

Malgré des avancées récentes, la compréhension du phénomène de clusterisation dans les noyaux lourds reste très parcellaire et il est très difficile de discriminer les modèles proposés pour expliquer les états clusters du  $^{212}\text{Po}$ . Pour améliorer et discriminer les modèles, il est indispensable d'augmenter la quantité et la qualité des observables expérimentales sur ce phénomène.

### 1.5.1 Spectroscopie gamma

Les modèles proposés par Y. Suzuki et D. S. Delion pour expliquer la structure du  $^{212}\text{Po}$  reproduisent tous deux les états yrast et les premiers états clusters. Ils prédisent également de nombreux autres niveaux. Le modèle de D. S. Delion est particulièrement intéressant puisqu'il prédit un niveau  $1^-$  et un niveau  $2^-$ , décroissant vers le niveau fondamental et le niveau  $2_1^+$ . L'expérience Euroball [Astier *et al.*, 2010a] ne déclenchait l'acquisition que lorsque 2 photons  $\gamma$  étaient détectés, ce qui peut expliquer que ces états n'aient pas été observés. Un des objectifs de cette thèse, décrit dans le chapitre 5, sera de découvrir de nouveaux états dans le  $^{212}\text{Po}$  et de les interpréter.

### 1.5.2 Mécanisme de réaction

L'expérience Euroball a été réalisée avec une cible épaisse qui arrêta le faisceau. L'énergie du faisceau à l'entrée de la cible était légèrement au-dessus de la barrière coulombienne, mais du fait de l'épaisseur de la cible, la réaction avait lieu sur une large gamme d'énergie comprise entre l'énergie nominale du faisceau et 0 MeV. De plus l'éjectile n'était pas détecté, l'expérience se basant uniquement sur la spectroscopie  $\gamma$ . Les informations obtenues sur le mécanisme de réaction sont donc très limitées. Or il a été observé qu'une partie non négligeable de la population décroissant des états clusters ne provenait pas des transitions découvertes alimentant cet état. Ces états peuvent donc être alimentés par une multitude de transitions depuis des états de plus haute énergie, ou bien alimentés directement par la réaction. L'absence d'informations sur le mécanisme de réaction ne permettant pas de savoir à quelle énergie le noyau a été peuplé, il est impossible de distinguer le peuplement «direct» par la réaction et le peuplement «indirect» par une cascade  $\gamma$  non observée.

La probabilité de peupler un état final  $f$  dépend du recouvrement entre l'état initial  $\langle \Phi_i^A |$  et l'état final  $|\Phi_f^A \rangle$ . La réaction de transfert d'une particule  $\alpha$  ne peut donc peupler que des états ayant une composante  $\alpha$ , tout comme le peuplement des états protons est favorisé par le transfert d'un proton (voir chapitre 2). Nous pouvons donc étudier le peuplement des états par transfert de particules  $\alpha$  comme preuve indirecte de la composante cluster alpha de ces états. Dans les modèles en couches, le facteur spectroscopique  $S_k$  est un moyen efficace pour connaître la décomposition en orbitale d'un niveau. Pour cela on compare  $\sigma(J_f^{\pi_f})$ , la section efficace de peuplement d'un niveau, avec  $\sigma_{sp}^k$ , la section efficace calculée pour une orbitale pure :

$$S_k = \frac{\sigma(J_f^{\pi_f})}{\sigma_{sp}^k}. \quad (1.32)$$

Cette observable dépend donc du modèle utilisé pour calculer  $\sigma_{sp}^k$ . Dans le cas du  $^{212}\text{Po}$ , la complexité de la structure « cœur +  $\alpha$  » rend les modèles peu pertinents. Nous comparerons donc les résultats obtenus pour les sections efficaces vers les différents niveaux à des calculs en voies couplées, en prenant pour hypothèse que tous les niveaux sont des états 100% cluster, mais nous ne prétendons pas calculer les facteurs spectroscopiques.

Un des objectifs de cette thèse est donc de mieux comprendre le mécanisme de réaction et de caractériser la composante cluster des états à travers le mécanisme de réaction. L'étude des probabilités de réaction sera présentée dans le chapitre 4, et le peuplement des états cluster par la réaction dans le chapitre 5.

### 1.5.3 Comparaison avec le modèle en couches

Les modèles clusters sont encore largement impuissants à décrire tous les phénomènes observés dans le  $^{212}Po$ . Afin de valider notre étude expérimentale, et de mieux comprendre les spécificités d'un noyau cluster, nous avons également étudié le  $^{210}Po$ . Ce noyau ayant uniquement deux protons dans l'espace de valence constitue un banc d'essai idéal pour le modèle en couches et les matrices d'interaction à deux corps dans la région de masse étudiée.

### 1.5.4 Vers la recherche d'états clusters dans d'autres noyaux ?

Jusqu'à présent, le seul noyau lourd où le phénomène de clusterisation a été découvert est le noyau de  $^{212}Po$ . Il est cependant tout à fait envisageable de découvrir cette structure dans d'autres noyaux lourds ayant deux protons et deux neutrons à l'extérieur d'une couche fermée : les deux candidats les plus évidents sont le  $^{82}Zn$  ( $^{78}Ni + \alpha$ ) et le  $^{136}Te$  ( $^{132}Sn + \alpha$ ). Pour produire ces noyaux, il est nécessaire d'utiliser des faisceaux radioactifs. Bien que ceux-ci peuvent ou pourront être produits grâce aux nouveaux sites expérimentaux (Spiral 2 à GANIL (Caen), FAIR à GSI (Darmstadt)...) la luminosité des faisceaux est et restera très faible par rapport à des faisceaux stables. Pour étudier les états clusters, il est nécessaire d'optimiser leurs productions. Un des objectifs de cette thèse est donc de mieux comprendre comment produire les états clusters dans le noyau de  $^{212}Po$  avant d'étudier les états clusters dans d'autres noyaux.

# Chapitre 2

## Choix expérimentaux

Dans le premier chapitre, nous avons présenté l'état de l'art sur le  $^{212}\text{Po}$  et les différents modèles théoriques permettant de reproduire ses propriétés. Nous avons conclu ce chapitre en pointant les connaissances manquantes et les questions auxquelles ce travail de thèse cherche à répondre. Nous nous attacherons maintenant à décrire et à justifier les réactions et les dispositifs expérimentaux utilisés dans cette thèse.

### 2.1 Réactions nucléaires entre ions lourds

Lorsque l'on veut réaliser des réactions nucléaires, le principe est d'accélérer un faisceau d'ions lourds qui collisionnent d'autres noyaux atomiques contenus dans une cible. L'objectif est en général de produire des états instables, c'est-à-dire une organisation de la matière nucléaire plus énergétique que l'état stable. C'est l'énergie cinétique contenue dans le faisceau qui va être convertie en énergie interne (c'est-à-dire en masse) par l'intermédiaire des forces pertinentes à cette échelle : la force coulombienne et la force nucléaire. Le moment orbital de la collision est en partie transféré en moment orbital des fragments individuels, aboutissant à des états de hauts spins dans les noyaux produits, parfois jusqu'à  $\sim 100\hbar$  [Ring and Schuck, 1980] .

Pour comprendre la complexité des réactions nucléaires, il est utile de s'intéresser à la forme du potentiel d'interaction entre deux ions. Les deux ions sont chargés positivement : le potentiel d'interaction est donc répulsif à grande distance. Cependant pour des distances plus petites entre les deux noyaux ( $\sim 1.5$  fm), la force nucléaire intervient, et devient attractive. Enfin à très faible distance ( $\sim 0.5$  fm) le principe de Pauli, qui empêche que les nucléons soient spatialement au même endroit, rend le potentiel répulsif (approximation des sphères dures).

Pour qu'un noyau composé puisse être formé dans une réaction nucléaire, il faut que l'énergie cinétique apportée soit suffisamment grande pour passer la partie répulsive du potentiel appelée barrière coulombienne. Dans ce cas, on aura formation d'un noyau composé très énergétique, car celui-ci contiendra l'énergie nécessaire à passer la barrière coulombienne. Le noyau composé formé se débarrassera de cette énergie interne en évaporant des neutrons, des protons ou des particules  $\alpha$ , ou bien en fissionnant.

Pour produire le  $^{212}\text{Po}$ , par fusion-évaporation, il est possible d'utiliser la réaction  $^{208}\text{Pb}(^8\text{He}, 4n)^{212}\text{Po}$  qui a une section efficace d'environ  $\sim 500$  mb à  $E_{beam} = 28$  MeV. Cependant le noyau  $^8\text{He}$  est très exotique, et l'intensité du faisceau est donc très faible [Garnsworthy *et al.*, 2005]. Le  $^{212}\text{Po}$  peut également être produit par la réaction  $^{208}\text{Pb}(^9\text{Be}, \alpha n)^{212}\text{Po}$ , mais la section efficace est très faible. D'après le logiciel PACE4,

elle est d'environ 0.7 mb à  $E_{beam} = 45$  MeV. Cette expérience a été réalisée par A. R. Poletti [Poletti *et al.*, 1987].

Il est également possible, en particulier à plus faible énergie, que seule une partie du noyau léger fusionne avec le noyau lourd. Cette réaction est appelée réaction de transfert.

Pour cette thèse, nous avons choisi d'utiliser une réaction de transfert à partir de faisceaux stables. L'utilisation d'un faisceau stable permet d'obtenir une forte intensité du faisceau. Les réactions de transfert  $^{208}Pb(^{18}O, ^{14}C)^{212}Po$ ,  $^{208}Pb(^{16}O, ^{12}C)^{212}Po$  et  $^{208}Pb(^{12}C, ^8Be)^{212}Po$  avaient déjà été réalisées et ont montré que le  $^{212}Po$  est produit avec des sections efficaces raisonnables ( $\sim 10$  mb). La réaction de transfert permet surtout de peupler des états fortement non yrast, c'est-à-dire ayant des spins bas à des énergies d'excitations élevées, et ce sont plus particulièrement ces états que nous avons cherchés à étudier.

### 2.1.1 Noyaux produits dans les expériences réalisées

La réaction de transfert en particulier d'une particule  $\alpha$  n'est pas la réaction dominante. Pour des énergies supérieures à la barrière coulombienne de nombreuses voies de réactions sont ouvertes, principalement des voies de fission et de fusion-évaporation. À des énergies inférieures à la barrière coulombienne, toutes les sections efficaces décroissent rapidement. Les différentes sections efficaces de fusion-évaporation calculées par le logiciel PACE4 [Gavron, 1980] pour les deux expériences menées dans cette thèse, se trouvent dans les tableaux 2.1 et 2.2.

Ecm [MeV]	$\frac{E_{cm}-V_{cm}}{V_{cm}}$	$^{218}Ra$	$^{217}Ra$	$^{215}Rn$	$^{212}Po$	Fission
54,8	-6 %	0.011	0	0	0	0.014
56,7	-3,6 %	0.306	0.0784	0	0	0.69
58,6	-0,4 %	2.72	13.1	0.167	0	2.67
60,2	2,3 %	3.13	84.5	0.38	0.007	109

TABLE 2.1 – Sections efficaces [mbarn] de fusion-évaporation et de fission, calculées par le logiciel PACE4 pour les différentes énergies dans le centre de masse, utilisées lors de l'expérience de Tokai (réaction  $^{12}C + ^{208}Pb$ ). La deuxième colonne indique l'énergie de la réaction dans le centre de masse par rapport à la barrière coulombienne.

Il faut dès à présent noter que la section efficace de fusion-évaporation calculée pour la production du  $^{212}Po$  est très faible dans ces deux expériences. Toutes les sections efficaces de production des noyaux étudiés par fusion-évaporation dans l'expérience de Tokai ( $^{212}Po$ ,  $^{211}Po$ ,  $^{210}Po$ ,  $^{209}Bi$ ) sont très faibles, voire négligeables selon ces calculs.

Dans une expérience précédente, la section efficace de transfert de particule  $\alpha$  a été estimée entre 10 et 20 mb pour la réaction  $^{208}Pb(^{18}O, ^{14}C)^{212}Po$  [Astier *et al.*, 2010b, Astier *et al.*, 2010a] à environ 3% au-dessus de la barrière coulombienne, soit environ 10 à 20% des sections efficaces de fusion et de fission. Pour ce couple faisceau-cible, la section efficace de production du  $^{212}Po$  par fusion-évaporation est également négligeable. Cela montre que la production de ces noyaux n'a pas lieu par fusion-évaporation, mais par transfert.

Pour obtenir des spectres non contaminés, il faut sélectionner sans ambiguïté les voies de réaction que l'on cherche à étudier.

Une première méthode pour sélectionner les voies de transfert qui ont des sections efficaces faibles par rapport à celles de la fusion-évaporation consiste à sélectionner les événements où au moins deux photons, dont au moins un est connu, sont en coïncidence :

Noyaux produits [MeV]	Section efficace (mb)
$^{217}\text{Ra}$	2.67
$^{216}\text{Ra}$	239
$^{215}\text{Ra}$	166
$^{214}\text{Rn}$	2.07
$^{213}\text{Rn}$	29.6
$^{212}\text{Rn}$	22.7
$^{210}\text{Po}$	3.5
$^{212}\text{Po}$	$8 * 10^{-4}$
Fission	382

TABLE 2.2 – Sections efficaces [mbarn] de fusion-évaporation et de fission calculée par le logiciel PACE4 dans l’expérience AGATA-CHARADE (réaction  $^{208}\text{Pb} + ^{12}\text{C}$ ). L’énergie du faisceau de  $^{208}\text{Pb}$  était de 5.7626 MeV par nucléon, soit 65.4 MeV dans le centre de masse. Cela correspond à une énergie 11 % au-dessus de la barrière coulombienne.

ceci implique de disposer d’une forte efficacité de détection et d’une grande granularité de détection. C’est la méthode utilisée dans l’expérience Euroball [Astier *et al.*, 2010a]. Le lecteur est invité à se reporter à la partie 2.2.1 présentant la détection de photon  $\gamma$ . Une autre méthode consiste à détecter et à identifier l’éjectile dans un détecteur de particules chargées.

### 2.1.2 Sélection de la voie de réaction

Nous décrivons ici les processus affectant l’éjectile après la réaction, et sa détection. Nous nous focaliserons sur les expériences réalisées à Tokai et au GANIL pour lesquelles nous disposions d’un détecteur de particules chargées.

Le noyau d’intérêt principal de notre expérience est le  $^{212}\text{Po}$  qui a pour complémentaire le  $^8\text{Be}$ . Cet éjectile est non lié et se scinde en deux particules  $\alpha$ . La résonance de l’état fondamental est de 5.57(25) eV, soit environ  $10^{-19}$  s.

Les expériences ont été conçues pour sélectionner les deux particules  $\alpha$  issues de ce break-up. L’expérience AGATA utilisait un dégradeur de Tantale pour arrêter tous les noyaux plus lourds que le  $^4\text{He}$ . L’épaisseur des feuilles de Tantale était calculée en fonction d’études de cinématique.

L’expérience Tokai utilisait des détecteurs siliciums montés en télescope ( $\Delta E - E$ ) qui permettaient d’identifier les éjectiles sans ambiguïté. Sur les dix détecteurs fins ( $\Delta E$ ), 2 avaient un épaisseur de 50  $\mu\text{m}$  et les 8 autres de 75  $\mu\text{m}$ . En plus des noyaux de  $^{212}\text{Po}$ , cette expérience a permis d’identifier les noyaux de  $^{211}\text{Po}$ ,  $^{210}\text{Po}$  et  $^{209}\text{Bi}$  qui ont respectivement pour complémentaires les noyaux de  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et  $^{11}\text{B}$ . Ces éjectiles légers n’ont cependant pu être identifiés qu’avec les deux détecteurs  $\Delta E$  de 50  $\mu\text{m}$ , car ils étaient stoppés par ceux de 75  $\mu\text{m}$ . Cela diminue donc l’efficacité géométrique de détection et donc la statistique pour l’étude de ces isotopes lourds.

### 2.1.3 Spécificité de la détection du $^8\text{Be}$

La réaction de transfert d’un alpha depuis le  $^{12}\text{C}$  sur le  $^{212}\text{Po}$  a lieu en environ  $10^{-21}$  s. Lorsque le  $^8\text{Be}$  est dans son état fondamental, le break-up a lieu en environ  $10^{-19}$  s et est donc un processus bien distinct du premier. Cependant, lorsque le  $^8\text{Be}$  est peuplé dans

un état excité (la première résonance est de spin et de parité  $2^+$  à 3.03 MeV et sa largeur est de 1513 keV [Kelley *et al.*, 2004]), les temps caractéristiques des réactions de transfert et de break-up sont alors du même ordre de grandeur. La présence du champ coulombien du noyau lourd à proximité des deux particules  $\alpha$  ne permet plus de reconstruire sans ambiguïté la cinématique, puisque chaque particule  $\alpha$  évolue indépendamment dans le champ coulombien du noyau de  $^{208}\text{Pb}$  [Simpson *et al.*, 2016, Dasgupta *et al.*, 2004]. Il sera donc nécessaire de vérifier que pour la majorité des événements, le  $^8\text{Be}$  est bien produit dans son état fondamental.

La séparation du  $^8\text{Be}$  en 2  $\alpha$  a lieu dans un angle solide de  $4\pi$  dans le centre de masse du  $^8\text{Be}$ . Lorsqu'on applique la composition des vitesses due au mouvement du  $^8\text{Be}$  dans le laboratoire, on brise la symétrie axiale que l'on aurait pour la détection d'un éjectile unique. Il devient donc nécessaire, afin de faire une reconstruction cinématique complète, de connaître l'angle polaire sur le détecteur, et donc d'avoir une segmentation fine du disque de détection en secteurs. Si le détecteur n'est pas suffisamment segmenté en secteurs, il y a alors une incertitude sur l'énergie du noyau qui est égale à l'énergie de séparation des deux particules alpha :

$$Q_\alpha = m_{s_{\text{Be}}} - 2 * m_\alpha = 91.83 \text{ keV}. \quad (2.1)$$

## 2.2 Détecteurs

### 2.2.1 Principe de la spectroscopie gamma

Dans une réaction nucléaire, les noyaux sont produits dans des états excités. La physique quantique indique que la gamme des énergies d'excitation n'est pas continue, mais qu'au contraire, les énergies sont quantifiées. Ainsi chaque énergie doit correspondre à une configuration du noyau. Différents modèles permettent de reproduire les différentes observables disponibles.

L'énergie d'excitation du noyau va être convertie en énergie cinétique et en énergie de masse en émettant des particules (neutrons, protons, particules  $\alpha$  et dans certains cas des clusters de plusieurs nucléons) ou en émettant des rayonnements  $\gamma$ .

Ces  $\gamma$  portent l'énergie nécessaire pour passer d'un niveau à un autre et sont donc eux aussi quantifiés. La détection de ces  $\gamma$  permet donc de connaître l'énergie entre les différents niveaux. La répartition des intensités des transitions et la reconstruction des cascades de coïncidences permettent de placer ces transitions par rapport à l'état fondamental. Les mesures de corrélations angulaires et les polarisations linéaires renseignent sur les spins et les parités de ces niveaux.

On peut donc reconstruire, de la manière la plus complète possible, le schéma des niveaux du noyau, qui révélera la structure du noyau grâce aux diverses interprétations théoriques.

### 2.2.2 Interaction rayonnement $\gamma$ - matière

Les interactions entre les photons  $\gamma$  et la matière sont de trois types : effet photoélectrique, diffusion Compton et production de paire(s)  $e + e^-$ . Ces interactions, et la gamme d'énergie où elles ont lieu sont illustrées sur la figure 2.1 :

- Effet photoélectrique : l'énergie du rayonnement gamma ( $E_\gamma$ ) est entièrement transmise à un électron qui est ensuite éjecté de l'atome auquel il appartient. L'énergie



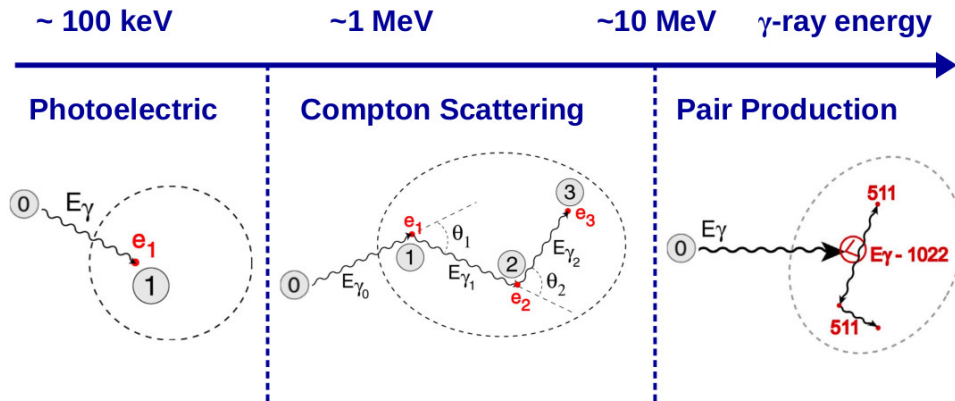


FIGURE 2.1 – Illustration des trois types d’interaction entre un rayonnement  $\gamma$  et la matière. Les gammes d’énergie où ces interactions sont dominantes sont indiquées. Figure adaptée de [Korichi and Lauritsen, 2019]

cinétique de l’électron est donc  $E_k = E_\gamma - E.L.$  avec  $E.L.$  l’énergie de liaison de l’électron à l’atome.

- Interaction Compton : le photon  $\gamma$  est diffusé sur un électron libre ou quasi libre des atomes du cristal et y dépose une partie de son énergie. Un électron peut-être considéré comme libre si son énergie de liaison est petite devant celle du  $\gamma$ . Un simple calcul de conservation de l’énergie et des moments cinétiques permet de relier l’énergie du photon après diffusion  $E'_\gamma$  à l’angle de déviation du photon  $\theta$  selon l’équation :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c} (1 - \cos\theta)} \quad (2.2)$$

avec  $m_e$  la masse de l’électron.

- Création de paires  $e^+ - e^-$  : si  $E_\gamma$  est supérieure à 1.022 MeV, le photon peut s’annihiler au voisinage d’un noyau en créant une paire électron-positron. L’énergie est répartie entre l’énergie de masse de l’électron et du positron et leurs énergies cinétiques.

La probabilité qu’un photon soit directement absorbé par effet photoélectrique chute très rapidement lorsque son énergie augmente. Ainsi, en pratique, l’énergie du photon est toujours déposée en plusieurs étapes, par de multiples interactions Compton qui peuvent se terminer par un pic photoélectrique. Chaque détecteur a une certaine granularité, c’est-à-dire un volume de cristal où toute la charge créée sera collectée par un seul couple anode-cathode. Cela signifie que les différentes interactions à l’intérieur de ce volume seront indiscernables les unes des autres.

La figure 2.2 illustre, pour des détecteurs coniques de diamètre et de profondeur 6 cm la probabilité que le photon soit détecté entièrement dans un seul cristal, par un pic photoélectrique, ou si au contraire l’énergie est déposée par plusieurs interactions, dans plusieurs cristaux. Au-delà de 10 MeV environ, la probabilité d’une interaction par production de paires devient dominante.

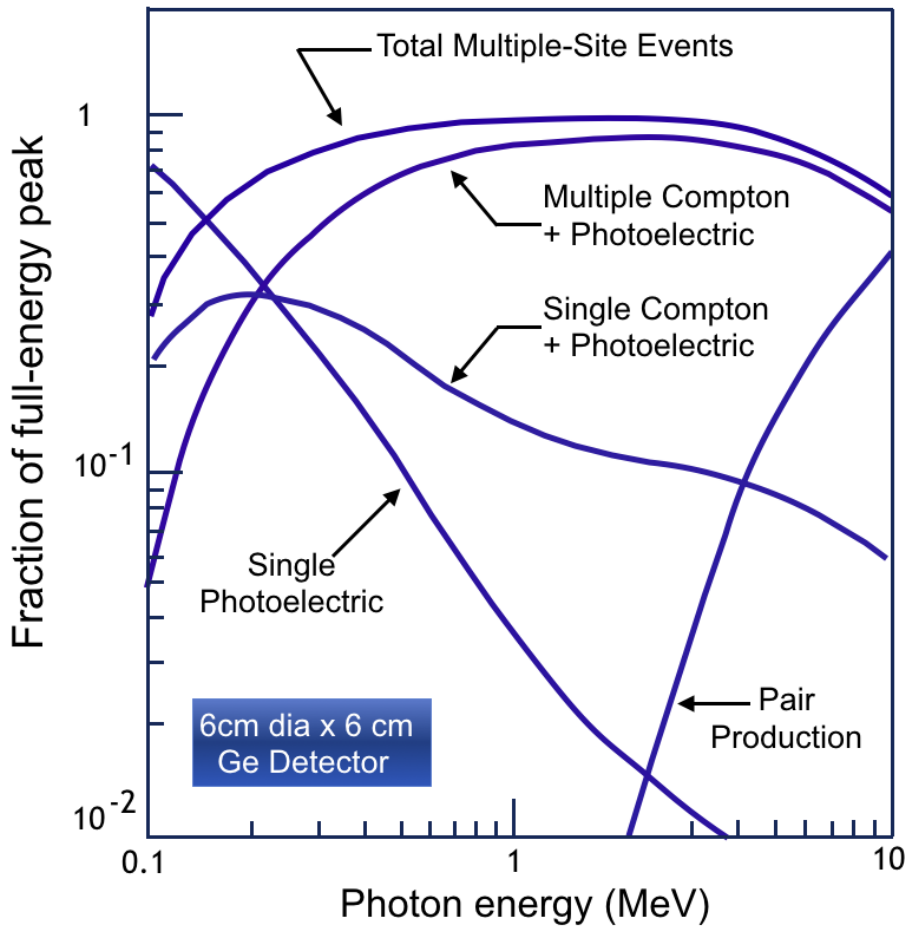


FIGURE 2.2 – Probabilité qu'un photon  $\gamma$  dont l'énergie est totalement collectée dans un cristal de germanium conique de diamètre et de profondeur 6 cm le soit par effet photoélectrique, par interaction Compton simple ou multiple puis effet photoélectrique ou par production de paire. Excepté à très basse énergie ( $\sim 100$  keV), la plupart des photons sont absorbés en plusieurs étapes. Figure issue de [Korichi and Lauritsen, 2019], adaptée de [Roth *et al.*, 1984].

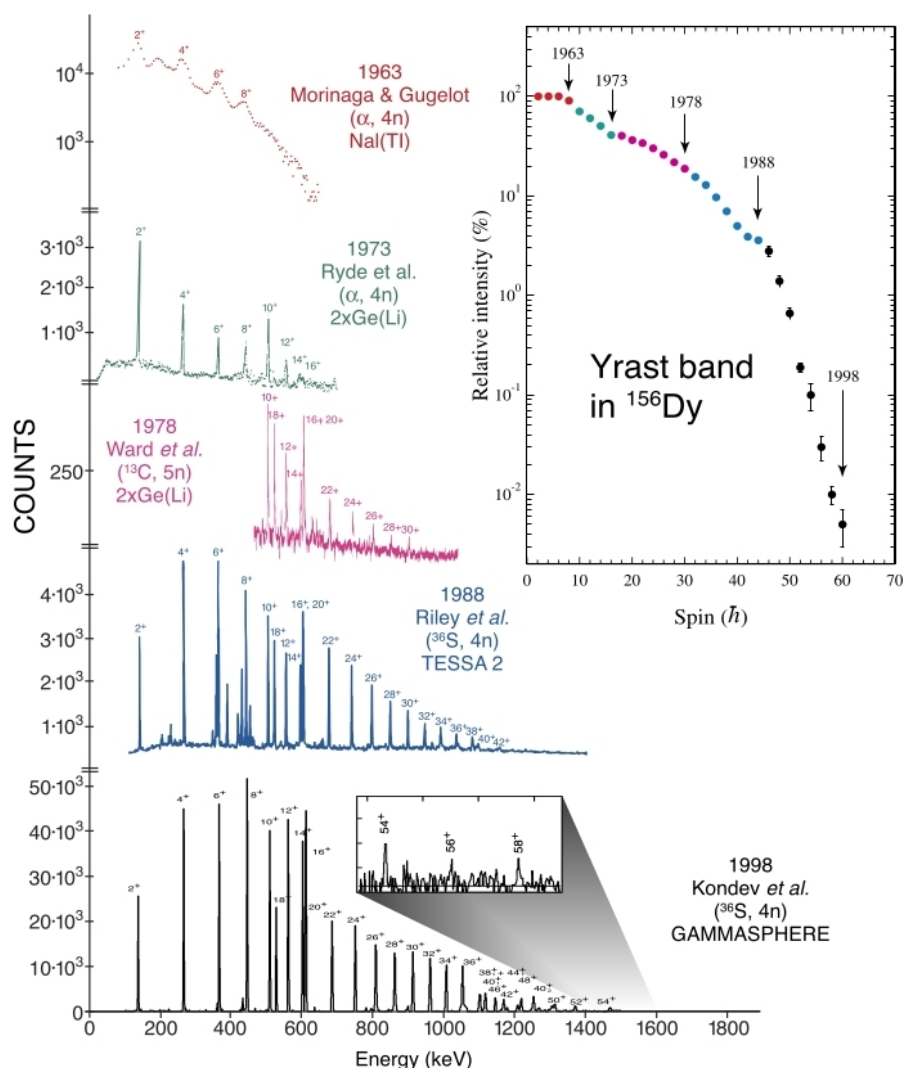


FIGURE 2.3 – Spectres de  $^{156}\text{Dy}$  montrant l'évolution de la capacité à détecter les rayonnements  $\gamma$  de la bande yrast. L'insert en haut à droite montre les spins les plus hauts atteints détectés et leurs intensités relatives. Figure issue [Riley *et al.*, 2016].

### 2.2.2.1 Début de la spectroscopie gamma

Nous allons illustrer l'évolution de la spectroscopie  $\gamma$  et les améliorations techniques depuis les années 1960 par les spectres obtenus dans l'étude des noyaux de Dysprosium. La figure 2.3 illustre ces améliorations par différents spectres obtenus au cours du temps.

Lorsqu'un noyau est étudié à haute énergie d'excitation, la densité d'états est forte et de nombreuses transitions sont possibles. Chacune d'entre elles est donc peu intense et de nombreuses transitions ont des énergies proches. Leurs études nécessitent donc de bonnes résolutions de détection.

En 1962, les cristaux d'iodure de sodium ( $\text{NaI}$ ) dans une réaction ( $\alpha, 4n$ ) ont permis d'étudier le noyau de  $^{156}\text{Dy}$  jusqu'au niveau  $8^+$ , le facteur limitant étant la faible résolution de ces cristaux.

L'apparition des cristaux de germanium purifiés ayant une bien meilleure résolution ( $\simeq 2$  keV à 1.33 MeV) a permis d'observer ce noyau jusqu'au niveau  $16^+$ . C'est durant la même période que les accélérateurs d'ions lourds ont permis de peupler des noyaux à

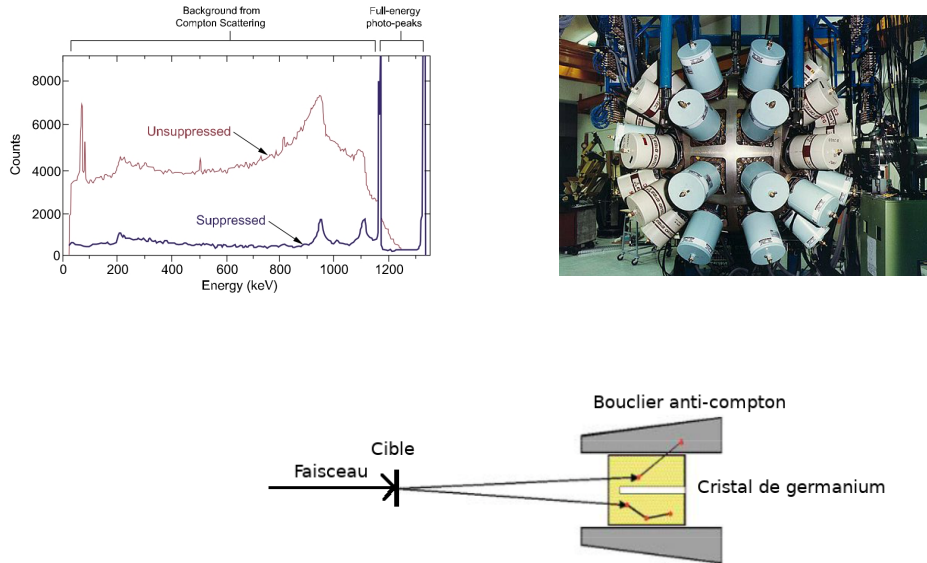


FIGURE 2.4 – À gauche : spectre de  $^{60}\text{Co}$ , avec ou sans bouclier anti-Compton. L'énergie totale des pics photoélectriques a été normalisée sur les deux spectres. Figure adaptée de [Riley *et al.*, 2016]. À droite : photo du détecteur EUROGAM II utilisant la technologie anti-Compton. En bas : schéma d'un cristal de germanium entouré par un bouclier anti-Compton. Lorsque le photon  $\gamma$  interagit par interaction Compton et s'échappe du détecteur, il est absorbé dans le bouclier anti-Compton et l'événement est supprimé.

plus haut spin.

Les boucliers anti-Compton ont permis d'améliorer énormément le ratio signal sur bruit et donc de permettre l'étude de transitions de faibles intensités. Le principe, illustré sur la figure 2.4 est d'entourer le détecteur cristal de germanium d'un cristal dense ayant une très forte efficacité. Lorsqu'un  $\gamma$  interagit par effet Compton, mais que l'énergie restante s'échappe du cristal, celle-ci est détectée par le bouclier anti-Compton et l'événement est alors supprimé. Pour un  $\gamma$  de 1.3 MeV, le ratio signal sur bruit atteint alors 60% environ, contre 28% sans bouclier anti-Compton [Riley *et al.*, 2016]. Deux spectres, avec et sans bouclier anti-Compton, sont tracés sur la figure 2.4.

### 2.2.2.2 Germanium hautement purifié (HPGe) et Bromure de Lanthane ( $\text{LaBr}_3$ )

De nos jours, les détecteurs utilisés en spectroscopie  $\gamma$  sont essentiellement des cristaux germanium hautement purifiés pour leur résolution et les cristaux de  $\text{LaBr}_3$  pour leur efficacité et leur résolution temporelle.

Les cristaux de germanium hautement purifiés sont alimentés par une haute tension qui crée une zone déplétée (c'est-à-dire vide de charge). Lorsqu'un photon dépose de l'énergie dans le cristal, des paires électrons-trous se créent et dérivent sous l'effet de la haute tension. Le courant est détecté par les électrodes. Avec une résolution d'environ 2 keV pour un  $\gamma$  de 1332 keV mesuré avec une source de  $^{60}\text{Co}$ , ce sont les meilleurs détecteurs disponibles sur le plan de la résolution.

Une bonne efficacité de détection est néanmoins indispensable pour mesurer des voies de réaction ayant une faible section efficace ou bien pour mesurer des transitions peu

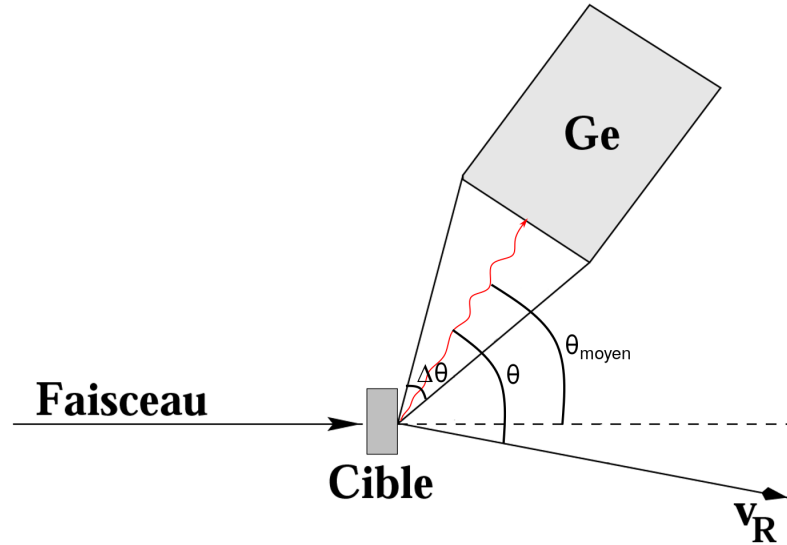


FIGURE 2.5 – Illustration de la détection d'un photon  $\gamma$  émis par une source en mouvement. L'angle  $\theta$  est l'angle entre la trajectoire du noyau émetteur et celle du photon gamma détecté.  $\theta_{moyen}$  correspond à l'angle moyen utilisé si il n'est pas possible de connaître l'angle d'émission du noyau.  $\Delta\theta$  est une incertitude sur l'angle de détection due à la largeur du cristal.

intenses. Il faut donc maximiser l'angle solide couvert par les détecteurs, en utilisant des cristaux de plus grands volumes, ou bien en associant plusieurs détecteurs de plus petits volumes.

Une autre contrainte est la dégradation de la résolution par l'élargissement Doppler, illustré sur la figure 2.5. Lorsqu'un noyau en mouvement à une vitesse  $\vec{v}_R$  dans le référentiel du laboratoire émet un photon d'énergie  $E_0$ , il est détecté avec un décalage dû à l'effet Doppler qui dépend de la vitesse du noyau et de l'angle  $\theta$  entre la trajectoire du noyau et celle du photon émis par ce noyau. Il faut donc corriger ce décalage grâce à la formule

$$E_0 = \frac{E_{detecte}}{\gamma} (1 - \beta \cos\theta) \quad (2.3)$$

où  $\beta = |\vec{v}_R|/c$  et  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  est le facteur de Lorentz.

Les noyaux produits par la réaction sont émis dans un cône autour de l'axe du faisceau. Si pour chaque événement l'angle d'émission du noyau ne peut pas être mesuré, on utilisera l'angle  $\theta_{moyen}$ , c'est-à-dire l'angle entre le détecteur et le faisceau. Cela entraînera donc une incertitude sur l'angle et un élargissement des pics sur les spectres  $\gamma$ . Il existe une autre source d'incertitude sur l'angle due à la largeur du cristal détecteur. Cette incertitude, noté  $\Delta\theta$  sur la figure 2.5 empêche a priori d'utiliser des cristaux de trop gros volumes.

Pour corriger cet élargissement, et pour effectuer certaines mesures (comme les corrélations angulaires) il est nécessaire de segmenter le détecteur afin de connaître précisément l'angle d'émission du rayonnement gamma.

Les cristaux de bromure de lanthane sont des scintillateurs. L'énergie déposée dans les atomes est réémise par fluorescence. Un photomultiplicateur (PMT) convertit cette

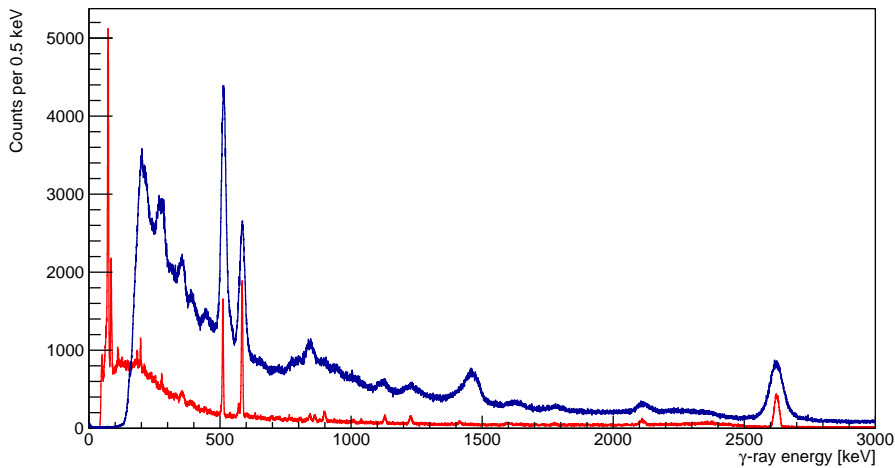


FIGURE 2.6 – Spectres associés aux gamma du  $^{208}\text{Pb}$ , vus par les détecteurs des  $\text{LaBr}_3$  (en bleu) et  $\text{HPGe}$  (en rouge), lors de l’expérience de Tokai (voir section 2.4).

lumière en signal électrique. Ces cristaux sont essentiellement utilisés pour leurs fortes efficacités et la rapidité de la collecte du signal ( $<20$  ns) qui permet des mesures de temps de vie de niveaux excités. Le Lanthane naturel contient 0.09% de  $^{138}\text{La}$  dont la demi-vie est de  $1.05 \times 10^{11}$  années, ce qui produit une activité de  $1.5 \text{ Bq/cm}^3$  de  $\text{LaBr}_3$ . Cet isotope décroît à 66.4% par émission  $\beta$  vers le  $^{138}\text{Ba}$  qui émet une raie  $\gamma$  à 1436 keV en coïncidence avec le photon X à 32 keV du Baryum. Ainsi, le spectre de fond comprendra un double pic constitué de l’émission à 1436 keV et du pic somme à 1468 keV. La deuxième branche de décroissance est une émission à 789 keV en coïncidence avec le  $\beta$  de décroissance qui a une énergie comprise entre 0 et 225 keV. Il y a donc, dans le spectre de fond, un pic à 789 keV suivi d’un continuum s’étendant jusqu’à 1014 keV [Menge *et al.*, 2007].

Les scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  ont une résolution plus faible que les  $\text{HPGe}$ . Cependant, celle-ci peut en théorie atteindre 3% de largeur à mi-hauteur à  $E_\gamma = 662$  keV. Ces caractéristiques proviennent de sa forte luminescence ( $>65\,000$  photons/MeV). Selon les études du constructeur « Saint-Gobain », la taille des cristaux n’a pas d’influence significative sur la linéarité et sur la résolution des détecteurs [Menge *et al.*, 2007].

### 2.2.2.3 Multidétecteurs $\gamma$

Les considérations précédentes ont amené des collaborations européennes et américaines à construire des multidétecteurs  $\gamma$  de plus en plus segmentés et couvrant l’angle solide le plus grand possible. En Europe, Eurogam I (1991) possédait 45 détecteurs germanium et avait une efficacité de détection du photopic de 5% environ et un rapport pic sur total de l’ordre de 55%. Suivirent Eurogam II (photo de la figure 2.4), Euroball III et Euroball IV. Ce dernier avait une efficacité photopic d’environ 10% à 1.3 MeV [Riley and Simpson, 2013]. Le bouclier anti-Compton, constitué de cristaux de BGO pouvait être utilisé comme calorimètre afin d’avoir accès à l’énergie totale. Aux États-Unis, le détecteur Gammasphere, constitué de 110 cristaux de germanium et de leurs boucliers anti-Compton a également une efficacité d’environ 9% à 1.3 MeV [Riley and Simpson, 2013]. Le dernier spectre de la figure 2.3 montre un spectre de  $^{156}\text{Dy}$  obtenu avec le détecteur Gammasphere. Celui-ci a un très bon rapport signal sur bruit, permettant d’observer des transitions ayant de très faibles intensités.

Dans ces boules de germanium, certains cristaux sont groupés ensemble dans des capsules appelées « clover » ou « cluster ». L'intérêt est de sommer les énergies des différents cristaux afin de reconstituer celle du photon  $\gamma$  ayant interagi par effet Compton. De plus, la direction du photon diffusé renseigne sur la polarisation de la transition.

Cependant, il s'est avéré impossible d'améliorer encore l'efficacité de détection, puisque dans les dernières versions de Gammasphere et de Euroball, les  $4\pi$  d'angle solide étaient occupés par les cristaux de germanium, et par leurs boucliers anti-Compton. Il n'était donc pas possible d'ajouter de nouveaux volumes de détection. Il n'est pas non plus possible d'utiliser une simple boule compacte de cristaux de germanium, duquel on aurait supprimé les boucliers anti-Compton. En effet pour être capable de reconstruire l'énergie en évitant des sommations trop importantes, il serait nécessaire d'utiliser des cristaux de très petites tailles. Ainsi pour obtenir une résolution angulaire de 3 degrés, en couvrant  $4\pi$  d'angle solide, 1000 cristaux seraient nécessaires. Cela aurait pour effet d'augmenter le volume de zones mortes constituées des capsules en aluminium des cristaux. De plus cela ne permettrait pas d'obtenir la profondeur de l'interaction des photons, ce qui réduirait fortement l'efficacité de reconstruire les énergies par des méthodes de tracking.

Il devenait nécessaire de reconstituer l'énergie des photons ayant interagi par effet Compton pour éviter cet effet de sommation. Un autre défi était de détecter plus précisément l'angle d'émission afin d'améliorer la correction Doppler et donc la résolution en énergie lorsque les expériences ont lieu à des énergies élevées, induisant une vitesse plus grande du noyau de recul.

La solution adoptée pour résoudre ces problèmes est à ce jour la construction d'une boule compacte de détecteurs germanium dont chaque cristal est segmenté électriquement, grâce à de multiples anodes entourant le cristal. La forte segmentation permet de reconstruire l'énergie déposée à chaque interaction et leurs emplacements. On peut alors sommer ces interactions en s'assurant que les énergies et les angles entre les interactions sommées sont compatibles avec des interactions Compton, décrites par la formule 2.2. Cela permet de reconstituer l'énergie totale de chaque photon et donc d'augmenter le ratio signal sur bruit. L'analyse de la forme des signaux permettant de retrouver l'emplacement des interactions et le tracking permettant de les regrouper seront expliquées au chapitre 3 sur le traitement des données.

Ce projet a donné naissance à la collaboration européenne AGATA (Advanced Gamma Tracking Array), qui m'a permis de réaliser l'expérience  $^{12}C(^{208}Pb, ^8Be)^{212}Po$  au laboratoire du GANIL à Caen (photo 2.9), et à son équivalent américain GRETA (Gamma Ray Energy Tracking Array).

Toutes ces améliorations ont été de pair avec le passage à une électronique numérique afin qu'elle puisse traiter toutes les voies à des fréquences élevées.

Ainsi au cours du temps, il a été possible d'augmenter la sensibilité des détecteurs et donc d'étudier de nouveaux phénomènes. Cela est illustré sur la figure 2.7 qui montre l'évolution de la sensibilité expérimentale au cours du temps et les spins des états excités de  $^{158}Er$ , devenus accessibles à l'observation.

Lorsque les expériences produisent des noyaux avec des faibles vitesses de recul, ou lorsque le noyau est arrêté, la correction Doppler n'est pas une contrainte forte. Ainsi, pour étudier des noyaux ayant des cascades de désexcitation gamma de faible multiplicité on peut choisir de privilégier l'efficacité en utilisant des cristaux de gros volumes. Ce fut le cas dans l'expérience réalisée à Tokai.

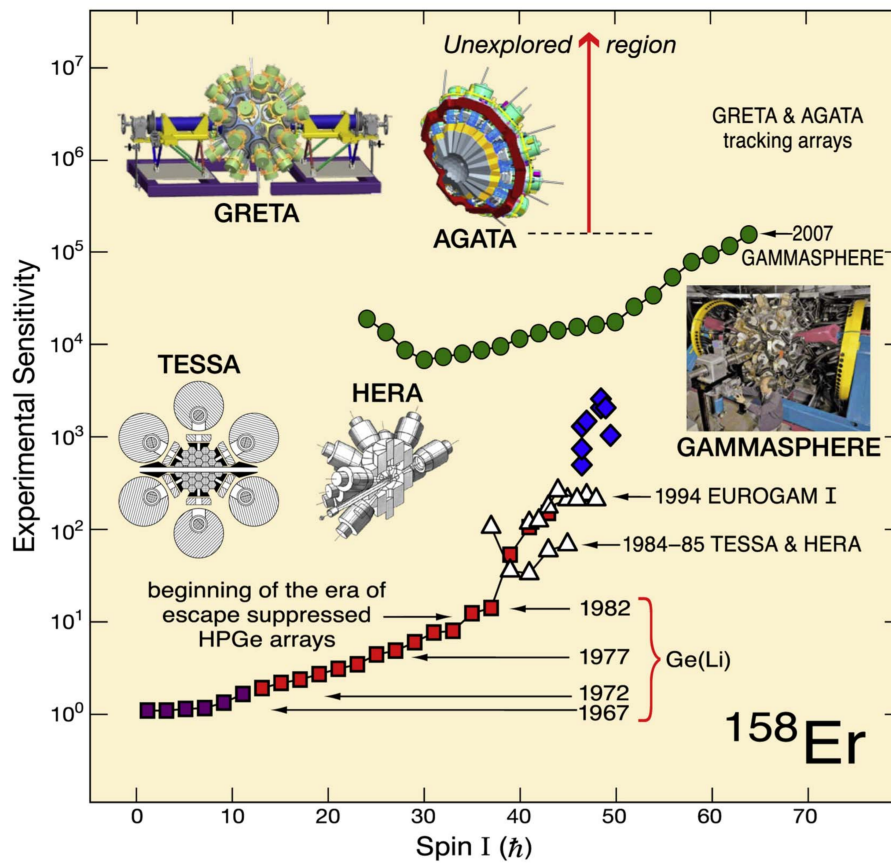


FIGURE 2.7 – Évolution de la sensibilité de plusieurs multi-détecteurs  $\gamma$  en fonction des moments angulaires (spins) maximums mesurés dans la bande rotationnelle du noyau  $^{158}\text{Er}$ . Figure issue de [Riley *et al.*, 2016].



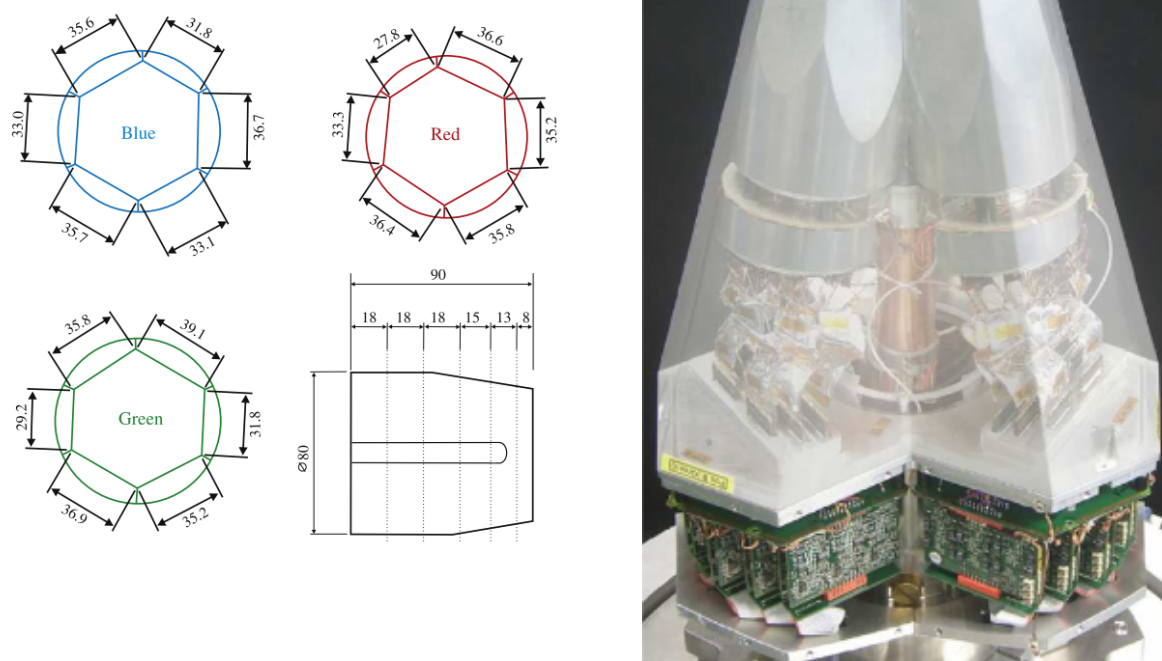


FIGURE 2.8 – À gauche : vue de face et de côté des trois géométries de cristaux composant le détecteur AGATA. Schéma issu de [Akkoyun *et al.*, 2011]. À droite : vue d'un triplet de cristaux, dans leurs cryostats. Le cryostat a été dessiné transparent afin de montrer l'électronique située au plus près des cristaux, et notamment les FET (Field Effect Transistors). Figure issue de [Wiens *et al.*, 2010].

#### 2.2.2.4 AGATA

Le multidétecteur AGATA est une boule compacte de germanium. Le principe de ces détecteurs a été brièvement décrit dans le paragraphe précédent, et l'analyse des données collectées sera décrite au chapitre 3. Nous nous intéresserons ici à la géométrie de ce détecteur. AGATA sera à terme composé de 180 cristaux couvrant près de  $4\pi$  d'angle solide. Afin de maximiser le volume utile de détection par angle solide, les cristaux (représentés sur la figure 2.8) sont des hexagones irréguliers de trois sortes (A, B et C).

L'emplacement des électrodes divise chaque cristal en 36 segments. Il y a ainsi six segmentations longitudinales d'épaisseurs croissantes en partant de la face la plus proche de la cible : 8, 13, 15, 18, 18 et 18 mm (voir figure 2.8). L'épaisseur de chaque anneau a été optimisée afin de répartir uniformément les interactions. Chacune de ces tranches est également segmentée en 6 secteurs suivant les 6 faces de l'hexagone irrégulier.

Les anodes sont les contacts centraux de chaque cristal, aussi appelé cœur vers lequel dérivent les électrons, c'est-à-dire le courant porté par les charges négatives. Les segments sont les cathodes vers lesquelles dérivent les trous. Si toute l'énergie est correctement collectée, l'énergie totale collectée par les segments doit être égale à l'énergie collectée par le cœur.

Chaque triplet de cristaux est encapsulé par une épaisseur d'aluminium de 0.8 mm située à une distance de 0.4 à 0.7 mm du cristal. Ce cryostat est représenté en transparence sur la figure 2.8 (droite). Les cryostats, refroidis à l'azote liquide permettent de refroidir



FIGURE 2.9 – À gauche : schéma 3D d'un détecteur d'AGATA avec les 36 segments. À droite, photo d'un détecteur AGATA prise dans la direction du faisceau lors de l'expérience AGATA-CHARADE.

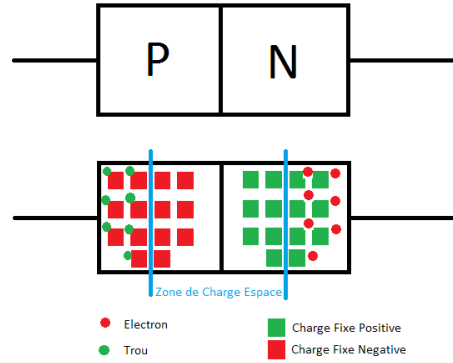
les cristaux à 90 K et l'électronique à 130 K où la contribution du bruit électronique est minimale [Akkoyun *et al.*, 2011]. Les 111 préamplificateurs de chaque triplet, un par segment et par cœur, sont constitués de FET (ou Fiel Effect Transistors) encapsulés et refroidis dans les cryostats, et d'une partie opérant à la température de la pièce. Leur rôle est de transmettre la trace du signal qui sera ensuite numérisé par les flash-ADC (Analogic to Digital Converter).

Sur les 180 détecteurs que devrait compter AGATA lors de la phase finale du projet, 36 étaient présents et en fonctionnement lors de l'expérience, ce qui représente environ  $0.8 \pi$  d'angle solide couvert. Un des cristaux avait une mauvaise résolution et a été supprimé lors de l'analyse.

### 2.2.3 Détection de particules chargées avec un détecteur silicium

Les cristaux de silicium purs sont peu conducteurs : la bande de conduction est éloignée de la bande de valence. Une certaine énergie est nécessaire pour faire passer des électrons dans la bande de conduction. Ils peuvent être cependant dopés avec des impuretés afin d'augmenter la conductivité en réduisant l'énergie d'ionisation, c'est à dire l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou lors du passage d'une particule. On a alors des cristaux semi-conducteurs, c'est-à-dire que contrairement au métal, il n'y a pas de charges libres, mais qu'une toute petite énergie ( $\sim 1$  eV) est suffisante pour en créer.

Le dopage consiste à introduire dans la maille cristalline des noyaux ayant un nombre d'électrons de valence différent de celui de la maille cristalline. Ce dopage peut-être de deux types. S'il s'agit de l'ajout d'un atome donneur, ayant plus d'électrons de valence que les noyaux de la maille cristalline (par exemple un atome de phosphore dans une maille de silicium), cet atome sera donneur et le dopage sera dit de type *N*. L'effet est de baisser l'énergie de la bande de conduction puisque plus d'électrons sont disponibles. Si

FIGURE 2.10 – Schéma d’une jonction  $P - N$  [Cron, 2013].

en revanche l’atome est de type accepteur (comme un atome de bore dans une maille de silicium), le dopage sera dit de type  $P$ .

Un détecteur silicium est une jonction  $P - N$ , illustrée sur la figure 2.10, c’est-à-dire qu’une partie de l’épaisseur du cristal est dopée  $P$ , et que l’autre est dopée  $N$ . Les charges libres existantes migrent alors spontanément vers les bords, créant une zone vide de charge. Lorsqu’une particule traverse cette jonction, elle crée des paires électrons-trous dans cette zone. Pour collecter ces charges, une tension est appliquée à la jonction. Lorsqu’une particule traverse la zone vide de charge, celle-ci perd son énergie en arrachant des électrons au matériau. Les électrons vont migrer vers la face  $N$  et les trous vers la face  $P$  créant les signaux de charge et de courant.

## Méthode d’identification des particules

### Télescope

Lorsqu’une particule chargée passe au travers de la matière, elle interagit avec celle-ci, et par conséquent perd de l’énergie et voit sa trajectoire modifiée. Au premier ordre, ces effets s’expliquent par les collisions inélastiques avec les électrons de la matière, puis par les réactions élastiques avec les noyaux. Cependant d’autres réactions ont lieu : réaction nucléaire, émission Cherenkov et bremsstrahlung. Chaque réaction transfère très peu d’énergie en comparaison de l’énergie totale, mais le nombre de collisions par unité de longueur est très grand. C’est pourquoi on peut calculer cette perte d’énergie par des méthodes statistiques. Par ailleurs, pour les ions, on peut considérer qu’ils ne sont pas déviés significativement pour des petites épaisseurs de matériaux traversés, puisque la masse des ions est bien plus grande que celle des électrons avec qui ils entrent en collision.

La formule classique de Bohr [Leo, 1987] explicite la perte d’énergie cinétique  $dE$  par unité de longueur de matériau traversée  $dx$ .

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \left( \frac{\gamma^2 m v^3}{z e^2 \bar{v}} \right)$$

avec

$ze$  la charge de l’ion,  $m$  sa masse et  $v$  sa vitesse,

$m_e$  la masse de l’électron,

$\gamma = \sqrt{1 - (v/c)^2}$  est le facteur de Lorentz,

$N_e$  densité d’électron dans le matériau, et  $\bar{v}$  la fréquence moyenne des électrons dans les orbitales électroniques. En utilisant  $E = \frac{mv^2}{2}$ , on observe que l’énergie déposée dépend au

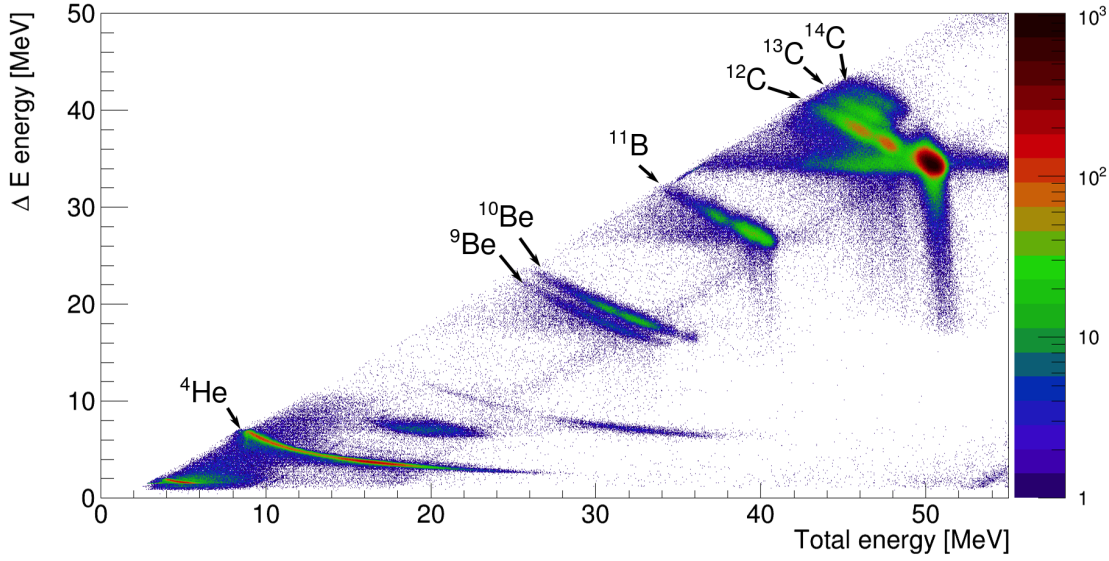


FIGURE 2.11 – Matrice d'identification des particules avec un détecteur silicium fin de  $50 \mu\text{m}$  détectant l'énergie  $E\Delta E$ , et un détecteur silicium épais mesurant l'énergie restante. Cette expérience, réalisée à Tokai a utilisé un faisceau  $^{12}\text{C}$  à une énergie  $E_{beam} = 62 \text{ MeV}$  sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$ .

premier ordre de la charge au carré et de la masse de l'ion incident :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 m}{2m_e E} N_e \ln\left(\frac{\gamma^2 m v^3}{ze^2 \bar{v}}\right) \quad (2.4)$$

Cette formule est une approximation classique. On peut prendre en compte les effets quantiques en utilisant la formule de Bethe et Block mais la formule de Bohr est suffisante pour comprendre le principe de séparation des noyaux dans le détecteur.

Le détecteur télescope est constitué d'un silicium mince (que nous nommerons  $\Delta E$ ) où la particule ne dépose qu'une partie de son énergie, puis d'un silicium épais (que nous nommerons  $E$ ) qui arrête la particule en y déposant toute l'énergie restante. Ainsi il suffit de tracer la perte d'énergie dans le  $\Delta E$  en fonction de l'énergie totale (qui dépend de la vitesse) pour voir apparaître différentes courbes correspondant aux noyaux traversant le détecteur. La figure 2.11 montre un exemple de matrice d'identification provenant de notre expérience réalisée à Tokai. Pour chaque événement, l'énergie déposée par les ions dans la première couche de détection ( $\Delta E$ ) est tracée en ordonnée, et l'énergie totale ( $E + \Delta E$ ) déposée dans les deux couches de détection est tracée en abscisse. Les labels sur la figure indiquent les ions détectés. Du fait de la dépendance en  $z^2$  de l'énergie déposée par unité de longueur, la séparation entre les ions de charges différentes (carbone, bore, béryllium et hélium) est plus importante qu'entre les ions de mêmes charges et de masses différentes (par exemple les ions  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  et  $^{14}\text{C}$ ).

## 2.3 Expérience AGATA-CHARADE

Les états clusters dans le noyau de  $^{212}\text{Po}$  ont été découverts par la mesure de la courte durée de vie de ces états (voir chapitre 1). Dans la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{212}\text{Po}$  sur une cible épaisse, la limite basse mesurable pour le temps de demi-vie des états par décalage

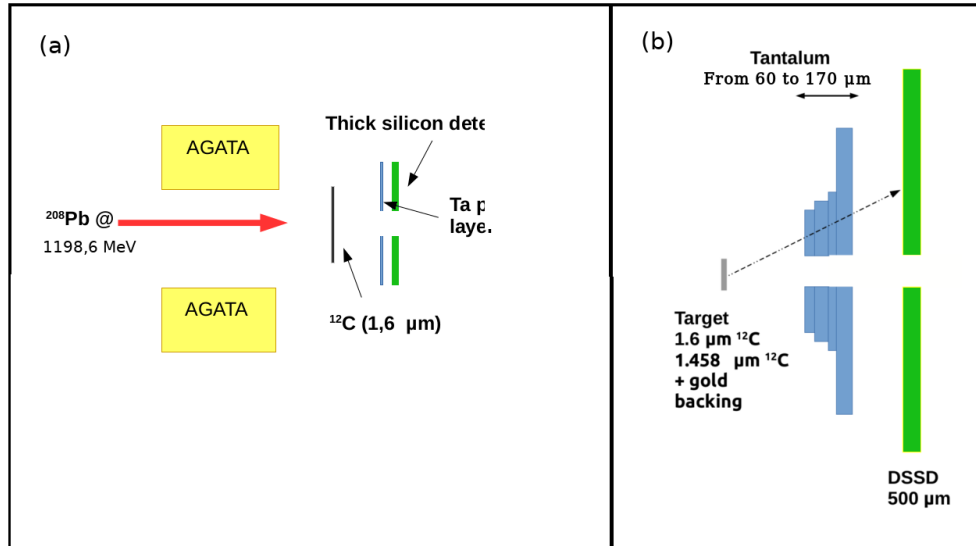


FIGURE 2.12 – À gauche : Représentation schématique de l'expérience AGATA-CHARADE au GANIL. À droite : zoom sur la cible et le détecteur de particule CHARADE, devant lequel est représenté le dégradeur différentiel en tantale.

Doppler était limitée par le temps de ralentissement du noyau dans la cible, c'est-à-dire 1,4 ps. Pour accroître la précision sur ces mesures, il a été proposé une expérience en cinématique inverse, c'est-à-dire en accélérant l'ion lourd sur une cible de noyaux légers. Le  $^{212}\text{Po}$  produit en cinématique inverse a une vitesse de l'ordre de 10% de  $c$ , vitesse de la lumière dans le vide, contre environ 1% pour le même type d'expérience en cinématique directe. Le ralentissement du noyau est donc moins rapide et cela permet d'être sensible à des temps de vie plus petits, inférieurs à la picoseconde.

Cette expérience avait également pour objectif de confirmer les spins et parités attribués à ces états clusters, ainsi que de découvrir de nouveaux niveaux, dont un niveau  $2^-$  prédit par D. Delion [Delion *et al.*, 2012]. Un autre objectif de cette expérience, concernant directement cette thèse, était l'étude du mécanisme de réaction conduisant aux états clusters.

Sept jours de faisceau ont été obtenus auprès du cyclotron n°1 du GANIL à Caen en France. Ce laboratoire peut délivrer de nombreux faisceaux stables et radioactifs accélérés par un ou deux cyclotrons. Nous avons utilisé un faisceau de  $^{208}\text{Pb}$  accéléré à une énergie de 5.7626 MeV par nucléon sur une cible de  $^{12}\text{C}$ . La largeur à mi-hauteur de la distribution en énergie du faisceau est inférieure à 0.5 %.

### 2.3.1 Choix des détecteurs

Le détecteur AGATA était placé aux angles arrières, et le détecteur de particules CHARADE à l'avant, comme illustré sur la figure 2.12 (a).

La cinématique inverse a pour effet de ramener les éjectiles vers l'avant ce qui a pour conséquence de couvrir une grande partie de l'angle solide  $4\pi$  dans le centre de masse de la réaction avec un détecteur couvrant une partie relativement modeste de l'espace dans le référentiel du laboratoire.

La figure 2.13 présente une simulation de la distribution des angles d'émission des noyaux de  $^8\text{Be}$  pour deux énergies d'excitation du  $^{212}\text{Po}$ . Les barres noires représentent la plage de détection du détecteur. Cette simulation a été faite pour une énergie faisceau

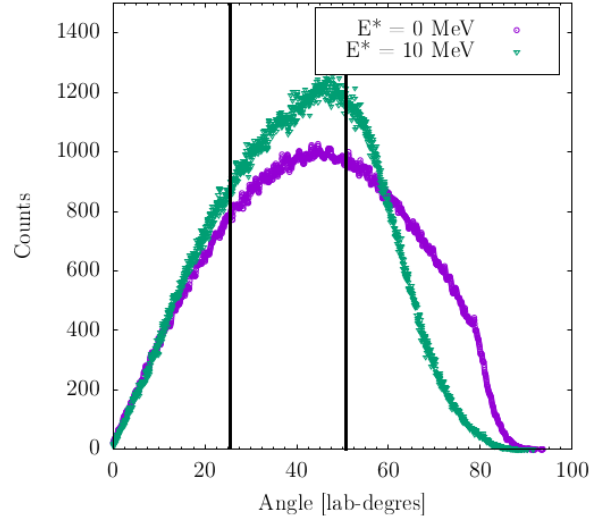


FIGURE 2.13 – Angle d’émission des noyaux de  ${}^8\text{Be}$  dans la réaction  ${}^{208}\text{Pb}({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}){}^{212}\text{Po}$  avec une épaisseur de cible de  $0.5\text{ mg/cm}^2$  et une énergie faisceau de  $5.2\text{ MeV/u}$ , selon l’énergie d’excitation  $E^*$  des noyaux produits. Cette figure a été obtenue à l’aide du logiciel LISE++.

de  $5.2\text{ MeV/u}$ , à une énergie plus basse que l’énergie finalement utilisée dans l’expérience. Cela augmente la plage d’angle couverte expérimentalement par rapport à cette simulation. Cependant ce sont les deux particules  $\alpha$  issues du  ${}^8\text{Be}$  qui sont détectées et non le  ${}^8\text{Be}$  lui même. S’il est émis aux angles extrêmes du détecteurs, certaines particules  $\alpha$  ne sont pas détectées, et cela réduit l’efficacité géométrique de détection du  ${}^8\text{Be}$  par rapport à la détection d’un ion ne subissant pas de break-up.

Un dégradeur, schématisé sur la figure 2.12 (b), était composé de feuilles de tantale placées devant le DSSD. L’épaisseur de tantale pour chaque plage d’angle a été calculée afin que les noyaux de  ${}^4\text{He}$ , issus de la réaction  ${}^{208}\text{Pb}({}^{12}\text{C}, {}^4\text{He}){}^{212}\text{Po}$  soient détectés, et que les noyaux plus lourds soient stoppés. Cela permettait d’éliminer les événements correspondant aux fragments de fission et à la diffusion du  ${}^{12}\text{C}$  qui auraient fortement contaminé les spectres et endommagé le détecteur. En éliminant les ions lourds grâce au dégradeur, l’acquisition est déclenchée moins fréquemment, grâce à la chaîne électronique décrite au paragraphe 2.3.3. Cela permet de diminuer le nombre d’événements perdus à cause de la saturation des acteurs impliqués dans le traitement des données, telle que l’analyse de la forme des signaux (voir chapitre 3). Enfin la segmentation et la calibration du DSSD avaient pour objectif de nous renseigner sur le mécanisme de réaction.

## DSSD

Le détecteur, dont on peut voir les deux faces sur la figure 2.14, était orienté de façon à ce que la face dopée  $p$ , divisée en 64 secteurs soit vers le faisceau. La face dopée  $n$  est divisée en 32 anneaux.

### 2.3.2 Choix de la cible

Deux cibles ont été utilisées. La première cible était de  $1.458\text{ }\mu\text{m}$  de carbone diamant sur un support d’or de  $1.05\text{ mg/cm}^2$ . Cette cible servait pour la mesure des temps de vie. La deuxième cible de  $1.6\text{ }\mu\text{m}$  de carbone diamant était auto supportée et devait servir à

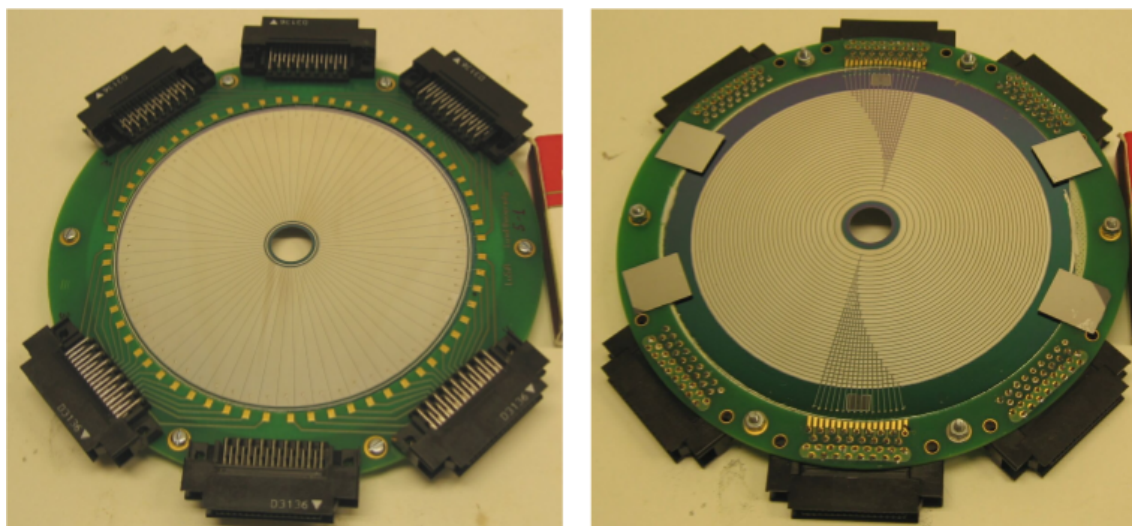


FIGURE 2.14 – Face *P* (à gauche) et face *N* (à droite) du détecteur silicium segmenté utilisé lors de l'expérience AGATA-CHARADE. Le rayon intérieur est de 16,0 mm, le rayon extérieur est de 42,5 mm.

la recherche de nouveaux niveaux et à l'étude du mécanisme de réaction. Dans cette thèse nous avons traité les données obtenues à l'aide de la cible auto supportée.

### 2.3.3 Électronique

Les préamplificateurs du DSSD étaient reliés à des modules de mise en forme du signal MESYTEC possédant 16 voies proportionnelles à l'amplitude du signal et 16 sorties logiques. Chaque module possède également une sortie CFD (Constant Fraction Discriminator) « OU » dont sort un signal logique chaque fois qu'il existe un signal sur l'une des 16 voies. La sortie CFD servait à bâtir le trigger analogique et à donner un timestamp local traité dans les modules TDC (Time Discriminator Converter). La sortie en amplitude était reliée aux modules ADC.

Six modules ADC3214 numérisaient sur 14 bits les signaux d'énergie. Les modules TDC3214 numérisaient quant à eux le signal logique pour en extraire une information de temps pour les modules U2M qui donnaient le temps écoulé entre un start commun généré par le premier signal d'entrée et un stop individuel afin d'étiqueter chaque signal en temps.

Chaque module pouvant traiter 16 voies, il y avait donc deux modules ADC, deux modules TDC et deux modules U2M pour traiter les signaux des 32 anneaux, et quatre ADC, quatre TDC et quatre U2M pour ceux provenant des 64 secteurs

Le module GAMER centralisait les différents signaux et le module CENTRUM les transmettait à l'évent builder du GANIL.

Imposer une coïncidence gamma-particule ne réduisait pas suffisamment le taux de comptage lors des acquisitions avec les cibles possédant un support d'or. Il était donc nécessaire d'imposer une multiplicité 2 en gamma pour le déclenchement de l'acquisition. Nous avons donc bâti une chaîne électronique analogique afin de ne déclencher l'acquisition que si au moins une voie du silicium était touchée en coïncidence avec 2 gamma détectés par AGATA.

Pour la partie AGATA, le trigger était bâti à partir des signaux des numériseurs de chaque détecteur. Deux générations de numériseurs étaient utilisés (V1 et V2) et devaient

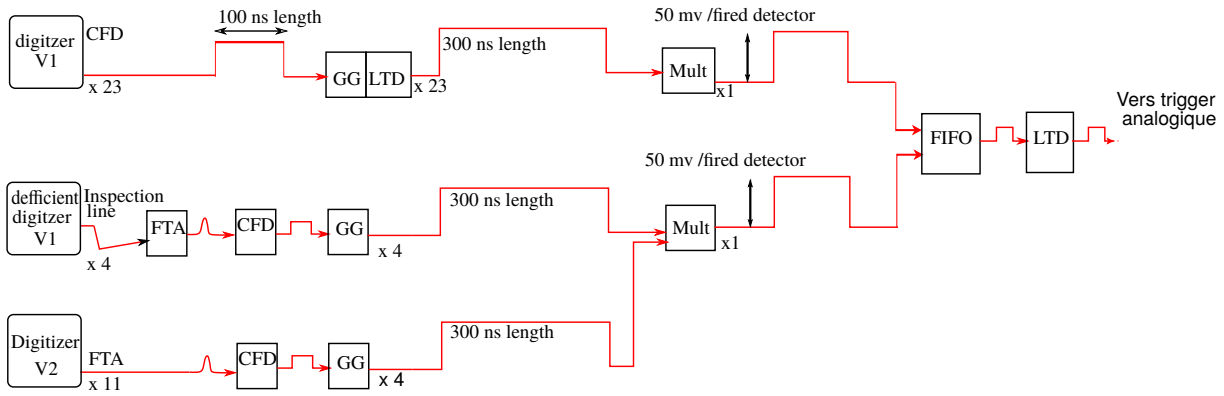


FIGURE 2.15 – Chaîne électronique permettant de bâtir le déclenchement analogique à partir des sorties des numériseurs d’AGATA. Le signal logique obtenu, appelé « OU gamma » sera combiné avec celui venant du DSSD (appelé « OU particule ») afin de bâtir le signal de trigger (figure 2.16). Les flèches reliant les modules prennent les formes approximatives des signaux.

être traitées séparément.

Les 23 numériseurs les plus anciens (V1) possédaient une sortie CFD intégrée. Le signal logique ne nécessitait qu’une remise en forme par des modules GG (Gate and Delay Generator) et LTS (Low Threshold Discriminator) pour être injecté dans le module de multiplicité. Cependant la sortie CFD de quatre d’entre eux était défectueuse. On utilisait alors la ligne d’inspection (qui est une copie du signal physique) comme déclencheur en modifiant la forme au travers d’un FTA (Fast Timing Amplifier), d’un CFD et d’un GG (Gate Generator). Enfin les 11 numériseurs de nouvelle génération (V2) avaient une sortie FTA, donc un CFD et un GG suffisent à mettre en forme le signal.

Deux modules de multiplicité (un pour les numériseurs V1 dont les sorties analogiques étaient fonctionnelles, et un pour les autres numériseurs) fournissaient un signal d’une amplitude de 50 mV par signal d’entrée (donc par détecteur touché) et étaient ensuite combinés au sein d’un FIFO (Fan In Fan Out). Un module LTD sert ensuite à discriminer les signaux de plus de 30 mV lorsqu’une multiplicité 1 en gamma était demandée, ou 70 mV pour une multiplicité 2.

Cette mise en forme des signaux pour bâtir le déclenchement analogique est illustrée sur la figure 2.15.

Les signaux logiques des quatre modules MESYTEC en sortie des préamplificateurs du DSSD sont combinés par un FIFO. Le signal résultant est donc un « OU » de tous les secteurs du DSSD. Ce signal est étiré par un GG pour servir de fenêtre de coïncidence. Elle est injectée dans un module de coïncidence avec le « OU gamma ». Cependant, le signal « OU gamma » est plus ou moins rapide selon le détecteur touché ce qui rendrait imprécis l’étiquetage en temps de l’événement si cette coïncidence était utilisée. On a donc retardé le signal « OU particule » et imposé une deuxième coïncidence entre ce signal retardé et celui issu de la première coïncidence. C’est le signal résultant qui est utilisé pour l’étiquetage en temps. Cette partie de la chaîne électronique est illustrée sur la figure 2.16.

Le trigger analogique va alors être distribué pour déclencher l’écriture sur disque.



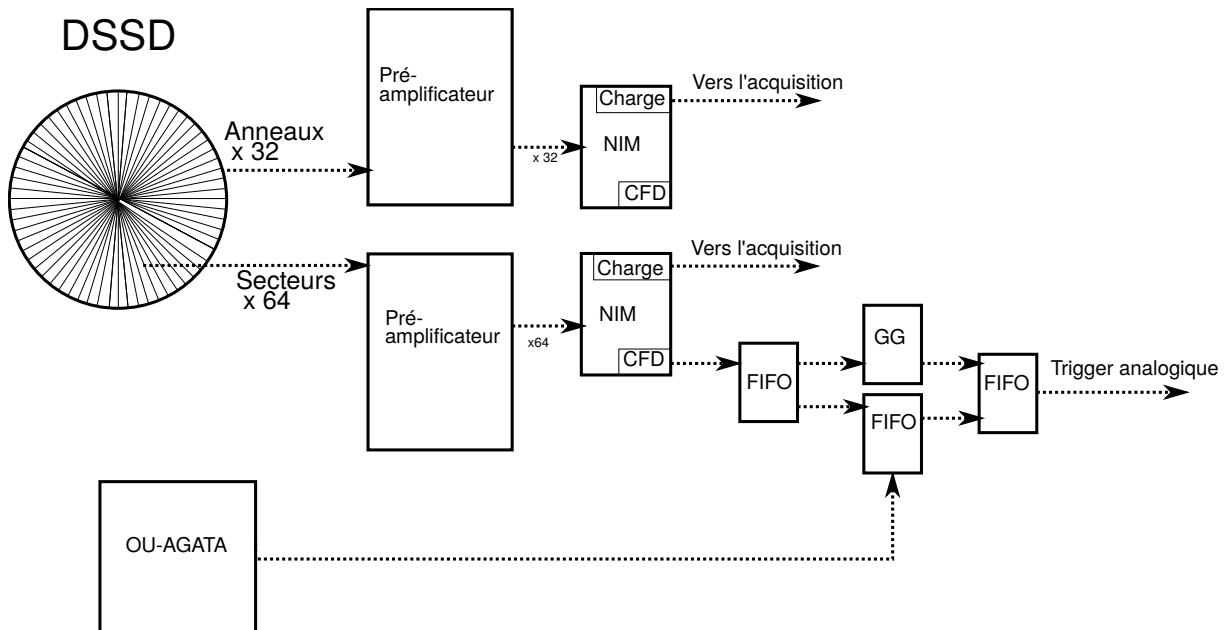


FIGURE 2.16 – Chaîne électronique permettant de bâtir le trigger analogique à partir des pré-amplis du DSSD et du signal « OU gamma ». Ce trigger analogique sera transmis à différents modules pour déclencher l'écriture sur disque.

### Trigger Processor

Dès qu'un gamma touche un cristal et que le signal est au-dessus du seuil imposé le signal de charge est alors numérisé à une fréquence de 100 MHz sur des flash-ADC d'une profondeur de 14 bits. Le signal est transmis par les carriers sous la forme d'une feuille de l'arbre GTS (Global Triggering System) qui tague chaque événement avec un temps issu d'une horloge commune distribuée aux carriers.

Celui-ci est alors transmis par fibre optique aux cartes mezzanines qui assurent le prétraitement des données. L'énergie, le temps et la forme du signal des 36 segments et des cœurs de chaque détecteur touché sont alors stockés par la carte mezzanine. Ces données ne seront écrites sur le disque que si elles reçoivent une validation de la part du trigger processor. Le traitement des données AGATA est illustré sur la figure 2.17.

Le trigger analogique est aussi injecté au module AGAVA qui envoie une requête trigger au *trigger processor* qui s'assure que l'événement gamma existe bien et que l'acquisition n'est pas en temps mort. Si ces conditions sont réunies, l'événement est marqué comme « validé ». Sinon il est marqué comme « rejeté ». S'il est validé, le signal est envoyé aux carriers des détecteurs touchés pour inscrire l'événement sur le disque. Ces données passent par le *centrum* qui bâtit l'événement gamma.

Le merging des signaux provenant des deux modules *centrum* est ensuite fait hors ligne par l'*event builder* de l'émulateur FEMUL.

## 2.4 Dispositif expérimental de Tokai

L'expérience réalisée auprès du Tandem du JAEA à Tokai (Japon) avait pour objectif de caractériser la meilleure façon de peupler les états clusters et de connaître le mécanisme permettant de les peupler.

Nous avons utilisé un faisceau de  $^{12}\text{C}$  dans un état de charge  $5^+$  à quatre énergies

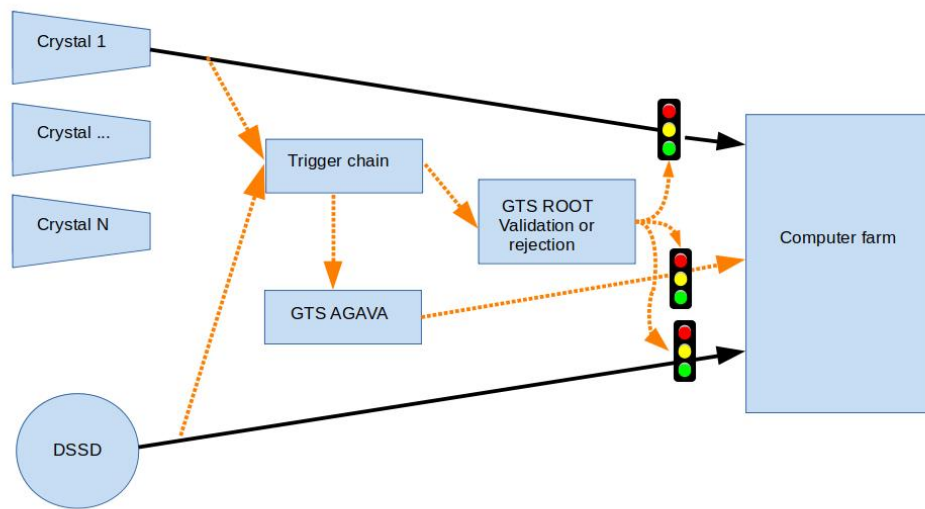


FIGURE 2.17 – Chaîne de validation d'un événement avant l'enregistrement sur disque. La chaîne est dessinée pour un cristal et une voie DSSD. Les flèches noires représentent le signal qui est enregistré s'il est validé par le module Global Triggering System du Ganil qui s'assure que l'acquisition est disponible. Les chaînes électroniques pour bâtir les triggers sont décrites sur les figures 2.15 et 2.16. Les flèches noires en traits pleins représentent les signaux physiques, et les flèches oranges en pointillés les signaux logiques.

différentes : 58, 60, 62 et 63.7 MeV dans le référentiel du laboratoire ce qui correspond à des énergies de -6%, -3,6%, -0,4% et 2,3% par rapport à la barrière coulombienne.

## 2.4.1 Détecteurs

### 2.4.1.1 Géométrie des détecteurs

Le détecteur silicium était placé à l'arrière et couvrait une plage d'angles entre  $121.55^\circ$  et  $140.95^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Le choix de placer le détecteur à l'arrière était motivé par le résultat de l'étude de cinématique du  $^{212}\text{Po}$  dans l'expérience Euroball [Astier *et al.*, 2010a] qui indique que les  $\gamma$  désexcitant des états clusters sont associés à un éjectile émis aux angles arrières.

La couronne de  $\Delta E$  était constituée de 8 détecteurs de  $75 \mu\text{m}$  et de deux détecteurs de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Le télescope comportait initialement 10 détecteurs de  $75 \mu\text{m}$  mais nous en avons remplacé deux, placées symétriquement par rapport au faisceau par des détecteurs plus minces afin de laisser passer également le  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé et des éjectiles de masses intermédiaires ( $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et  $^{11}\text{B}$ ).

Le détecteur épais de *Micron Semiconductor Limited*© comportait initialement 64 voies, c'est-à-dire 16 anneaux découpés en quatre, pour chaque quart du détecteur. Cependant, le nombre de voies disponibles dans l'acquisition n'était pas suffisant, chaque voie appartenant à un quart du détecteur a donc été court-circuitée avec celle du quart d'à côté afin de n'avoir au final que 32 voies : 16 pour le côté gauche (face *A*) et 16 pour le côté droit (face *B*). Par la suite, nous nommerons *siA* les voies de la face *A* et *siB* les voies de la face *B*, suivi du numéro de voie compris entre 1 et 16.

Comme dans tout détecteur silicium, une couche très fine d'aluminium (aussi appelée zone morte) recouvre le silicium afin de le protéger et de collecter les charges. D'après le catalogue constructeur, celle-ci est de  $0.5 \mu\text{m}$  pour le détecteur épais (voies *siA* et *siB*). Pour les détecteurs  $\Delta E$ , nous ne possédons pas d'indication du constructeur.

Le télescope comprenant le détecteur épais (voies *siA* et *siB*) et les  $\Delta E$  est schématisé sur la figure 2.18.

Le télescope de détecteurs est illustré sur la figure 2.18 à droite. Ce schéma comporte 12  $\Delta E$ , contre 10 durant l'expérience.

Quatre détecteurs germanium de gros volumes ainsi que quatre scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  étaient disposés autour de la chambre de réaction sur une couronne à  $90^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Cette géométrie est illustrée sur la figure 2.18.

Enfin un détecteur silicium a été placé à l'avant par rapport au faisceau afin de mesurer la diffusion élastique et de normaliser ainsi nos résultats. À l'avant du faisceau, la diffusion élastique correspond à la section efficace de Rutherford et est facilement calculable. Nous avons conçu et imprimé en 3D un support, sur laquelle nous avons fixé un collimateur en métal, afin de fixer un angle de détection ( $30^\circ$  par rapport au faisceau) et d'éviter un endommagement trop rapide du détecteur. Le support du moniteur est présenté sur la figure 2.19.

### 2.4.1.2 Résolution des détecteurs siliciums

La résolution des détecteurs est mesurée grâce à une séquence d'acquisition destinée à la calibration à la fin de l'expérience avec une source de  $^{241}\text{Am}$ . La source de  $^{241}\text{Am}$  émet trois particules  $\alpha$  à 5.486 MeV (intensité 85%), à 5.443 MeV (13%) et 5.388 MeV

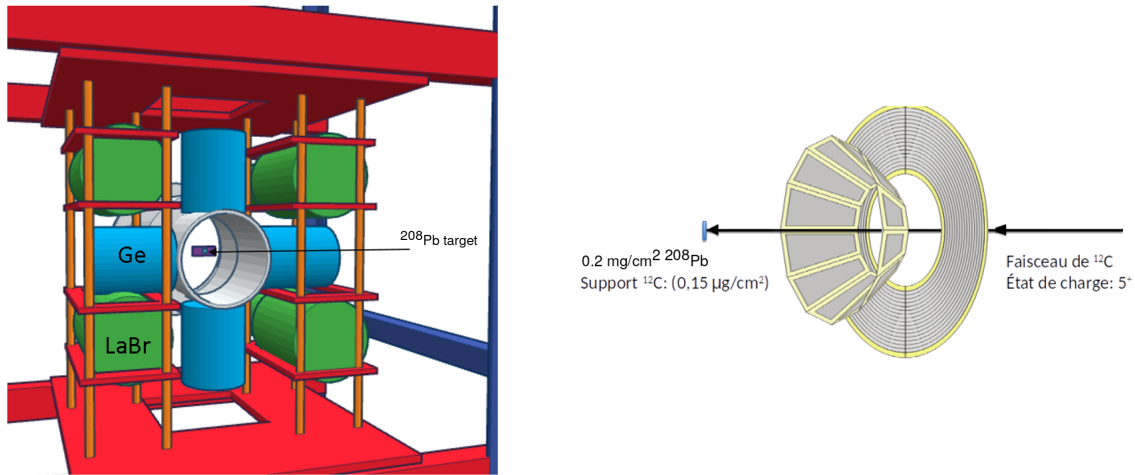


FIGURE 2.18 – Gauche : Schéma des détecteurs  $\gamma$  à Tokai. Droite : Schéma d'un détecteur de particules similaire à celui utilisé durant l'expérience. Celui schématisé ici comporte douze détecteurs  $\Delta E$ , contre 10 pour celui que nous avons utilisé. (Figures adaptées des figures transmises par R. Orlandi.)

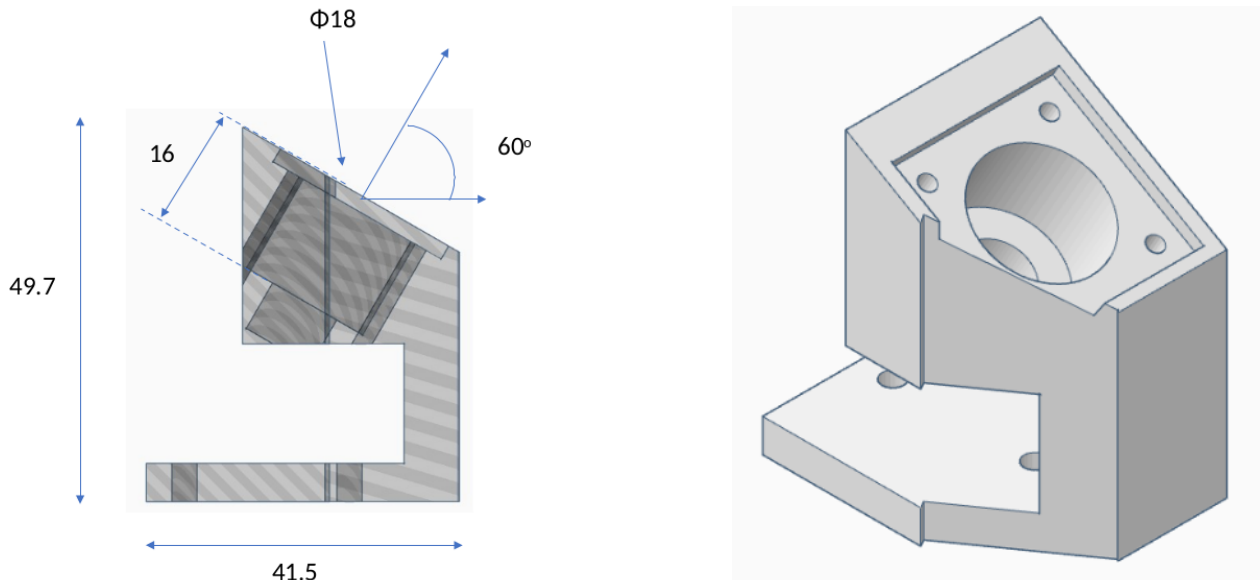


FIGURE 2.19 – Schémas du support du moniteur conçu pour l'expérience de Tokai. les cotes sont indiquées en millimètres.

id	<i>siA</i>		<i>siB</i>		dE	
	$\delta E/E$ (%)	FWHM [keV]	$\delta E/E$ (%)	FWHM [keV]	$\delta E/E$ (%)	FWHM [keV]
1	0,98	66	117	80	097	52
2	0,93	63	156	105	175	88
3	0,94	64	voie absente		263	130
4	0,91	62	117	134	192	98
5	0,92	62	116	81	108	60
6	0,93	63	114	79	156	82
7	0,93	64	109	79	092	50
8	0,86	59	107	77	voie absente	
9	1,34	88	103	74	195	98
10	0,79	54	102	71	117	63
11	1,35	93	100	70		
12	0,84	58	101	71		
13	0,80	55	106	72		
14	0,81	56	097	67		
15	0,80	55	101	70		
16	1,20	80	098	67		

TABLE 2.3 – Largeur à mi-hauteur des détecteurs siliciums, mesurées avec le pic  $\alpha$  du  $^{241}\text{Am}$  à 5.486 MeV, et ratio  $\delta E/E$  (en %) correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic divisée par l'énergie du pic.

(2%). Nous évaluons la largeur du pic à 5.486 MeV, grâce à un double fit gaussien sur les deux pics à 5.486 MeV et 5.443 MeV.

Les résolutions définies par le ratio largeur à mi-hauteur de la fonction gaussienne (en keV) sur l'énergie du pic (en keV) sont présentées sur le tableau 2.3. Lors de l'expérience, la fluctuation des gains des détecteurs élargissent les pics. Malgré les corrections apportées lors de l'analyse des données, cela engendre une résolution plus faible que lors de cette mesure hors ligne, avec une source.

### 2.4.1.3 Résolution des détecteurs $\gamma$ et élargissement Doppler

La largeur à mi-hauteur d'une transition mesurée par les détecteurs germanium à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$  est de 3.9 keV à 1332.5 keV, soit environ 0.3%.

Cependant les raies gamma émises par le  $^{212}\text{Po}$  étaient détectées avec un élargissement Doppler que nous avons estimé pour préparer l'expérience.

Les cristaux de germanium sont situés à environ 6.5 cm de la cible et ont un rayon de 3.3 cm. Chaque détecteur détecte donc les rayonnements  $\gamma$  émis entre 74 et 106° par rapport au faisceau. Dans cette estimation, nous n'avons pas pris en compte l'élargissement dû à l'angle d'émission du noyau, car la reconstruction cinématique permettra d'effectuer cette correction.

On définit  $E_{\text{observe}}$  l'énergie des raies  $\gamma$  dans le détecteur, et  $E_{\text{émission}}$  l'énergie du photon  $\gamma$  dans le référentiel de l'ion émetteur.  $v$  est la vitesse du noyau par rapport au référentiel du laboratoire et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

En utilisant la formule définie dans la partie 2.2.2, nous calculons l'élargissement Doppler pour une transition  $E_{\gamma} = 727$  keV du  $^{212}\text{Po}$ , avec l'énergie maximale du faisceau (63.7) MeV et en fixant l'énergie d'excitation du noyau de  $^{212}\text{Po}$  à 1 MeV. La vitesse

de recul du noyau  $v$  a été calculée grâce au logiciel LISE++. Le ralentissement dans la cible, et dans le support de cible n'est pas pris en compte ici. Ce calcul grossier donne un élargissement d'environ 4 keV, ce qui est acceptable pour notre analyse. En pratique, la transition de 727 keV aura une largeur à mi-hauteur de 5.33(3) keV (voir chapitre 3).

Les détecteurs LaBr<sub>3</sub> sont également placés à 90° par rapport à la cible (voir figure 2.18). Malgré une ouverture angulaire un peu plus large, l'élargissement Doppler devrait être du même ordre de grandeur que pour les détecteurs germanium et donc être raisonnable vis-à-vis de la résolution intrinsèque de ces détecteurs, la largeur à mi-hauteur des pics étant d'environ 28 keV à 1332 keV.

## 2.4.2 Choix de la cible

Les réactions nucléaires peuvent avoir lieu n'importe où dans l'épaisseur de la cible, ce qui induit une incertitude sur l'énergie à laquelle la réaction a lieu. Pour cette raison, lorsqu'une expérience étudie un mécanisme de réaction, la cible doit être la plus mince possible. Cependant, le nombre de noyaux produits est, au premier ordre, directement proportionnel à l'épaisseur de la cible. Il faut donc trouver un compromis entre la résolution et la statistique.

Nous avons réalisé des simulations donnant l'énergie et les positions des deux particules  $\alpha$  pour un faisceau de  $^{208}\text{Pb}$  à 62 MeV en fixant les énergies d'excitations à  $E^* = 6$  MeV pour le  $^{212}\text{Po}$  et à  $E^* = 0$  MeV pour le  $^8\text{Be}$ . Dans cette simulation, l'énergie de la réaction était répartie uniformément autour de l'énergie attendue en milieu de cible pour les deux épaisseurs de cibles que nous avons à notre disposition ( $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). Puis nous avons reconstruit (figure 2.20) l'énergie de la réaction de la même façon qu'avec des données réelles. L'énergie perdue dans la cible par les particules  $\alpha$  produites lors de la réaction est négligée, car très inférieure à celle perdue par le  $^{12}\text{C}$ .

Chaque couleur sur le graphique (bleu, vert et rose) représente une simulation de l'énergie d'excitation reconstruite, avec des résolutions de détection différentes. Les couleurs claires sont faites avec une cible de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , et les couleurs foncées avec des cibles de  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

En bleu, la résolution des détecteurs est infinie, et seule compte l'incertitude due à l'épaisseur de la cible et celle due à la résolution spatiale. On a alors une dégradation de la résolution en passant d'une cible de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  à une cible de  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Les simulations faites avec des détecteurs Si ayant une résolution (largeur à mi-hauteur) de 100 keV et 211 keV sont en vert et en rose (respectivement). Le graphique de couleurs claires ( $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) et de couleurs foncées ( $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) se superpose. L'incertitude due à l'épaisseur de cible est donc négligeable devant celle due à la résolution du détecteur silicium.

Sur la figure 2.21, nous avons simulé la résolution d'un pic d'énergie d'excitation de 6 MeV pour des épaisseurs de cible de 100, 200, 400 et  $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et des résolutions en énergie typiques, d'environ 1.8% pour chaque particule  $\alpha$ . Les pics sont ajustés par une gaussienne et on trouve pour les épaisseurs précédentes des largeurs à mi-hauteur de 442 keV, 452 keV, 497 keV et 557 keV.

On s'aperçoit que passer d'une cible de 100 à  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dégrade très peu la résolution, et même à  $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , la dégradation de la résolution reste limitée par rapport à celle due à la résolution en énergie des détecteurs. Nous avons choisi la cible la plus épaisse que nous avons à disposition, dont l'épaisseur était de  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , mais il aurait été bénéfique d'en utiliser une plus épaisse afin d'augmenter la statistique.

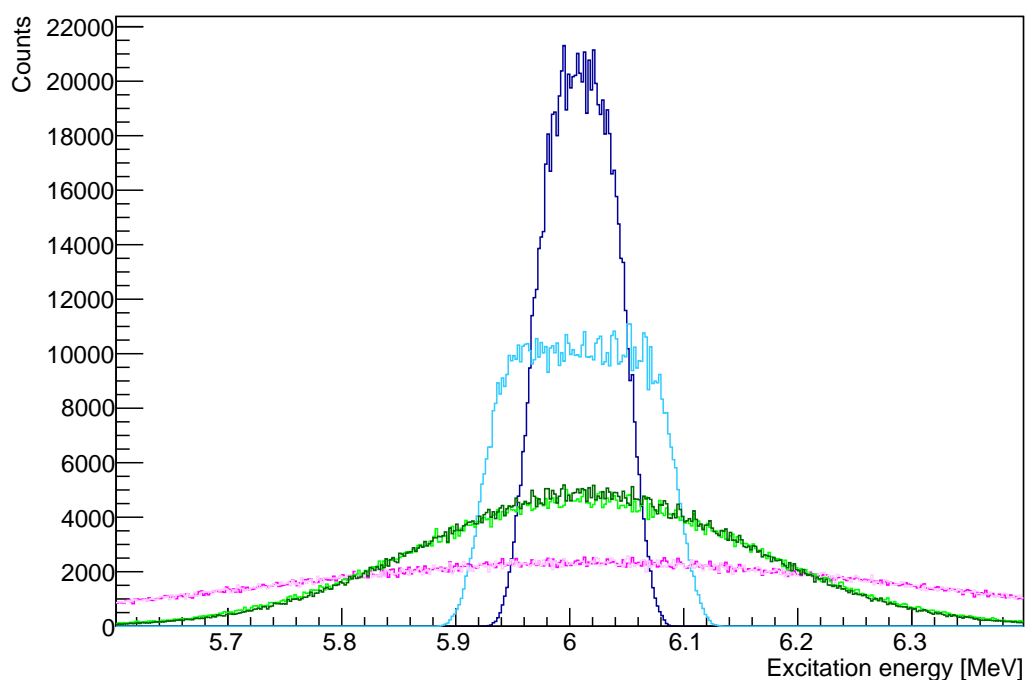


FIGURE 2.20 – Simulation de l'énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  pour des cibles de 100 et  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et différentes résolutions de détection. En bleu foncé (clair) : résolution de détection de 0 keV et cible de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). En vert foncé (clair) : résolution de détection de 100 keV et cible de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). En rose foncé (clair) : résolution de détection de 211 keV et cible de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ).

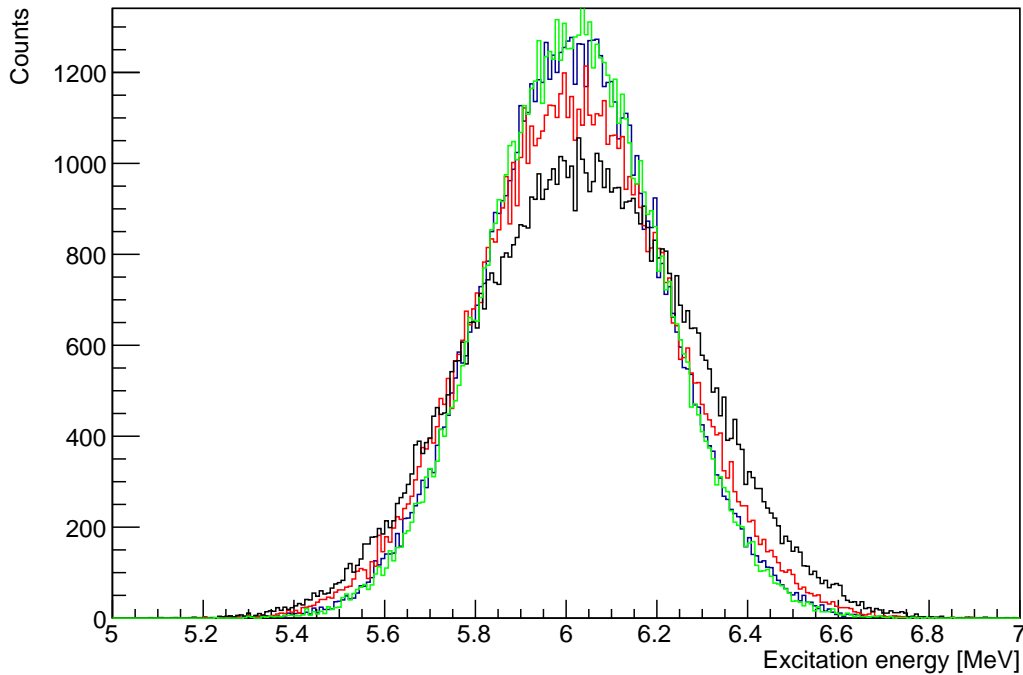


FIGURE 2.21 – Simulation de l'énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  pour des cibles de 100 (vert) et 200 (bleu), 400 (rouge) et 600  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  (noir) avec une résolution en énergie de 1.8% pour chaque particule  $\alpha$  détectée.

La résolution en énergie de 100 keV pour chaque  $\alpha$  est une approximation, car en réalité, on mesure trois énergies : une énergie déposée par les deux particules  $\alpha$  dans le  $\Delta E$ , et deux énergies déposées par chaque particule  $\alpha$  dans deux anneaux différents. Pour chacune des particules  $\alpha$ , la résolution expérimentale constatée pour chaque détection est d'environ 70 keV. Cependant la simulation effectuée ne permettait pas de calculer la perte d'énergie dans le  $\Delta E$  pour chaque particule. Nous avons donc simulé cette expérience en considérant que les particules  $\alpha$  étaient détectées séparément.

Les contraintes techniques liées à la réalisation de la cible imposaient la présence d'un support de cible en  $^{12}\text{C}$  sur lequel était déposé le  $^{208}\text{Pb}$ . Le support de cible devait être le plus mince possible afin de limiter les interactions entre le faisceau et le support de cible, et l'augmentation de la température de la cible en résultant.

### 2.4.3 Électronique

L'acquisition est sans déclenchement centralisé (*triggerless*), chaque voie déclenchant pour elle-même lorsqu'elle est touchée.

Cependant pour certaines séquences d'acquisition, afin de réduire la taille des fichiers, l'enregistrement des événements par le système d'acquisition (DAQ) était conditionné à la détection d'une particule (voie  $\Delta E$  ou  $E$ ). Une chaîne de déclenchement a donc été mise en place. Celle-ci était bâtie à partir de FIFO (Fan In Fan Out) depuis les signaux temps des voies  $\Delta E$ , des voies du silicium épais, de la coupe de Faraday et du moniteur de faisceau, puis ce signal était envoyé à l'acquisition.

La chaîne électronique utilisée par les HPGe, illustrée sur le schéma 2.22 est simple. Les détecteurs germanium sont alimentés par une haute tension (HV). À la sortie du



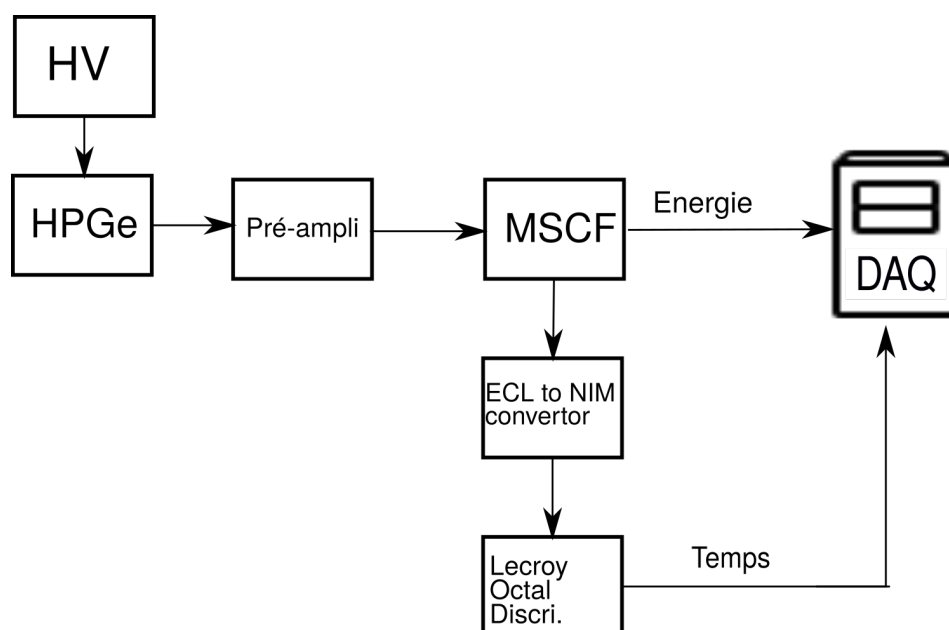


FIGURE 2.22 – Schéma électronique de l’acquisition des détecteurs germanium dans l’expérience de Tokai.

préamplificateur, un module MSCF-16 met en forme le signal pour obtenir d’un côté le signal énergie, directement envoyé à l’acquisition et de l’autre côté un signal logique au format ECL pour enregistrer l’information temporelle. Celui-ci est converti au format NIM (ECL to NIM convertor) et transmis en salle d’acquisition. En salle d’acquisition, le signal est d’abord remis en forme par un module « Lecroy octal discriminator », car il a été détérioré à cause de la longueur des câbles, puis il est enregistré. Pour les  $\text{LaBr}_3$ , le schéma électronique est le même excepté qu’il n’y a pas de préamplificateur.

Pour les détecteurs  $\Delta E$ , la haute tension ( $\sim 15\text{V}$ ) était transmise depuis la salle d’acquisition à des modules MESYTEC MSI 8 qui polarisaient les détecteurs individuellement et transmettaient le signal à des modules « MDS spectroscopy amplifier » qui mettait en forme le signal énergie (transmis à l’acquisition) et le signal logique temps. Un amplificateur était utilisé afin d’améliorer le signal avant de le transmettre en salle d’acquisition. En salle d’acquisition, le signal est remis en forme par un module « Lecroy octal discriminator » avant d’être enregistré dans l’acquisition. Les chaînes d’acquisition pour les voies *si* du détecteur épais et pour le moniteur sont très similaires.



# Chapitre 3

## Traitement des données

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit et justifié les dispositifs expérimentaux. Dans ce chapitre, nous décrirons les différentes étapes de traitement des données utilisés qui mènent aux observables physiques. Dans un premier temps, les principes généraux de la reconstruction cinématique seront exposés, puis nous détaillerons les spécificités de chacune des deux expériences.

### 3.1 Principes de cinématique

#### 3.1.1 Notations

Dans tous les calculs qui vont suivre, les indices  $Pb$ ,  $Po$ ,  $Be$ ,  $C$  et  $\alpha$  désignent respectivement les noyaux de  $^{208}Pb$ ,  $^{212}Po$ ,  $^8Be$ ,  $^{12}C$  et de  $^4He$ . Les indices  $lou$  et  $ej$  désignent respectivement le noyau lourd et le noyau léger. Ce dernier, aussi appelé éjectile, est détecté dans les siliciums. Les indices  $beam$  et  $targ$  désignent le faisceau et la cible.

$p$  désigne la norme du vecteur impulsion  $\vec{p} = \begin{pmatrix} px \\ py \\ pz \end{pmatrix}$ , avec  $px$ ,  $py$  et  $pz$  les composantes

dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  du laboratoire.

$E$  désigne l'énergie totale d'un noyau,  $E_k$  son énergie cinétique et  $m$  son énergie de masse. La masse d'un noyau dans son état fondamental sera désignée par  $m^0$ .

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  désigne le facteur de Lorentz avec  $\beta = v/c$  où  $v$  est la vitesse de l'ion par rapport au référentiel du laboratoire et  $c$  la vitesse de la lumière.

La géométrie cylindrique est aussi utilisée dans les différentes formules. En appelant  $h$  la distance entre la cible et le point d'interaction sur le détecteur silicium  $Si$ ,  $r$  est la projection de  $h$  sur le plan du silicium, et  $z$  la projection de  $h$  sur l'axe du faisceau. On définit l'angle azimutal  $\phi = \arctan(r/z)$  et l'angle polaire  $\theta$ . Ces dernières notations sont indiquées sur le schéma de la figure 3.1. Le passage de la géométrie cylindrique à une géométrie cartésienne, avec l'origine définie comme le milieu de la cible, se fait en appliquant la transformation suivante :

$$\begin{aligned}x &= h \cos(\theta) \sin(\phi) \\y &= h \sin(\theta) \sin(\phi) \\z &= h \cos(\phi)\end{aligned}$$

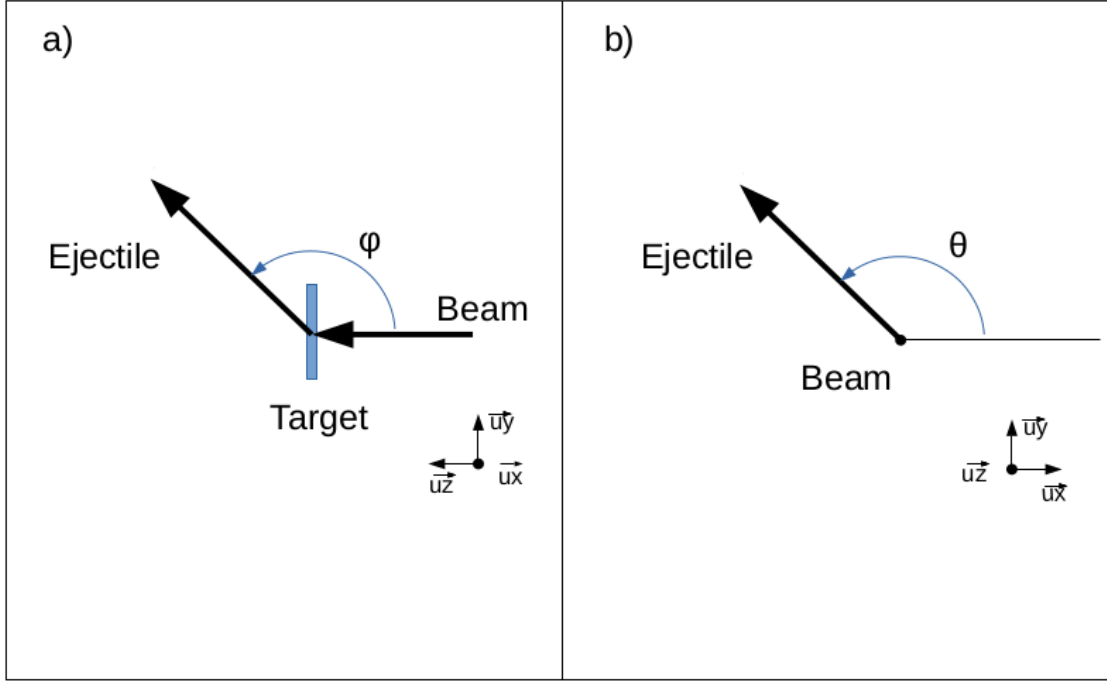


FIGURE 3.1 – Définition des angles utilisés lors de l'analyse des expériences.

### 3.1.2 Chaleur de réaction

La chaleur de réaction (ou  $Q$  de réaction) est définie comme la différence entre la masse du système initial ( $m_i$ ) et la masse du système final ( $m_f$ ) :

$$Q = m_i - m_f.$$

L'énergie totale du système étant une grandeur conservative, on a  $E_i = E_f$ . On note  $Ek_i$  et  $Ek_f$  les énergies cinétiques initiales et finales. On peut donc écrire

$$Q = m_i - m_f = E_i - Ek_i - (E_f - Ek_f) = Ek_f - Ek_i.$$

### 3.1.3 Excitation du noyau lourd

#### 3.1.3.1 Calcul général

Écrivons l'équation de conservation des quadri-vecteurs énergie-impulsion et discutons ses termes.

$$\begin{pmatrix} E_{beam} \\ \vec{p}_{beam} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{targ} \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{lour} \\ \vec{p}_{lour} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{ej} \\ \vec{p}_{ej} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

#### Faisceau

L'énergie du faisceau est connue très précisément. L'impulsion en est immédiatement déduite, avec l'hypothèse que le faisceau est bien centré.

#### Ejectile

L'énergie et l'impulsion de l'éjectile sont déduites des mesures par les détecteurs de particule. La seule incertitude est la masse excitée du noyau léger ( $m_{ej}$ ). Dans la plupart

des réactions étudiées ici, le noyau léger a un premier niveau excité très haut en énergie ( $\sim 3$  MeV), contrairement au partenaire lourd. Ainsi il est considéré que le noyau léger reste dans son état fondamental et que l'ensemble de l'énergie interne du système est transférée au noyau lourd. On prendra donc  $m_{ej} = m_{ej}^0$ . Le cas du  ${}^8\text{Be}$  (complémentaire du  ${}^{212}\text{Po}$ ) est particulier et sera traité au paragraphe 3.1.3.2.

Pour trouver l'impulsion de l'éjectile, on utilise les relations suivantes :

Par définition,  $v = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ . En partant de

$$\gamma = \frac{Ek}{m} + 1 \quad (3.2)$$

on trouve

$$p = \gamma m v = \frac{\sqrt{1 + 2m/Ek}}{1/m + 1/Ek} \quad (3.3)$$

Les composantes spatiales de l'impulsion seront obtenues par projection grâce à la segmentation des détecteurs de particule :

$$\begin{aligned} px &= |\vec{p}| \cos(\theta) \sin(\phi) \\ py &= |\vec{p}| \sin(\theta) \sin(\phi) \\ pz &= |\vec{p}| \cos(\phi) \end{aligned}$$

## Noyau lourd

Le noyau lourd n'est pas détecté. Nous allons reconstruire sa vitesse et sa masse à partir des autres données.

La masse excitée du noyau lourd vaut :

$$\begin{aligned} E_{lou} &= \gamma_{lou} m_{lou} \\ \Leftrightarrow m_{lou} &= \frac{E_{lou}}{\gamma_{lou}} \\ \Leftrightarrow m_{lou} &= \frac{E_{lou}}{c^2} \sqrt{1 - v_{lou}^2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

La conservation de l'énergie et de l'impulsion (équation 3.1) va nous permettre de relier la masse excitée du noyau lourd aux données connues. L'énergie totale du noyau lourd vaut :

$$E_{lou} = Ek_{beam} + m_{beam} + m_{target} - Ek_{ej} - m_{ej}. \quad (3.5)$$

Il faut maintenant obtenir la vitesse de recul du noyau lourd. Pour cela on utilise la conservation des impulsions (toujours à partir de l'équation 3.1) :

$$\begin{aligned} p_{lou} &= |\vec{p}_{lou}| = \sqrt{px_{ej}^2 + py_{ej}^2 + (pz_{ej} - pz_{beam})^2} \\ \Leftrightarrow v_{lou} &= \frac{\sqrt{px_{ej}^2 + py_{ej}^2 + (pz_{ej} - pz_{beam})^2}}{\gamma_{lou} m_{lou}} \\ \Leftrightarrow v_{lou} &= \frac{\sqrt{px_{ej}^2 + py_{ej}^2 + (pz_{ej} - pz_{beam})^2}}{E_{lou}}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

En remplaçant 3.6 dans 3.4, on obtient :

$$m_{lou} = \sqrt{E_{lou}^2 - p_{ej}^2 + 2Pz_{ej}Pz_{beam} - Pz_{beam}^2}. \quad (3.7)$$

L'énergie d'excitation du noyau lourd est simplement

$$E_{lou}^* = m_{lou} - m_{lou}^0 \quad (3.8)$$

où  $E^*$  est l'énergie d'excitation du noyau.

### 3.1.3.2 Reconstruction de la cinématique dans le cas du ${}^8\text{Be}$

Le noyau de  ${}^8\text{Be}$  n'est pas lié. Lorsqu'il est produit, il se scinde en deux et ce sont les deux particules  $\alpha$  issues de cette réaction qui sont détectées. L'excitation du  ${}^8\text{Be}$  est convertie en énergie cinétique mesurable par les détecteurs de particule.

Cependant, quelle que soit l'énergie d'excitation du  ${}^8\text{Be}$ , le break-up engendre une brisure de la symétrie axiale.

On calcule l'impulsion du  ${}^8\text{Be}$  par conservation de l'impulsion des deux particules  $\alpha$  :

$$\begin{pmatrix} px_{Be} \\ py_{Be} \\ pz_{Be} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} px_{\alpha 1} \\ py_{\alpha 1} \\ pz_{\alpha 1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} px_{\alpha 2} \\ py_{\alpha 2} \\ pz_{\alpha 2} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Donc la norme de  $p$  vaut :

$$p_{ej} = \sqrt{p_{\alpha 1}^2 + p_{\alpha 2}^2 + 2\vec{p}_{\alpha 1} \cdot \vec{p}_{\alpha 2}} \quad (3.10)$$

$$\Leftrightarrow p_{ej} = \sqrt{p_{\alpha 1}^2 + p_{\alpha 2}^2 + 2\sin(\phi_1)\sin(\phi_2)\cos(\theta_1 - \theta_2) + \cos(\theta_1)\cos(\theta_2)}. \quad (3.11)$$

Contrairement au cas général, les termes en  $\theta$  ne s'éliminent pas.

Le détecteur CHARADE de l'expérience AGATA-CHARADE possédait 64 secteurs, ce qui permet de calculer précisément les termes dépendant de  $\theta_1$  et  $\theta_2$ .

Le détecteur silicium de Tokai ne possédait lui que 10 secteurs, ce qui donne une incertitude de  $36^\circ$ . Nous verrons par la suite l'incertitude que cette information manquante produit sur la reconstruction cinématique.

## 3.2 Expérience AGATA-CHARADE

### 3.2.1 Traitement des données AGATA

Le traitement des données AGATA se passe en deux étapes principales : le niveau local qui est effectué durant l'expérience (et peut être refait hors ligne si nécessaire) et le niveau global qui est jusqu'à présent toujours fait hors ligne.

Lors d'une expérience AGATA, les données sont traitées en ligne par des algorithmes « pluggés » dans l'environnement NARVAL [Akkoyun *et al.*, 2011]. Hors ligne, les mêmes algorithmes peuvent être utilisés grâce à un émulateur appelé FEMUL.

Les différentes étapes du traitement sont décrites ci-dessous, et sont résumées sur le schéma 3.2.

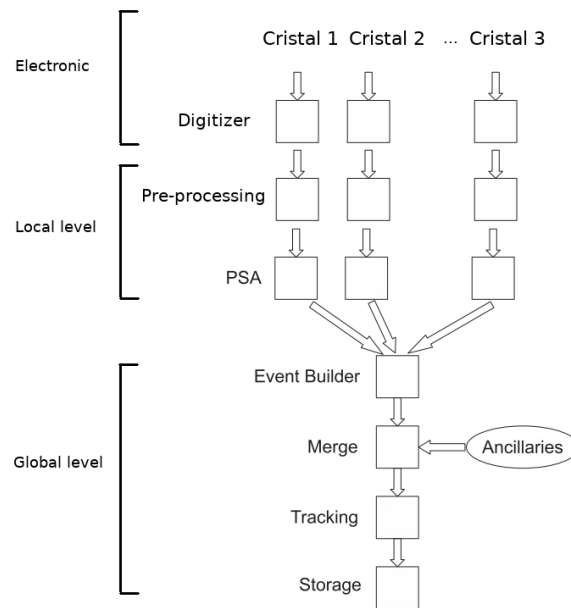


FIGURE 3.2 – Schéma représentant les différentes étapes du traitement des données AGATA. Adapté de [Akkoyun *et al.*, 2011].

### 3.2.1.1 Niveau local

Le niveau local traite les données à l'échelle de chaque cristal. En ligne, les numériseurs sont des flashes ADC opérant à 100 MHz qui échantillonnent les signaux de charge des pré-amplificateurs avec des pas de 10 ns. Hors ligne, c'est un acteur appelé *producer* qui lit ces traces écrites au format « Agata Data Flow ».

Les données sont ensuite envoyées au *preprocessing*. Cette étape consiste à préparer les données pour l'algorithme de PSA [Venturelli and Bazzacco, 2004]. Les différentes étapes de calibration, effectuées grâce à une longue acquisition avec une source de  $^{60}\text{Co}$ , sont décrites ci-dessous.

#### Calibration en énergie des segments et du contact central

La calibration des 36 segments est effectuée grâce aux deux raies  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$ . On calibre également les voies « haut gain » et « bas gain » du contact central. L'excellente linéarité des pré-amplificateurs et des numériseurs permet d'effectuer la calibration avec ces deux raies  $\gamma$  uniquement.

#### Correction des segments défectueux

Le contact central (ou cœur) est l'anode de chaque cristal. Elle collecte donc les électrons tandis que les segments collectent les trous. Cela implique que la charge collectée par l'ensemble des segments doit être égale à celle collectée par le cœur. Ainsi lorsqu'un segment est défectueux, on peut attribuer à ce segment la différence entre l'énergie collectée par le cœur et l'énergie collectée par l'ensemble des autres segments. Le défaut peut-être de trois types :

- segment perdu : la charge est collectée par la cathode, mais le préamplificateur ne fonctionne pas et l'information est perdue ;

- segment cassé : la charge n'est pas collectée par la cathode, mais par les cathodes voisines, la charge est donc répartie dans les segments voisins ;
- segment instable : le gain du préampli change au cours du temps.

En revanche, si plusieurs segments d'un cristal sont défectueux, il n'est pas possible de retrouver les énergies déposées. Il est donc préférable de ne pas utiliser ce cristal dans l'analyse.

### Correction de la diaphonie

Lorsqu'un photon est détecté dans un segment, celui-ci induit une charge dans les segments voisins où apparaît alors un signal. Cet effet est important du fait de la forte segmentation des détecteurs AGATA [Bruyneel *et al.*, 2009]. Si une deuxième interaction a lieu dans un segment où se trouve le signal induit par la première interaction, l'énergie déposée sera sous-estimée. La correction s'effectue en créant une matrice de correction de la diaphonie pour chaque couple de segments d'un cristal. Pour cela, on sélectionne la raie  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$  à 1332.5 keV dans un premier segment et on trace tous les événements en coïncidence dans un second temps. En l'absence de diaphonie, la seconde raie  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$  doit apparaître à 1172.4 keV. La différence entre cette énergie et l'énergie du pic dans le spectre tracé donnera le coefficient de correction à appliquer.

### Alignement en temps des segments

Les différents segments du cristal sont alignés en temps avec le cœur. L'alignement en temps est une étape essentielle pour le bon fonctionnement de l'algorithme de PSA qui va comparer les signaux dans les segments voisins à un instant donné.

### Analyse de la forme des signaux (PSA)

Pour connaître la position des interactions, on procède à l'analyse de la forme des signaux qui permet de connaître ces positions avec une précision inférieure à 5 mm de largeur à mi-hauteur [Bruyneel *et al.*, 2016]. Une bonne connaissance des positions d'interaction est nécessaire pour l'algorithme de tracking. Lorsqu'un segment est touché, sa trace est enregistrée. L'interaction dans un segment induit également un signal dans les segments voisins. Toutes ces traces sont enregistrées et mises bout à bout pour former une « super-trace » dont un exemple est en rouge sur la figure 3.3 (gauche). Cette super-trace est comparée à des bases obtenues par simulation afin d'obtenir le point d'interaction le plus probable. Ici la trace obtenue par simulation est en bleu. La différence entre les deux est minime et est tracée en noir.

### Correction des dommages neutrons

Les neutrons produits dans les réactions entrent en collision avec les atomes du réseau cristallin des détecteurs, entraînant un déplacement de ceux-ci. Des porteurs de charge (électrons ou trous) peuvent alors être piégés par ces défauts. Ils ont alors le temps de se recombiner et ne sont donc plus collectés. La charge collectée ne correspond donc plus à la charge produite, et cela induit un étalement des pics  $\gamma$  vers les basses énergies, comme montré en rouge sur la figure 3.3.

Si les cristaux sont trop abîmés, ils peuvent être recuits afin de reformer la maille cristalline. Cependant cette technique ne doit être utilisée qu'en dernier recours, car elle



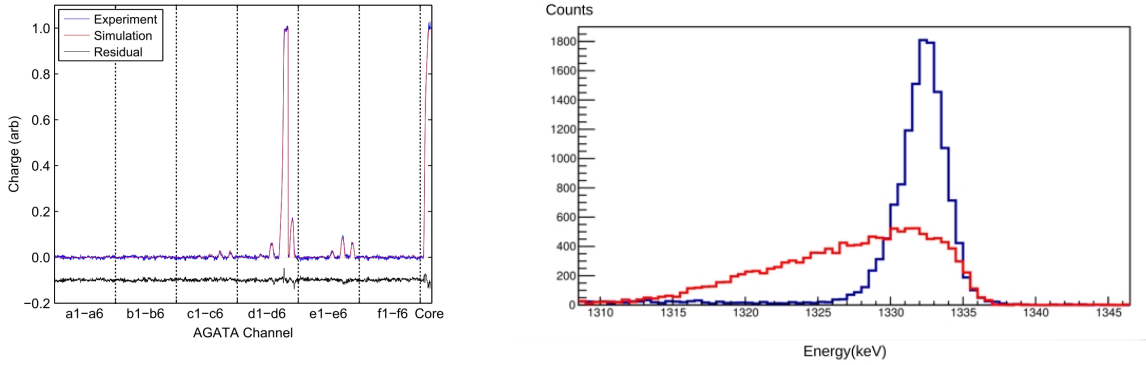


FIGURE 3.3 – À gauche : « Super-trace » moyenne pour des interactions dans le segment d5. Le signal expérimental est dessiné en rouge et le signal simulé en bleu. La différence entre les deux est minimale et est dessinée en noir. Celle-ci a été déplacée de -0.1 pour faciliter la lecture de la figure. Cette figure tirée de la référence [Akkoyun *et al.*, 2011] a été obtenue à partir d'un « scan » à l'aide d'une source de  $^{137}\text{Cs}$ . La raie  $\gamma$  de 374 keV est sélectionnée par une coïncidence avec la raie  $\gamma$  de 662 keV.

À droite : Transition  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$  pour un cristal fortement endommagé. La ligne rouge correspond au pic non corrigé, la ligne bleue correspond au pic après que la correction neutron ait été effectuée. Figure originale de R. Hetzenegger reprise dans [Korichi and Lauritsen, 2019].

est longue, coûteuse et que le taux de perte des cristaux est très important. Il s'avère donc précieux d'avoir à disposition une correction logicielle.

Pour cela, on utilise les positions obtenues grâce au PSA pour reconstruire le parcours moyen des porteurs de charge, et calculer le piégeage de ceux-ci. On obtient des coefficients de correction dépendant de la position d'interaction, ce qui permet d'améliorer la résolution des différents cristaux, comme le montre la courbe bleue de la figure 3.3 (droite), obtenue après correction des dommages neutrons.

Cette étape est particulièrement importante pour effectuer des mesures de temps de vie par la mesure du décalage des signaux par effet Doppler, car alors la queue du pic due aux dommages neutrons se confond avec la queue du pic due au décalage Doppler.

## Recalibration

La première calibration a été effectuée avant la correction neutron. Certains pics étaient donc très larges et avaient des formes mal définies (voir figure 3.3 à droite). Une fois la correction neutron effectuée, la position des pics est largement améliorée. On peut effectuer une nouvelle calibration qui sera plus précise. On utilise pour cela les données d'une séquence d'acquisition effectuée avec une source de  $^{60}\text{Co}$  ou avec une source de  $^{152}\text{Eu}$ .

### 3.2.1.2 Niveau global

Au niveau global, on ne traite plus chaque cristal individuellement, mais on considère les interactions dans tout le volume du détecteur, puis on construit les événements en y ajoutant les détecteurs auxiliaires.

### Alignement en temps des détecteurs

Pour construire les événements à partir d'interactions sur les différents cristaux, il faut que les cristaux soient bien alignés temporellement entre eux. Pour cela on va construire une matrice  $M(i, j) = TZero_i - TZero_j$  avec les différences de temps entre chaque paire de cristaux. Ensuite les temps individuels de chaque cristal sont modifiés afin de minimiser la somme de ces différences. Le temps  $t = 0$  de chaque cristal est donné par le CFD (Constant Fraction Discriminator) effectué sur les traces des signaux. Cette valeur est plus précise que celle donnée par l'horloge de l'acquisition (GTS ou Global Triggering System), dont le pas est 10 ns.

### Algorithme de tracking gamma

Les coordonnées des points d'interaction dans les référentiels des cristaux, données par le PSA, sont converties en coordonnées dans le référentiel du laboratoire. À partir de ces points d'interactions répartis dans le volume du détecteur, l'algorithme de tracking va reconstituer le parcours des photons, c'est à dire les positions des interactions et les énergies déposées. La probabilité que la séquence de dépôt de l'énergie du photon ait été correctement reconstituée est calculée pour chaque photon. Une fois la séquence reconstruite, l'utilisateur a accès à l'énergie totale du  $\gamma$ , à la position de la première et de la seconde interaction. La position de la première interaction permet d'améliorer la correction Doppler. La position de la seconde interaction permet d'effectuer des mesures de polarisation [Korichi and Lauritsen, 2019].

Les collaborations AGATA et Gretina ont toutes deux développé des algorithmes de tracking « vers l'avant » (ou *forward tracking*). Le tracking « vers l'avant » est basé sur l'hypothèse que l'angle entre le photon incident et le photon diffusé est petit. Cette hypothèse se vérifie, excepté pour les photons de basses énergies [Korichi and Lauritsen, 2019]. Cela est illustré sur la figure 3.5 qui représente la probabilité des angles de diffusion Compton en fonction de l'énergie du gamma. Il en résulte que dans le plan bidimensionnel constitué des angles polaire et azimutaux (illustré figure 3.4), un photon va déposer son énergie en des points proches les uns des autres. Les interactions seront regroupées, puis en partant de la somme des énergies des interactions, c'est-à-dire de l'énergie totale du photon, l'algorithme va rechercher la séquence d'interaction la plus probable.

Dans la suite, nous décrirons le fonctionnement de l'algorithme OFT, développé pour le détecteur AGATA. Pour une comparaison détaillée avec d'autres algorithmes, et en particulier l'algorithme de Gretina, on pourra se référer à l'article « Tracking rays in highly-segmented HPGe detectors : a review of AGATA and GRETINA » [Korichi and Lauritsen, 2019].

### Regroupement des interactions

La première étape du tracking est de regrouper les points proches les uns des autres dans le plan bidimensionnel constitué des angles polaires et des angles d'azimut (illustré figure 3.4). Chaque groupe de point correspond normalement à tous les points d'interaction issus d'un seul et même photon.

Pour chaque événement, l'angle d'ouverture maximale du cône est calculé en fonction du nombre de points d'interaction  $n_{int}$  dans cet événement, selon la formule [Korichi and Lauritsen, 2019] :

$$\alpha_{max} = \cos^{-1} \left( 1 - \frac{2}{((n_{int} + 2)/3)^{0.9}} \right). \quad (3.12)$$

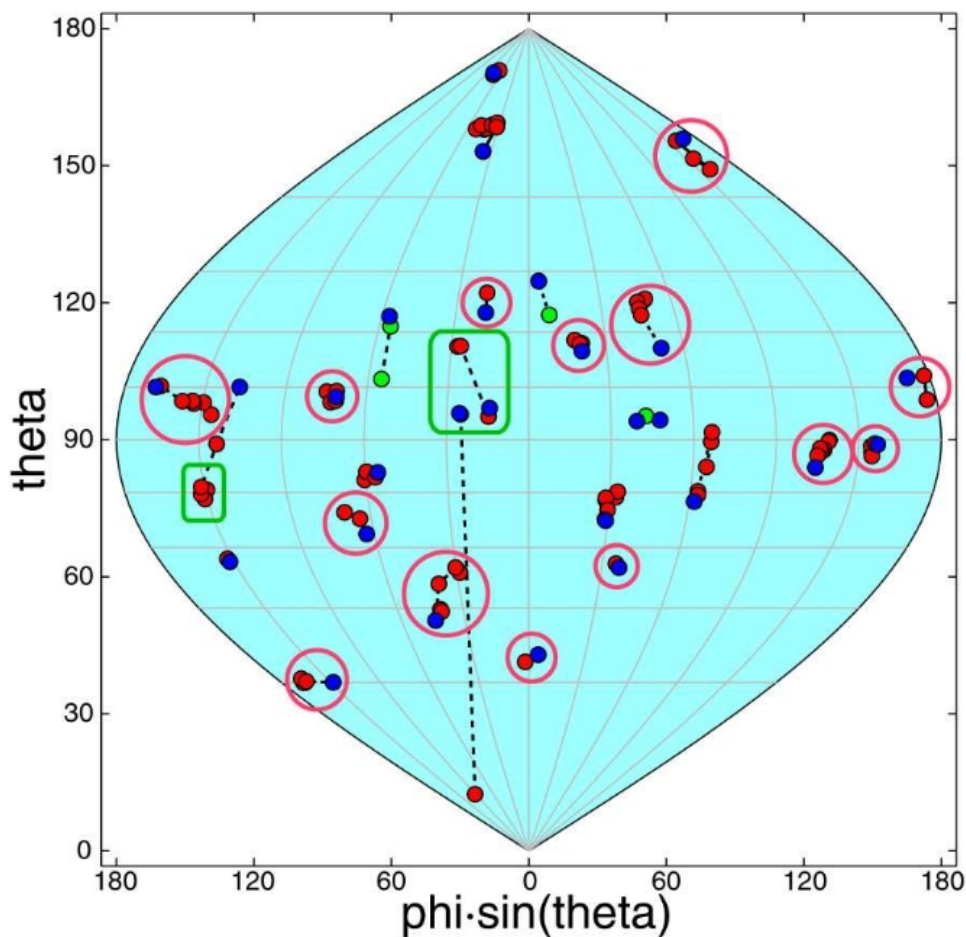


FIGURE 3.4 – Représentation des interactions de photons  $E_\gamma = 1$  MeV dans le plan bidimensionnel polaire azimutal d'un détecteur germanium  $4\pi$ . Les groupes entourés en rouge sont des groupes dont les interactions ont été correctement identifiées par l'algorithme de tracking. Ils représentent environ deux tiers des événements. Les rectangles vert entourent des groupes mal identifiés par l'algorithme : tous les points d'interaction provenant d'un photon ne sont pas inclus ou bien certains points d'interactions provenant d'un autre photon sont inclus à tort. Figure issue de [Bazzacco *et al.*, 1991].

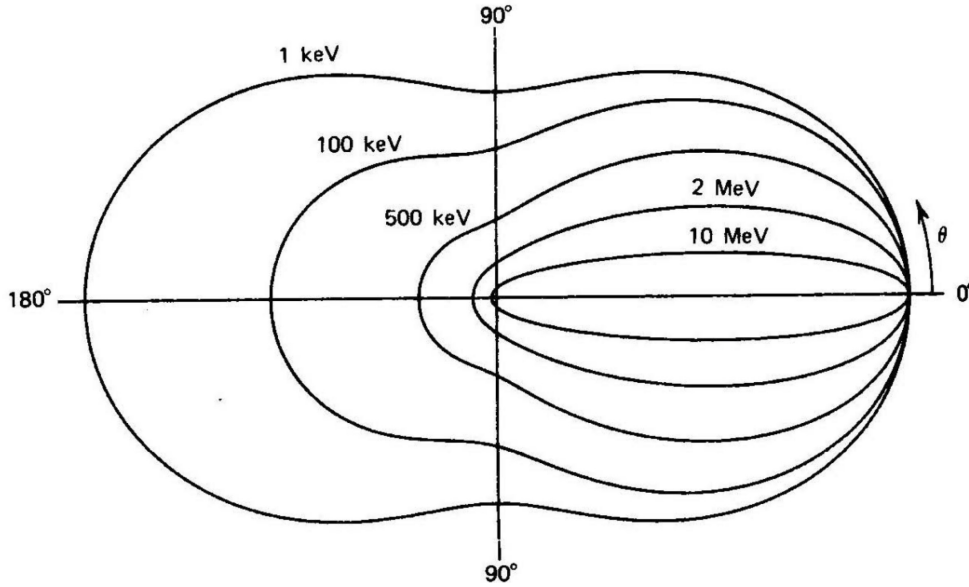


FIGURE 3.5 – Probabilité des angles de diffusion Compton en fonction de l'énergie du photon. Figure issue de [Knoll, 2000].

Lorsque deux points sont compris dans un cône d'ouverture  $\alpha$  (défini depuis la cible), ils sont ajoutés au même groupe. L'angle  $\alpha$  varie entre  $8^\circ$  et l'angle maximal  $\alpha_{max}$ , afin de tester différentes possibilités de regroupement.

### Recherche de la séquence la plus probable en utilisant la formule Compton

Les figures de mérite (appelé *figure of merit* ou FOM en anglais) correspondent à une probabilité que la séquence de diffusion ait été correctement reconstituée. Si la figure de mérite pour un photon est trop petite, cela signifie que la position de la première interaction et/ou l'énergie du photon sont probablement erronées.

À titre d'exemple nous imaginons un groupe comprenant trois interactions. Nous prenons pour hypothèse que les énergies ont été déposées selon la séquence suivante (1 puis 2 puis 3), comme illustrée sur la figure 3.6. L'énergie totale déposée est  $E_{tot} = e_1 + e_2 + e_3$ . Les photons auront donc les énergies  $E_\gamma$ ,  $E_{\gamma_1}$  et  $E_{\gamma_2}$ . Le dépôt d'énergie est décomposé en cinq séquences : les deux interactions Compton aux points 1, et 2, et les trois trajectoires entre chacun des points où les photons ont une probabilité d'être absorbés.

En partant de l'énergie  $E_{tot}$ , on calcule l'énergie attendue après diffusion à l'angle  $\theta_{012}$ . Cette énergie sera notée  $C(E_{tot})$ .  $\theta_{012}$  est l'angle formé par la source, le point 1, et le point 2.

La figure de mérite correspondant à la première diffusion est donc

$$FOM_{c1} = P_{int}(E_\gamma)P(c1)exp\left\{\frac{-2 * [C(E_\gamma) - E_{\gamma_1}]^2}{\sigma_c^2}\right\} \quad (3.13)$$

$\sigma_c^2$  est l'incertitude sur l'énergie diffusée, causée par l'incertitude sur les positions.  $P(c1)$  est la probabilité de ne pas interagir dans l'épaisseur de cristal séparant la source et le premier point d'interaction, et  $P_{int}(E_{tot})$  la probabilité qu'un photon d'énergie  $E_{tot}$  interagisse par effet Compton.

On réitère ce calcul entre le point 1 et le point 2. Cependant, cette fois la figure de

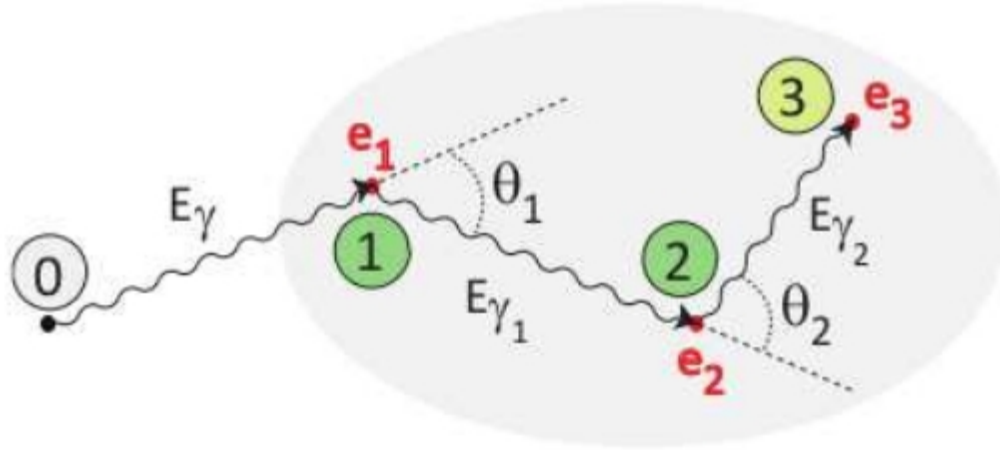


FIGURE 3.6 – Diffusion Compton multiple d'un photon  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  venant de la cible (position 0) et diffusant deux fois, à la position 1 et 2 avant d'être absorbé en position 3. Figure inspirée de [Simpson *et al.*, 2008].

mérite sera calculée selon l'équation :

$$FOM_{12} = P_{int}(E_{\gamma_1})P(12)\exp\left\{-\frac{[C(E_{\gamma_1}) - E_{\gamma_2}]^2}{\sigma_c^2}\right\}. \quad (3.14)$$

Le point 3 étant le dernier point d'interaction, on doit écrire  $P_{int}(E_{\gamma_3})$ , la probabilité que le photon d'énergie  $E_{\gamma_3}$  soit absorbé par interaction photoélectrique. On écrit donc  $FOM_{23} = P_{int}(E_{\gamma_3})P(23)$ .

Finalement, la figure de mérite totale pour cet ordre arbitraire choisi sera donnée par

$$FOM = \{FOM_{01} * FOM_{12} * FOM_{23}\}^{1/5}. \quad (3.15)$$

Cette figure de mérite sera calculée en utilisant les 5 autres permutations possibles de l'ordre des interactions : (2, 3, 1), (3, 1, 2), (3, 2, 1), (2, 1, 3), (1, 3, 2). La séquence donnant la plus grande FOM sera utilisée.

On peut généraliser cette formule pour un groupe de  $N$  interactions,  $N$  étant supérieur ou égal à 2 :

$$FOM = \left\{ \prod_{i=1}^{N-1} P_i \times \exp\left[\frac{(-a(C(E_i) - E_{i+1}))^2}{\sigma_c^2}\right] \right\}^{1/(2N-1)} \quad (3.16)$$

$P_i$  est alors la probabilité d'interaction Compton ou de photopic, et la probabilité que le photon ne réagisse pas avant d'avoir atteint le second point d'interaction. Le paramètre  $a$  vaut 2 pour la première interaction, et 1 pour les autres interactions. Cela permet de donner plus de poids à une reconstruction correcte de la première interaction.

Lorsqu'un groupe de points ne comprend qu'une seule interaction, il peut s'agir d'un photopic ou d'une interaction Compton dont la majeure partie de l'énergie n'a pas été détectée. C'est la profondeur à laquelle a lieu l'interaction dans le cristal qui va permettre de distinguer les deux cas. La figure de mérite utilisée est donc :

$$FOM_1 = P_{int}(E_\gamma)P(01). \quad (3.17)$$

On impose également que l'unique point d'interaction de ce groupe soit séparé d'au moins 4 cm de tous les autres points d'interaction.

Lors de l'analyse, afin d'améliorer le ratio signal sur bruit des spectres, on choisit une valeur de la figure de mérite au-delà de laquelle les événements seront utilisés. Cependant, lorsque le nombre d'interactions est faible (2 ou 3), la distribution de la figure de mérite est très large : appliquer une coupure fait perdre un nombre important d'événements.

## Comparaison et utilisation des deux algorithmes

Le regroupement en clusters par la procédure OFT donne de meilleurs résultats sur les données simulées par GEANT4, en particulier pour la reconnaissance des photopics et pour le ratio signal sur bruit à haute multiplicité  $\gamma$ . Cependant cela a été testé avec des données réelles, et le gain n'est pas visible [Korichi and Lauritsen, 2019]. L'un ou l'autre des algorithmes pourra donc être utilisé selon les suites de logiciels qui leurs sont associées. Par exemple, le code OFT est inclus dans la suite FEMUL et sera donc utilisé dans la plupart des cas. En revanche, l'extraction des corrélations angulaires et des polarisations n'a pour l'instant été expérimentée qu'avec les données issues de l'algorithme Gretina [Korichi and Lauritsen, 2019].

### 3.2.2 Traitement des données DSSD

Les feuilles de Tantale qui protégeaient le DSSD diminuaient drastiquement la résolution en position et en énergie du détecteur. Cependant nous avons essayé d'obtenir le maximum d'informations à partir de ce détecteur afin de préparer l'expérience de Tokai.

#### 3.2.2.1 Calibration en énergie

La calibration a été effectuée à partir d'une source triple  $\alpha$  ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ) dont les principales émissions  $\alpha$  sont de 5.15, 5.48 et 5.80 MeV. Le piédestal n'était pas enregistré. La faible plage d'énergie couverte par ces raies  $\alpha$  induit une incertitude sur l'énergie des particules  $\alpha$  obtenues sous faisceau. Nous avons donc ajouté un point de calibration à haute énergie, correspondant au « punch-through » des particules  $\alpha$ , c'est-à-dire à l'énergie pour laquelle les particules  $\alpha$  passent au travers du détecteur. Cependant, nous verrons par la suite que cette incertitude est négligeable devant celle due aux fluctuations de parcours (straggling) dans les feuilles de Tantale. Les énergies calibrées de la séquence triple  $\alpha$ , pour chaque anneau et chaque secteur sont tracées sur la figure 3.7.

#### 3.2.2.2 Perte d'énergie dans le Tantale et centrage du faisceau

L'énergie détectée par les détecteurs doit être corrigée de la perte d'énergie à travers les feuilles de tantale afin d'être utilisable. Pour cela nous utilisons des tables SRIM [Ziegler *et al.*, 2010] qui donnent l'énergie moyenne perdue par un ion lors de la traversée d'une épaisseur donnée de tantale. L'épaisseur traversée dépend de l'épaisseur des feuilles, et de l'angle d'incidence de l'ion qui dépend de la position du faisceau.

Pour vérifier que le faisceau est correctement centré, nous traçons l'énergie des ions sur le DSSD, corrigée de l'énergie perdue dans les feuilles de tantale, sur un cercle de rayon fixé, autour du point où doit être le faisceau. Pour cela, nous sélectionnons uniquement

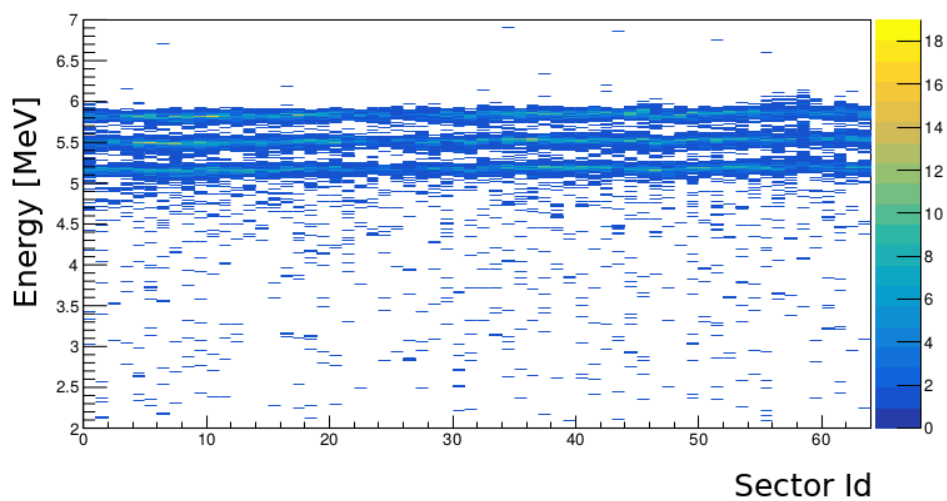
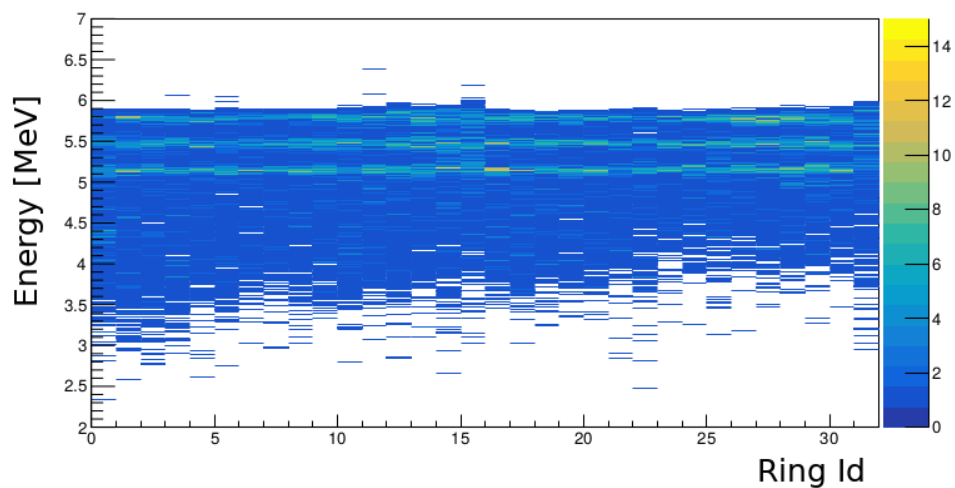


FIGURE 3.7 – En haut : énergie des  $\alpha$  issus de la source triple alpha pour chacun des anneaux du détecteur CHARADE.

En bas : énergie des  $\alpha$  issus de la source triple alpha pour chacun des secteurs du détecteur CHARADE.

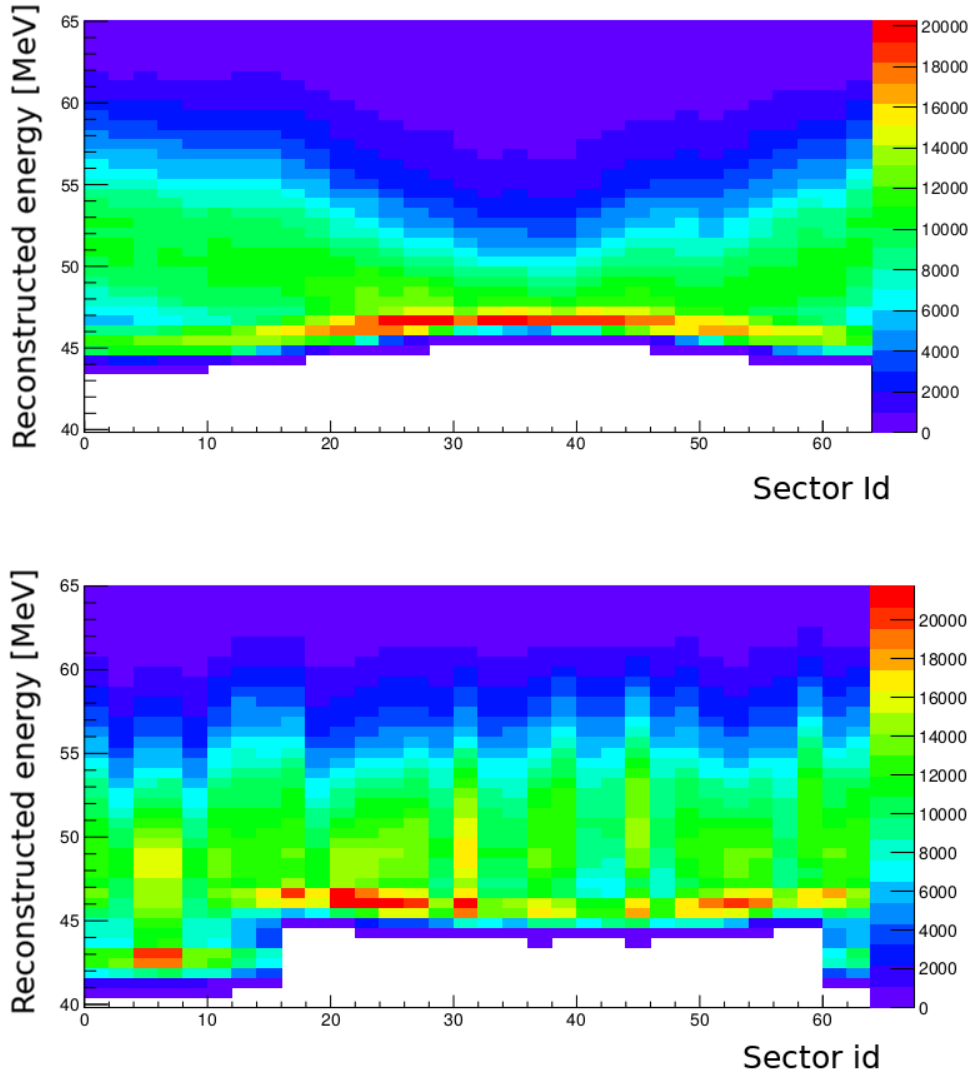


FIGURE 3.8 – En haut : énergie corrigée des  $\alpha$  détectés avec une multiplicité 1, sur un rayon compris entre 0,20 et 0,22 mm autour du faisceau. La correction est faite par rapport à un faisceau placé au centre du DSSD. En bas : le faisceau est déplacé de +2 mm en  $x$  et +1 mm en  $y$  par rapport au centre du DSSD.

les événements avec une multiplicité 1 sur chaque face du DSSD. Pour un faisceau centré, l'énergie des éjectiles détectés ne doit pas varier en fonction de l'angle  $\theta$ . On s'aperçoit que ce n'est pas le cas : sur la figure 3.8 (en haut), la symétrie axiale est brisée.

Dans l'hypothèse où les feuilles de tantale sont relativement bien centrées sur le DSSD, nous pouvons considérer que l'épaisseur des feuilles de tantale est constante sur un cercle dont le centre coïncide avec celui du DSSD. Nous avons fait varier la position du faisceau en X et Y et avons calculé pour chaque couple secteur-anneau l'épaisseur traversée en fonction de l'angle d'incidence.

En se plaçant sur un cercle centré sur le faisceau et ayant un rayon compris entre 0,20 et 0,22 mm, on trouve une énergie constante, quel que soit l'angle  $\theta$  pour un faisceau déplacé de 2 mm sur l'axe  $x$  et 1 mm sur l'axe  $y$ . Le résultat est visible sur le panneau, en bas de la figure 3.8. La cassure correspond aux bords d'une feuille de Tantale.

Cependant, la correction Doppler n'est pas améliorée par cette prise en compte du



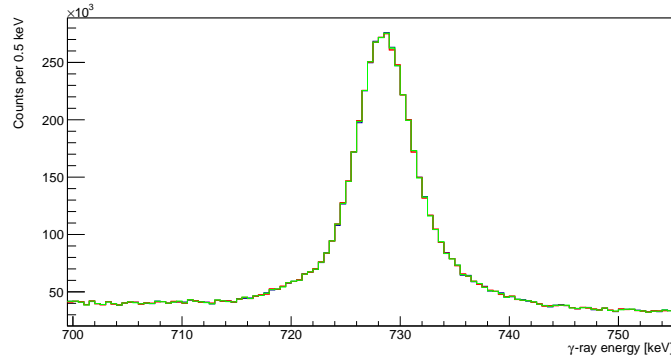


FIGURE 3.9 – Transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$ , corrigée Doppler en prenant en compte l’angle et la vitesse de recul du noyau de  $^{212}\text{Po}$ . Les trois couleurs correspondent à des tentatives de centrage de faisceau par rapport au centre du DSSD, et ne sont pas distinguables. On a donc en bleu (+0,+0), en rouge (+2,+1) et en vert (+3,+2). L’amélioration due au recentrage du faisceau est négligeable.

décentrage du faisceau (voir figure 3.9). La non-homogénéité des feuilles de tantale est une hypothèse qui pourrait expliquer la difficulté à effectuer cette correction : d’après les données fabricants les épaisseurs des feuilles de tantale utilisées sont connues avec une précision de 10 % à 15%. Une seconde explication est la géométrie des feuilles de tantale, qui ont été coupées au cutter, et ne sont en réalité pas des disques correctement centrés sur le détecteur silicium.

### 3.2.3 Calibration des TAC et sélection des événements

Une séquence d’acquisition a été réalisée en fin d’expérience avec un pulseur afin de calibrer les TAC (Time to Analogic Converter). Celui-ci délivrait une impulsion toutes les 40 ns. Les TAC utilisés étaient au nombre de trois : un entre AGATA et CHARADE, un entre AGATA et la validation de l’événement, l’un entre CHARADE et la haute fréquence (HF).

Le TAC entre le DSSD et la haute fréquence était hors gamme, les événements ayant les temps les plus longs étaient donc enregistrés aux canaux les plus bas. En négligeant la dispersion temporelle du faisceau et la dispersion des vitesses des particules  $\alpha$ , ce TAC correspond au temps de collecte du signal dans le détecteur DSSD.

La valeur dépend donc de la charge de la particule arrêtée et de son énergie. Nous traçons donc (figure 3.10 (haut)) le TAC entre le DSSD et la haute fréquence contre l’énergie des secteurs, en sélectionnant uniquement les événements où un seul anneau et un seul secteur sont touchés.

Sur la zone (a), les énergies sont très faibles. Il s’agit probablement d’électrons. Le spectre gamma associé à la zone (a) fait apparaître les raies X du tantale et du plomb (figure 3.11 (a)). Sur cette figure les énergies ne correspondent pas exactement à ces raies X à cause de la correction Doppler adaptée au  $^{212}\text{Po}$ . La zone (b) correspond à l’interaction d’une particule  $\alpha$  sur un secteur. Le spectre gamma associé (figure 3.11 (b)) fait principalement apparaître les raies  $\gamma$  du  $^{214}\text{Rn}$ . Ce noyau est produit par fusion-évaporation (voie  $\alpha$  4n). Les raies appartenant au  $^{211}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$  sont aussi présentes, soit à cause du recouvrement avec la zone (c), soit parce qu’une des deux particules  $\alpha$  n’a pas

été détectée. La zone (c) fait apparaître principalement le  $^{212}\text{Po}$  mais le  $^{214}\text{Rn}$  reste très présent.

On peut maintenant tracer la matrice d'identification en demandant une multiplicité 2 sur chaque face du DSSD (figure 3.10 (en bas)), en sommant les énergies du premier et du second secteur.

Lorsqu'on trace le spectre gamma associé à une multiplicité 2 sur chaque face, il contient très majoritairement les transitions du  $^{211}\text{Po}$  et du  $^{212}\text{Po}$ . Les transitions de  $^{214}\text{Rn}$  disparaissent presque complètement. Il suffit d'ajouter une sélection (zone (d)) de la figure 3.12) sur chaque face du DSSD pour les éliminer complètement.

On peut également ajouter les événements obtenus lorsque deux anneaux et un secteur, ou bien deux secteurs et un anneau, ont été touchés, en s'assurant que l'énergie totale sur chaque face soit bien située dans la zone (d) de la matrice d'identification de la figure 3.10 (en bas).

Finalement, le spectre  $\gamma$  avant les sélections est montré sur la figure 3.12 (a), et le spectre avec les sélections sur la figure 3.12 (b). Sur ce dernier spectre, seules les transitions du  $^{211}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$  sont présentes. Malheureusement la statistique du pic à 727 keV du  $^{212}\text{Po}$  a diminué d'un facteur 3 environ. Ces événements manquants proviennent principalement des cas où une seule particule  $\alpha$  a été détectée, et ne sont donc pas distinguables du  $^{214}\text{Rn}$ .

En conclusion, avec ce dispositif expérimental, il est possible de ne sélectionner que la voie d'intérêt au détriment bien sûr de la statistique. Pour les études utilisant les coïncidences gamma-gamma, il est préférable de ne pas imposer de coupures trop drastiques. On peut par exemple juste éliminer la zone (a).

### 3.2.4 Correction Doppler

En sélectionnant les événements sur le DSSD, nous traçons le spectre  $\gamma$  « tracké » des émissions  $\gamma$ , en utilisant pour la correction Doppler différentes vitesses de recul de noyau. La transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 727 keV est ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne. Nous essayons de trouver la vitesse moyenne de recul de noyau la mieux adaptée, en considérant que le noyau de  $^{212}\text{Po}$  recule selon l'axe du faisceau, ce qui revient à considérer  $\theta_{Po} = 0$ . Le pic le mieux résolu est obtenu pour une vitesse de recul du noyau de 10.1 % de la vitesse de la lumière (figure 3.13). La vitesse de recul pour laquelle le centroïde du pic est à l'énergie la plus proche de 727.1 keV (valeur de référence dans la littérature [Astier *et al.*, 2010a]) est 10.155 % (figure 3.13).

Pour améliorer encore la correction Doppler, on peut utiliser la reconstruction cinématique à partir du DSSD, qui donne l'angle  $\theta_{Po}$  et la vitesse de recul du noyau de  $^{212}\text{Po}$  à partir de l'angle et de l'énergie du noyau léger ( $^8\text{Be}$ ). Cependant l'angle de recul du noyau de  $^{212}\text{Po}$  est faible et sa prise en compte n'apporte pas d'amélioration. Lorsqu'on trace l'énergie de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  corrigée de l'effet Doppler, mais sans tenir compte de l'angle de recul du noyau de  $^{212}\text{Po}$  (figure 3.14), on s'aperçoit que l'énergie du pic ne dépend pas de cet angle.

La vitesse obtenue par la reconstruction cinématique peut également être utilisée. La figure 3.15 montre l'énergie de la transition en fonction de la vitesse de recul calculée par reconstruction cinématique. À gauche, on a tracé le spectre  $\gamma$  avec une correction Doppler fixe. À droite, la correction Doppler dépend de la vitesse calculée événement par événement. Sur la première figure, l'énergie dépend de la vitesse, tandis que cet effet est corrigé sur la seconde figure. On observe ainsi une légère amélioration de la résolution des pics, visible sur la figure 3.16. La largeur à mi-hauteur est de 6.96(1) keV avec  $v/c = 10.1\%$  et de 6.67(1) keV avec la correction Doppler dépendante de la vitesse

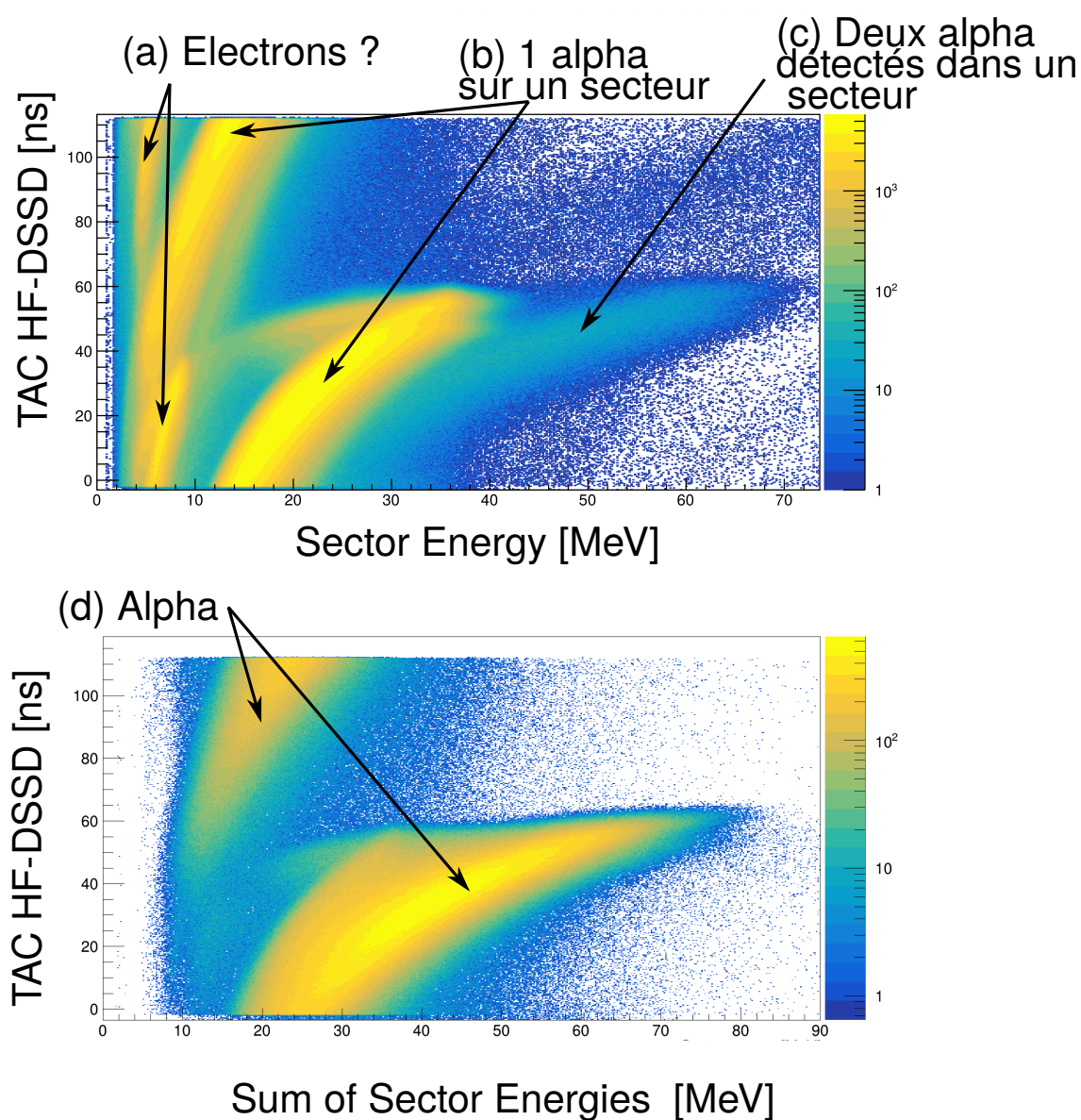


FIGURE 3.10 – En haut : matrice d'identification pour l'expérience AGATA, constituée du TAC DSSD - Haute Fréquence (en ordonnée) et de l'énergie collectée dans les secteurs (en abscisse). Les événements sélectionnés ont une multiplicité 1 sur chaque face du DSSD. En bas : matrice d'identification en sélectionnant les événements avec une multiplicité 2 sur chaque face du DSSD, et en sommant les énergies des deux secteurs touchés.

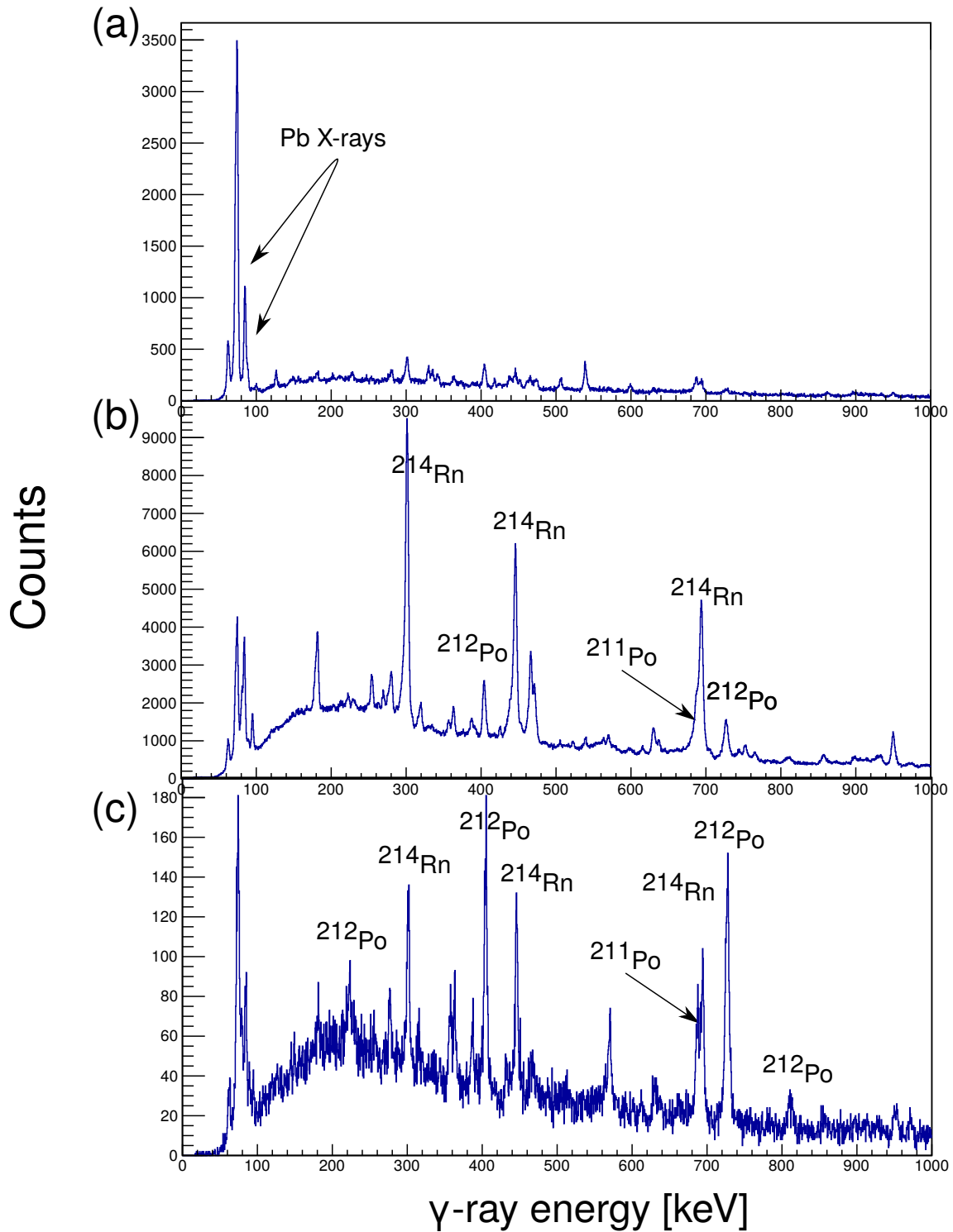


FIGURE 3.11 – Spectres gamma « trackés » et corrigés Doppler obtenus par diverses sélections sur la matrice d'identification tracée avec les événements ayant une multiplicité 1 sur chaque face du DSSD. Les spectres (a), (b) et (c) correspondent aux zones indiquées sur la matrice 3.10 (gauche).

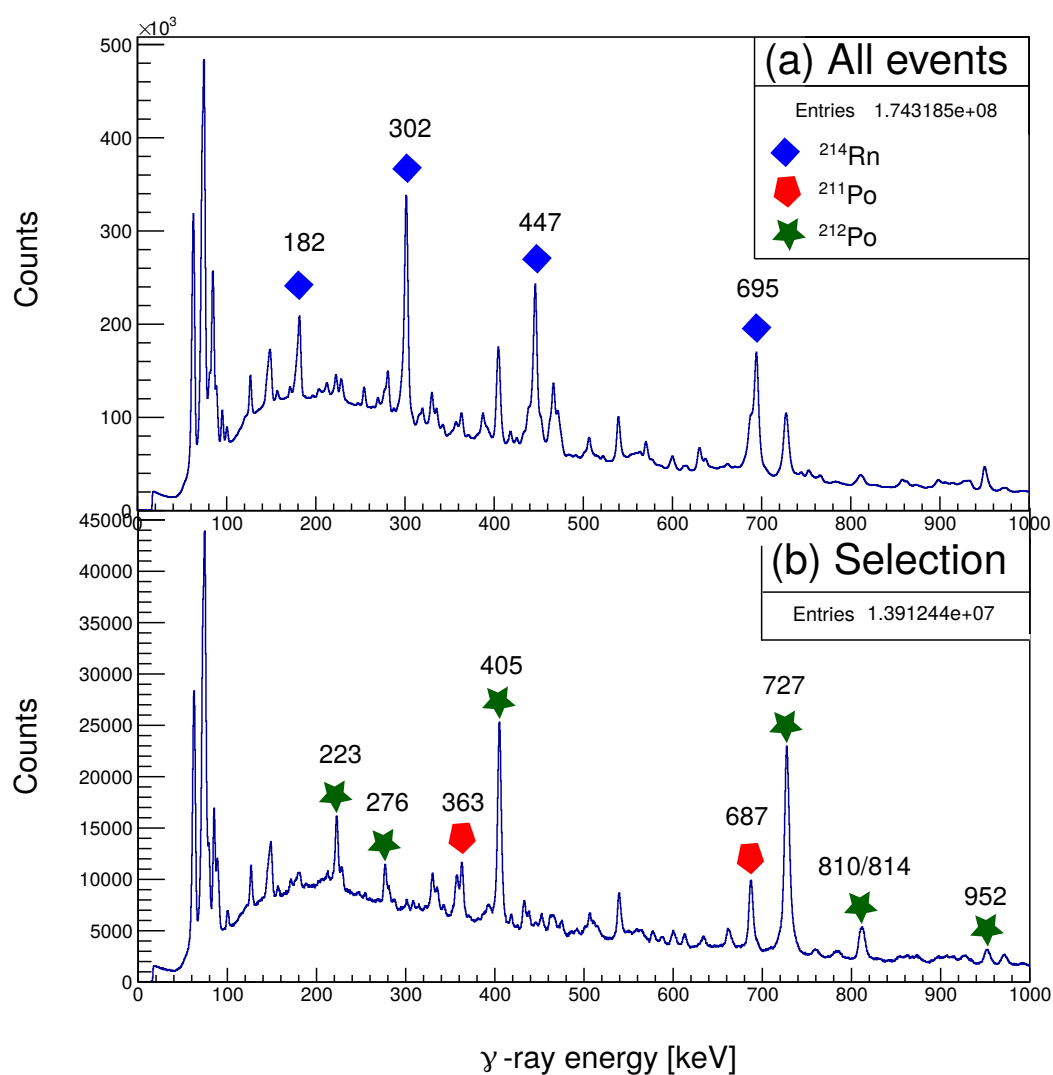


FIGURE 3.12 – Spectres gamma « trackés » et corrigés Doppler obtenus sans sélection sur la matrice d'identification (a), et avec les sélections appropriées (b). Les principales raies gamma connues sont mises en évidence par des symboles indiquant le noyau émetteur.

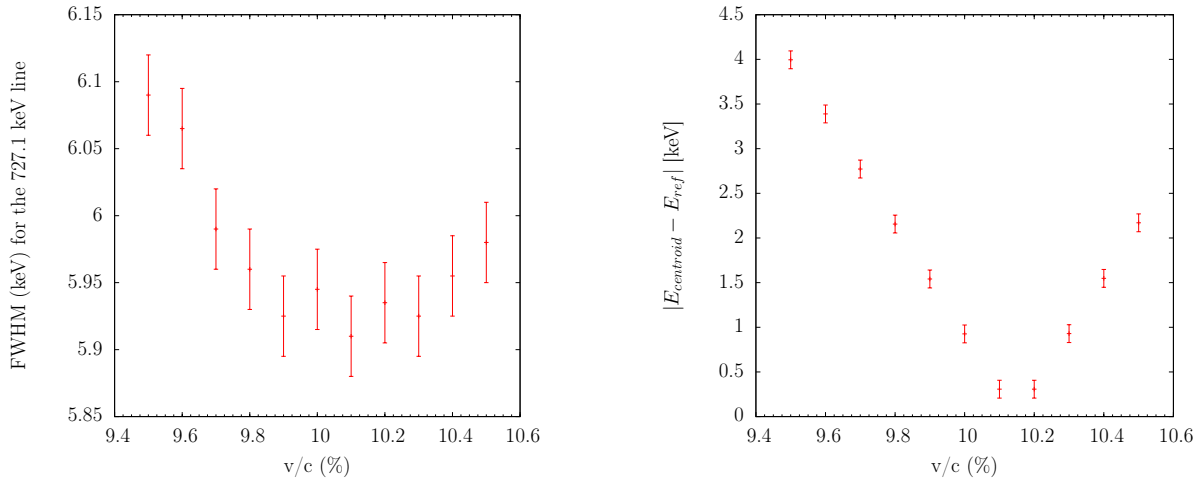


FIGURE 3.13 – À gauche : largeur à mi-hauteur de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  en fonction de la vitesse de recul des noyaux utilisée dans la correction Doppler. À droite, valeur absolue de la différence entre le centroïde du pic obtenu et la valeur de référence dans la littérature.

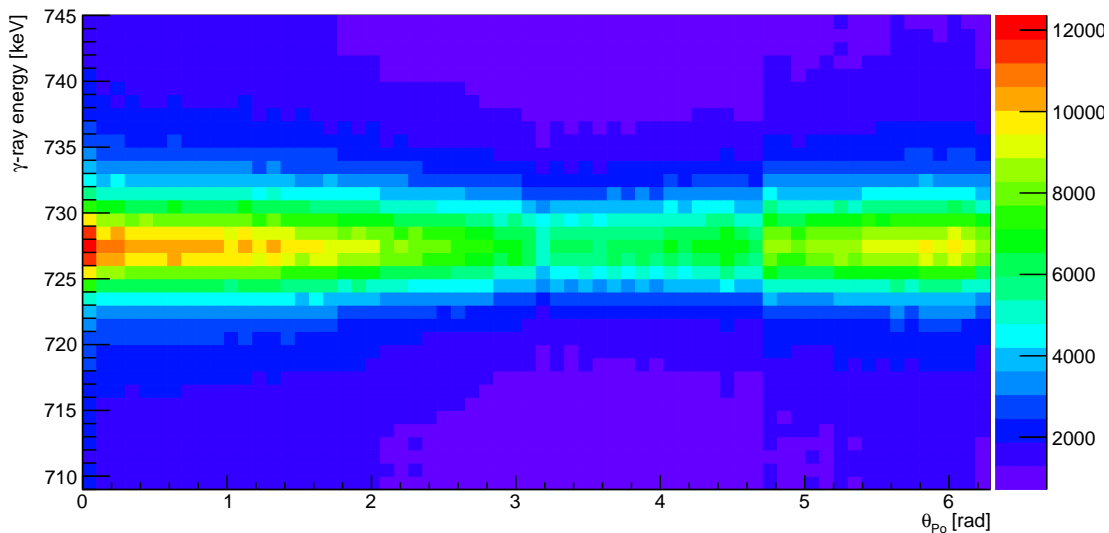


FIGURE 3.14 – Dépendance du centroïde de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  en fonction de l'angle de détection des deux  $\alpha$  constituant le  $^8\text{Be}$ .

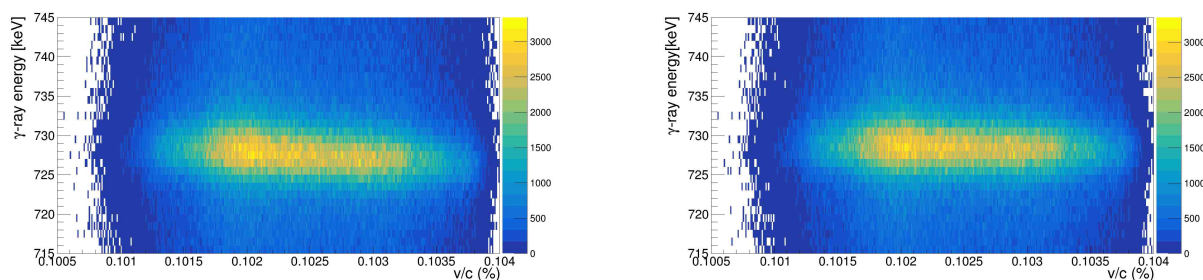


FIGURE 3.15 – À gauche : énergie de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  corrigée Doppler avec  $v/c = 10.1\%$  en fonction de la vitesse calculée événement par événement. À droite, la correction est effectuée avec des vitesses calculées événement par événement.

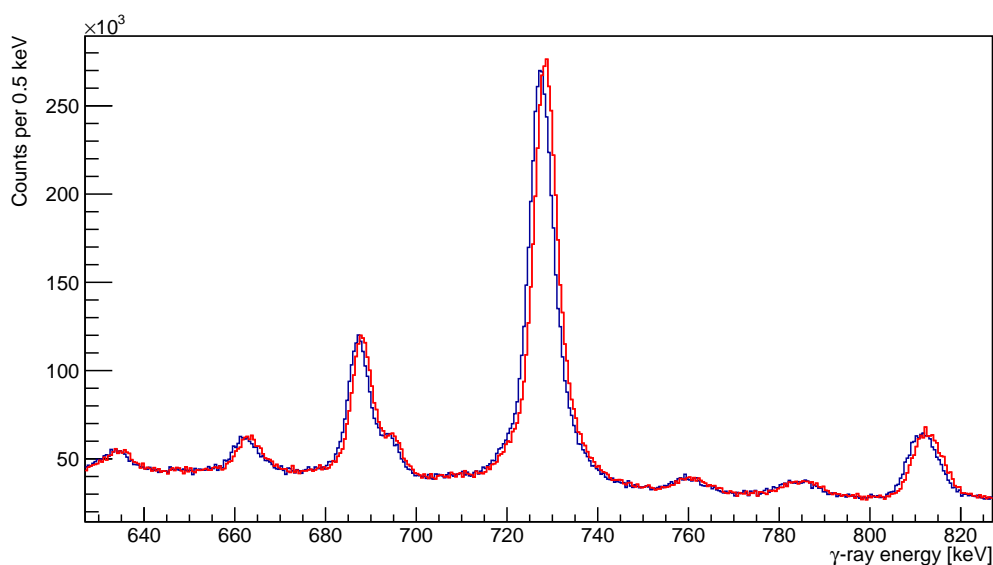


FIGURE 3.16 – Transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  avec une correction Doppler dépendant d'une valeur fixe de la vitesse de recul ( $v/c = 0.101$  en bleu) et une correction Doppler dépendant de la vitesse calculée événement par événement (en rouge).

calculée événement par événement. Malheureusement, la vitesse calculée est légèrement surestimée, on a en moyenne  $v/c = 0.1024$ , soit environ 1% de plus que la valeur optimale calculé précédemment. La conséquence est que le centroïde est placé à  $728.34(1)$  keV au lieu de  $727.1$  keV.

Cela montre qu'il y a une erreur systématique dans la reconstruction des événements, qui surestime la vitesse de recul des noyaux. Cette erreur est probablement due à la reconstruction de l'énergie perdue à travers les couches de tantale. L'analyse des données a donc principalement été effectuée avec la correction Doppler utilisant une vitesse fixe de recul du  $^{212}\text{Po}$ .

### 3.2.5 Reconstruction de l'énergie d'excitation du $^{212}\text{Po}$

La reconstruction de l'énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  est trop imprécise pour distinguer les niveaux peuplés. En effet, l'incertitude sur l'énergie perdue par les particules  $\alpha$  dans les feuilles de tantale est grande. Une particule  $\alpha$  de  $50$  MeV perd dans les feuilles de Tantale, d'après le logiciel Lise++ jusqu'à  $23.5 \pm 9$  MeV. L'incertitude sur la détection de

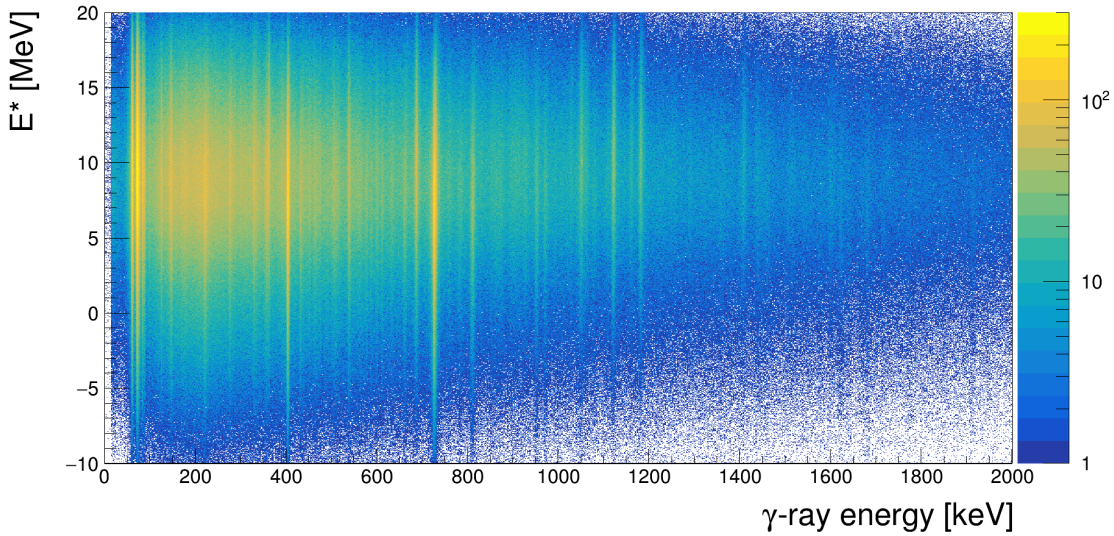


FIGURE 3.17 – Matrice  $[E^*, E_\gamma]$  obtenue avec les données de l'expérience AGATA.

deux particules  $\alpha$  est donc de près de 18 MeV.

Cette large incertitude est visible sur la matrice  $[E^*, E_\gamma]$  (figure 3.17). Les raies  $\gamma$  de  $^{212}\text{Po}$  sont associées à des énergies d'excitation allant de  $E^* = -10$  MeV à  $E^* = 20$  MeV.

Diverses méthodes ont été utilisées pour retrouver empiriquement l'épaisseur de Tantale. Nous avons par exemple essayé d'ajuster l'épaisseur de chaque feuille afin que l'énergie reconstruite diminue de manière régulière avec l'angle, ou bien en cherchant les épaisseurs qui amélioreraient la correction Doppler utilisant la reconstruction cinématique.

Malheureusement, aucune de ces tentatives n'a permis d'améliorer significativement la résolution de la reconstruction cinématique. Une des raisons est probablement la non-homogénéité des feuilles de tantale, et leurs formes approximatives qui ne couvraient pas parfaitement un disque centré sur le faisceau.

### 3.3 Expérience de Tokai

L'analyse de l'expérience AGATA-CHARADE a montré qu'il n'était pas possible d'obtenir les énergies d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  avec suffisamment de précision pour étudier le peuplement des différents niveaux. C'est la raison pour laquelle l'expérience de Tokai, dont la pré-analyse est décrite ci-dessous, a été réalisée.

#### 3.3.1 Traitement des données

Les données brutes sont des fichiers textes où chaque ligne correspond à une voie touchée avec son horodatage (*timestamp*).

Un événement correspond à toutes les données enregistrées qui sont reliées entre elles par des liens de causalité. Ainsi un événement regroupera les données liées à la détection de l'éjectile et celles dues à la détection des  $\gamma$  désexcitant le noyau produit, ainsi que les TAC (Time to Analogic Converter) donnant les temps écoulés entre les deux détections.

Pour sélectionner les événements qui nous intéressent, nous définissons certaines voies qui seront utilisées comme déclencheurs (trigger). Les événements sont construits en re-



groupant les voies dont les horodatages sont compris dans un intervalle de temps  $T_{coinc}$  appelé fenêtre de coïncidence, défini autour du premier déclencheur touché. Dans notre analyse, et sauf indication contraire, nous utilisons les voies  $\Delta E$  comme déclencheur. Cependant si une voie est touchée deux fois durant ce laps de temps, alors elle n'est prise en compte qu'une seule fois. Cet effet d'empilement peut biaiser les résultats si il est important. À cause de la très faible résolution temporelle des détecteurs germaniums, nous imposons des fenêtres de coïncidence  $T_{coinc} = 3,4 \mu s$  lors du traitement des données, ce qui correspond à 17 horodatages du système d'acquisition de Tokai.

Pour vérifier la pertinence de cette fenêtre de coïncidence, nous allons la comparer avec le temps moyen entre deux événements arrivant sur une voie  $\Delta E$ .

On utilise une séquence d'acquisition représentative de l'expérience en ce qui concerne l'intensité du faisceau. La voie  $\Delta E_5$  a enregistré 9169827 événements pour une durée de faisceau de 18500 secondes, soit un événement tous les  $\Delta T_{evt} = 2 ms$ . On a donc  $T_{coinc} \ll \Delta T_{evt}$ , ce qui garantit qu'il y a très peu d'événements perdus à cause de l'empilement.

Enfin on vérifie que le nombre d'occurrences pour la voie  $\Delta E_5$  sont égales dans le fichier brut et dans le fichier ROOT final. On trouve dans le premier cas 9169827, et 9169818 dans le second cas, ce qui correspond à un ratio d'événements perdus à cause de l'empilement de  $10^{-6}$ .

Les fenêtres de coïncidences choisies sont donc bien adaptées.

La reconstruction de ces événements physiques a été effectuée grâce au programme Nikiroot3.5 et les événements ont été rangés dans des arbres ROOT [Brun and Rademakers, 1997]. Pour vérifier l'intégrité des données, nous avons également traité les données avec une autre version du programme (Nikiroot 2) et d'un autre programme (SortGame) et nous avons vérifié que nous obtenions les mêmes résultats.

## 3.3.2 Calibrations

### 3.3.2.1 Calibration des siliciums

La méthode de calibration dépend du type de détecteur. Les gains de nombreuses voies des siliciums ont varié au cours du temps. L'évolution du gain des détecteurs au cours du temps pour la voie  $\Delta E_2$ , avant et après alignement et calibration est présentée sur la figure 3.18.

#### Calibration des voies *siA* stables

Avec des faisceaux de 62 et 63.7 MeV, deux raies  $\alpha$  apparaissent clairement dans le détecteur. D'après les sections efficaces présentées dans le chapitre 2, celles-ci proviennent du  $^{217}Ra$  et de son descendant le  $^{213}Ra$  qui émettent respectivement des raies  $\alpha$  à 8.992(8) MeV et 8.089(3) MeV. Les particules  $\alpha$  à ces énergies là perdent toute, ou presque toute leur énergie dans les détecteurs  $\Delta E$ . Cependant, une partie du détecteur silicium épais n'est pas couvert par les  $\Delta E$ , une partie de ces particules  $\alpha$  est détectée directement dans les voies *siA* et *siB* du détecteur épais.

Pour faire ressortir ces deux raies  $\alpha$  dans les voies *siA* et *siB*, lors du traitement préliminaire, on utilise ces voies comme déclencheurs en imposant qu'une seule voie *siA* ou *siB* soit touchée et qu'aucun  $\Delta E$  ne le soit. Les coefficients de calibration des voies *siA* (exceptés *siA*<sub>5</sub>, *siA*<sub>7</sub>, *siA*<sub>9</sub> et *siA*<sub>11</sub>) sont calculés à partir des deux raies  $\alpha$  du  $^{217}Ra$  et  $^{213}Ra$ , de la raie  $\alpha$  provenant du  $^{241}Am$  et du  $^{12}C$  élastiquement diffusé aux quatre énergies de faisceau.

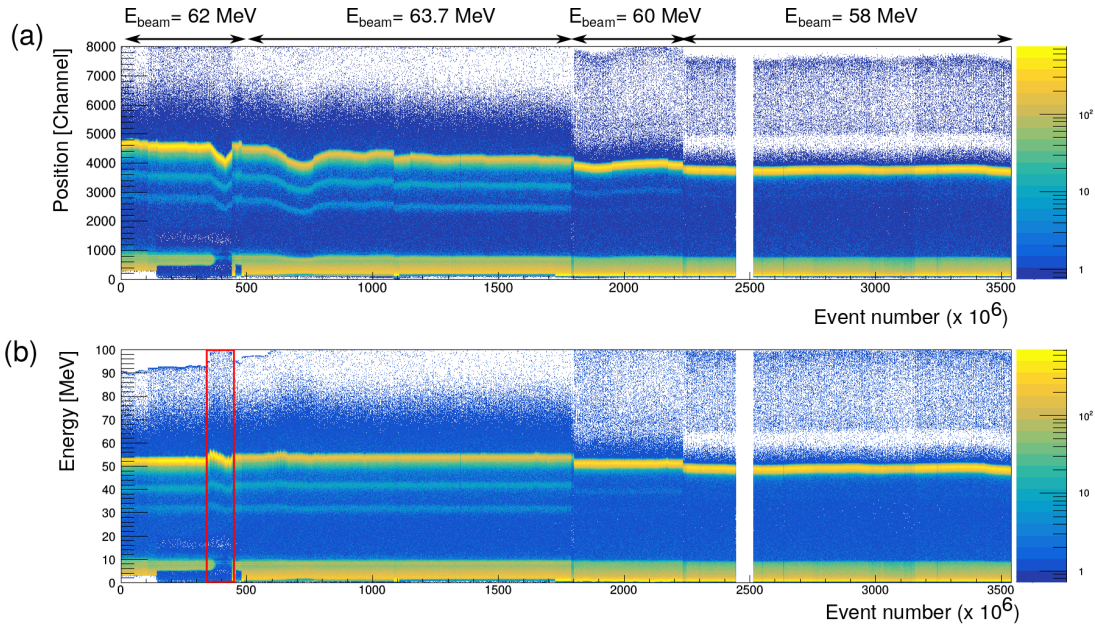


FIGURE 3.18 – Évolution du gain du détecteur  $\Delta E_2$  en sélectionnant les événements où aucune voie *siA* ou *siB* n'est touchée. La figure (a) présente l'évolution avant ajustement du gain et la figure (b) après ajustement du gain et calibration. Les énergies des faisceaux utilisés sont indiquées en haut du graphique. Dans la partie entourée en rouge, la forte non-linéarité des gains n'a pas pu être correctement corrigée. Ces événements ont été supprimés lors de l'analyse.

Pour obtenir un point de calibration à l'aide du  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé, il nous faut connaître l'énergie déposée par la diffusion élastique dans la partie active du détecteur. On considère que la réaction a lieu en milieu de cible. L'énergie de la réaction de diffusion est donc celle du faisceau auquel on soustrait l'énergie perdue dans la première moitié de cible (environ 100 keV). Il faut ensuite calculer l'énergie perdue par le  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé en traversant la seconde partie de la cible et la zone morte du détecteur. L'épaisseur effective de cible traversée dépend de l'angle d'émission. Les énergies perdues dans la cible et dans la zone morte sont calculées à partir de tables issues du logiciel SRIM [Ziegler *et al.*, 2010].

Les énergies des raies issues des noyaux de  $^{217}\text{Ra}$  et de  $^{213}\text{Rn}$  sont calculées en considérant ces noyaux arrêtés en milieu de cible. Les particules  $\alpha$  émises perdent donc de l'énergie dans la moitié de l'épaisseur de la cible et dans la zone morte du détecteur. Cette perte est soustraite pour la calibration bien que l'effet soit beaucoup moins important que pour le  $^{12}\text{C}$  à cause de la faible charge des particules  $\alpha$  comparée à celle du carbone.

La régression linéaire pour la calibration de *siA*<sub>1</sub> est présentée sur la figure 3.19.

### Alignement et calibration des voies *siA* et *siB* instables

Les gains de toutes les voies *siB* ainsi que des voies *siA*<sub>5</sub>, *siA*<sub>7</sub>, *siA*<sub>9</sub>, et *siA*<sub>11</sub> évoluent au cours du temps. Pour toutes ces voies non stables, nous utilisons les deux raies  $\alpha$  du  $^{217}\text{Ra}$  et  $^{213}\text{Rn}$  ainsi que le  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé. Les coefficients de calibration sont calculés séquence d'acquisition par séquence d'acquisition. Si le gain a évolué significativement au cours d'une séquence d'acquisition, la séquence d'acquisition est coupée en deux fichiers plus petits.

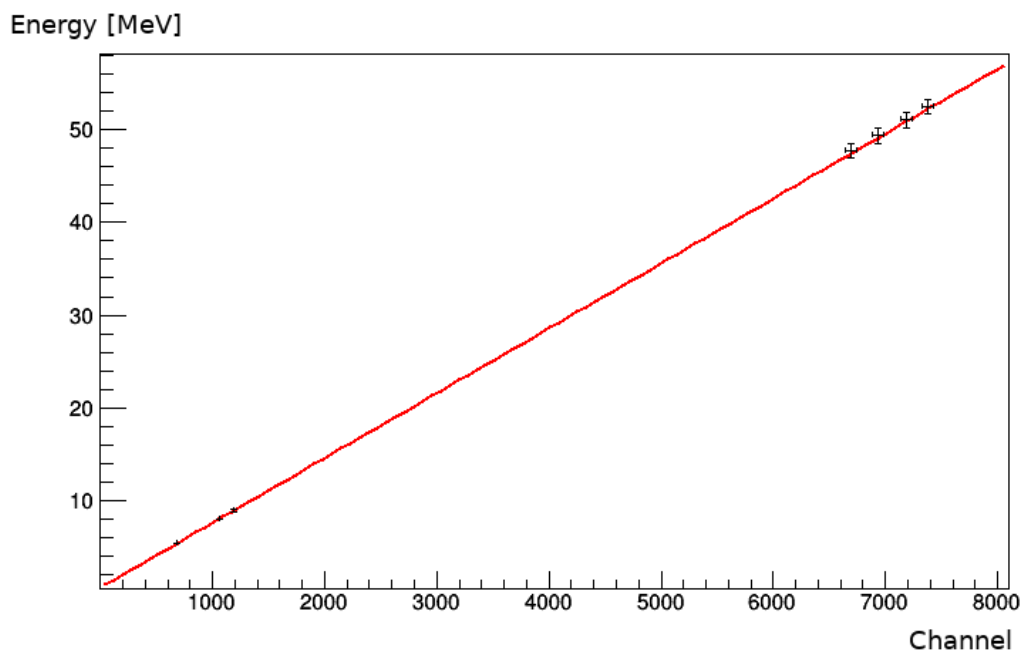


FIGURE 3.19 – Droite de calibration de la voie *siA1*. Les trois points à basse énergie sont les énergies des  $\alpha$  émis par la source de  $^{241}\text{Am}$  et par les noyaux de  $^{213}\text{Rn}$  et  $^{217}\text{Ra}$  considérés en milieu de cible.

Les gains des voies *siA*<sub>5</sub>, *siA*<sub>7</sub>, *siA*<sub>9</sub> et *siA*<sub>11</sub> baissent un peu au cours du temps, ce qui est attendu pour un détecteur silicium, car l'endommagement de la maille cristalline augmente le courant de fuite. L'alignement et la calibration à partir des deux raies  $\alpha$  et de l'énergie du  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé donnent de bons résultats.

Les voies *siB* ont des comportements beaucoup moins stables : le gain fluctue, la résolution et la linéarité de ces voies sont mauvaises. La première étape a donc consisté à aligner les positions des pics de chaque séquence par rapport à la première séquence d'acquisition, ou de la séquence précédente. En plus des raies  $\alpha$  et du  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé, nous avons utilisé la position de l'énergie du  $^{12}\text{C}$  après ralentissement dans le  $\Delta E$ . Une fonction affine appliquée à chaque séquence permet d'aligner les séquences entre elles. Il aurait été intéressant de multiplier les points d'alignement, mais les énergies restantes du  $^8\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et  $^{11}\text{B}$  après traversée du  $\Delta E$  sont proches et les statistiques sont faibles.

Pour passer d'une séquence d'acquisition à une autre lorsque l'énergie du faisceau change, et que par conséquent les positions des pics changent également, nous appliquons le coefficient d'alignement de la séquence précédente à la position non alignée des nouveaux pics, puis cette position alignée sert de référence pour les séquences suivantes.

À cause de la faible linéarité de certaines voies, il faut calibrer ces voies avec des énergies correspondant à celles utilisées pour les mesures. Il n'est donc pas pertinent de calibrer ces détecteurs avec l'énergie du  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé, mais il faut au contraire utiliser l'énergie de noyaux ayant traversé les  $\Delta E$ . Cependant l'incertitude sur les tables SRIM ne permet pas de connaître suffisamment précisément l'énergie des  $^{12}\text{C}$  après qu'ils aient traversé les  $\Delta E$ . Le coefficient de calibration pour chaque voie a donc été calculé afin que les pics correspondant à l'énergie des ions de  $^{12}\text{C}$  et des  $\alpha$  après traversée des  $\Delta E$  fins soient les mêmes que pour les voies *siA* aux mêmes angles. Cette méthode n'est pas parfaite, notamment car elle suppose que le faisceau soit bien centré. Ainsi il demeure

une incertitude supplémentaire pour les voies  $siB$  par rapport aux voies  $siA$ .

### Calibration des $\Delta E$ fins

Les  $\Delta E$  de  $50 \mu m$  sont restés stables tout au long de l'expérience. Il n'y a donc pas besoin de suivre le gain au cours de l'expérience. Cependant, ces détecteurs doivent nous permettre de détecter à la fois les particules  $\alpha$ , mais aussi les noyaux de  ${}^9Be$ ,  ${}^{10}Be$ ,  ${}^{11}B$  et  ${}^{12}C$ . Ces noyaux, de numéros atomiques plus élevés, déposent beaucoup plus d'énergie dans le  $\Delta E$ . Cette grande quantité d'énergie déposée par les ions lourds, très localisée peut entraîner une collecte partielle des charges. Le temps de collecte est plus long, ce qui laisse plus de temps pour d'éventuelles recombinaisons. L'énergie perdue dans les zones mortes du  $\Delta E$  est également plus importante. L'épaisseur de la zone morte n'étant pas connue, nous avons essayé de la retrouver expérimentalement.

Nous avons cherché l'épaisseur de zone morte, à l'avant et à l'arrière du  $\Delta E$ , qui permette de calibrer correctement l'énergie des noyaux de  ${}^{12}C$  pour chaque voie  $si$  et l'énergie des raies  $\alpha$  du  ${}^{213}Rn$ , du  ${}^{217}Ra$  et celles de la séquence de calibration avec une source de  ${}^{241}Am$ .

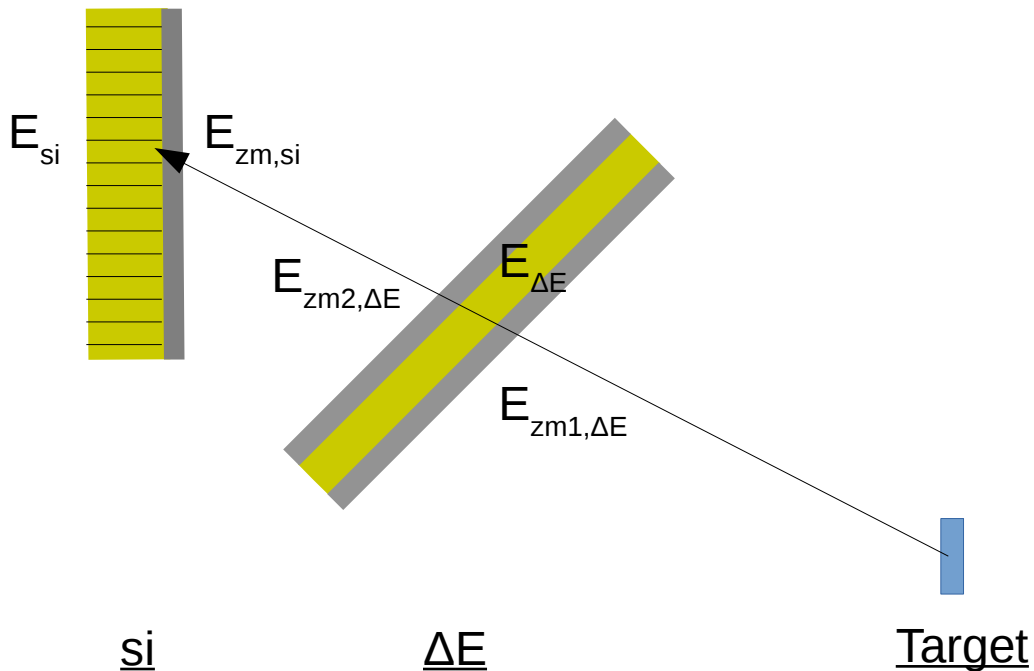


FIGURE 3.20 – Récapitulatif des notations des énergies perdues dans les zones actives des détecteurs (en jaune) et dans les zones mortes (en grises). La flèche représente un ion de  ${}^{12}C$  élastiquement diffusé.

Lorsqu'un noyau de  ${}^{12}C$  passe au travers du  $\Delta E$ , l'énergie de la diffusion élastique est déposée dans les zones mortes avant et arrière du  $\Delta E$ , dans la zone morte de la voie  $si$  touchée, ainsi que dans les zones actives. Les notations sont indiquées sur la figure 3.20.

Les voies  $si$  étant calibrées, on peut connaître l'énergie  $E_{si}$  perdue dans la zone active des voies  $si$ . L'énergie  $E_{zm,si}$  perdue dans les zones mortes des détecteurs est extraite à partir des tables du logiciel SRIM [Ziegler *et al.*, 2010]. On a donc

$$E_{\Delta E} + E_{zm1,\Delta E} + E_{zm2,\Delta E} = E_C - E_{si} - E_{zm,si}$$

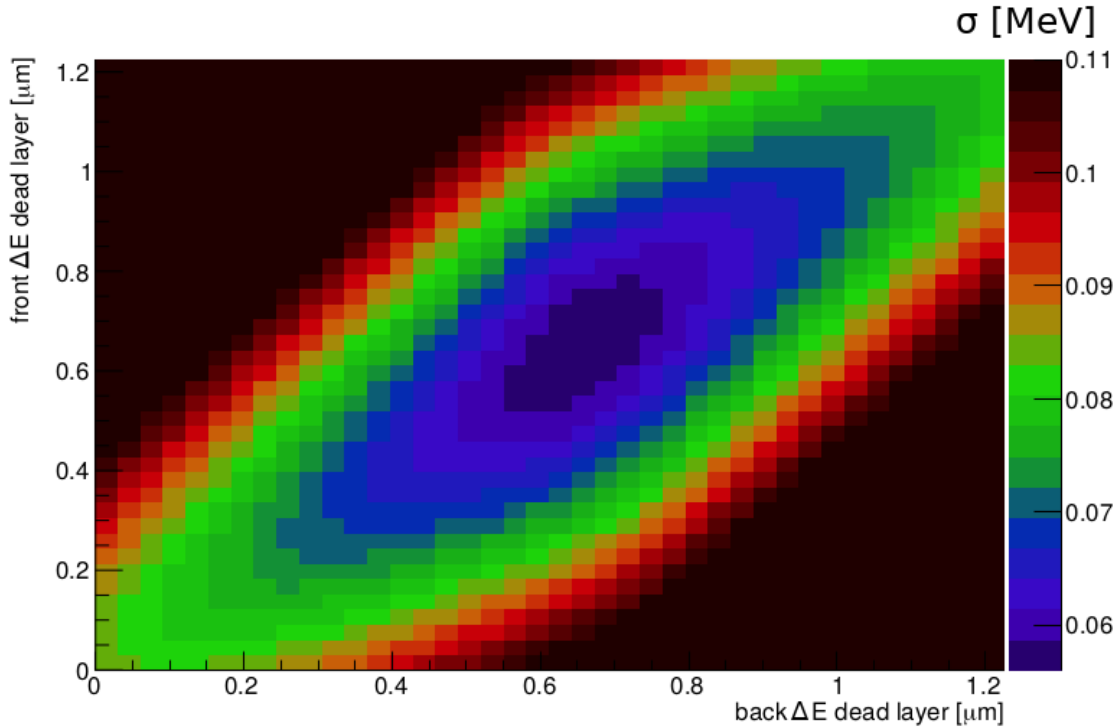


FIGURE 3.21 –  $\sigma$  en fonction de l'épaisseur à l'avant et à l'arrière du détecteur pour  $\Delta E5$ . Avec  $\sigma = \sigma_\alpha + \sigma_{^{12}C}$ .

Nous avons testé différentes épaisseurs de  $\Delta E$  à l'avant et à l'arrière et avons tenté de minimiser l'écart type  $\sigma$  défini par

$$\sigma = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{ [E\Delta E_i - (canal_i * a + b)]^2 \}$$

avec  $E\Delta E_i$  l'énergie attendue,  $a$  et  $b$  des coefficients de calibration et  $(canal_i * a + b)$  l'énergie obtenue après calibration.

La figure 3.21 montre selon l'échelle de couleur l'écart type de la différence entre la valeur obtenue après calibration et la valeur attendue en fonction de l'épaisseur de la zone morte à l'avant et à l'arrière du détecteur  $\Delta E5$ . Pour donner plus de poids aux deux énergies  $\alpha$  par rapport aux dizaines d'énergies calculées pour le  $^{12}C$  on trace en fait  $\sigma$ , somme d'un écart type  $\sigma_\alpha$  défini sur les deux énergies  $\alpha$  et de l'écart type  $\sigma_{^{12}C}$  défini par les énergies  $^{12}C$  :

$$\sigma = \sigma_\alpha + \sigma_{^{12}C}. \quad (3.18)$$

On retiendra de cette figure que la valeur optimale pour les zones mortes à l'avant et à l'arrière du  $\Delta E$  sont identiques et valent approximativement  $0.65(5) \mu m$ .

Pour vérifier l'épaisseur de la zone morte donnée par le fabricant du détecteur pour le détecteur épais  $si$ , nous avons fait varier l'épaisseur de la zone morte du  $\Delta E$  (en considérant que l'épaisseur à l'avant et à l'arrière sont égales) et de celle du détecteur épais  $si$ . On trace alors la même variable  $\sigma$  sur la figure 3.22. Nous trouvons la valeur de  $0.5(1) \mu m$  pour l'épaisseur de la zone morte pour le détecteur épais  $si$ . La valeur donnée par le fabricant est  $0.5 \mu m$ .

Lorsque nous avons traité les données avec ces valeurs, nous obtenions une légère dégradation de la reconstruction cinématique pour le  $^{212}Po$  dont nous détectons les particules  $\alpha$ . Nous avons donc décidé de ne pas prendre en compte de zone morte pour les

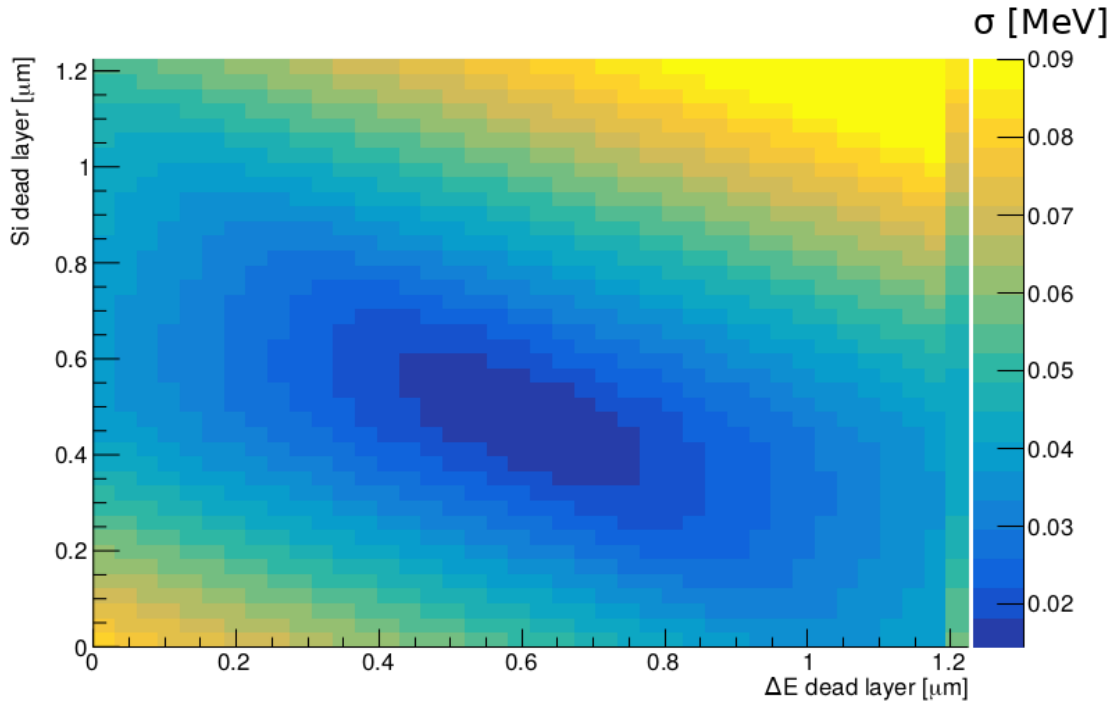


FIGURE 3.22 –  $\sigma$  en fonction de l'épaisseur de la zone morte du détecteur *si* et de la zone morte du détecteur  $\Delta E$ .

particules  $\alpha$ . Pour le  $^{210}\text{Po}$ , que nous allons également étudier dans cette thèse, une zone morte a été prise en compte, et un ajustement final de  $-0.135$  MeV sur l'énergie d'excitation a été ajouté afin de reproduire les données expérimentales connues.

La figure 3.23 est la courbe de calibration de  $\Delta E5$  en prenant en compte  $0.5 \mu\text{m}$  de zone morte à l'entrée du détecteur *Si*, et  $0.65 \mu\text{m}$  de zone morte à l'avant et à l'arrière du détecteur  $\Delta E$ . Les trois points à basse énergie correspondent aux raies  $\alpha$  de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{217}\text{Ra}$  et  $^{213}\text{Ra}$ . Les points à haute énergie correspondent à des noyaux de  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusés à plusieurs angles et à trois énergies faisceaux.

### Calibration des $\Delta E$ épais

Les gains de certains détecteurs  $\Delta E$  épais sont très instables, comme cela a été illustré sur la figure 3.18. Le découpage par séquence d'acquisition utilisé lors du suivi des gains des *si* était trop grossier. Un découpage plus fin en fichiers de 12 millions d'événements a été utilisé. Pour toutes les séquences d'acquisition, nous avons relevé les positions des pics de  $^{12}\text{C}$  élastiquement diffusé sur le  $\Delta E$ , ainsi que les positions des pics dus à l'énergie déposée par les  $\alpha$  issus du  $^8\text{Be}$ , puis détectés dans les voies *si*. Pour les séquences d'acquisitions à 62 et 63.7 MeV d'énergie faisceau, nous avons en plus relevé les positions des deux pics  $\alpha$ .

L'alignement est fait par rapport au premier fichier comme expliqué pour les voies *si* instables.

On va ensuite aligner toutes les énergies des  $\Delta E$  épais par rapport à un des détecteurs ( $\Delta E_1$ ) et enfin appliquer à tous ces détecteurs un même coefficient de calibration.

Pour certaines séquences, le gain était très non linéaire et il n'est pas possible de le corriger de manière satisfaisante. Cela est le cas pour le détecteur  $\Delta E2$ , où une partie des événements (entourés en rouge sur la figure 3.18) a dû être supprimée.

À  $E_{beam} = 58$  MeV, seul le pic de diffusion élastique du  $^{12}\text{C}$  était clairement visible,

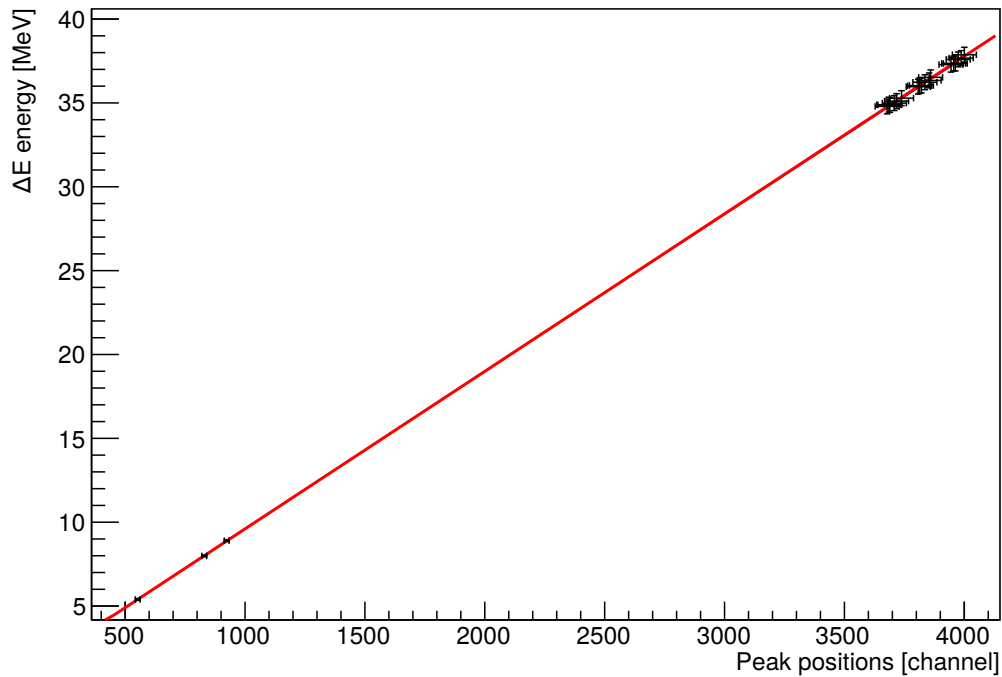


FIGURE 3.23 – Courbe de calibration pour le détecteur  $\Delta E5$  en prenant en compte  $0.5 \mu\text{m}$  de zone morte à l'entrée du détecteur Si, et  $0.65 \mu\text{m}$  de zone morte à l'avant et à l'arrière du détecteur  $\Delta E5$ .

ce qui n'a pas permis de faire l'alignement des voies  $\Delta E$ , mais à cette énergie faisceau, le gain était suffisamment stable pour que cela ne soit pas nécessaire.

### 3.3.2.2 Calibration des HPGe

La calibration des HPGe est faite à l'aide d'une séquence d'acquisition réalisée avec une source de  $^{152}\text{Eu}$  et n'a pas posé de problème particulier. Des fonctions affines ont été suffisantes. L'énergie des raies  $\gamma$  du  $^{152}\text{Eu}$  pour chaque cristal est tracée sur la figure 3.24.

## Correction Doppler

Les détecteurs  $\gamma$  sont placés à  $90^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Au premier ordre, il n'y a donc pas de correction Doppler à effectuer.

Cependant, lorsqu'on détecte l'éjectile du noyau dans l'un des 10 détecteurs  $\Delta E$ , le noyau lourd possède une impulsion opposée. Le noyau lourd émetteur du gamma est donc émis avec un petit angle par rapport à l'axe du faisceau. Concrètement cela se traduit par une dépendance de l'énergie détectée pour le  $\gamma$  selon les positions respectives du HPGe et du  $\Delta E$  touchés, comme cela peut s'observer sur la figure 3.25 (gauche) où l'énergie de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  vue par un des quatre HPGe est tracée en fonction du  $\Delta E$  ayant détecté les particules  $\alpha$ . Le même graphique après correction est tracé sur la figure 3.25 (droite).

Cette correction Doppler permet une amélioration de la résolution des pics (fig 3.26). La largeur à mi-hauteur est de  $5.79(3)$  keV à  $727.1$  keV sans correction Doppler, et de  $5.33(3)$  keV avec la correction Doppler.

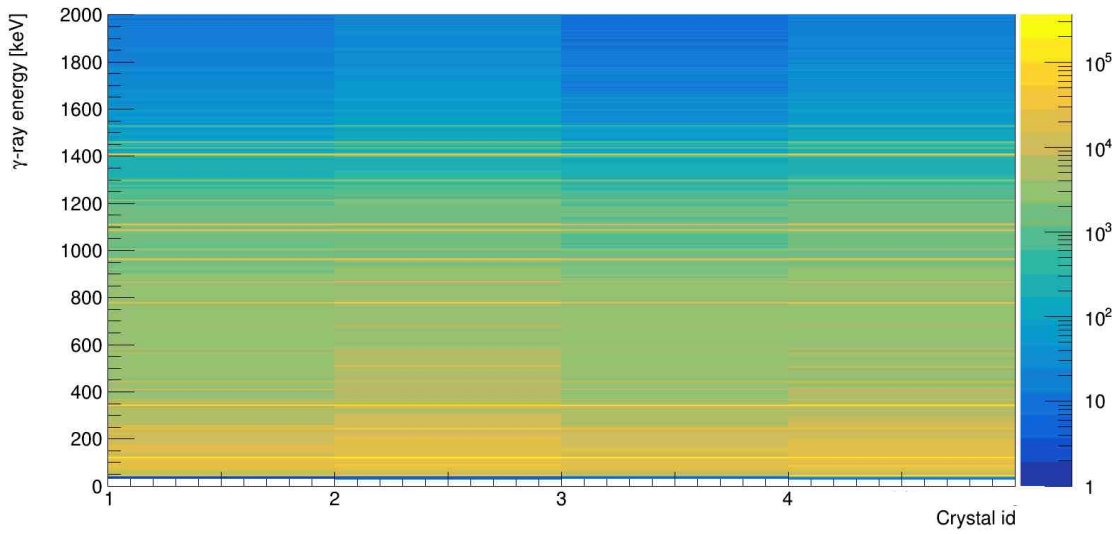


FIGURE 3.24 – Énergie des raies  $\gamma$  de  $^{152}\text{Eu}$  pour chaque cristal HPGe. Avant la calibration, les blocs de plomb protégeant les cristaux 2 et 4 des  $\gamma$  provenant du stoppeur de faisceau (beamdump) avaient été enlevés ce qui a pour conséquence de faire apparaître de  $\gamma$  supplémentaires pour ces deux cristaux.

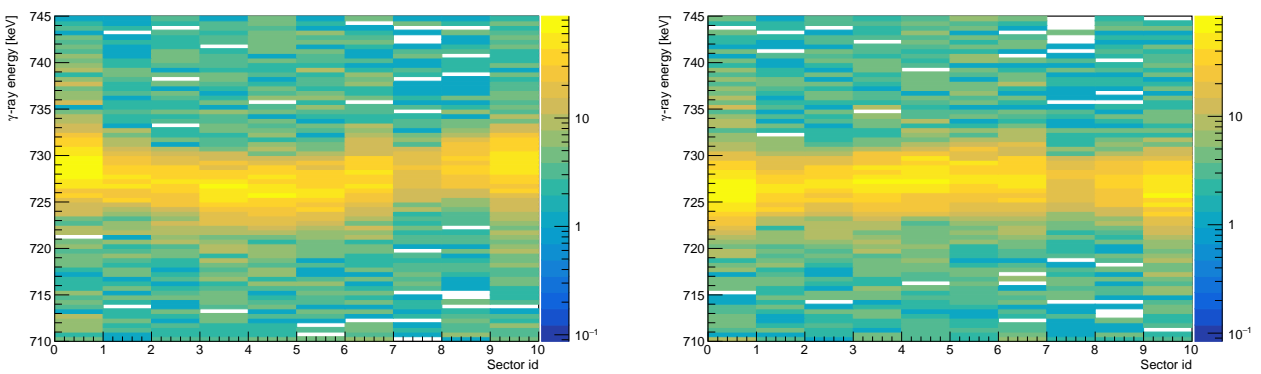


FIGURE 3.25 – À gauche : transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{212}\text{Po}$  vue par un des détecteurs HPGe, en fonction du secteur de détection. À droite, une correction Doppler a été effectuée en fonction de la vitesse et de l'angle de recul du noyau de  $^{212}\text{Po}$ , calculés événement par événement.



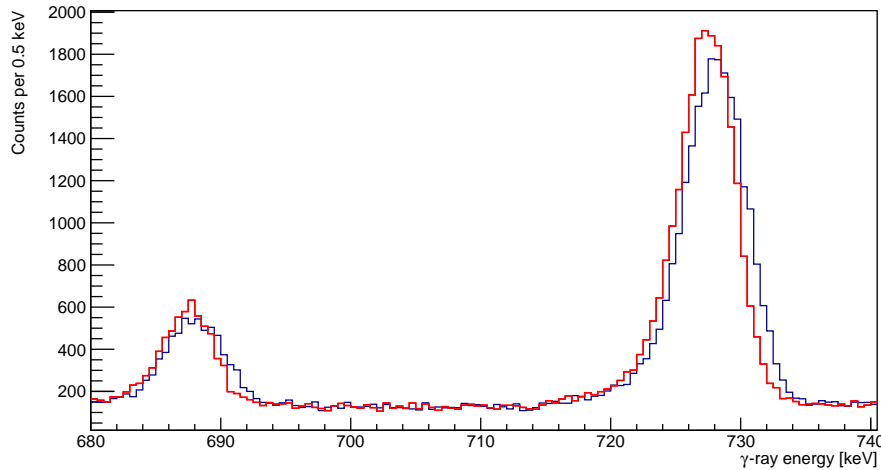


FIGURE 3.26 – Transitions  $\gamma$  des noyaux de  $^{211-212}\text{Po}$  avant (en bleu) et après correction Doppler et recalibration (en rouge).

Les transitions accessibles avec la source de  $^{152}\text{Eu}$  utilisée pour la calibration ont des énergies inférieures ou égales à 1.5 MeV. Pour calibrer le spectre à haute énergie, nous effectuons une légère correction à partir de raies  $\gamma$  connues dans les divers noyaux identifiés.

## Efficacité

Trois détecteurs germanium de mêmes volumes et un quatrième de plus petite taille et donc de moindre efficacité ont été utilisés. Pour obtenir l'efficacité relative de détection, nous avons tracé (figure 3.27) les intégrales des pics mesurées avec des sources de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ , et  $^{133}\text{Ba}$ , normalisées de façon à ce que les points ayant des énergies proches dans les différentes sources aient les mêmes efficacités. Nous avons ensuite fait un ajustement en utilisant l'utilitaire « effit » du logiciel Radware [Radford, 1995]. La fonction à ajuster étant

$$eff = \exp \left[ \left( (A + B * x + C * x^2)^{-G} + (D + E * y + F * y^2)^{-G} \right)^{(-1/G)} \right] \quad (3.19)$$

où  $eff$  est l'efficacité relative de détection.  $A, B, C, D, E, F$  et  $G$  sont des paramètres à ajuster,  $x = \log(E_\gamma/100)$  et  $y = \log(E_\gamma/1000)$  avec  $E_\gamma$  l'énergie en keV des photons  $\gamma$  détectés. On observe qu'il y a une dispersion des points bien plus grande que l'incertitude statistique, que l'on peut traduire par une incertitude systématique de 8% sur l'efficacité des détecteurs.

En utilisant l'activité de la source de  $^{60}\text{Co}$ , on calcule l'efficacité absolue des détecteurs. L'efficacité mesurée est 1.67(2)% à 1332.5 keV.

### 3.3.2.3 Calibration des Bromures de Lanthane

La calibration des cristaux de Bromure de Lanthane a été plus compliquée, car certains d'entre eux sont fortement non linéaires à haute énergie et ont en plus subi des variations importantes de gain au cours de l'expérience. La non linéarité, en particulier pour les détecteur  $\text{LaBr}\#3$ , et  $\text{LaBr}\#4$  provient des diviseurs de tension utilisés et qui avaient pour objectifs de détecter les  $\gamma$  de hautes énergies, jusqu'à 20 MeV. La première

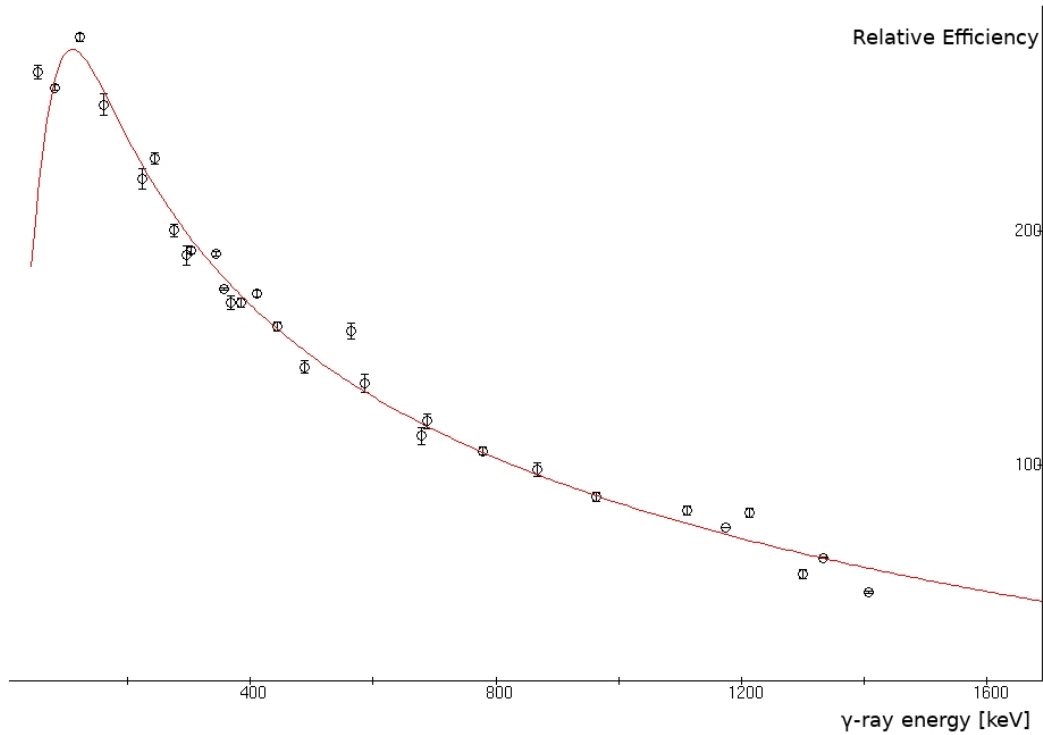


FIGURE 3.27 – Courbe d’efficacité relative obtenue grâce au logiciel RADWARE [Radford, 1995] à partir des sources  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ , et  $^{133}\text{Ba}$  mesurées par les quatre détecteurs germanium. La ligne rouge est l’ajustement de la fonction 3.19 donnant l’efficacité.

étape consiste à aligner les gains pour chaque séquence d’acquisition. On repère des raies  $\gamma$  présentes, quelle que soit l’énergie du faisceau pour les aligner sur la dernière séquence d’acquisition de l’expérience à l’aide de fonctions affines. L’évolution du spectre au cours du temps, avant et après alignement est tracée sur la figure 3.28. Les quatre cristaux sont désignés par les notations  $LaBr\#1$ ,  $LaBr\#2$ ,  $LaBr\#3$ , et  $LaBr\#4$  où le chiffre est le numéro permettant d’identifier chaque cristal.

Après cela nous calibrons les détecteurs en utilisant une dizaine de raies  $\gamma$  provenant du  $^{208}\text{Pb}$ , du  $^{210}\text{Po}$  et du  $^{212}\text{Po}$ . Le  $^{208}\text{Pb}$  est utilisé pour les raies  $\gamma$  de hautes énergies (2614.511, 4085.67, 5291 keV) afin de couvrir la plus grande partie de la gamme de détection (de 200 à 8000 keV environ).  $LaBr1$  et  $LaBr2$  sont calibrés grâce à une fonction quadratique ( $ax^2 + bx + c$ ). Les cristaux  $LaBr3$  et  $LaBr4$ , se sont avérés être fortement non linéaires et ont dû être calibrés à l’aide d’une fonction polynomiale d’ordre 3 ( $ax^3 + bx^2 + cx + d$ ).

L’efficacité absolue pour les quatre cristaux  $LaBr_3$ , calculée à 1332.5 keV est de 5.1(2)%. La largeur à mi-hauteur pour cette même transition est de 34 keV, soit  $\delta E/E = 2.5\%$ . À plus haute énergie, l’alignement entre les détecteurs est moins bon, ce qui induit un élargissement des pics. Ainsi, la largeur à mi-hauteur à  $E_{\text{gamma}} = 2614$  keV est de  $\delta E/E = 2.9\%$

### 3.3.2.4 Alignement des TDC (Time to Digital Converter)

Le temps de collecte des charges dans les jonctions  $P - N$  dépend principalement de la charge des particules détectées et de leurs énergies [England *et al.*, 1989]. Pour l’étude

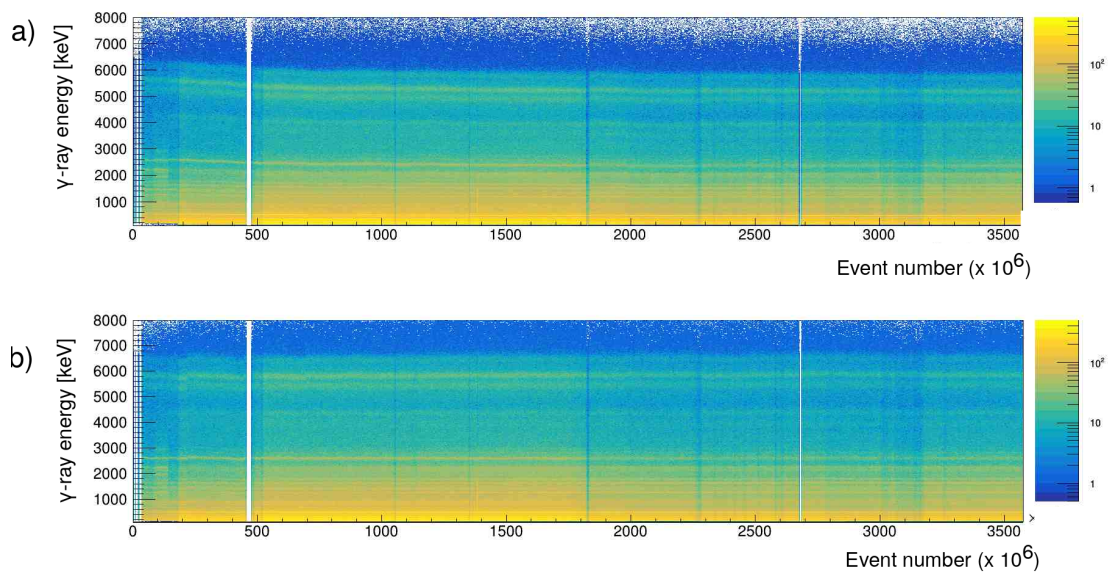


FIGURE 3.28 – Évolution du spectre du détecteur  $LaBr_3$  au cours du temps, avant (en haut) et après alignement (en bas).

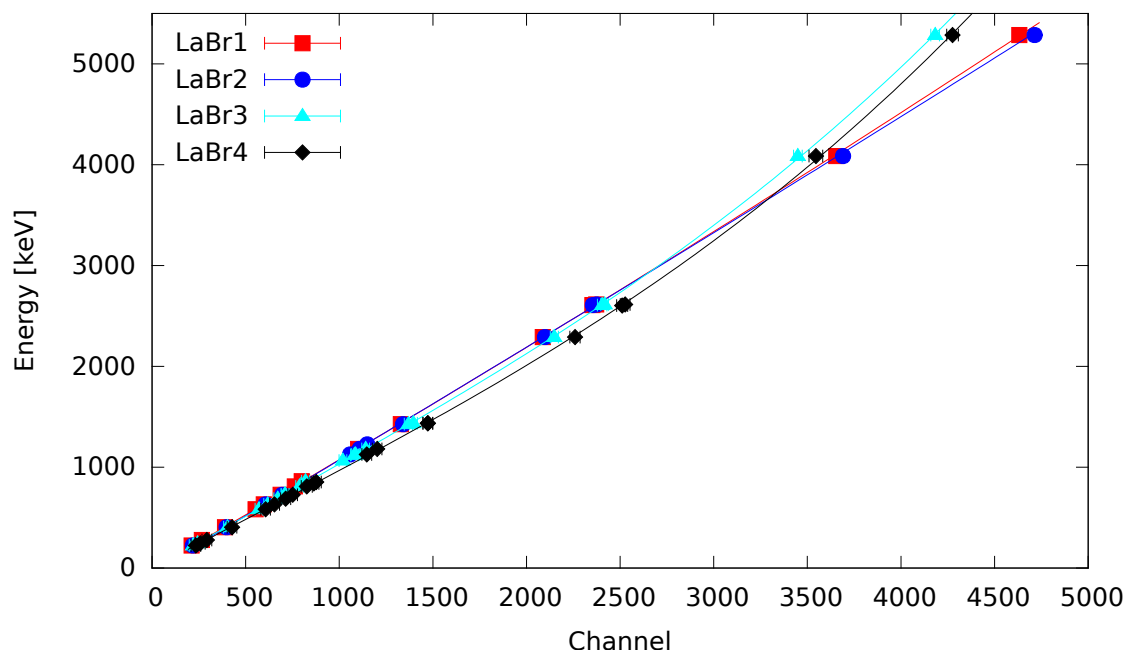


FIGURE 3.29 – Courbes de calibration pour les quatre cristaux de  $LaBr_3$  obtenues avec les raies  $\gamma$  du  $^{208}Pb$ ,  $^{210}Po$  et  $^{212}Po$ .

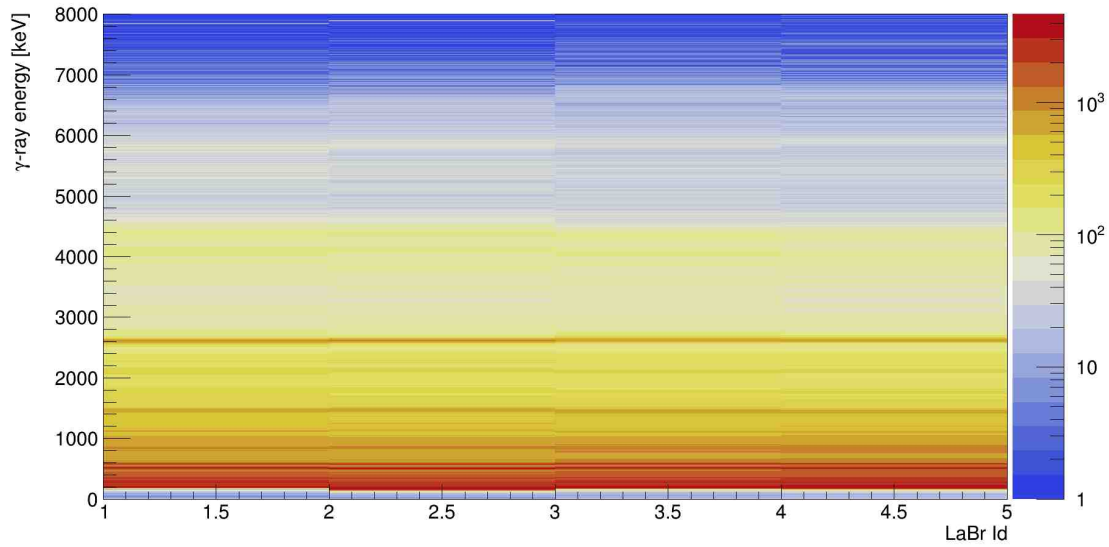


FIGURE 3.30 – Spectre  $\gamma$  du  $^{208}\text{Pb}$  mesuré par chacun des détecteurs  $\text{LaBr}_3$  associé à la détection du  $^{12}\text{C}$  dans les télescopes.

$\gamma$ -particule portant sur le  $^{212}\text{Po}$ , nous avons choisi d'aligner les TDC entre les détecteurs gamma ( $\text{LaBr}_3$  et  $\text{HPGe}$ ) et les détecteurs de particules en sélectionnant les événements où deux particules  $\alpha$  issues d'un  $^8\text{Be}$  (complémentaire du  $^{212}\text{Po}$ ) étaient détectées. En conséquence, pour les autres ions, l'alignement entre les différents TAC sera moins bon. Il sera nécessaire de faire des sélections différentes selon les voies touchées.

Il y avait 8 TDC, un pour chaque détecteur  $\gamma$ , le départ étant un « OU » sur les 10  $\Delta E$  et le stop étant le détecteur  $\gamma$ .

### TDC entre les $\Delta E$ et les $\text{LaBr}_3$

Le temps de collecte est différent pour chaque cristal  $\text{LaBr}_3$  et pour chaque  $\Delta E$  et les gains des TDC variaient au cours du temps. La première étape était de prendre en compte les différences de temps entre les  $\Delta E$ . Pour chaque séquence d'acquisition et chaque  $\Delta E$ , nous traçons le TDC entre le cristal  $\text{LaBr}\#4$  (pris pour référence) et le  $\Delta E$ . Nous appliquons un shift du gain en additionnant un nombre afin que le centroïde du pic soit égal à 5000. Cet alignement est donc valable uniquement lorsqu'un seul  $\Delta E$  est touché.

On prend ensuite en compte les différences de temps provenant des cristaux de germanium. Nous traçons les TDC entre les  $\Delta E$  et chaque cristal, puis appliquons une calibration affine pour chaque cristal afin d'aligner les centroïdes sur la valeur 5000, et d'obtenir les mêmes pentes pour chacun des pics.

### TDC entre les $\Delta E$ et les $\text{HPGe}$

Le temps de collecte des charges d'un détecteur germanium est beaucoup plus grand que les variations entre les  $\Delta E$ . Nous avons donc simplement appliqué un shift pour chaque cristal afin d'aligner les centroïdes sur une même valeur.

### 3.3.3 Sélection des événements

La sélection des événements se fait grâce à une matrice d'identification : énergie perdue dans les  $\Delta E$  contre énergie totale déposée dans les deux étages du détecteur. L'énergie perdue par un ion dépend de sa charge, de sa masse et de son énergie cinétique, comme cela a été expliqué au chapitre 2.

La matrice d'identification en haut de la figure 3.31 est tracée pour le détecteur  $\Delta E_5$  avec uniquement les événements ayant une multiplicité 1 dans les  $\Delta E$  et une multiplicité 1 dans les voies *si*. L'énergie totale est donc  $E_{\Delta E} + E_{si}$ . Sur la figure, sont tracées les coupures graphiques ayant servi à la sélection des événements, ainsi que le nom des ions identifiés.

On observe que la séparation est très efficace et garantit l'absence de recouvrement des zones correspondant à des charges  $Z$  différentes. Il y a en revanche un petit recouvrement entre les zones correspondant au  ${}^9Be$  et au  ${}^{10}Be$ .

#### Cas du ${}^8Be$

Le noyau de  ${}^8Be$  se désintègre en deux noyaux de  ${}^4He$  avant de traverser le détecteur. Ceux-ci peuvent donc être détectés dans un même anneau ou dans deux anneaux différents. Sur la figure 3.31 (a) apparaissent les événements où les deux particules  $\alpha$  sont détectées dans le même anneau, puisque nous avons sélectionné les multiplicités 1 dans les anneaux (voies *si*).

Au premier ordre, d'après la formule de Bethe et Block, l'énergie perdue par les ions est proportionnelle à  $Z^2$ , soit à  $Z^2(Be) = 16 e^2$  pour un noyau de Béryllium. Le  ${}^8Be$  étant détecté sous la forme de deux noyaux de  ${}^4He$ , l'énergie perdue sera donc proportionnelle à  $2 * Z^2(He) = 8e^2$ . Cela explique que la zone identifiant le  ${}^8Be$  sur la matrice d'identification ne soit pas dans la même zone que les autres noyaux de Béryllium.

La matrice d'identification fait aussi apparaître des détections incomplètes du  ${}^8Be$  : les deux particules  $\alpha$  sont passées à travers du  $\Delta E$ , mais une seule des deux a été détectée dans les anneaux. Ainsi, l'énergie déposée dans le  $\Delta E$  est la même que pour la zone correspondant au  ${}^8Be$  tandis que l'énergie totale est plus petite.

Dans environ 87% des événements les deux  ${}^4He$  issus du  ${}^8Be$  atteignent des anneaux différents. On sélectionne donc les événements ayant une multiplicité 1 dans le  $\Delta E$  et une multiplicité 2 dans les voies *si*. L'énergie totale est  $E_{\Delta E} + E_{si[0]} + E_{si[1]}$ . Le résultat est présenté sur la figure 3.31 (b) pour le détecteur  $\Delta E_5$ . La matrice d'identification est très propre, mais on trouve des zones correspondant au  ${}^{12}C$ . La plupart de ces points disparaissent lorsqu'on impose un seuil de 6 MeV sur l'énergie de chaque particule détectée. La valeur de ce seuil est choisie pour ne pas éliminer des détections d' $\alpha$  issus de cette réaction. Cela indique qu'une partie de ces événements provient de déclenchements non physiques, dus à des seuils de détection trop bas.

### 3.3.4 Reconstruction de l'énergie du noyau et comparaison avec les simulations

#### 3.3.4.1 ${}^{212}Po$

##### Simulation

L'étude du  ${}^{212}Po$  étant l'objectif principal de cette expérience, nous avons étudié en détail la reconstruction cinématique en utilisant des simulations. Cette simulation a déjà

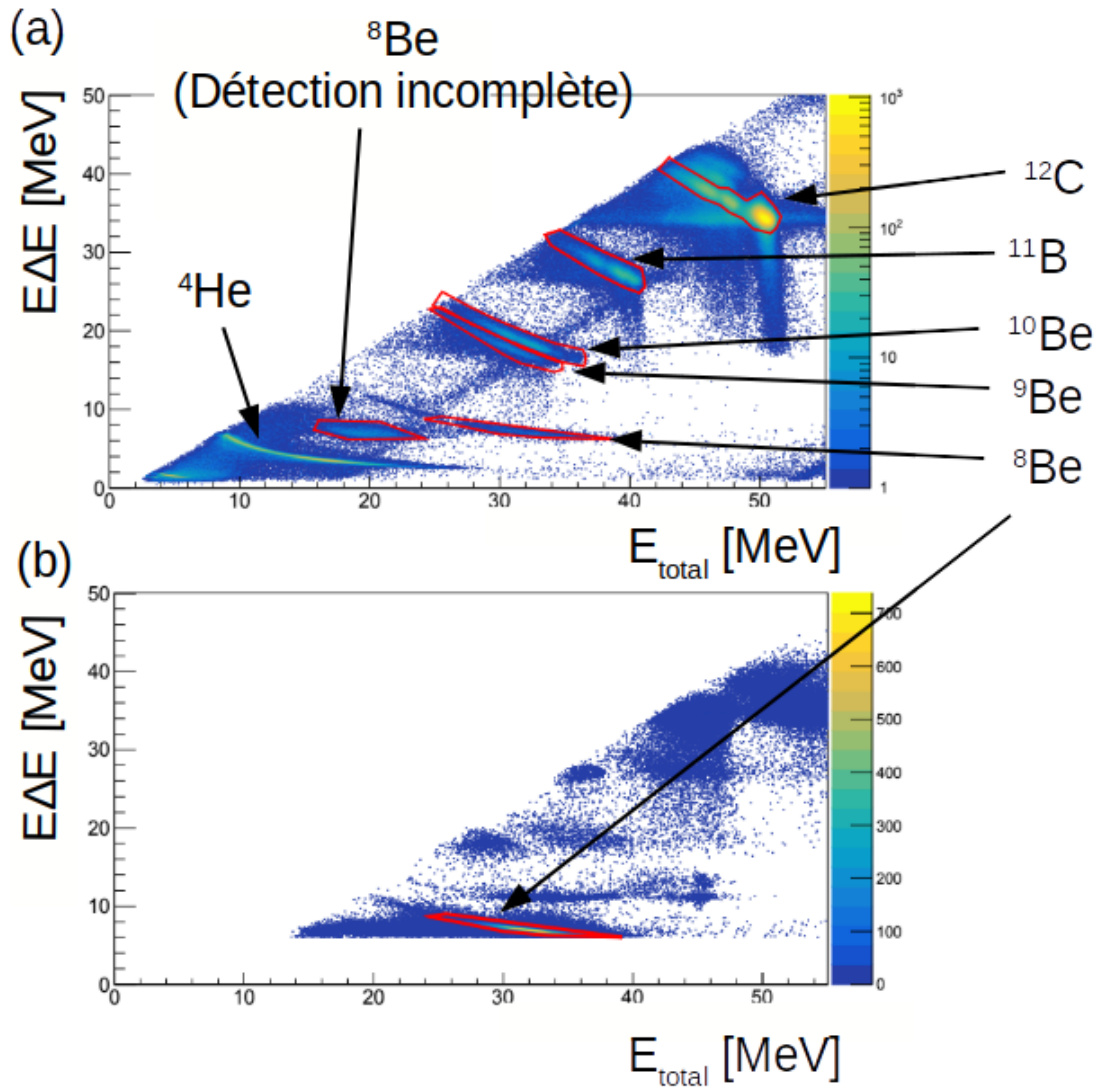


FIGURE 3.31 – Matrice d’identification des particules pour un détecteur  $\Delta E$  de  $50\mu\text{m}$  avec un faisceau de 63.7 MeV. (a) Sélection des événements où une voie du silicium épais et une voie des siliciums minces sont touchées. L’énergie cinétique totale est définie comme  $E_{tot} = E_{\Delta E} + E_{si}$ . (b) Sélection des événements où deux voies du silicium épais et une voie des siliciums minces sont touchées. L’énergie cinétique totale est définie comme  $E_{tot} = E_{\Delta E} + E_{si[0]} + E_{si[1]}$ . On impose que chaque particule détectée ait une énergie au-dessus de 6 MeV pour diminuer les déclenchements dans le bruit. Les coupures graphiques utilisées pour les sélections sont tracées en rouge.

été utilisée au chapitre 2 afin de justifier le choix de l'épaisseur de la cible.

Le principe de cette simulation est le suivant :

- 1) Nous générons des fichiers de données, comportant les énergies cinétiques et les coordonnées des vitesses des deux noyaux d'Hélium issus du break-up du  ${}^8\text{Be}$ , en fixant l'énergie d'excitation du noyau de  ${}^{212}\text{Po}$  et de celui du  ${}^8\text{Be}$ . Nous attribuons une incertitude sur la résolution en énergie pour chaque particule  $\alpha$  détectée. Pour cette simulation, nous avons fixé  $\Delta E/E = 1.8\%$ , mais la résolution des données réelles est en fait moins bonne.
- 2) Nous convertissons ces positions en numéro de voies afin de reproduire les incertitudes sur les positions.
- 3) Nous traitons ces données comme si elles étaient issues de l'expérience.

Lorsque le noyau de  ${}^8\text{Be}$  dans son état fondamental se scinde en deux particules  $\alpha$ , le  $Q$  de réaction est  $Q = m_{\text{Be}} - 2 * m_{\alpha} = 92$  keV. Cette énergie devient de l'énergie cinétique pour les deux particules  $\alpha$  et est détectée dans le silicium. En revanche, on ne connaît pas l'expression exacte de l'impulsion de l'éjectile car la faible segmentation des détecteurs, ne permet pas de trouver le terme  $\cos(\theta_1 - \theta_2)$  de l'équation 3.11.

Nous n'utiliserons que les événements où les deux particules  $\alpha$  arrivaient dans un même secteur. On fixe alors  $\theta_1 - \theta_2 = 0$ , ce qui revient à surestimer la valeur de  $p_{ej}$  (équation 3.11) et donc à sous-estimer la masse du noyau lourd (équation 3.7). À partir des simulations, on trouve qu'il est possible de corriger l'énergie d'excitation en ajoutant  $\frac{Q_{\alpha}}{2} = \frac{m_{\text{Be}} - 2 * m_{\alpha}}{2}$  à l'énergie d'excitation obtenue. Cette correction est grossière, mais cette incertitude reste très inférieure aux autres incertitudes.

La figure 3.32 est une simulation de l'énergie d'excitation du noyau incluant cette correction. Le noyau test a des niveaux régulièrement espacés de 1 MeV entre 0 et 14 MeV, tous peuplés avec la même intensité. L'énergie d'excitation du  ${}^8\text{Be}$  est fixée à  $E_{s_{\text{Be}}}^* = 0$  MeV. On peut observer que les valeurs moyennes de ces énergies d'excitation sont reproduites à  $\pm 20$  keV. La largeur à mi-hauteur est comprise entre 400 keV (à 0 MeV) et 280 keV (à 14 MeV).

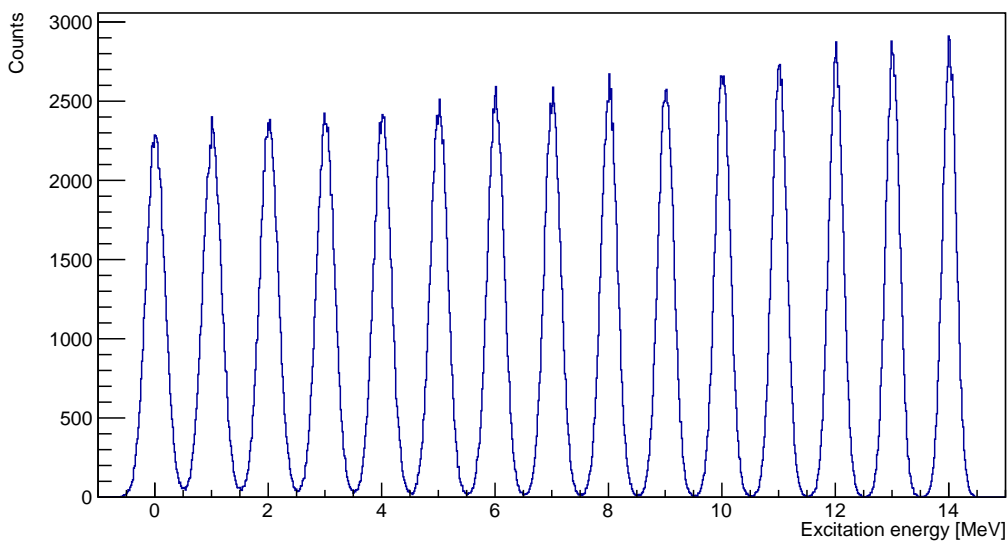


FIGURE 3.32 – Simulation du spectre d'énergie d'excitation reconstituée pour des niveaux d'énergie espacés de 1 MeV entre 0 et 14 MeV, tous également peuplés.

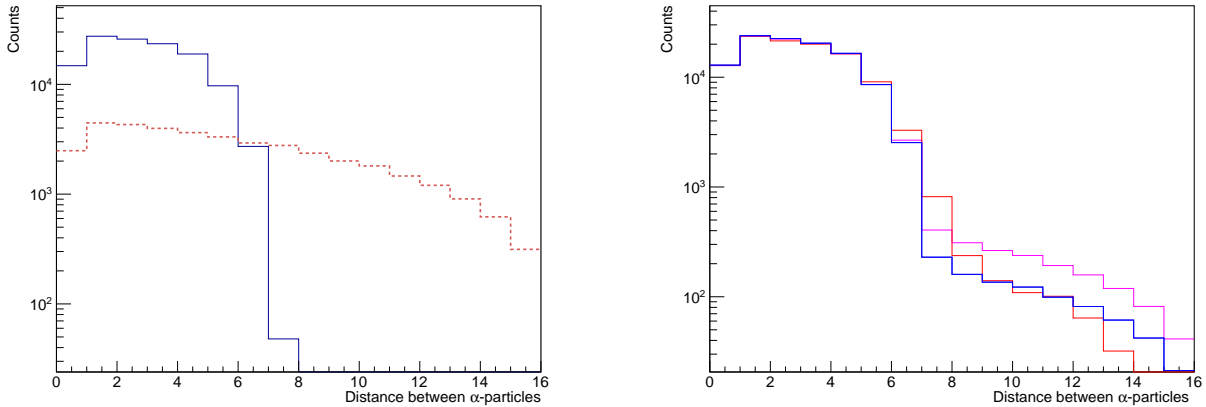


FIGURE 3.33 – À gauche : simulation de la distance (en nombre d’anneaux du détecteur) entre les deux particules issues du break-up du  ${}^8\text{Be}$  pour des nombres arbitraires d’événements, dont l’énergie d’excitation reconstituée est comprise entre 5,5 et 6,5 MeV. La ligne bleue est la distance lorsque le  ${}^8\text{Be}$  est dans son état fondamental, la ligne rouge pointillée lorsque le  ${}^8\text{Be}$  est dans son premier état excité.

À droite : les mêmes variables sont tracées pour des données réelles (en bleu) et pour des simulations (rouge et rose) incluant à la fois des événements où le  ${}^8\text{Be}$  est dans son état fondamental et d’autres où il est dans son premier état excité. En rose, 14% des  ${}^8\text{Be}$  sont dans le premier état excité, en rouge 7%.

### Excitation du ${}^8\text{Be}$

La première résonance du  ${}^8\text{Be}$  se situe à 3.03 MeV, et a une largeur de 1.513 MeV. Par conséquent, le  ${}^8\text{Be}$  peut être produit dans ce premier état excité.

Lorsque le  ${}^8\text{Be}$  est dans un état excité, l’énergie cinétique des deux particules  $\alpha$  dans le centre de masse sera plus grande. Dans le référentiel du laboratoire, les vecteurs vitesse de ces deux particules seront donc moins colinéaires et les deux particules  $\alpha$  seront, en moyenne, plus éloignées l’une de l’autre. La distance moyenne entre les deux particules  $\alpha$  peut donc nous renseigner sur la proportion de  ${}^8\text{Be}$  excité. Le calcul de la distance nécessitant une segmentation sur l’angle  $\theta$ , nous traçons simplement le nombre d’anneaux entre les deux particules  $\alpha$ .

La figure 3.33 (à gauche), issue de la simulation, montre la distance entre les deux particules  $\alpha$ , lorsque le  ${}^8\text{Be}$  est dans son état fondamental ou s’il est dans son premier état excité. Une sélection est appliquée pour sélectionner les noyaux de  ${}^{212}\text{Po}$  dont l’énergie d’excitation est comprise entre 5.5 et 6.5 MeV.

La partie droite de la figure 3.33 trace cette même distance pour des données réelles (en bleu) et pour des simulations (rouge et rose) incluant à la fois des événements où le  ${}^8\text{Be}$  est dans son état fondamental et d’autres où il est dans son premier état excité. En rose, 14% des  ${}^8\text{Be}$  sont dans le premier état excité, et en rouge 7%. La courbe bleue montrant les données expérimentales est proche de la courbe rouge correspondant à 7% de  ${}^8\text{Be}$  excité, et reste en tout point inférieure à la courbe rose correspondant à 14% des  ${}^8\text{Be}$  excité. La proportion d’événements où le  ${}^8\text{Be}$  n’est pas dans son état fondamental est donc d’environ 7%, et est inférieure à 14%. Celle-ci ne varie pas de manière significative pour des énergies d’excitation différentes.

En données réelles, nous ne savons pas quand le  ${}^8\text{Be}$  est excité. Nous allons tester l’effet de la présence de 7% de  ${}^8\text{Be}$  excité, dans un jeu de données simulées correspondant à



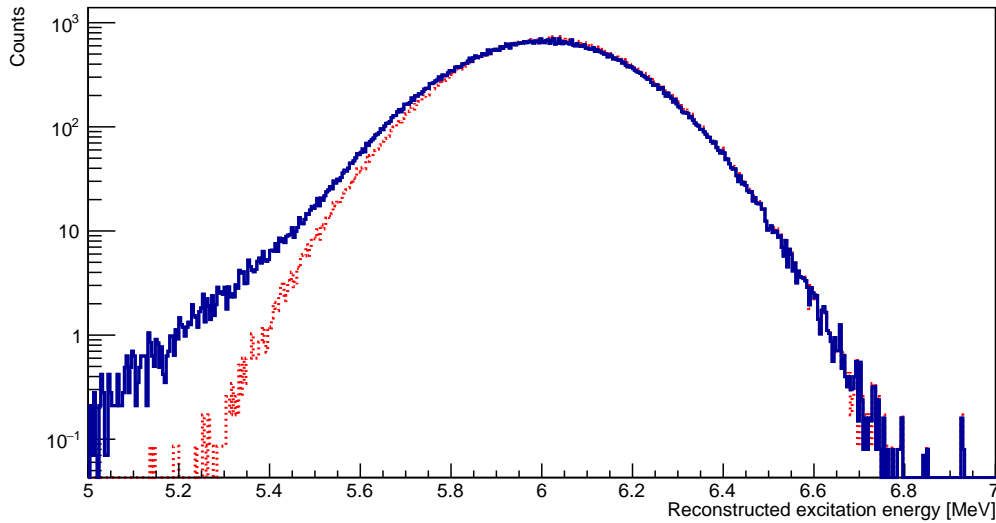


FIGURE 3.34 – Reconstruction de l'énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  à partir de données simulées, l'énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  étant fixée à 6 MeV. En trait plein bleu, les  $^8\text{Be}$  sont dans leurs états fondamentaux. En pointillé rouge, 7% des  $^8\text{Be}$  sont dans le premier état excité.

une énergie d'excitation de 6 MeV. La figure 3.34 montre l'énergie d'excitation reconstituée si tous les  $^8\text{Be}$  sont dans l'état fondamental (en bleu, trait plein), et si l'on inclut 7% de  $^8\text{Be}$  sont dans le premier état excité (pointillés rouges). Le centroïde n'est pas déplacé, la distribution des énergies d'excitation est très similaire, excepté une queue de très faible intensité vers les faibles énergies. Il est ainsi montré que la présence de  $^8\text{Be}$  dans le premier état excité ne change pas significativement les résultats.

### Données expérimentales

Pour mesurer l'exactitude et la résolution dans l'expérience, il faut isoler des niveaux fortement peuplés par la réaction. Il faut également que la transition  $\gamma$  soit bien isolée afin de sélectionner ce niveau depuis le spectre  $\gamma$ .

Parmi les niveaux du  $^{212}\text{Po}$  répondant à ces critères on trouve le niveau  $2_3^+$  à  $E^* = 1679.4$  keV décroissant par une transition de 952 keV. Deux niveaux supplémentaires découverts grâce à ces travaux (voir chapitre 5), répondent également à ces critères :  $E^* = 2573$  keV et  $E^* = 3002$  keV.

Les spectres d'énergie d'excitation, sélectionnés sur les HPGe (lorsque plusieurs transitions  $\gamma$  sont proches en énergie) ou sur les  $\text{LaBr}_3$ , sont présentés sur la figure 3.35. Les énergies d'excitation précises, provenant de la littérature ou des transitions  $\gamma$  et le niveau déduit des spectres d'énergie d'excitation sont présentés sur le tableau 3.1. La différence entre les deux correspond à l'exactitude de la reconstruction cinématique. Celle-ci est comprise entre -50 keV et 110 keV. Cependant sur les figures 3.35 (a) et (b), l'ajustement gaussien est approximatif à cause de la faible statistique. La différence  $\delta E = E^* - E_{exp}^*$  tirée de 3.35 (c) ayant un pic plus gaussien est de seulement 55 keV.

La largeur à mi-hauteur est d'environ 800 keV. La différence de résolution avec la simulation peut s'expliquer par le fait que pour les données simulées, on connaît séparément l'énergie de chaque particule  $\alpha$ . Dans l'expérience le  $\Delta E$  mesure l'énergie perdue par les deux particules  $\alpha$ , puis l'énergie restante est mesurée séparément.

$E^*$ [MeV]	$E_{exp}^*$ (reconstruction cinématique) [MeV]	$\delta E$ [MeV]	FWHM [MeV]
2.5737(7)	2.68(4)	0.11	0.81(3)
1.6792(10)	1.74(2)	0.06	0.79(6)
3.002(2)	2.947(20)	-0.055	0.81(3)

TABLE 3.1 – Comparaison des énergies des niveaux du  $^{212}\text{Po}$  avec le centroïde du pic d'énergie d'excitation obtenu par reconstruction cinématique. Les données de la première colonne sont obtenues par spectroscopie gamma, dans cette expérience ou bien sont issues de la littérature. La seconde colonne correspond au centroïde des pics dans les spectres d'énergie d'excitation. La différence  $\delta E = E^* - E_{exp}^*$  correspond à l'exactitude de la reconstruction cinématique.

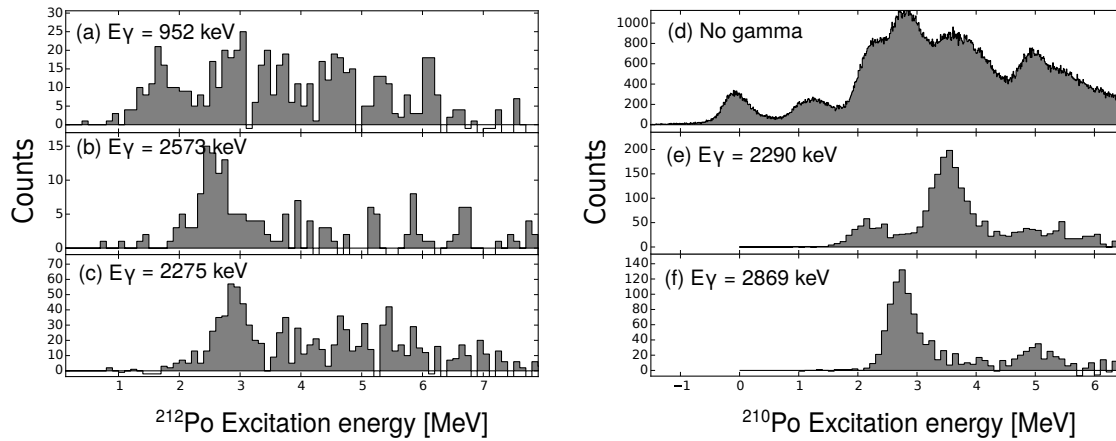


FIGURE 3.35 – À gauche : Énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  correspondant aux niveaux (a)  $E^* = 1679.4$  keV (sélection sur les HPGe), (b)  $E^* = 2573$  keV (sélection sur les LaBr<sub>3</sub>) et (c)  $E^* = 3002$  keV (sélection sur les LaBr<sub>3</sub>), obtenus en sélectionnant leurs décroissances  $\gamma$ .

À droite : Énergie d'excitation du  $^{210}\text{Po}$ . La figure (d) est obtenue en imposant qu'il n'y ait pas de gamma détecté, afin de faire ressortir le pic  $E^* = 0$  keV. Les figures (e) et (f) obtenues en sélectionnant les décroissances  $\gamma$  sur les LaBr<sub>3</sub>, font apparaître clairement les pics à  $E^* = 2290$  keV et  $E^* = 2869$  keV.

$E^*$ [MeV]	$E_{exp}^*$ (reconstruction cinématique) [MeV]	$\delta E$ [MeV]	FWHM [MeV]
0	0.000(20)	0	0.481(40)
2.290	2.290(24)	0	0.595(21)
2.869(4)	2.877 (10)	8	0.509(21)

TABLE 3.2 – Comparaison des énergies des niveaux du  $^{210}Po$ , avec le centroïde du pic d'énergie d'excitation obtenu par reconstruction cinématique (après l'ajout du facteur correctif). Les données de la première colonne sont obtenues par spectroscopie gamma, dans cette expérience ou bien tirées de la littérature. La seconde colonne correspond au centroïde des pics dans les spectres d'énergie d'excitation. La différence  $\delta E = E^* - E_{exp}^*$  correspond à l'exactitude de la reconstruction cinématique.

### 3.3.4.2 $^{210}Po$

La prise en compte de zones mortes sur les  $\Delta E$  ne permet pas de calibrer correctement les détecteurs pour les particules  $\alpha$  et pour les ions plus lourds. Pour l'étude du  $^{210}Po$ , les zones mortes du  $\Delta E$  ont été utilisées dans le calcul de l'énergie. Cependant l'énergie perdue n'est toujours pas complètement ajustée aux données expérimentales, les pics d'énergie d'excitation étant systématiquement 135 keV au-dessus de la valeur expérimentale. Nous ajoutons donc arbitrairement un facteur correctif de -135 keV à l'énergie d'excitation obtenue.

Pour connaître la résolution, nous utilisons le spectre d'énergie d'excitation où aucun photon  $\gamma$  n'est détecté pour obtenir le pic à  $E^* = 0$  MeV (figure 3.35 (d)). Le centroïde du pic est à 0(20) keV, et la largeur à mi-hauteur est 487(4) keV. Nous utilisons également les spectres d'énergie d'excitation en coïncidence avec les transitions  $E_\gamma = 2290$  keV et  $E_\gamma = 2869(4)$  keV issues des niveaux à  $E^* = 2290$  et  $E^* = 2869(4)$  keV (figure 3.35 (e) et (f)). On trouve  $E^* = 2.290(24)$  MeV, et  $E^* = 2.877(20)$  MeV. Ces valeurs sont récapitulées dans le tableau 3.2. Pour l'énergie d'excitation du  $^{210}Po$ , l'erreur sur la position du centroïde correspond principalement à l'erreur statistique.



# Chapitre 4

## Sections efficaces et énergies d'excitation

### 4.1 Introduction

La section efficace de peuplement par transfert dépend de nombreux paramètres : nombre de nucléons transférés, énergie du faisceau, chaleur de la réaction, adéquation entre les moments angulaires des états peuplés et le moment angulaire transféré, et bien sûr de la structure interne des noyaux. Pour comparer la section efficace de peuplement des états en fonction de la structure des noyaux, il faut s'assurer que tous les autres critères soient également favorables. Dans ce chapitre, nous étudierons le comportement des réactions de transfert. La connaissance des sections efficaces de réaction est une donnée cruciale pour la programmation et la réussite d'une expérience, car elle permet de dimensionner l'expérience en ce qui concerne l'efficacité de détection et le temps de faisceau.

Pour connaître la section efficace de production sans ambiguïté, on peut détecter et identifier le noyau dont on veut connaître la production. Pour cela on peut arrêter le noyau d'intérêt dans un silicium épais et observer sa décroissance ou l'identifier avec un spectromètre. Les expériences que nous avons réalisées pour cette thèse ne comportaient pas de dispositif de mesure du noyau lourd. Seul le partenaire léger et les rayonnements gamma étaient détectés dans les expériences Tokai et AGATA. Nous verrons les mesures qui peuvent être effectuées grâce à ces dispositifs, ainsi que leurs limites.

On s'intéresse également à la section efficace partielle de peuplement d'un état ou d'un multiplet donné. La section efficace dépendant du recouvrement entre les fonctions d'onde de l'état initial comprenant les nucléons à transférer et l'état final : ainsi nous allons étudier ici les états di-protons du  $^{210}\text{Po}$ , peuplés par transfert de deux protons, et les états cluster  $\alpha$  du  $^{212}\text{Po}$  par transfert de particule  $\alpha$ .

#### 4.1.1 Calcul de la section efficace

Lorsqu'un flux de particules  $\Phi_0$  pénètre une épaisseur de cible  $dz$ , la variation  $d\Phi$  de flux  $\Phi$  est  $d\Phi = -\Phi n\sigma dz$  où  $\sigma$  est la section efficace de toutes les réactions possibles (transfert, fusion...) et  $n$  est la densité d'atomes dans une tranche  $dz$  de cible (en  $\text{cm}^{-2}$ ).

La résolution de cette équation différentielle est triviale et donne  $\Phi(z)_A = \Phi_0 e^{-n\sigma z}$  avec  $\Phi_0$  le flux à l'entrée de la cible et  $\Phi(z)$  le flux n'ayant pas réagi après avoir parcouru la distance  $z$ .

Pour définir la section efficace  $\sigma_A(z)$  de production d'un noyau  $A$ , il faut connaître le nombre d'ions incidents ayant produit le noyau  $A$  avant de sortir de la cible (d'épaisseur

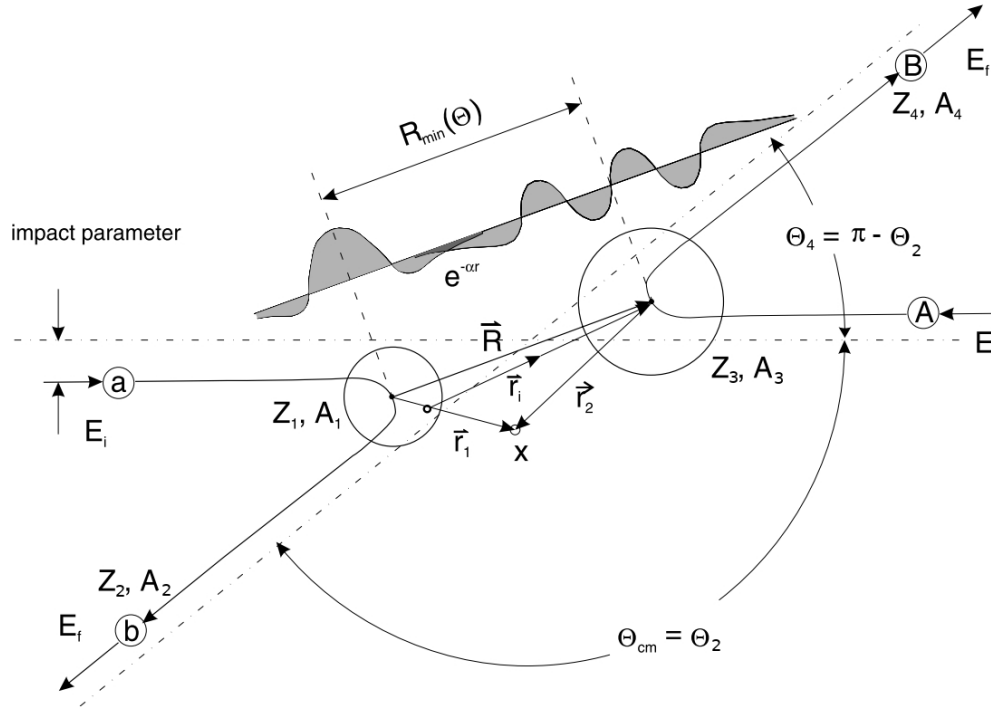


FIGURE 4.1 – Illustration des notations utilisées dans ce chapitre. La distance minimale  $R_{min}$  et le recouvrement des fonctions d'onde  $y$  sont illustrés. Schéma modifié de [von Oertzen and Vitturi, 2001].

$z$ ), sans que ce dernier ne réagisse à nouveau. On a donc :

$$\Phi(z)_A = \Phi_0 - \Phi(z) = \Phi_0(1 - e^{-n \sigma_A z}). \quad (4.1)$$

La section efficace de réaction est alors

$$\sigma_A(z) = -\frac{\ln(1 - \Phi_A/\Phi_0)}{n} \quad (4.2)$$

en  $cm^{-2}$ . On exprime généralement la section efficace en mbarn avec  $1 mb = 10^{-27} cm^2$ .

On notera que  $\tau = \Phi_A/\Phi_0 = N_A/N_0$  où  $N_A$  et  $N_0$  sont respectivement le nombre de noyaux  $A$  produits pendant l'expérience et le nombre d'ions incidents sur la cible. Cette quantité  $\tau$  sera appelée taux de réaction.

### 4.1.2 Définition cinématique

Dans tout ce qui suit, on définit les labels selon le schéma de la figure 4.1.

Les labels 1 et 2 correspondent respectivement au faisceau et à la cible. Les labels 3 et 4 désignent les noyaux produits après la réaction : 3 est le noyau proche en masse du faisceau (*beam-like*) et 4 celui proche en masse de la cible (*target-like*).  $Z$  est le numéro atomique,  $A$  est le nombre de nucléons du noyau et  $m$  la masse.  $E_B$  correspond à l'énergie de liaison d'un noyau,  $E_{CM}$  à l'énergie de la réaction dans le centre de masse du système.

Les exposants et indices  $i$  et  $f$  désignent les états initiaux et finaux de la réaction.

### 4.1.3 Approche semi-classique de la réaction de transfert

#### 4.1.3.1 Distance minimale d'approche

Lorsque l'énergie du faisceau change, pour un angle de détection fixe, on change la distance minimale d'approche entre le projectile et la cible. À basse énergie, dans les réactions de transfert entre noyaux lourds de charges  $Z_1$ ,  $Z_2$ , la probabilité de pénétrer la barrière coulombienne est donnée par  $P = \exp(-2\pi\eta)$ , où  $\eta$  le paramètre de Sommerfeld est très faible [von Oertzen and Vitturi, 2001] :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 p}{2E_{CM} \hbar} = \frac{R_{min}}{2\lambda} \quad (4.3)$$

$v$  est la vitesse dans le centre de masse,  $\lambda = 1/k$  la longueur d'onde de Broglie et  $p$  la norme de l'impulsion.

On voit là apparaître la distance minimale d'approche  $R_{min}$ , qui est d'autant plus grande que les ions sont lourds.

La distance minimale d'approche peut-être calculée ainsi [Broglia and Winther, 1981] :

$$R_{min}^0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2E_{CM}} \left( 1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta_{CM}}{2}} \right) \quad (4.4)$$

Il est pratique d'utiliser le paramètre de recouvrement  $d_0$  défini par la relation [von Oertzen and Vitturi, 2001] :

$$d_0 = \frac{R_{min}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (4.5)$$

qui permet de normaliser la distance minimale d'approche pour tout couple faisceau-cible. Dans le cas général, on peut considérer que  $d_0 = 1.25$  fm correspond à la surface du noyau en la définissant comme la surface pour laquelle la densité de matière nucléaire est la moitié de la densité de l'intérieur du noyau. En considérant que la surface du noyau a pour épaisseur  $\Delta d_0 \sim 0.2$  fm, l'approximation de la trajectoire coulombienne négligeant la force nucléaire est pleinement justifiée pour  $d_0 > 1.45$  fm.

C'est le cas pour des réactions ayant lieu à des énergies proches de la barrière coulombienne. Dans ces réactions, aussi nommées réactions froides, la trajectoire dépend uniquement de la force coulombienne et donc du produit des charges. Cette hypothèse s'applique dans l'expérience de Tokai, où les paramètres  $d_0$  étaient 1.64, 1.60, 1.54, 1.50 fm.

#### 4.1.3.2 Probabilité de transfert

On peut définir l'amplitude de transition  $T_{ab}$  qui donne la section efficace différentielle pour une transition particulière entre un niveau  $a$  du noyau 1 et un niveau  $b$  du noyau 2 :

$$\left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{tr} = |T_{ab}(\theta)|^2. \quad (4.6)$$

Cette amplitude est donnée par une intégrale radiale à 6 dimensions [von Oertzen and Vitturi, 2001] :

$$T_{ab} = \int \chi_{2b}^*(\vec{k}_f, \vec{r}_f) F(\vec{R}) \chi_{1a}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) d\vec{R}. \quad (4.7)$$

Dans le calcul des fonctions d'ondes distordues  $\chi_{2b}(\vec{k}_f, \vec{r}_f)$  et  $\chi_{1a}(\vec{k}_i, \vec{r}_i)$  des états initiaux et finaux, on négligera la non-localité des intégrales en prenant  $\vec{r}_f = \vec{r}_i = \vec{R}$ , ce

qui revient à considérer que la poussée exercée sur les noyaux par le transfert des nucléons est négligeable.

Cette hypothèse, et le fait de négliger la force nucléaire permettent de factoriser cette intégrale en une partie correspondant à la diffusion  $f_{sc}(\theta)$  et une partie  $F(\vec{R}_{min}(\theta))$  associée au facteur de forme, dépendant de la distance minimale d'approche :

$$T_{ab} = f_{sc}(\theta)F(\vec{R}_{min}(\theta)). \quad (4.8)$$

En reprenant l'expression 4.6, on voit alors apparaître l'expression :

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{tr} \sim |F(R_{min}(\theta))|^2 \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{sc}. \quad (4.9)$$

Cette expression permet de définir la probabilité de transfert comme le ratio entre la section efficace de transfert et de la section efficace de diffusion élastique :

$$P_{tr}(\theta) \sim |F(R_{min}(\theta))|^2 = \frac{\sigma_{tr}(\theta)}{\sigma_e(\theta)}. \quad (4.10)$$

La probabilité de transfert  $P_{tr}(\theta)$  dépend des coordonnées radiales des fonctions d'onde. À ce titre, on s'attend qu'à des rayons suffisamment grands, on obtienne une dépendance exponentielle par rapport à ce rayon. On écrira donc

$$P_{tr}(\theta) \sim N \exp(-2\alpha R_{min}) \quad (4.11)$$

$N$  est un facteur de normalisation qui contient le facteur spectroscopique et  $\alpha$  est la constante de décroissance moyenne définie par [von Oertzen and Vitturi, 2001, Rafferty *et al.*, 2016] :

$$\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2)/2. \quad (4.12)$$

où  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont calculées par rapport au noyau receveur et par rapport au noyau donneur.

Pour chaque noyau (receveur ou donneur), on a :

$$\alpha = \frac{\sqrt{2\mu E_B}}{\hbar}. \quad (4.13)$$

$\mu = \frac{m_{tr} m_{1,2}}{m_{tr} + m_{1,2}}$  est la masse réduite du cluster et du noyau receveur ou donneur.  $m_{tr}$  est la masse transférée et  $E_B$  est l'énergie de liaison des nucléons transférés. Lorsque des protons sont transférés, la barrière coulombienne intervient. De même lorsque des clusters sont transférés, l'énergie de liaison des nucléons à l'intérieur de ce cluster intervient. Ainsi dans ces deux derniers cas, il sera nécessaire de définir une énergie de liaison effective  $E_{B_{eff}}$  pour reproduire les données expérimentales.

### 4.1.3.3 Angle de grazing

La relation entre l'angle d'émission de l'éjectile et la distance minimale d'approche (paragraphe 4.1.3.1) permet de comprendre pourquoi la section efficace n'est pas constante selon l'angle d'émission de l'éjectile : à énergie constante, la distance minimale d'approche diminue lorsque l'angle d'émission de l'éjectile augmente, augmentant la probabilité de transfert. Si l'angle d'émission est suffisamment grand, les deux noyaux entrent en contact. L'angle d'émission correspondant est appelé angle de grazing :  $\theta = \theta_{gr}$ .



Pour tout angle d'émission supérieur à l'angle de grazing la section efficace de diffusion élastique diminue très fortement, car le flux est absorbé par d'autres réactions : fusion et diffusion inélastique.

Ainsi la plus grande section efficace de transfert se situe théoriquement à l'angle de grazing. En réalité, ce maximum ne correspond cependant pas toujours à l'angle de grazing. En effet le rayon des noyaux peut changer en fonction de la déformation et la probabilité quantique de passer la barrière coulombienne permet aux réactions de fusion et de diffusion inélastique d'avoir lieu, même pour  $\theta < \theta_{gr}$ .

#### 4.1.3.4 Chaleur de réaction et énergie d'excitation

Lors d'un transfert de nucléons, des quantités sont transférées : masse  $M$ , charge  $Z$ , énergie  $E$ , moment angulaire  $L$ ... Ces variables définissent l'orbite de la trajectoire, jusque là considérée comme dépendant uniquement de  $Z_1$ ,  $Z_2$ , et  $E_{CM}^i$ . Le transfert de ces quantités va modifier les trajectoires et donc les sections efficaces.

On peut donc modifier l'équation 4.9 pour prendre en compte ces changements dans le système, pour y ajouter un facteur correctif  $F(Q, L)$ . La section efficace différentielle de transfert se décomposera alors :

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{tr} = \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{sc} P_{tr}(\theta)F(Q, L). \quad (4.14)$$

On définit le  $Q$  de réaction comme la différence de masse avant et après la réaction. Dans le cas d'une réaction endothermique,  $Q$  sera une valeur négative et  $-Q$  correspond donc à l'énergie minimale à apporter pour que la réaction puisse avoir lieu :

$$M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + Q. \quad (4.15)$$

$Q$  dépend donc de l'excitation des noyaux avant et après la réaction.  $Q_{00}$  correspond à la valeur de  $Q$  pour une réaction entre les états fondamentaux des noyaux.

Le transfert de nucléons implique un changement dans la trajectoire, avant et après le transfert. Le transfert de protons induit un fort changement de la trajectoire coulombienne. On peut alors calculer la valeur du  $Q$  de réaction optimale qui va minimiser le changement de trajectoire. Une approche calculatoire incluant les moments angulaires est possible en DWBA [von Oertzen and Vitturi, 2001]. On peut également considérer une approche plus simple qui consiste à chercher la valeur de  $Q$  pour laquelle les distances minimales d'approche avant le transfert ( $R_0^i$ ) et après le transfert ( $R_0^f$ ) sont égales :

$$R_{min} = R_{min}^i = R_{min}^f. \quad (4.16)$$

D'après l'équation 4.4, on obtient [Buttle and Goldfarb, 1971, Rafferty *et al.*, 2016] :

$$Q_{opt} = E_{CM}^f - E_{CM}^i \quad (4.17)$$

$$= E_{CM}^i \left(1 - \frac{Z_3 Z_4}{Z_2 Z_1}\right). \quad (4.18)$$

Par rapport à la trajectoire, l'énergie la plus favorable au transfert correspond à celle où  $E + Q = 0$ . Ainsi l'énergie disponible  $E_{opt}^*$  pour l'excitation interne des noyaux sera :

$$E_{opt}^* = Q_{00} - Q_{opt} \quad (4.19)$$

Cette équation montre que l'énergie d'excitation est proportionnelle à  $E_{CM}^i$  et donc à l'énergie du faisceau. Cette équation montre également que l'énergie d'excitation est dépendante du nombre de protons transférés. Lorsque des protons sont transférés depuis l'ion léger vers l'ion lourd, le produit des charges  $Z_{lou} \times Z_{ej}$  diminue. Ainsi, plus le nombre de protons transférés est grand, plus le terme  $\frac{Z_3 Z_4}{Z_2 Z_1}$  diminue et plus l'énergie d'excitation du système après la réaction augmente.

#### 4.1.3.5 Appariement et transfert de plusieurs nucléons

Dans une approche semi-classique et séquentielle, en considérant que chaque nucléon est transféré indépendamment des autres, la probabilité  $P_{cn}$  de transférer  $c$  nucléons du même type vaut alors :

$$P_{cn} = (P_{1n})^c. \quad (4.20)$$

où  $P_{1n}$  est la probabilité de transférer un nucléon.

Or cette probabilité peut être fortement modifiée par l'appariement des nucléons (*pairing*), ou à cause du changement de structure du noyau receveur après le transfert d'un premier nucléon. Si les nucléons transférés sont fortement liés entre eux, alors on peut considérer qu'il n'y a qu'un seul transfert. On parle alors de transfert simultané ou de transfert d'un cluster de nucléons.

L'appariement augmente ainsi fortement la section efficace, amenant à définir un facteur d'intensification (enhancement factor), traduisant cette augmentation. Ce facteur, noté  $E$ , sera défini par :

$$P_{2n} = E(P_{1n})^2. \quad (4.21)$$

où  $E > 1$ . Ce facteur d'intensification peut atteindre  $E = 2$  pour le transfert de deux neutrons, et  $E = 10$  pour le transfert d'une paire de protons.

L'intensification du transfert d'une paire de proton ou de neutrons a été mise en évidence dans de nombreuses réactions. Il a été également montré pour des réactions faisceaux de  $^{16}O$ ,  $^{18}O$  et  $^{17}F$  sur des cibles de  $^{208}Pb$  que le transfert de quatre nucléons, si ceux-ci sont deux protons et deux neutrons, est fortement favorisé. Dans le cas d'un faisceau de  $^{18}O$ , le transfert de deux protons et de deux neutrons est même plus favorable que n'importe quelle autre réaction de transfert à des énergies proches de la barrière coulombienne [Rafferty *et al.*, 2016]. Cette augmentation est un indice très fort en faveur d'une forte corrélation entre ces quatre nucléons.

## 4.2 Sections efficaces mesurées par détection des photons $\gamma$

La mesure de l'intensité d'une raie gamma sans condition de coïncidence avec une particule permet de savoir combien de fois l'état décroissant par cette raie gamma a été peuplé, soit directement lors de la réaction, soit par décroissance depuis des états de plus hautes énergies. Dans le cas des noyaux pairs - pairs tels le  $^{212}Po$ , la grande majorité des cascades passe par la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ . L'intensité de cette transition est donc représentative de la production du noyau. Il suffit alors de diviser le nombre de coups  $N_\gamma$  dans le pic par l'efficacité de détection à cette énergie  $\varepsilon_\gamma$  pour obtenir le nombre de photons  $\gamma$  émis lors de l'expérience.

$$\tau = \frac{I_\gamma}{N_{\text{faisceau}}} = \frac{N_\gamma / \varepsilon_\gamma}{N_{\text{faisceau}}} \quad (4.22)$$

On mesure les intensités des transitions sur les spectres de projections totales, tracés sans condition de coïncidence sur les figures 4.2(a) et (b).

La première difficulté est la faible intensité de la transition que l'on veut intégrer en comparaison du nombre de photons  $\gamma$  issus des autres réactions. Le « fond », constitué par les photons  $\gamma$  émis par tous les noyaux produits et par leurs détections incomplètes de l'énergie à cause de l'effet Compton, est une source d'erreur. De plus il est possible que le pic intégré soit contaminé, si des photons d'énergies proches sont produits.

La seconde difficulté est que toutes les cascades  $\gamma$  ne passant pas par la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  ne sont pas prises en compte. Cela est le cas lorsque le noyau est produit dans l'état fondamental ou dans un état décroissant directement sur l'état fondamental. Cela induira une sous-estimation de la section efficace de production du noyau.

La réaction de transfert a aussi pour conséquence d'orienter le spin du noyau : l'émission  $\gamma$  ne sera alors plus isotrope. Pour obtenir une section efficace précise, il faut donc s'assurer que l'efficacité soit homogène à tous les angles. Il faut donc que la plage d'angle couverte par les détecteurs soit la plus grande possible. Dans l'expérience Tokai, tous les détecteurs étaient disposés autour de  $90^\circ$ .

Les conditions de déclenchement peuvent également biaiser les résultats. L'efficacité de détection diminue pour les cascades de faible multiplicité s'il existe une condition de déclenchement haute sur la multiplicité  $\gamma$ .

Ainsi, le calcul de la section efficace à partir de données  $\gamma$  comporte de nombreux biais. En particulier pour les voies de faibles sections efficaces, il n'est pas possible d'obtenir des valeurs précises, mais cette méthode peut cependant être utile pour obtenir des ordres de grandeur et des tendances.

### 4.2.1 Résultats obtenus pour l'expérience de Tokai

Lors de l'expérience de Tokai, certaines séquences d'acquisitions ont été enregistrées sans aucune condition de déclenchement (*triggerless*) afin de mesurer les sections efficaces. Les spectres des détecteurs HPGe obtenus aux quatre énergies sont sur les figures 4.2, normalisés par la luminosité intégrée du faisceau obtenue grâce à une cavité de Faraday.

Les principales contaminations de ce spectre proviennent de noyaux produits par des réactions de fusion-évaporation entre le backing de la cible fait de  $^{12}\text{C}$  et le faisceau. Sur la projection totale, on trouve ainsi des transitions appartenant aux noyaux de  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{19}\text{F}$  et  $^{21}\text{Ne}$ . Seul le  $^{21}\text{Ne}$  a une transition de faible énergie qui n'est pas en dessous d'un état isomérique : la transition est donc fortement élargie par effet Doppler. Pour les autres noyaux, les transitions visibles proviennent d'états isomériques, et sont émises par des noyaux arrêtés dans la cible. On trouve également du  $^{36}\text{Cl}$ , produit par fusion-évaporation sur le support de cible en Aluminium. Enfin les transitions des noyaux de  $^{218}\text{Ra}$  et de  $^{217}\text{Ra}$  produits par fusion-évaporation entre le faisceau et la cible de  $^{208}\text{Pb}$ , et le noyau de  $^{212}\text{Po}$  produit par transfert sur la cible sont bien présentes. Les raies  $\gamma$  des autres noyaux produits par des réactions de transfert ne se distinguent pas facilement du fond dans le spectre.

#### Normalisation

Un point essentiel dans le calcul des sections efficaces est la normalisation par la luminosité intégrée du faisceau à chaque énergie. Pour cela nous disposons de la mesure de l'intensité du faisceau, grâce à la cavité de Faraday, directement proportionnelle à la luminosité du faisceau après le passage dans la cible. La faible épaisseur de la cible et les

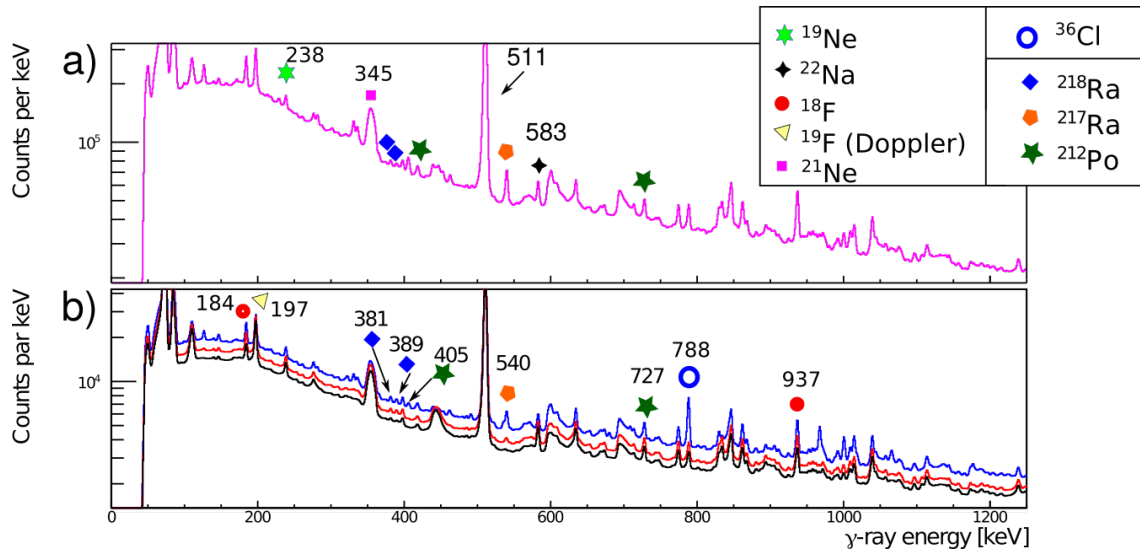


FIGURE 4.2 – Projections totales des spectres germanium obtenus aux différentes énergies faisceaux, normalisés par les luminosités totales du faisceau. a) Noir : faisceau à 58 MeV. Rouge : faisceau à 60 MeV. Bleu : faisceau à 62 MeV. b) Rose : faisceau à 63.7 MeV. Les symboles indiquent les noyaux émetteurs des transitions gamma dont les énergies sont indiquées en keV.

énergies de réaction, proches de la barrière coulombienne permettent de négliger la perte d'intensité due aux réactions dans la cible.

Nous disposons également d'un détecteur silicium situé à  $30^\circ(2)$  par rapport au faisceau. À cet angle, la section efficace de diffusion élastique correspond à la section efficace de Rutherford [Santra *et al.*, 2001], facilement calculable. Le détecteur situé à l'avant est protégé par une plaque de métal, percée par un trou de 1.8 mm de diamètre environ. L'incertitude sur l'angle et le diamètre ne permettent pas de calculer précisément la section efficace absolue.

Nous avons calculé des facteurs de normalisation par rapport à la luminosité intégrée à  $E_{lab} = 58$  MeV. Avec la cavité de Faraday, les facteurs de normalisation sont de 1, 0.65, 0.23 et 0.12 pour les énergies faisceaux de 58, 60, 62 et 63.7 MeV. La normalisation à partir du moniteur donne les coefficients 1, 0.52, 0.25 et 0.10.

En normalisant par rapport à la luminosité intégrée à  $E_{lab} = 63.7$  MeV, on obtient les coefficients de normalisation 8.21, 5.38, 1.91 et 1 avec la cavité de Faraday et 10.05, 5.25, 2.55 et 1 avec le moniteur.

Les écarts entre les coefficients de normalisation obtenus par l'une et l'autre méthode vont jusqu'à 25%. Il n'a malheureusement pas été possible de comprendre d'où venait l'écart entre les deux approches. Par la suite, nous utiliserons la normalisation par rapport à l'intensité faisceau mesuré avec la cavité de Faraday à  $E_{lab} = 58$  MeV, et cette incertitude s'ajoute à l'incertitude statistique et à celle due à la couverture angulaire limitée des détecteurs gamma.

#### 4.2.2 Sections efficaces de fusion-évaporation

Aux énergies considérées, les voies de fusion-évaporation ayant des sections efficaces non négligeables sont, d'après le logiciel PACE, les voies  $2n$  et  $3n$ , produisant respective-

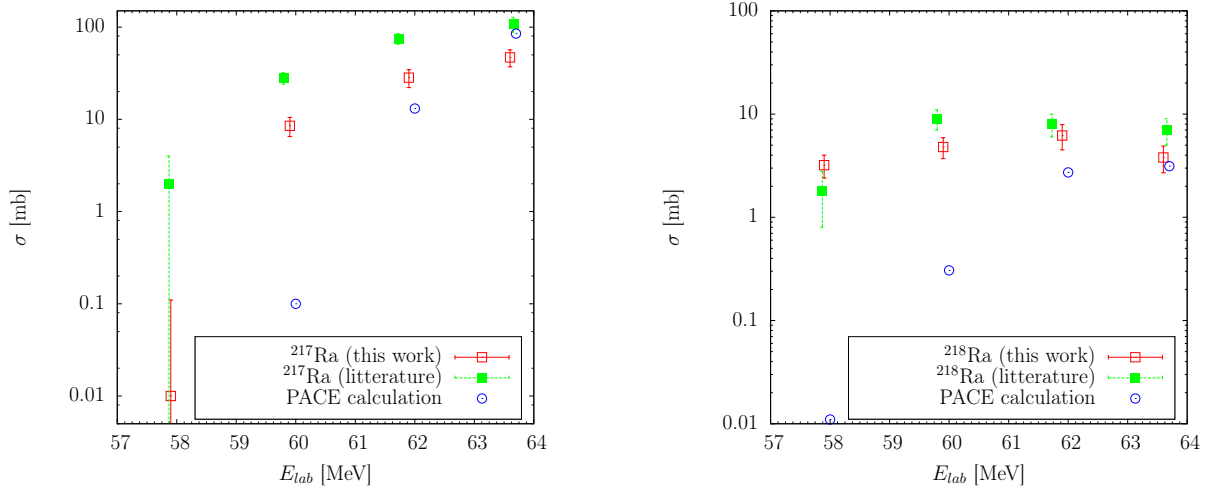


FIGURE 4.3 – Sections efficaces de production des noyaux de  $^{217}\text{Ra}$  (à gauche) et  $^{218}\text{Ra}$  (à droite). Les résultats expérimentaux proviennent de ce travail (carrés verts pleins), et de [Kalita, 2011] (carrés rouges vides). Les calculs du logiciel PACE sont indiqués par des cercles bleus.

ment les noyaux de  $^{218}\text{Ra}$  et le  $^{217}\text{Ra}$ . Les pics  $\gamma$  sont intégrés sur les projections totales (figure 4.2). Les transitions décroissant vers les niveaux fondamentaux ( $E_\gamma = 385$  keV et  $E_\gamma = 540$  keV) de ces deux noyaux sont visibles dans ces spectres, et les sections efficaces sont tracées sur la figure 4.3 en fonction de l'énergie du faisceau.

Les sections efficaces mesurées ici sont légèrement inférieures aux sections efficaces mesurées à l'aide des décroissances  $\alpha$  de ces noyaux [Kalita, 2011], dont les valeurs ont été reportées sur cette figure. En effet, comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre, les mesures par rayonnement  $\gamma$  sous-estiment les sections efficaces. Cela est d'autant plus vrai pour cette mesure que les deux transitions mesurées sont des transitions quadripolaires électriques ( $E2$ ), dont la distribution angulaire favorise les angles avant et arrière et défavorise les angles proches de  $90^\circ$ . On pourra noter que les sections efficaces mesurées, ainsi que celles effectuées par Kalita *et al.* [Kalita, 2011] sont en fort désaccord avec les mesures effectuées par S. Santra *et al.* [Santra *et al.*, 2001].

Il est également intéressant de noter qu'aux énergies sous-coulombiennes, les sections efficaces calculées par le logiciel PACE, même en utilisant l'option définissant une probabilité quantique de passer la barrière coulombienne, restent très en dessous des valeurs expérimentales.

### 4.2.3 Sections efficaces de transfert et interprétation qualitative

Sur les projections totales, on repère des transitions appartenant au  $^{209}\text{Bi}$  et au  $^{212}\text{Po}$ . Les transitions du  $^{210}\text{Po}$ , et en particulier la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  ne sont pas visibles.

Les sections efficaces obtenues pour les transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  et  $4^+ \rightarrow 2^+$  du  $^{212}\text{Po}$  sont reportées sur la figure 4.4 (gauche). La recherche bibliographique sur les raies  $\gamma$  intenses dans les autres noyaux produits n'a pas permis de trouver de fortes contaminations de ces transitions. La section efficace expérimentale, calculée à partir de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  est comprise entre 16 et 23 mb, selon l'énergie du faisceau. Ces valeurs sont similaires aux sections efficaces mesurées dans la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{212}\text{Po}$  [Astier *et al.*, 2010a] où la section efficace avait été estimée à  $\sigma \sim 10 - 20$  mb. Les sections efficaces partielles

vers ces deux niveaux, calculées pour ce travail par J. Lubian en voies couplées, quel que soit l'angle d'émission de la particule  $\alpha$ , sont également reportées sur la figure 4.4 (droite). Les sections efficaces mesurées sont plusieurs ordres de grandeurs plus grandes que le peuplement direct de ces niveaux. En se basant sur ces calculs, on s'aperçoit que la population de ces niveaux est donc principalement obtenue par des cascades gamma désexcitant des états situés à plus hautes énergies d'excitation.

On peut également remarquer que la section efficace du niveau  $2^+$  reste à peu près constante tandis que la section efficace du niveau  $4^+$  augmente beaucoup avec l'énergie du faisceau. Ainsi à faible énergie faisceau, on peuple principalement des niveaux de bas spins, décroissant vers le niveau  $2^+$ . Lorsque l'énergie du faisceau augmente, la population des niveaux de hauts spins augmente aussi.

On remarque également que la section efficace obtenue par la mesure de la raie  $\gamma$   $2^+ \rightarrow 0^+$  diminue au-dessus de la barrière coulombienne, pour  $E_{lab} = 63.7$  MeV. Cela peut s'expliquer par l'évaporation neutron (produisant du  $^{211}\text{Po}$ ), et par la compétition avec les voies de fusion.

L'évaporation neutron peut se produire lorsque l'énergie d'excitation est supérieure au seuil de séparation neutron. Pour le  $^{212}\text{Po}$ , le seuil de séparation neutron est  $S_n \sim 6$  MeV. La figure 4.5 correspond au calcul TDHF de l'énergie d'excitation due à l'interaction coulombienne pour le système  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ . L'hypothèse du calcul est que l'énergie d'excitation est principalement due à l'interaction coulombienne et ne dépend pas du nombre de nucléons transférés [Scamps *et al.*, 2017]. À  $E_{lab} = 62$  et  $E_{lab} = 63.7$  MeV, c'est à dire à la barrière coulombienne et au-dessus, les énergies d'excitation passent rapidement au-dessus de 6 MeV. Une partie des noyaux de  $^{212}\text{Po}$  produits à ces énergies d'excitation élevées décroissent en  $^{211}\text{Po}$  par émission d'un neutron. Les raies  $\gamma$  provenant du noyau de  $^{211}\text{Po}$  ne sont pas visibles dans les spectres, mais cela peut s'expliquer par la forte fragmentation de l'intensité  $\gamma$ , typique des noyaux impairs-pairs et par la présence d'états isomériques, qui décroissent loin de la cible.

Enfin, la figure 4.5 droite montre l'énergie d'excitation issue des mêmes calculs TDHF, en fonction de l'angle de détection de l'éjectile. Les asymptotes des courbes bleues et vertes correspondent aux angles au-delà de l'angle de grazing. Ainsi à ces énergies, les angles d'émission de l'éjectile sont supérieurs à l'angle de grazing, les voies de fusion et de diffusion inélastique deviennent prépondérantes et diminuent le flux de section efficace de transfert.

## 4.3 Mise en évidence du transfert de clusters

### 4.3.1 Méthodes expérimentales

La matrice d'identification, tracée pour les événements ayant une multiplicité 1 dans le détecteur fin  $\Delta E$  et dans le détecteur épais *si* (voir chapitre 3) permet d'identifier les ions suivants qui sont détectés directement dans le DSSD :  $^4\text{He}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{C}$ . Le  $^4\text{He}$  peut être associé à des voies de fusion évaporation. Les noyaux de  $^{12}\text{C}$  sont associés à la diffusion élastique et inélastique du faisceau. Tous les autres ions sont les éjectiles provenant de réactions de transfert, produisant les noyaux de  $^{209}\text{Po}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  et  $^{206}\text{Pb}$ .

Le noyau de  $^8\text{Be}$ , éjectile de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{212}\text{Po}$  fissionne en deux particules  $\alpha$ . Selon l'éloignement des deux particules  $\alpha$ , elles peuvent être détectées dans la

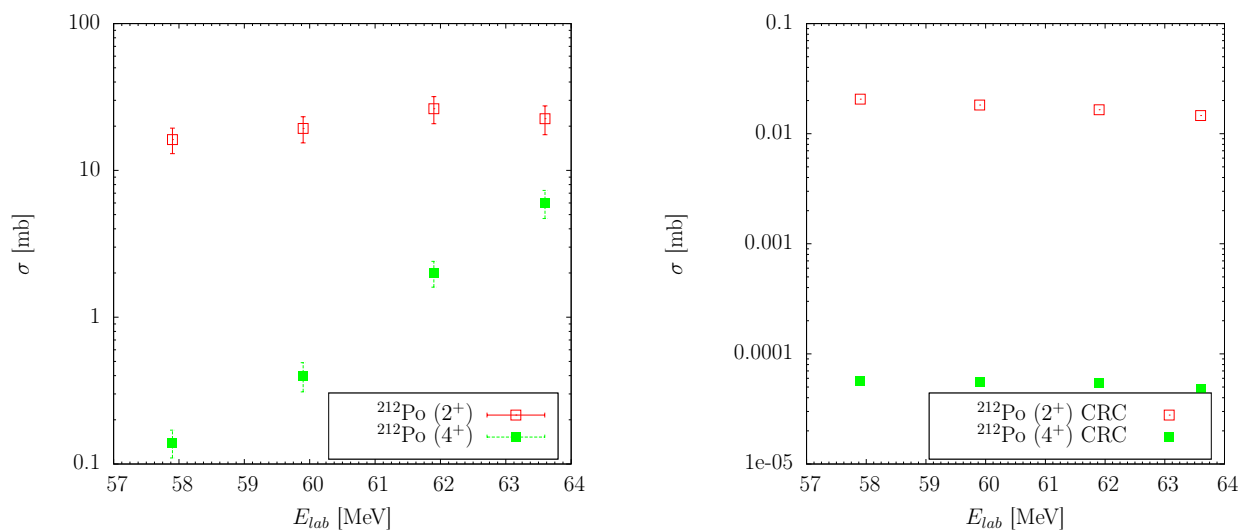


FIGURE 4.4 – À gauche : évolution des sections efficaces de production du  $^{212}\text{Po}$  évaluées grâce à l'intensité des transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  (en rouge) et  $4^+ \rightarrow 2^+$  (en vert). À droite : sections efficaces de peuplement des niveaux  $2^+$  et  $4^+$  calculés en voie couplées. Communication privée de J. R. Lubian. La méthode de calcul peut être trouvée dans [Paes *et al.*, 2017].

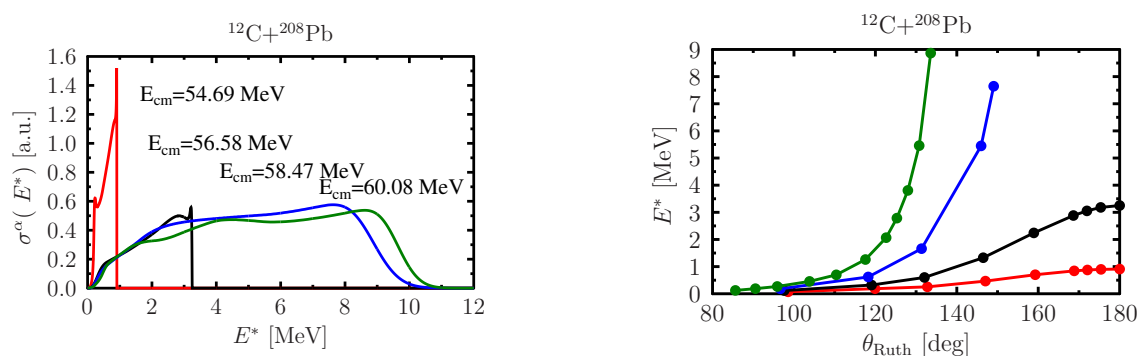


FIGURE 4.5 – Calculs TDHF effectués par G. Scamps des énergies d'excitation du système  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ , par excitation coulombienne. À gauche : répartition de la section efficace en fonction de l'énergie d'excitation. À droite : répartition de l'énergie d'excitation en fonction de l'angle d'émission du noyau léger. Communication privée de G. Scamps. La méthode de calcul peut-être trouvée dans [Scamps *et al.*, 2017].

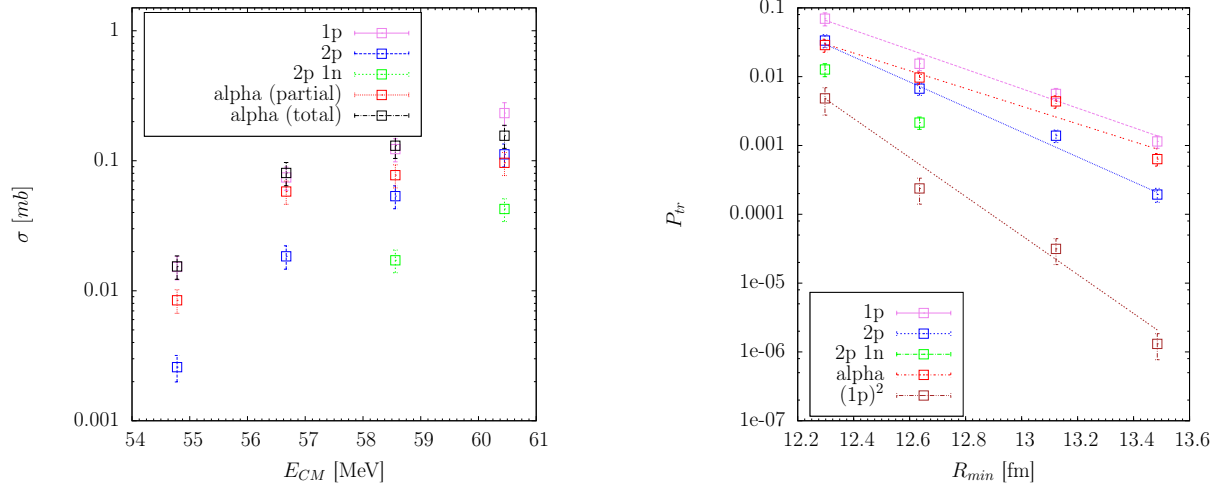


FIGURE 4.6 – À gauche : sections efficaces de transfert intégrées sur la plage d’angle  $[125^\circ-142^\circ]$  dans le référentiel du centre de masse. Deux méthodes sont utilisées pour mesurer le transfert de deux protons-deux neutrons (voir texte).

À droite : probabilités de transfert en fonction de la distance minimale d’approche. Les lignes correspondent aux ajustements de la fonction  $P_{tr}(R_{min}) = Ne^{-2\alpha R_{min}}$ . Les points en marron correspondent au carré de la probabilité de transfert d’un proton  $(P_{1p})^2$ .

même voie  $\Delta E$  ou dans des voies voisines. Dans certains cas, seule une des particules est détectée. Si on inclut ces détections incomplètes, cela signifie qu’on inclut des événements où l’éjectile n’était pas dans la plage d’angle couverte par le détecteur. En revanche, si on exclut ces détections incomplètes on exclut des événements, dont l’angle d’émission de l’éjectile était inclus dans la plage de détection.

En pratique le nombre de détections incomplètes représente entre 30% et 45% des événements. Nous préciserons dans le texte si les données utilisées incluent ou non les détections incomplètes.

Les détecteurs  $\Delta E$  utilisés couvrent les angles compris entre  $125^\circ$  et  $142^\circ$  dans le centre de masse. La valeur moyenne utilisée pour les calculs est  $133.5^\circ$ .

Les sections efficaces de transfert sont intégrées sur tous les niveaux, c’est à dire sans tenir compte de la valeur de l’énergie d’excitation des noyaux produits. Enfin la section efficace de diffusion élastique sera obtenue en sélectionnant, par reconstruction cinématique, les événements où le  $^{208}Pb$  est dans son état fondamental.

### 4.3.2 Résultats

Sur la figure 4.6 (gauche), sont reportées les sections efficaces différentielles intégrées sur la largeur du détecteur. Les sections efficaces pour le transfert de deux protons et de deux neutrons selon les deux méthodes ont été reportées.

La section efficace de transfert de deux protons est proche de la section efficace de transfert d’un proton pour  $E_{CM} > V_c$ , mais elle diminue fortement lorsque l’énergie du faisceau diminue. Enfin le transfert de deux protons et 1 neutron est très faible par rapport aux autres voies. Cette section efficace n’a d’ailleurs pas été mesurée pour  $E_{beam} = 58$  MeV, car la section efficace est très faible et l’éjectile ( $^9Be$ ) est mal séparé du  $^{10}Be$  issu du transfert de 2 protons. La table 4.1 répertorie les caractéristiques des transferts, mesurées



Transfert	Produit	Q [MeV]	$P_{tr}^{(a)}$	$\alpha_{exp} [fm^{-1}]$
1 p	$^{209}Bi$	-12.2	$15.4(32) * 10^{-3}$	1.63(17)
2p	$^{210}Po$	-18.4	$6.7(14) * 10^{-3}$	2.09(15)
2p 1n	$^{209}Po$	-20.7	$2.2(4) * 10^{-3}$	
2p 2n <sup>(b)</sup>	$^{208}Po$	-16.3	$9.7(20) * 10^{-3} / 16.4(34) * 10^{-3}$	1.50(3)/1.48(17)

TABLE 4.1 – Récapitulatif des observables étudiées pour les réactions de transfert caractérisées dans ce travail.

<sup>(a)</sup> : Mesurée à  $E_{CM} = 58.6$  MeV, c'est à dire  $E_{lab} = 62$  MeV.

<sup>(b)</sup> : Les nombres avant les barres obliques indiquent les valeurs calculées en prenant en compte les événements où les deux particules  $\alpha$  sont détectées, les nombres après les barres obliques incluent les événements où seule une des deux particules  $\alpha$  est détectée.

dans cette expérience. Très en dessous de la barrière coulombienne, la probabilité de transfert doit diminuer fortement lorsque le nombre de nucléons transférés augmente. Cette tendance se vérifie pour toutes les voies étudiées, sauf pour le transfert de deux protons et de deux neutrons : la section efficace est presque aussi importante que la section efficace de transfert d'un proton, quelle que soit l'énergie du faisceau.

La figure 4.6 (droite) montre la probabilité de transfert en fonction de la distance minimale d'approche. Sur ces mêmes graphiques, sont tracées les lignes correspondant à l'ajustement de la fonction  $P_{tr}(R_{min}) = Ne^{-2\alpha R_{min}}$ . La probabilité de transfert d'un proton est tracée en rose. Le carré de cette probabilité, tracé en marron, indique la courbe correspondant à la probabilité que devrait avoir le transfert de deux protons si le transfert était totalement séquentiel, c'est-à-dire que les deux protons seraient transférés de manière totalement indépendante. Il est clair que la probabilité de transfert de deux protons diminue bien moins vite, indiquant un fort appariement entre les deux protons transférés.

L'intensification du transfert est encore plus marquée pour le transfert de 2 protons et 2 neutrons, la constante de décroissance  $\alpha$  étant aussi grande que pour le transfert de 1 proton. Cette forte corrélation permet de conclure que le transfert de deux protons et de deux neutrons avec le couple faisceau-cible  $^{12}C - ^{208}Pb$  est bien le transfert simultané de deux protons et de deux neutrons fortement corrélés. On peut donc parler de transfert d'un cluster  $\alpha$ .

Les probabilités de transfert et les constantes de décroissance  $\alpha_{exp}$  sont données dans le tableau 4.1.

## 4.4 Énergies d'excitation

### 4.4.1 Approche semi-classique de l'énergie d'excitation

Pour étudier le peuplement d'un niveau particulier d'un noyau, il est nécessaire de produire le noyau avec une statistique conséquente. Il est également nécessaire que le moment angulaire transféré soit suffisant et que l'énergie du niveau que l'on cherche à étudier soit incluse dans la plage d'énergie d'excitation obtenue par la réaction.

L'énergie d'excitation optimale définie dans la partie 4.1.3.4 permet de prédire, en première approximation l'énergie d'excitation résultant d'une réaction de transfert.

Pour comparer les diverses énergies d'excitation, nous utiliserons la valeur moyenne, bien que le peuplement dépende fortement de la structure interne des noyaux.

La figure 4.7 montre les énergies d'excitation expérimentales moyennes  $E_{mean}$  en

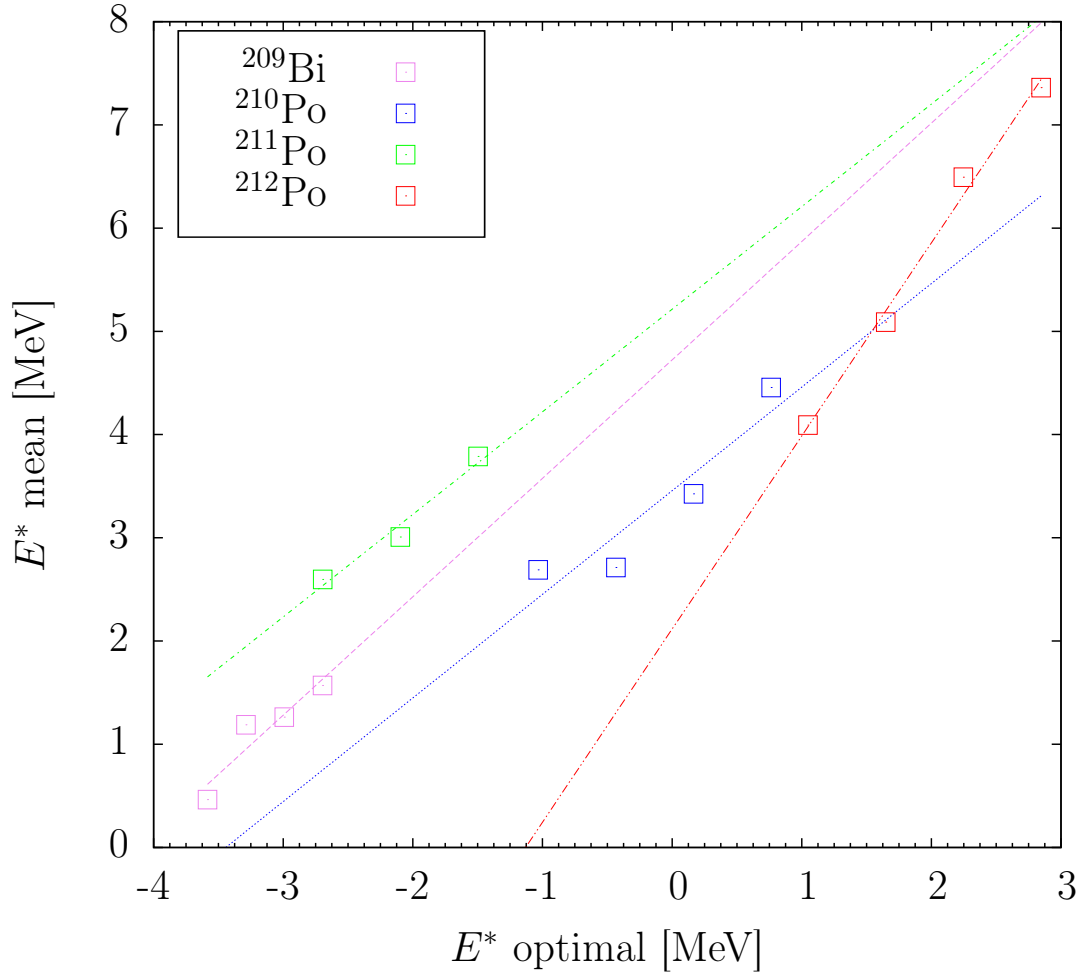


FIGURE 4.7 – Évolution de l'énergie expérimentale moyenne par rapport à l'énergie d'excitation optimale calculée par l'approche semi-classique. Les lignes pointillées correspondent à des ajustements linéaires sur les données.

fonction de  $E^*_{opt}$  pour chacune des voies de réaction. Dans chacun des cas cités, l'énergie d'excitation expérimentale est largement supérieure à  $E^*_{opt}$ . L'approche semi-classique échoue donc à prédire l'énergie d'excitation absolue. L'évolution avec l'énergie du faisceau est par contre bien prise en compte pour les noyaux  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{211}\text{Po}$  et  $^{210}\text{Po}$  puisque les pentes des droites sont respectivement de 1.15(30), 1.00(26) et 0.99(18).

La pente obtenue à partir des données de  $^{212}\text{Po}$  est de 1.87(12) : l'énergie d'excitation augmente plus vite que l'énergie du faisceau, indiquant un fort effet de structure. Cela indique que les états préférentiellement peuplés par transfert de cluster  $\alpha$  sont majoritairement à haute énergie.

## 4.4.2 Identification des orbitales peuplées

### 4.4.2.1 $^{209}\text{Bi}$

Les spectres d'énergie d'excitation du  $^{209}\text{Bi}$  font apparaître des structures correspondant aux différentes orbitales peuplées. La figure 4.8 montre les énergies d'excitation pour chaque énergie faisceau.

À  $E_{beam} = 63.7$  MeV, (figure 4.8 (d)), où les structures sont relativement bien définies,

4 pics sont situés à 0 MeV, 1.0(2) MeV, 1.6(3) MeV, et 3.1(2) MeV. Le pic à  $E^* = 0$  MeV correspond bien évidemment à l'état fondamental basé sur la configuration  $\pi(h_{9/2})$ .

Pour connaître la configuration des pics suivants, on trace les spectres  $\gamma$  associés à ces trois derniers pics comme présenté sur la figure 4.9.

En identifiant les transitions, nous retrouvons dans la littérature [Chen and Kondev, 2015] les configurations des niveaux peuplés. On peuple les niveaux  $E^*(7/2^+) = 897$  keV basé sur la configuration  $\pi(2f_{7/2})$ , et  $E^*(3/2^+) = 3120$  keV basé sur la configuration  $\pi(3p_{3/2})$ . On peuple également des niveaux basés sur les excitations du cœur de  $^{208}\text{Pb}$  : Le niveau  $E^*(13/2^+) = 1609$  keV de configurations  $1h_{9/2} \otimes 3^-(^{208}\text{Pb})$  et le niveau  $E^*(13/2^+) = 2826$  keV basé sur la configuration  $1h_{9/2} \otimes 2^+(^{208}\text{Pb})$ .

Ainsi la réaction de transfert à des énergies relativement faibles permet le peuplement d'états couplés entre des niveaux particules individuelles et des excitations du cœur. Dans les expériences de transfert très au-delà de la barrière coulombienne, par exemple la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{209}\text{Bi}$  à  $E_{beam} = 793$  MeV [Berthier *et al.*, 1986], seuls les états de particules individuelles sont peuplés. Dans ces réactions à haute énergie, le temps de passage du noyau faisceau à proximité du noyau cible est plus faible, ce qui ne permet pas les réactions en plusieurs étapes.

#### 4.4.2.2 $^{210}\text{Po}$

Sur la figure 4.10, les spectres d'énergie d'excitation du  $^{210}\text{Po}$  sont tracés pour chaque énergie faisceau.

Intéressons-nous au spectre tracé pour l'énergie faisceau  $E_{beam} = 63.7$  MeV (figure 4.10 (d)). Le premier pic, situé à  $E^* = 0$  MeV correspond au niveau fondamental, de configuration  $(h_{9/2})^2$ .

Sur la figure 4.11 (a à c), les spectres HPGe en coïncidence avec les énergies d'excitation des trois pics suivants situés à  $E^* \sim 1.5$  MeV,  $E^* \sim 2.5$  MeV, et  $E^* \sim 3.0$  MeV à l'énergie  $E_{beam} = 63.7$  MeV. Nous identifions très clairement les transitions désexcitant les configurations  $(1h_{9/2})^2$  (en vert),  $(1h_{9/2} \otimes 2f_{7/2})$  (en bleu),  $(2f_{7/2})^2$  (en rose). Les transitions en orange et en rouge ont été mises en évidence dans ce travail de thèse et sont issues respectivement des configurations  $(f_{7/2} \otimes i_{13/2})$  et  $(2f_{7/2})^2$  (voir chapitre 5). Pour les énergies d'excitation correspondant au pic à  $E^* \sim 3.9$  MeV et au-delà, des niveaux d'énergies issues des configurations di-protons sont connus, mais pas les transitions les reliant. Le spectre HPGe de la figure 4.11 (d), tracé pour  $3.5 < E^* < 4.7$  MeV ne permet donc pas d'identifier les configurations impliquées. Cependant, à partir des niveaux connus et des calculs de modèle en couches (voir chapitre 5), on peut supposer que le pic à  $E^* \sim 3.9$  MeV correspond aux configurations  $h_{9/2} \otimes f_{5/2}$  et  $f_{7/2} \otimes i_{13/2}$  et que le pic situé à  $E^* = 5.2$  MeV correspond aux configurations  $h_{9/2} \otimes p_{3/2}$  et  $(i_{13/2})^2$ .

Sur les spectres d'énergie d'excitation à  $E_{beam} = 63.7$  MeV (figure 4.10 (d)) où les structures sont relativement bien définies, nous avons indiqué ces configurations.

Le schéma de niveaux dont sont issues ces configurations est présenté sur la figure 4.12. Les niveaux indiqués en bleu correspondent aux niveaux connus dans la littérature, les niveaux indiqués en rouges ont été découverts dans ce travail de thèse. Enfin les niveaux indiqués en vert correspondent aux niveaux calculés par le modèle en couches (voir chapitre 5), mais dont nous n'avons pas de preuves expérimentales.

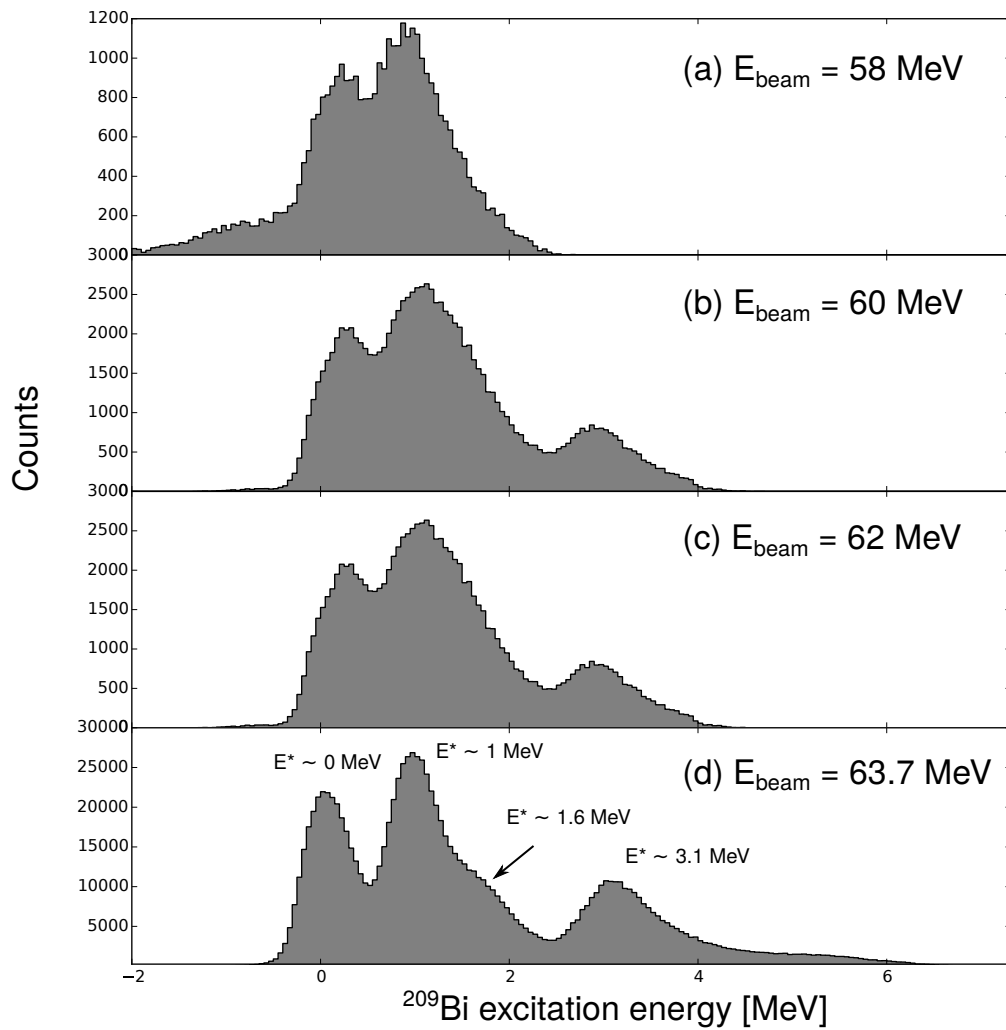


FIGURE 4.8 – Énergie d'excitation des noyaux de  $^{209}\text{Bi}$  peuplés par le transfert d'un proton dans la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{209}\text{Bi}$ . Les différents spectres correspondent aux énergies des faisceaux : (a)  $E_{\text{beam}} = 58$  MeV, (b)  $E_{\text{beam}} = 60$  MeV, (c)  $E_{\text{beam}} = 62$  MeV, (d)  $E_{\text{beam}} = 63.7$  MeV. En (d), les labels indiquent les énergies des pics.

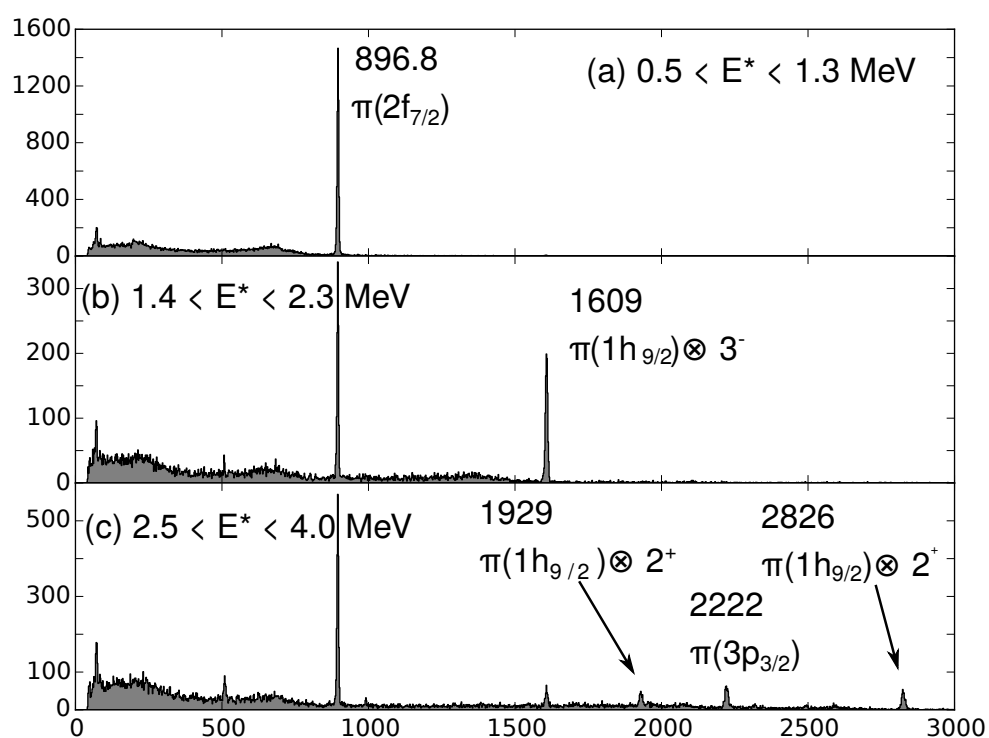


FIGURE 4.9 – Spectres HPGe associés aux énergies d'excitation du  $^{209}\text{Bi}$  identifiées sur le spectre de la figure 4.8 (d), à  $E_{beam} = 63.7 \text{ MeV}$ . Les labels indiquent les énergies des transitions en keV et les configurations des niveaux qu'elles désexcitent.  $3^-$  et  $2^+$  désignent les niveaux excités du  $^{208}\text{Pb}$ .

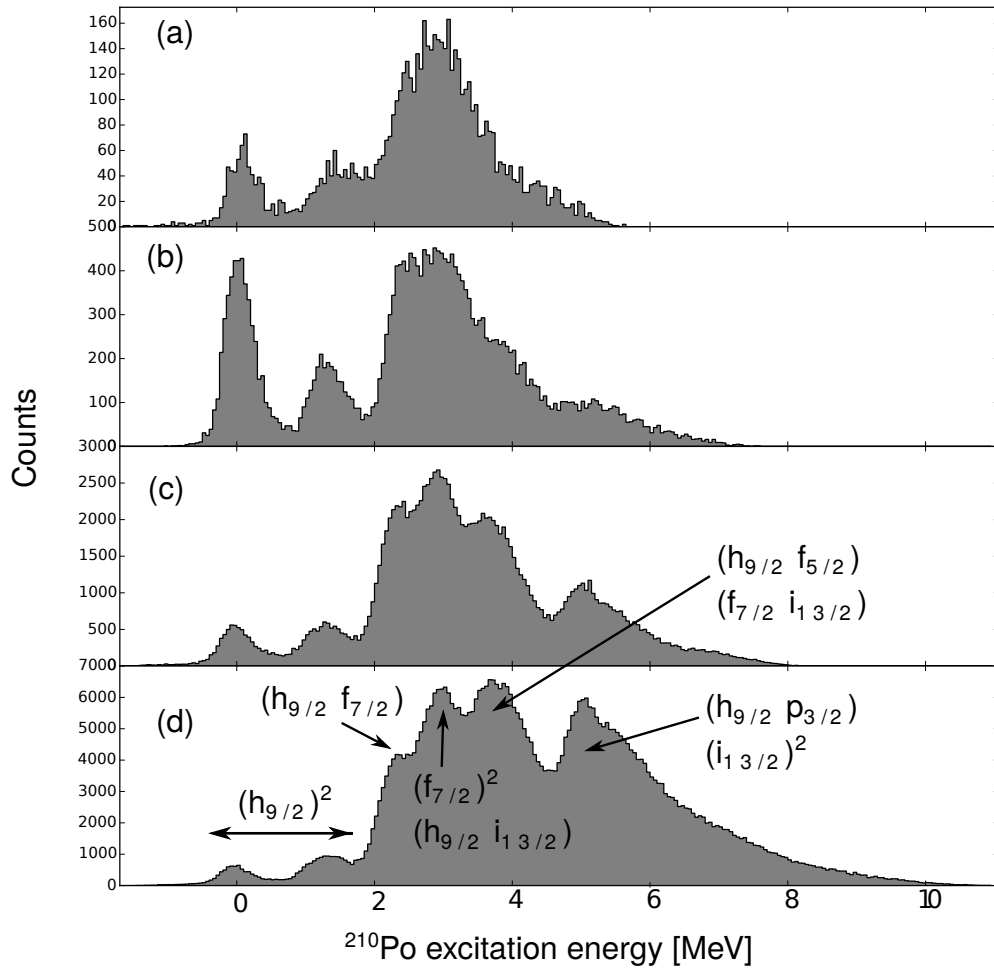


FIGURE 4.10 – Énergie d'excitation des noyaux de  $^{210}\text{Po}$  peuplés par transfert de deux protons dans la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{210}\text{Po}$ . Les différents spectres correspondent aux énergies des faisceaux : (a)  $E_{beam} = 58$  MeV, (b)  $E_{beam} = 60$  MeV, (c)  $E_{beam} = 62$  MeV, (d)  $E_{beam} = 63.7$  MeV. En (d) sont indiquées les configurations des niveaux d'énergies.

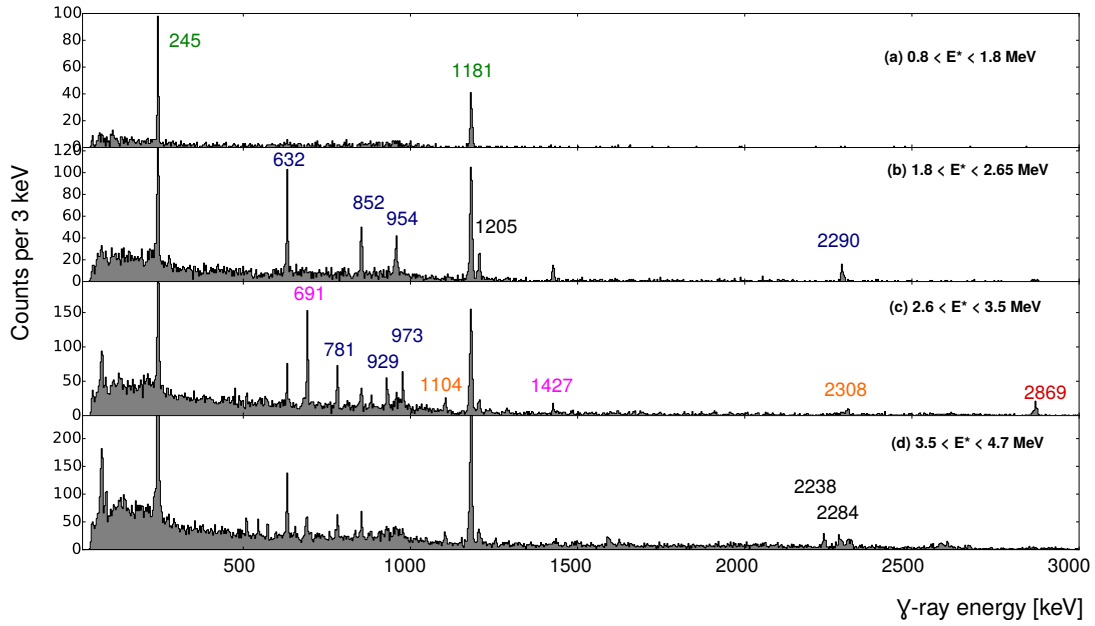


FIGURE 4.11 – Spectres HPGe associés aux énergies d'excitation du  $^{210}\text{Po}$ , identifiées sur le spectre de la figure 4.10 (d), à  $E_{beam} = 63.7$  MeV. Les labels indiquent les énergies des transitions en keV et les configurations des niveaux qu'elles désexcitent sont indiquées par les couleurs du texte : en vert  $1h_{9/2}$ , en bleu  $(1h_{9/2} \otimes 2f_{7/2})$ , en rose  $(2f_{7/2})^2$ , en orange  $(f_{7/2} \otimes i_{13/2})$  et en rouge  $(2f_{7/2})^2$ . Les labels en noir correspondent aux transitions issues de niveaux collectifs et ceux dont les configurations ne sont pas connues.

#### 4.4.2.3 $^{212}\text{Po}$

Les structures du spectre d'énergie d'excitation pour le noyau de  $^{212}\text{Po}$  sont beaucoup moins claires. Cela tient à deux raisons : la plus faible résolution de la reconstruction cinématique, et la densité d'états peuplés plus importante. On peut constater la très faible population des états de faibles énergies : les états peuplés préférentiellement par transfert  $\alpha$  semblent être situés à 2 MeV, 3 MeV, 4.5 MeV ainsi qu'entre 6.5 et 7.5 MeV. Or le schéma de niveaux n'est connu que jusqu'à  $E^* \sim 3.1$  MeV. La réaction peuple donc principalement des états non encore identifiés.

Nous avons là la réponse à une de nos interrogations concernant les intensités constatées dans la population du  $^{212}\text{Po}$  par transfert d'alpha [Astier *et al.*, 2010a]. L'énergie à laquelle avait lieu la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{212}\text{Po}$  était située entre 3% au-dessus de la barrière coulombienne et 0 MeV ; c'est-à-dire à des énergies proches de celles étudiées ici. Pour les niveaux yrast, près de 50% de l'intensité ne provenait pas des cascades connues. La majorité du peuplement de ces niveaux ne provenait donc pas directement du peuplement direct par la réaction, mais de transitions gamma non identifiées provenant d'états à plus haute énergie d'excitation et ayant de courtes durées de vie.

#### Transitions $\gamma$ présentes selon l'énergie d'excitation du noyau

Dans ce paragraphe, nous verrons quelles sont les principales transitions  $\gamma$  alimentées, selon l'énergie d'excitation du noyau produit. Nous avons donc tracé les spectres HPGe en sélectionnant les énergies d'excitation, pour les données prises à  $E_{beam} = 60$  MeV. Cette approche ne permet pas de distinguer le peuplement direct des niveaux par la réaction du

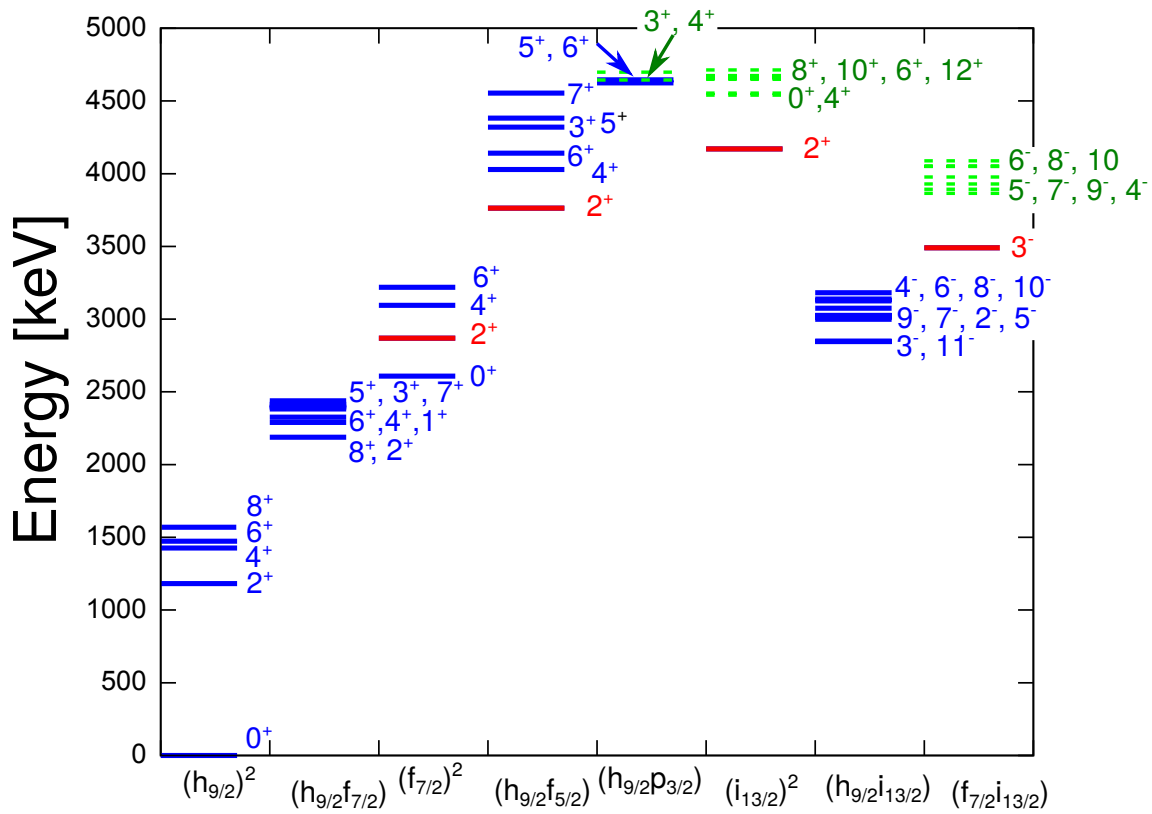


FIGURE 4.12 – Niveaux d'énergies issus des premières configurations à 2 particules du  $^{210}\text{Po}$ . Les niveaux indiqués en bleu correspondent aux niveaux connus dans la littérature, les niveaux indiqués en rouge ont été découverts dans ce travail de thèse. Enfin les niveaux indiqués en vert correspondent aux niveaux calculés par le modèle en couches, mais dont nous n'avons pas de preuves expérimentales.



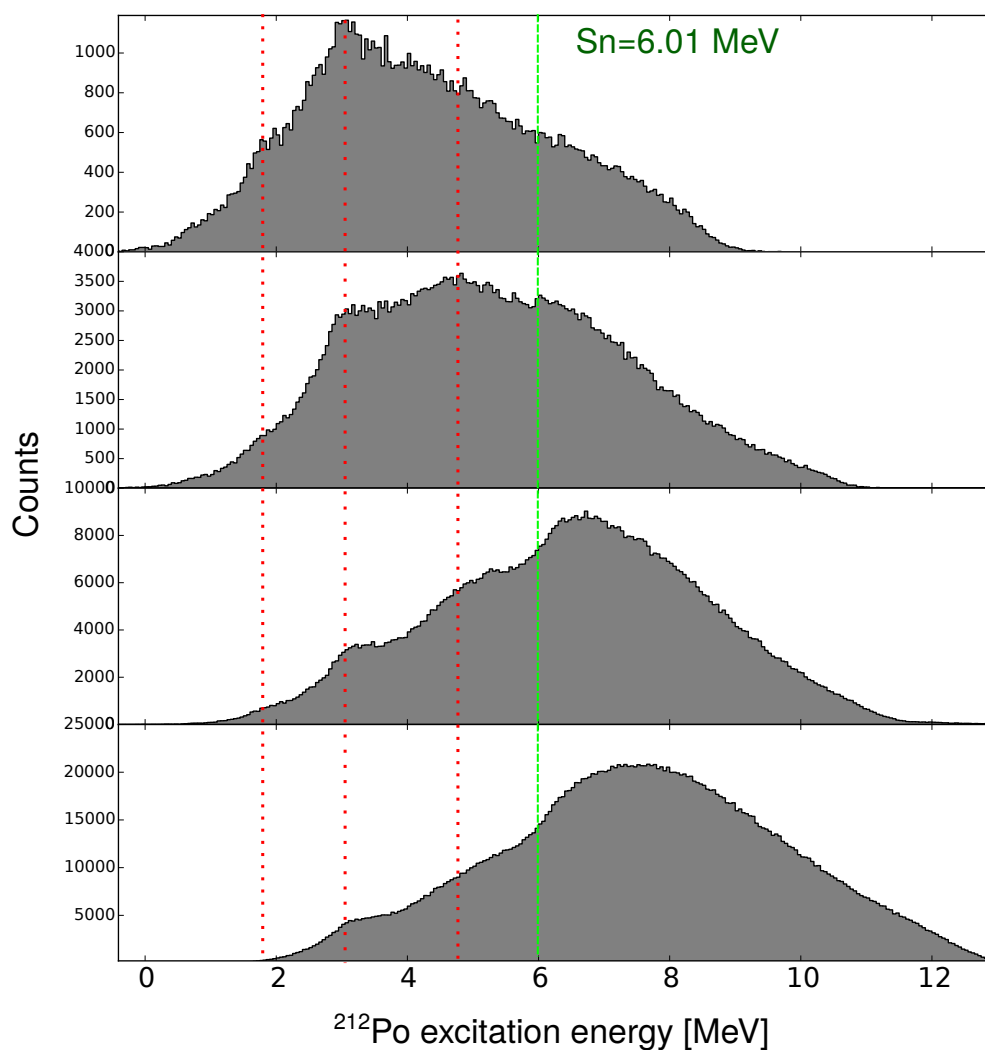


FIGURE 4.13 – Énergie d'excitation des noyaux de  $^{212}\text{Po}$  peuplés par transfert  $\alpha$  dans la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{212}\text{Po}$ . Les différents spectres correspondent aux énergies des faisceaux : (a)  $E_{beam} = 58$  MeV, (b)  $E_{beam} = 60$  MeV, (c)  $E_{beam} = 62$  MeV, (d)  $E_{beam} = 63.7$  MeV. Les lignes de points rouges correspondent à des structures communes dans chacun des spectres. La ligne en pointillé vert correspond à l'énergie de séparation neutron.

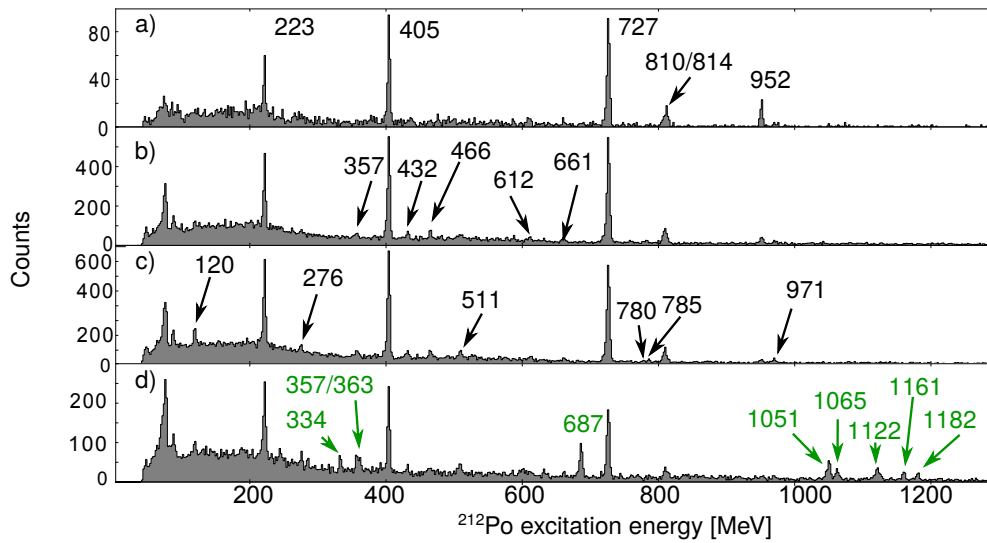


FIGURE 4.14 – Spectres HPGe du  $^{212}\text{Po}$  sélectionnés par des tranches d'énergie d'excitation : a)  $0 < E^* < 2$  MeV, b)  $2 < E^* < 4$  MeV, c)  $4 < E^* < 6$  MeV, d)  $E^* > 6$  MeV. Les labels indiquent les énergies des pics  $\gamma$ . La couleur noire est utilisée pour les transitions du  $^{212}\text{Po}$  et la couleur verte pour celles du  $^{211}\text{Po}$ .

peuplement par cascades  $\gamma$ . Le peuplement de certains niveaux du  $^{212}\text{Po}$  sera étudié plus en détail au chapitre 5.

Jusqu'à  $E^* = 2$  MeV (figure 4.14 a), on voit principalement les transitions issues des niveaux yrast, ainsi que les transitions  $E_\gamma = 612$  keV,  $E_\gamma = 814$  keV issues des niveaux de parité non naturelle  $E^* = 1744$  keV et  $E^* = 1946$  keV.

Pour  $2 < E^* < 4$  MeV (figure 4.14 b), les transitions  $E_\gamma = 432$  keV,  $E_\gamma = 466$  keV et  $E_\gamma = 661$  keV désexcitant les niveaux de parité non naturelle  $4^-$  et  $6^-$  apparaissent. On trouve également la transition  $E_\gamma = 357$  keV issue du niveau yrast  $10^+$  situé à  $E^* = 1832$  keV et la transition  $E_\gamma = 780$  keV issue du niveau de parité non naturelle  $7^+$  situé à  $E^* = 3155$  keV. Cette dernière est cependant plus visible sur le spectre de la figure 4.14 c) tracé pour  $4 < E^* < 6$  MeV.

Sur ce dernier spectre ( $4 < E^* < 6$  MeV) on voit également apparaître les transitions  $E_\gamma = 276$  keV et  $E_\gamma = 511$  keV issues des niveaux  $8^-$ .

Enfin pour les énergies d'excitation supérieures à 6 MeV (figure 4.14 d), les raies  $\gamma$  issues de la désexcitation des noyaux de  $^{211}\text{Po}$  sont présentes. En effet, le noyau  $^{212}\text{Po}$  est alors produit à une énergie supérieure au seuil de séparation neutron, et une partie des noyaux produits décroît donc vers le noyau  $^{211}\text{Po}$ .

# Chapitre 5

## Structure des noyaux $^{210}\text{Po}$ et $^{212}\text{Po}$

### 5.1 $^{210}\text{Po}$

Le noyau de  $^{210}_{84}\text{Po}$  ( $Z = 84$ ,  $N = 126$ ) possède deux protons de plus que le  $^{208}_{82}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ,  $N = 126$ ), noyau doublement magique. Le  $^{210}_{84}\text{Po}$  est donc un banc d'essai idéal pour tester les interactions résiduelles proton-proton à l'extérieur du cœur, dans le cadre du modèle en couches.

Expérimentalement les états de  $^{210}\text{Po}$  ont été peuplés via la réaction de transfert de deux protons ( $^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be}$ ) réalisée à Tokai. Dans ce travail, nous avons réussi à identifier la plupart des états  $2^+$  ainsi que le dernier état  $3^-$  di-proton prédits par le modèle en couches. Nous détaillons dans ce chapitre la méthode d'analyse originale que nous avons utilisée, les résultats obtenus ainsi que leur discussion. Ceux-ci sont par ailleurs publiés par ailleurs dans [Dupont *et al.*, 2020].

#### 5.1.1 Bref historique

Ce noyau a été très largement étudié par transfert d'un proton sur le noyau de  $^{209}_{83}\text{Bi}$ , avec divers faisceaux. R. Groleau *et al.* [Groleau *et al.*, 1980] ont utilisé les réactions ( $^3\text{He}, d$ ) et ( $d, d'$ ) et ont détecté l'éjectile à l'aide d'un compteur de charge sensible à la position placé au plan focal d'un spectromètre magnétique. La résolution était de 10 à 14 keV. L. G. Mann *et al.* [Mann *et al.*, 1988] ont utilisé la réaction ( $t, 2n$ ) en détectant les photons  $\gamma$  à l'aide de deux détecteurs germaniums. Les électrons de conversion étaient mesurés à l'aide d'un spectromètre magnétique, ce qui permettait d'assigner sans ambiguïté la multipolarité des transitions découvertes.

Le noyau de  $^{209}_{83}\text{Bi}$  possède un proton de plus que le noyau de  $^{208}\text{Pb}$ . Son dernier proton est dans l'orbitale  $h_{9/2}$ . Les états du  $^{210}_{84}\text{Po}$  accessibles par transfert d'un proton sont ceux dont la fonction d'onde d'un des protons est, au moins partiellement, sur l'orbitale  $h_{9/2}$ . De nombreuses expériences sur des cibles de  $^{209}_{83}\text{Bi}$ , et en particulier les deux précédemment citées, ont permis de découvrir tous les états issus des configurations  $(h_{9/2})^2$ ,  $h_{9/2} \otimes f_{7/2}$ ,  $h_{9/2} \otimes f_{5/2}$ , et  $h_{9/2} \otimes i_{13/2}$ , calculés par le modèle en couches.

Dans ces réactions, les états provenant de la configuration  $(f_{7/2})^2$  sont moins peuplés car ces états ne peuvent être peuplés directement que grâce à la petite partie de leurs fonctions d'onde provenant des configurations où un proton se trouve dans l'orbitale  $(h_{9/2})$ . Or, d'après les calculs modèles en couches (tableau 5.1), les mélanges de ces états sont très faibles. L. G. Mann *et al.* [Mann *et al.*, 1988] ont cependant réussi à identifier les états  $0^+$ ,  $4^+$  et  $6^+$  grâce aux coïncidences gamma-gamma. En revanche le niveau  $2^+$  n'a pas pu être

identifié. Cette étude a également permis de détecter trois raies  $\gamma$ , dont le placement dans le schéma de niveaux n'a pas été possible. L'une d'entre elles à 2867.9 keV a une énergie se rapprochant de l'énergie attendue pour cette configuration ( $E_{th}^* \sim 2900$  keV). Il n'est pas étonnant que cette raie  $\gamma$  n'ait pas pu être détectée par coïncidence gamma-gamma, puisque d'après ces mêmes calculs, 91% de l'intensité arriverait sur l'état fondamental.

Becchetti *et al.* ont réalisé l'expérience  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{210}\text{Po}$  à  $E_{lab} = 78$  MeV. Ils ont obtenu les spectres d'énergie des  $^{10}\text{Be}$  grâce à un spectromètre magnétique et ont identifié de nombreuses structures dont un état à  $E^* = 2.85$  MeV et un pic large à  $E^* = 3.05$  MeV. Ces pics ont été attribués à la configuration  $(f_{7/2})^2$ , avec  $E^*(2^+) = 2.85$  MeV.

Pour la configuration  $(h_{9/2}) \otimes (p_{3/2})$ , seuls les niveaux  $6_5^+$  et  $5_3^+$  ont été découverts. Pour les configurations  $(i_{13/2})^2$  et  $(f_{7/2} \otimes i_{13/2})$ , aucune découverte expérimentale n'est répertoriée.

Outre les excitations deux protons, le premier niveau collectif connu est un niveau  $3^-$  situé à 2386.8 keV, et la plupart des niveaux suivants ont des énergies supérieures à 3 MeV. Ceux-ci ont été peuplés par transfert d'un proton, par excitation coulombienne ( $d, d'$ ) [Ellegaard *et al.*, 1973] ou par fusion évaporation  $^{204}\text{Hg}(^{13}\text{C}, \alpha 3n\gamma)^{210}\text{Po}$  [Dracoulis *et al.*, 2008].

### 5.1.2 Résultats de modèle en couches

Nous avons effectué des calculs modèles en couches avec le code NuShellX [Brown and Rae, 2014] en utilisant l'interaction «  $jj67pn$  ». L'espace de valence utilisé est l'espace «  $khp$  » où les orbitales successives sont  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$ , et  $1i_{13/2}$  dont les énergies « single particle » sont extraites à partir des niveaux d'énergie du  $^{209}\text{Bi}$ . Ces configurations à 2 protons permettent de calculer 92 états. 62 d'entre eux sont de parité positive. Ceux correspondant aux orbitales les plus basses sont reportés sur le tableau 5.1. Toutes les configurations deux-protons possédant un état  $2^+$  sont reportées sur la table 5.3.

Lorsqu'un des deux protons est sur une orbitale  $1i_{13/2}$ , l'état résultant est de parité négative. Parmi les 32 niveaux possibles, ceux correspondant aux configurations  $(h_{9/2} \otimes i_{13/2})$  et  $(f_{7/2} \otimes i_{13/2})$  sont reportés sur la table 5.2. Deux niveaux  $3^-$  peuvent-être produits par une configuration 2 protons : le niveau  $3_2^-$  calculé à 2998 keV issu de la configuration  $h_{9/2} \otimes f_{5/2}$  et le niveau  $3_3^-$  à 3577 keV, de configuration  $(\pi f_{7/2} \otimes i_{13/2})$ . Ce dernier n'a pas encore été mis en évidence.

Aux énergies attendues pour les configurations  $(h_{9/2}) \otimes (p_{3/2})$ ,  $(i_{13/2})^2$  et  $(f_{7/2} \otimes i_{13/2})$ , c'est-à-dire pour  $E^* > 4.5$  MeV, le cœur et l'espace de valence définis pour le calcul modèle en couches sont moins pertinents. En effet à ces niveaux issus de la promotion des deux protons dans les différentes orbitales, s'ajoutent de nombreux niveaux issus de configurations plus collectives, où des nucléons sont promus depuis le cœur vers les orbitales de valence.

### 5.1.3 Méthode expérimentale

Les ions  $^{10}\text{Be}$  sont sélectionnés sur la matrice d'identification  $[\Delta E, E_{total}]$  (voir chapitre 3). Pour chaque événement, l'énergie d'excitation du noyau est calculée. On trace les matrices  $[E^*, E_\gamma]$  ayant en ordonnée l'énergie d'excitation  $E^*$ , et en abscisse l'énergie des photons  $\gamma$  détectés par les HPGe (figures 5.1 (a) et (b)), ou par les LaBr<sub>3</sub> (figure 5.1 (c)).

$E_{th}$	$E_{exp}$	$J^\pi$	$(h_{9/2}^2)$	$(h_{9/2} \otimes f_{7/2})$	$(f_{7/2})^2$	$(h_{9/2} \otimes f_{5/2})$	$(h_{9/2} \otimes p_{3/2})$	$(i_{13/2})^2$
0	0,0	$0_1^+$	68,8		12,8			15,2
1200	1181,4	$2_1^+$	96,4					1,2
1466	1426,7	$4_1^+$	98,9					
1482	1473,4	$6_1^+$	99,5					
1533	1557,0	$8_1^+$	99,6					
2124	2188,0	$8_2^+$		99,4				
2319	2393,8	$1_1^+$		100,0				
2329	2326,0	$6_2^+$		98,6				
2356	2438,4	$7_1^+$		100,0				
2370	2290,1	$2_2^+$		94,3	1,9			1,9
2396	2403,3	$5_1^+$		100,0				
2400	2413,8	$3_1^+$		100,0				
2431	2382,5	$4_2^+$		98,4				
2645	2608,6	$0_2^+$	21,9		72,9			1,6
2923	<b>2869(4)</b>	$2_3^+$	2,1	4,1	82,5	2,4		6,2
3180	3094,5	$4_3^+$			95,0			1,8
3249	3219,0	$6_3^+$			96,7			
3848	<b>3763(20)</b>	$2_4^+$		1,4	11,1	63,2		20,3
4179	4029,1	$4_4^+$			2,1	72,7	3,9	14,1
4224	4141,1	$6_4^+$				72,7	17,4	6,2
4345	4320,0	$3_2^+$				100,0		
4366	4554,0	$7_2^+$				100,0		
4370	4382,0	$5_2^+$				100,0		
4448	4645,0	$6_5^+$				26,1	61,3	7,7
4540		$0_3^+$	9,3		10,7			78,1
4554		$4_5^+$			1,2	23,2	37,9	33,0
4557	<b>4170(20)</b>	$2_5^+$			2,3	29,5		66,8
4645		$3_3^+$					100,0	
4649	4624,0	$5_3^+$					100,0	
4658		$8_3^+$						99,7
4674		$10_1^+$						100,0
4675		$6_6^+$					19,0	73,0
4698		$4_6^+$				1,8	53,3	43,4
4713		$12_1^+$						100,0

TABLE 5.1 – Énergies des niveaux de parité positive du  $^{210}\text{Po}$ , calculées par le modèle en couches pour les orbitales  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$ , et  $1i_{13/2}$ . Les valeurs expérimentales sont sur la colonne 2. Les colonnes 4 à 9 indiquent les décompositions en pourcentage des fonctions d'onde sur les différentes orbitales. Les valeurs expérimentales en caractères gras sont issues de cette thèse. Toutes les énergies sont données en keV.

$E_{th}$ [keV]	$E_{exp}$ [keV]	$J^\pi$	$(h_{9/2} \otimes i_{13/2})$	$(f_{7/2} \otimes i_{13/2})$
2676	2849,0	$11_1^-$	100,0	
2927	3023,7	$2_1^-$	100,0	
2957	2999,5	$9_1^-$	99,5	
2998	2846,0	$3_1^-$	99,7	
3025	3138,0	$8_1^-$	99,9	
3026	3016,5	$7_1^-$	99,9	
3041	3182,8	$10_1^-$	99,9	
3073	3125,1	$6_1^-$	99,8	
3097	3026,4	$5_1^-$	99,9	
3098	3075,1	$4_1^-$	99,5	
3577	<b>3490</b>	$3_2^-$		99,7
3865		$5_2^-$		98,8
3893		$7_2^-$		99,0
3929		$9_2^-$		98,9
3977		$4_2^-$		99,5
4050		$6_2^-$		99,7
4052		$8_2^-$		99,9
4089		$10_2^-$		100,0

TABLE 5.2 – Énergies des niveaux de parité négative du  $^{210}\text{Po}$ , calculées par le modèle en couches pour les orbitales  $h_{9/2}$ ,  $f_{7/2}$ , et  $i_{13/2}$ . Les valeurs expérimentales sont sur la colonne 2. Les colonnes 4 et 5 indiquent les décompositions en pourcentage des fonctions d'onde sur les différentes orbitales. Les valeurs expérimentales en caractères gras sont issues de cette thèse.

Les TAC entre la détection de la particule et la détection des photons  $\gamma$  par les  $\text{LaBr}_3$  sont utilisés pour supprimer les événements fortuits. Cela exclut aussi certaines cascades passant par des états isomériques.

L'énergie d'excitation correspond à l'énergie à laquelle le noyau a été produit, les photons  $\gamma$  traduisent la désexcitation de l'état initialement peuplé par une ou plusieurs transitions vers le niveau fondamental. Lorsqu'on trace la ligne  $E^* = E_\gamma + E(0^+)$ , les groupes de points sur cette ligne correspondent aux noyaux produits dans un état qui décroît en une seule transition gamma vers l'état  $0^+$ . De même, si un noyau produit à une énergie quelconque décroît en une seule transition  $\gamma$  vers un état quelconque  $J^\pi$ , alors les points correspondant à cette transition seront sur la ligne  $E^* = E_\gamma + E(J^\pi)$ . Ainsi pour analyser ces transitions, nous effectuons une coupure autour de cette ligne dans les matrices  $[E^*, E_\gamma]$  et traçons le spectre  $\gamma$  correspondant.

À partir de ces matrices, deux projections sont possibles : obtenir le spectre  $\gamma$  associé à une plage d'énergie d'excitation grâce à une projection sur l'axe des abscisses, et obtenir les énergies d'excitation des noyaux ayant décroît par une transition  $\gamma$  particulière afin de comprendre les cascades  $\gamma$  qui mènent à la population des différents états.

La partie du spectre d'énergie d'excitation associée au fond Compton peut être supprimée. Pour cela on peut considérer que le fond à côté de la raie  $\gamma$  étudiée est le même que celui au-dessous de cette raie. La procédure est illustrée par la figure 5.2. Cette hypothèse est d'autant plus valide si le spectre de fond est plat et que l'intensité des transitions est grande comparée à l'intensité du fond.

Les niveaux yrast recueillent l'intensité des cascades gamma désexcitant un grand nombre d'états. Une sélection de l'énergie d'excitation à partir de l'énergie d'une transition désexcitant un état yrast fait apparaître de nombreux niveaux qu'il n'est pas possible de distinguer. Cependant pour les transitions suffisamment intenses, nous pouvons soustraire au spectre d'excitation associée à une raie gamma celui associé à la raie gamma la plus intense l'alimentant.

Lorsque les transitions sont intenses et peu contaminées, la grande efficacité des  $\text{LaBr}_3$  permet d'obtenir un spectre avec moins d'incertitude que celui obtenu avec les HPGe. Le spectre associé aux HPGe permet de s'assurer que, aux incertitudes près, les mêmes pics soient présents, car la largeur des pics de  $\text{LaBr}_3$  peut faire craindre qu'il y ait d'autres transitions contenues dans la fenêtre de sélection. De plus, la courbe d'efficacité des détecteurs HPGe est connue, contrairement à celle des  $\text{LaBr}_3$ , nous pouvons grâce aux HPGe connaître précisément l'intensité d'un pic d'énergie d'excitation bien définie. Une fois le nombre de coups mesuré pour un pic à partir des HPGe, nous pouvons normaliser les intensités mesurées avec les  $\text{LaBr}_3$ .

Les nouvelles transitions ainsi que celles dont l'énergie a été révisée, ont été placées sur le schéma de niveaux, visible sur la figure 5.3.

#### 5.1.4 Identification des niveaux $2^+$

Parmi les trois états  $2^+$  connus, le niveau  $2_1^+$  et le niveau  $2_2^+$  se désexcitent presque entièrement vers le niveau fondamental, en émettant des transitions  $E2$ . Les autres niveaux  $2^+$  sont supposés, d'après les calculs modèle en couches [Mann *et al.*, 1988], se désexciter également vers le niveau fondamental. Ces transitions  $E2$  sont donc à chercher sur la ligne  $E^* = E_\gamma + E(0^+)$ . On trace ainsi sur les figures 5.4 (a) et (b) les événements correspondants à  $E^* = E_\gamma + E(0^+) \pm 500$  keV.

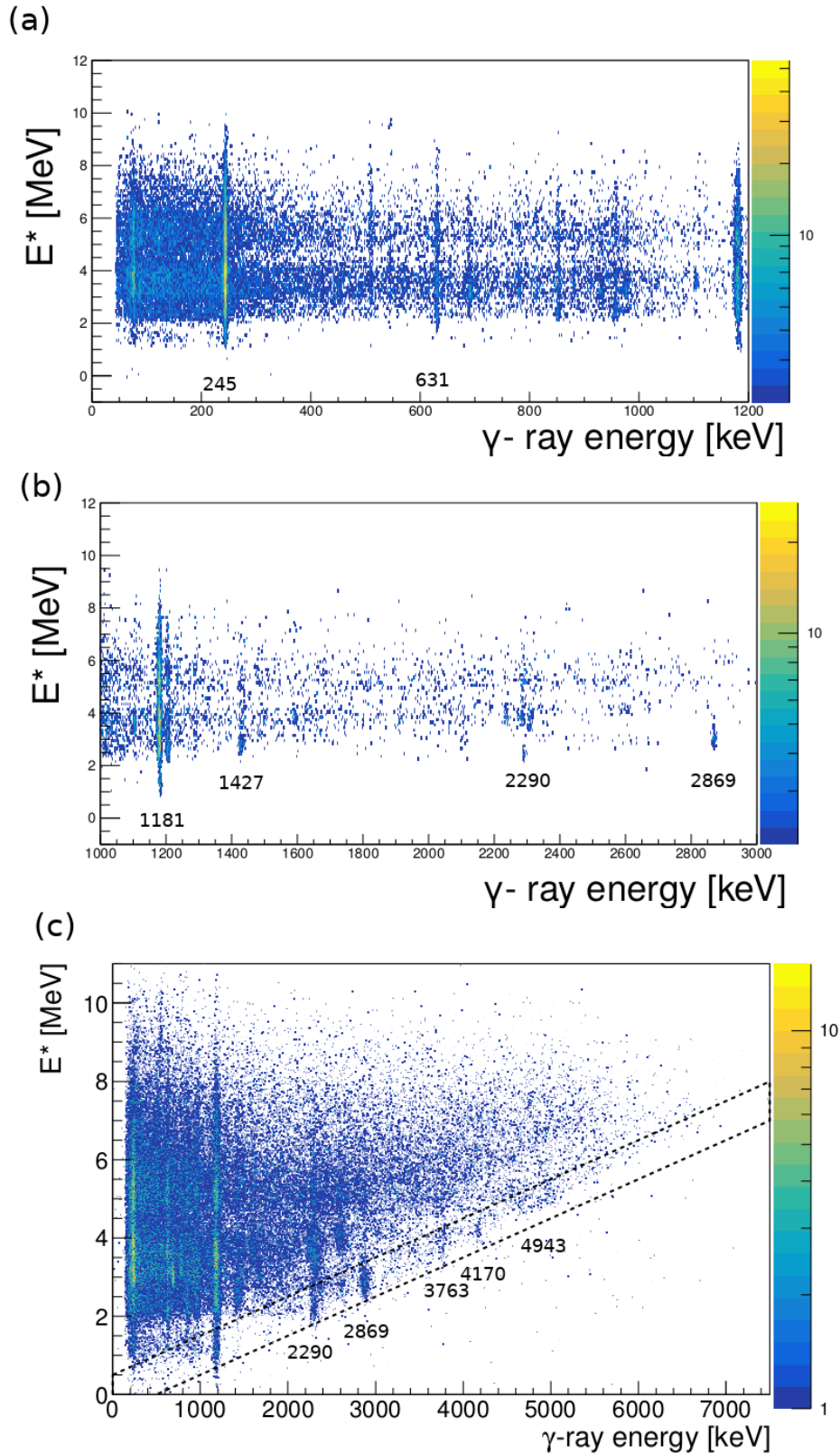


FIGURE 5.1 – Matrices  $[E^*, E_\gamma]$  du  $^{210}\text{Po}$  obtenues en sélectionnant les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  élastiquement diffusés. Les figures (a) et (b) sont tracées à partir des détecteurs HPGe. Pour plus de clarté, un seuil de 2 coups par pixel est appliqué. La figure (c) est tracée à partir des détecteurs LaBr<sub>3</sub>. Les lignes noires représentent la coupure de  $\pm 500$  keV autour de la ligne  $E^* = E_\gamma$ .



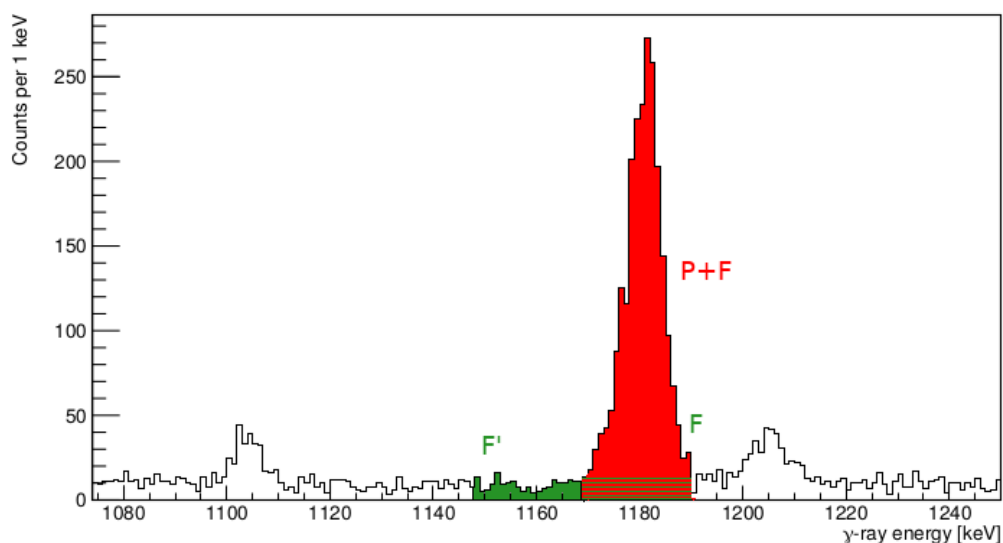


FIGURE 5.2 – Illustration de la suppression du fond Compton. L’hypothèse est que le fond Compton au-dessous du pic (en rouge et vert) est le même que celui à côté du pic (en vert). Lorsqu’on mesure l’aire du pic, on obtient le nombre de coups de la zone en rouge auquel s’additionne le nombre de coups de la zone rayée en rouge et en vert. Pour obtenir l’intensité du pic, on effectue alors l’opération  $P = (P + F) - F'$ .

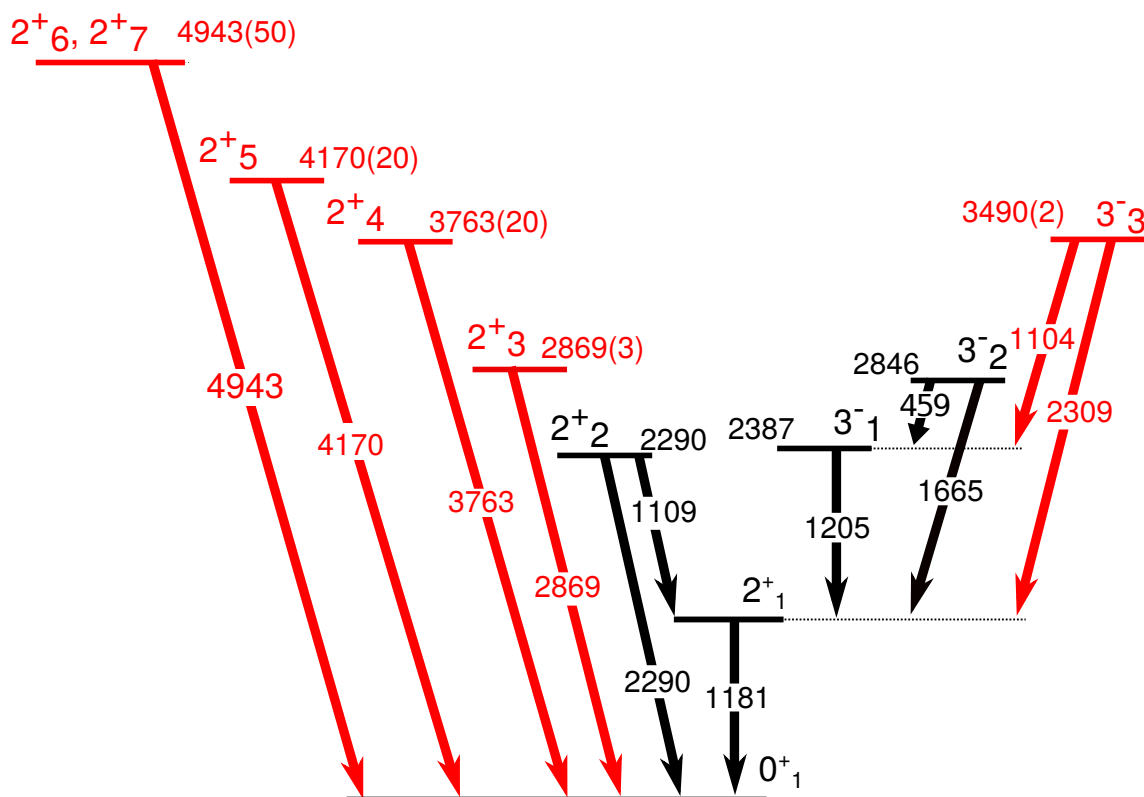


FIGURE 5.3 – Schéma de niveaux partiel pour le  $^{210}\text{Po}$ , où ont été incluses les nouvelles transitions. La couleur rouge est utilisée pour les états découverts ou révisés par ce travail de thèse.

Le spectre germanium permet d'identifier les raies  $\gamma$  à 1181(2), 2290(3), 2869(3) keV. Le spectre LaBr<sub>3</sub> permet en plus de découvrir des raies à 3763(20), 4170(20) et 4943(20). La largeur de ce dernier pic fait penser qu'il se compose de plusieurs transitions non séparées. La première transition est la transition  $2_1^+ \rightarrow 0^+$  de 1181.4 keV et la seconde transition est issue du niveau  $2_2^+$  à 2290.2 keV. Les autres transitions n'avaient pas été observées jusqu'à présent.

Les intensités obtenues sur ces spectres correspondent à l'intensité gamma issue du peuplement direct des niveaux par transfert. L'intensité de la raie  $\gamma$  de 1181 keV, qui est la seule décroissance possible depuis le niveau  $2_1^+$  sera prise pour référence. L'intensité de la transition de 2290 keV est environ 60% de la transition  $2_1^+ \rightarrow 0^+$ . Cependant il faut noter que cette transition ne représente que 90% de la décroissance de cet état. En tenant compte des 10% de l'intensité ne décroissant pas vers le niveau fondamental, le peuplement du niveau  $2_2^+$  est de 70% par rapport au niveau  $2_1^+$ . La transition de 2869.4(10) keV a une intensité de 150 % par rapport à la transition  $2_1^+ \rightarrow 0^+$ . D'éventuelles transitions depuis ce niveau vers les autres niveaux  $2^+$  n'ont pas été observées.

La transition de 1181 keV est présente, quelle que soit l'énergie d'excitation du  $^{210}\text{Po}$  car le niveau  $2_1^+$  collecte la plus grande partie de l'intensité des états peuplés à plus hautes énergies et à plus hauts spins. L'état  $2_2^+$  collecte également une petite partie de l'intensité provenant d'états de plus hauts spins. En revanche les autres transitions  $\gamma$ , et en particulier la transition de 2869 keV n'apparaissent qu'autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(0^+)$ , indiquant que ces niveaux ne sont peuplés que directement par la réaction.

## Contamination

Sur le spectre de la figure 5.4, un pic apparaît à 2610(20) keV. Une analyse minutieuse de la matrice  $[E^*, E_\gamma]$  (figure 5.1 c), on s'aperçoit que ce pic correspond à un groupe de points qui n'est pas parfaitement aligné par rapport à la ligne  $E^* = E_\gamma$ , mais est au contraire à la même énergie d'excitation que le groupe de points correspondant à la transition de 2869 keV. Il s'agit donc du front Compton de cette transition, auquel s'ajoute probablement une contamination fortuite provenant de la raie  $3^- \rightarrow 0^+$  du  $^{208}\text{Pb}$  produite en grande quantité dans l'expérience. La présence d'un groupe de points situés à  $E^* \sim 4$  MeV et  $E_\gamma \sim 2610$  keV sur cette même matrice  $[E^*, E_\gamma]$  a quant à elle une autre origine : elle correspond aux transitions de 2584 keV et 2604 keV, déjà répertoriées, ainsi qu'à deux transitions inconnues à 2555(5) et 2670(5) keV.

## Attribution des spins

Les règles de sélection nucléaires permettent d'attribuer les spins et parités de ces nouveaux niveaux. La désexcitation entièrement vers le niveau  $0^+$  par émission gamma permet de ne considérer que les états de spin 1, 2 ou 3. Le mécanisme de peuplement, à savoir le transfert d'une paire de protons depuis un état  $0^+$  du  $^{208}\text{Pb}$  ne permet de peupler que les états de parités naturelles ( $\pi = +$  pour les spins pairs, et  $\pi = -$  pour les spins impairs). Cela est d'ailleurs vérifié expérimentalement puisque la transition  $M1$   $1^+ \rightarrow 0^+$  connue et de 2394 keV n'est pas présente dans les spectres. Ainsi les contraintes expérimentales permettent de ne considérer que les états  $1^-, 2^+, 3^-$ . Le spin 3 peut être exclu, car les niveaux  $3^-$  connus du  $^{210}\text{Po}$  ne se désexcitent pas vers l'état fondamental, mais vers le niveau  $2_1^+$ .

Les calculs de modèle en couches sont ici d'une grande aide pour attribuer les spins de ces transitions. Aucune configuration 2 protons possible ne contient d'état  $1^-$  dans son

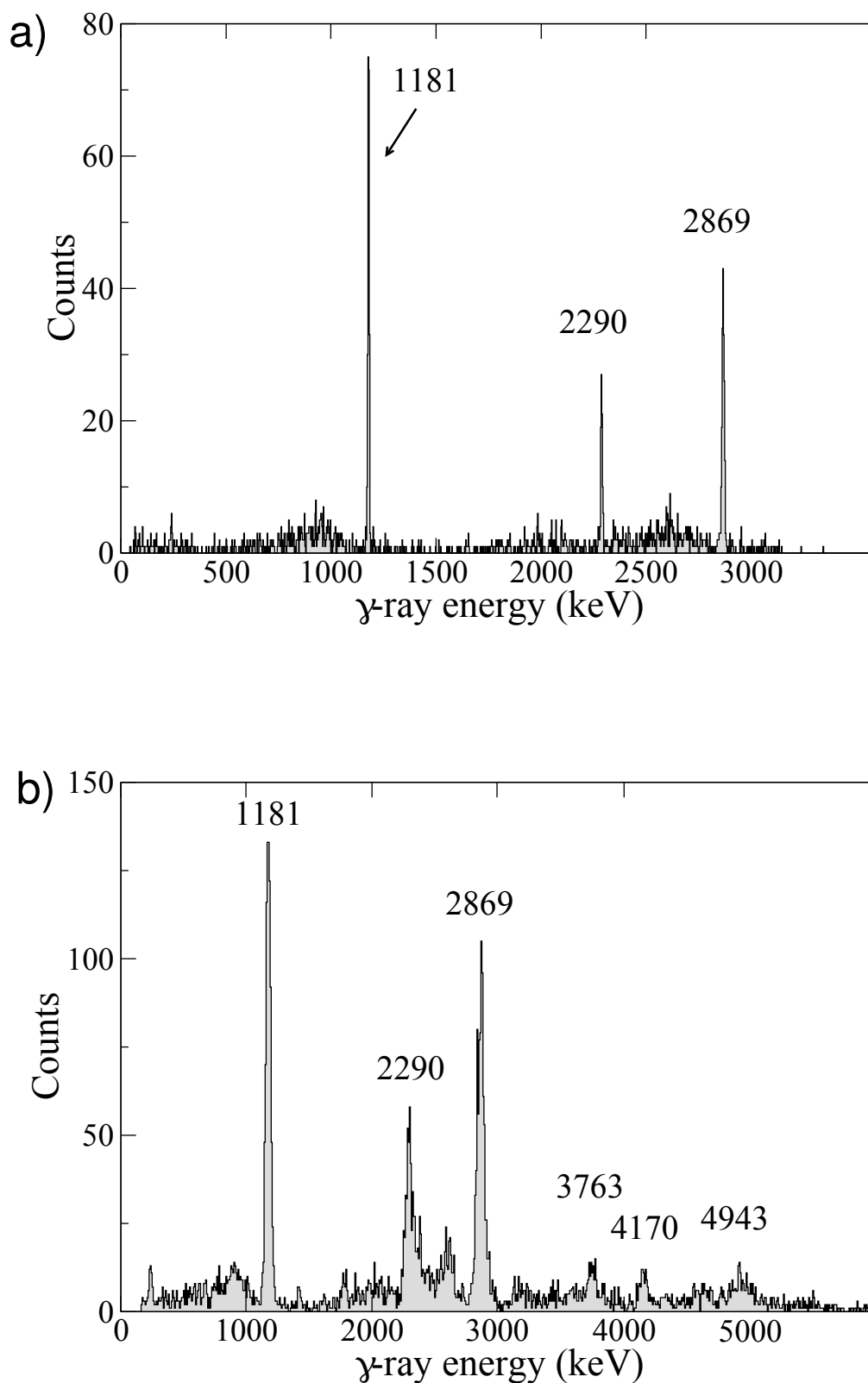


FIGURE 5.4 – Spectres HPGe (a) et LaBr<sub>3</sub> (b) associés aux transitions décroissant vers le niveau fondamental du  $^{210}\text{Po}$ . Les intensités indiquées ici correspondent à l'intensité de ces transitions en prenant pour référence l'intensité de la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ .

Niveau	$E^*$ (keV)		$I_{\text{peuplement}}$	Configuration SM	
	SM	Expt		Principale composante	
$2_1^+$	1200	1181	100%	$(h_{9/2})^2$	(96%)
$2_2^+$	2370	2290	70%	$h_{9/2} \otimes f_{7/2}$	(94%)
$2_3^+$	2923	<b>2869(3)</b>	150%	$(f_{7/2})^2$	(83%)
$2_4^+$	3848	<b>3763(20)</b>		$h_{9/2} \otimes f_{5/2}$	(63%)
$2_5^+$	4557	<b>4170(20)</b>		$(i_{13/2})^2$	(67%)
$2_6^+$	5164	<b>4943(50)*</b>		$f_{7/2} \otimes p_{3/2}$	(60%)
$2_7^+$	5228	<b>4943(50)*</b>		$f_{7/2} \otimes f_{5/2}$	(66%)
$2_8^+$	7111			$(f_{5/2})^2$	(93%)
$2_9^+$	7476			$f_{5/2} \otimes p_{3/2}$	(74%)
$2_{10}^+$	7530			$(p_{3/2})^2$	(69%)
$2_{11}^+$	7901			$f_{5/2} \otimes p_{1/2}$	(81%)
$2_{12}^+$	8110			$p_{3/2} \otimes p_{1/2}$	(75%)

\* Non résolu

TABLE 5.3 – Valeurs calculées et valeurs expérimentales pour les états di-protons  $2^+$  du  $^{210}\text{Po}$ . Pour chaque état, la principale composante de la configuration, donnée par le calcul, est précisée. L'intensité de peuplement est calculée par rapport au peuplement du niveau  $2_1^+$  fixé à 100%. Les données expérimentales obtenues par ce travail sont indiquées en gras, les autres proviennent de [Shamsuzzoha-Basunia, 2014].

multiplet. Les seules attributions possibles pour ces nouveaux états découverts sont donc  $J^\pi = 2^+$ . Tous les états  $2^+$  calculés sont répertoriés sur la table 5.3.

On peut donc établir clairement le niveau  $2_3^+$  issu de la configuration  $(f_{7/2})^2$  à  $E^* = 2869$  keV, seulement 54 keV au-dessus de la valeur calculée.

Le niveau  $2_4^+$  issu de la configuration  $(h_{9/2} \otimes f_{5/2})$  a été mesuré à 3763(20) keV. Cette valeur est en désaccord avec la suggestion de Groleau *et al.*, à 3792(4) keV [Groleau *et al.*, 1980].

La transition suivante à 4170 keV n'avait encore jamais été observée. Nous lui attribuons la configuration  $(i_{13/2})^2$ . L'énergie mesurée est 387 keV au-dessous de la valeur théorique. Cet écart peut s'expliquer par le fait que pour  $E^* > 3$  MeV, un mélange est possible avec les excitations du cœur [Shamsuzzoha-Basunia, 2014] et l'espace de valence utilisé devient moins pertinent.

Enfin la structure large à 4.94 MeV peut correspondre à un double pic incluant les états  $(f_{7/2} \otimes p_{3/2})$  et  $(f_{7/2} \otimes f_{5/2})$ , proches des valeurs calculées (5164 et 4943 keV).

### 5.1.5 Peuplement de la configuration $(\pi f_{7/2} \otimes i_{13/2})$

Jusqu'à présent, aucun état ayant la configuration  $(\pi f_{7/2} \otimes i_{13/2})$  n'avait été découvert. Nous avons cherché à identifier l'état  $3_3^-$  issu de cette configuration. La décroissance de l'état  $3_3^-$  vers l'état  $3_2^-$  est improbable, à cause du faible écart d'énergie entre ces deux niveaux. Ainsi, à l'instar de ce qui est observé pour l'état  $3_2^-$ , l'état  $3_3^-$  devrait probablement décroître vers le niveau  $2_1^+$  via une transition  $E1 + M2$  d'environ 2320 keV et vers le niveau collectif  $3_1^-$  via une transition  $M1$  d'environ 1100 keV. C'est à partir de ces hypothèses que nous avons cherché ce niveau  $3_3^-$ .

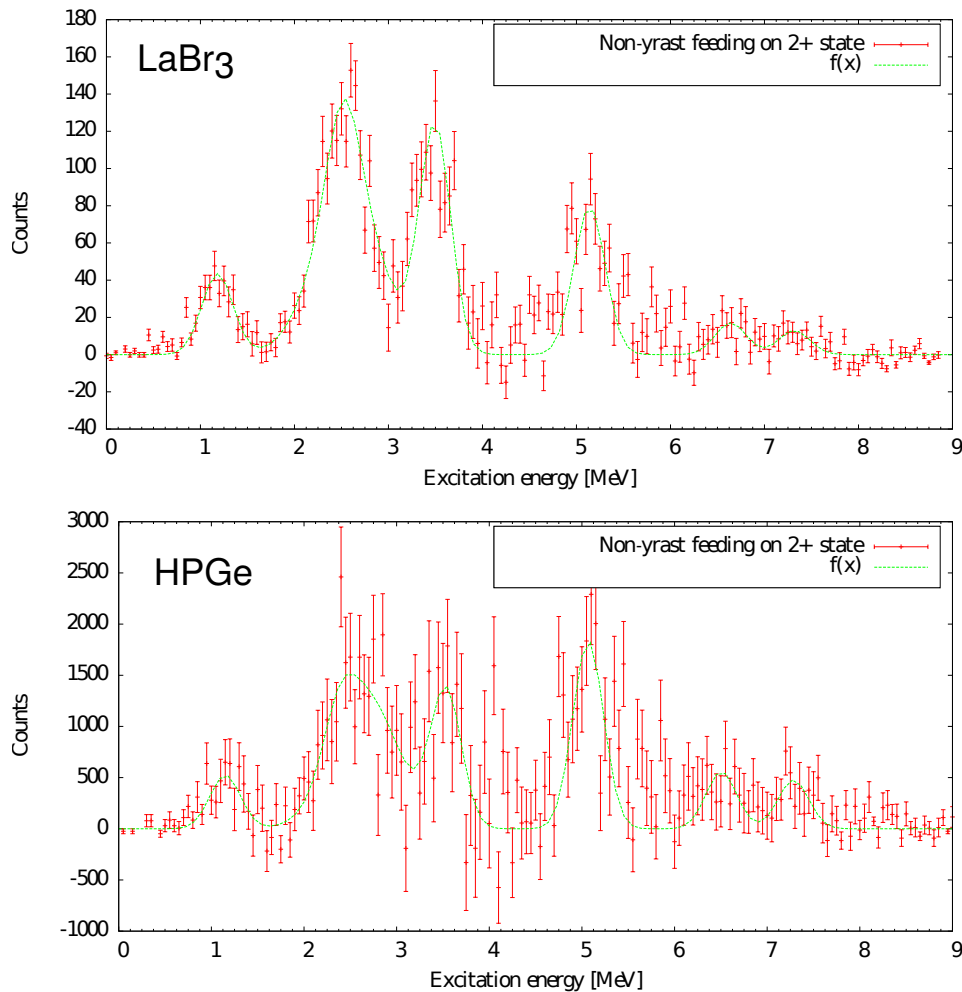


FIGURE 5.5 – Spectres d'énergie d'excitation associée au peuplement non yrast du niveau  $2_1^+$  du  $^{210}\text{Po}$ , obtenu en traçant le spectre d'énergie d'excitation associée à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  auquel on soustrait celui associé à la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$ . Le spectre du haut est tracé avec les détecteurs  $\text{LaBr}_3$ , le spectre du bas est tracé avec les détecteurs  $\text{HPGe}$  et est normalisé par l'efficacité absolue des détecteurs.

Nous traçons le spectre d'énergie d'excitation associé à la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  auquel nous soustrayons un spectre de fond Compton. On fait de même avec la transition  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ . Le second spectre est ensuite soustrait au premier afin de mieux révéler les structures non-yrast alimentant le niveau  $2_1^+$  (figure 5.6 (a)). Ces spectres, et l'ajustement gaussien, tracé avec les détecteurs  $\text{LaBr}_3$  et  $\text{HPGe}$  sont également visibles sur la figure 5.5

Le premier pic est à 1.2 MeV, ce qui correspond au peuplement direct du niveau  $2_1^+$  par la réaction. Le second pic est plus large et peut être ajusté par deux gaussiennes de largeur à mi-hauteur de 550 keV, à 2.30(3) MeV et 2.65(3) MeV. Ces deux centroïdes correspondent à deux niveaux connus :  $3_1^-$  à 2386.784 keV et  $0_2^+$  à 2608.58 keV décroissant principalement vers le niveau  $2_1^+$ . Le troisième pic d'énergie d'excitation peuplant le niveau  $2^+$  est à 3.47(3) MeV, et un dernier pic est situé à 5.14(3) MeV. Ces trois derniers pics sont communs avec ceux du spectre 5.6 (b), associé à la transition  $3_1^- \rightarrow 2_1^+$  de 1205 keV.

Nous traçons ensuite les spectres  $\gamma$  en coïncidence avec chacun des pics d'énergie d'excitation. La figure 5.7 (a), construite pour  $E^* \in [2.2, 2.8]$  MeV, c'est-à-dire l'énergie du second pic, fait apparaître la transition  $3_1^- \rightarrow 2_1^+$  de 1205 keV. Le spectre 5.7 (b),

construit pour  $E^* \in [3.3, 3.7]$  MeV, c'est-à-dire l'énergie du troisième pic fait apparaître deux transitions inconnues jusqu'alors, à 1103.6 keV et 2308.5 keV. Ces deux énergies correspondent à un niveau unique à 3490(1) keV se désexcitant vers les niveaux  $3_1^-$  et  $2_1^+$ .

Trois niveaux sont répertoriés à des énergies proches, mais aucun ne peut correspondre à celui que nous venons d'identifier. L'état à 3477.26 keV décroît seulement vers le niveau  $8_2^+$  à 2187.96 keV. Les spins des deux autres niveaux à 3429 keV et 3525 keV sont bien établis à  $(5^-)$  et  $(6^-)$ , et les principales raies  $\gamma$  (615.26 keV et 402.15 keV) désexcitant ces niveaux ne sont pas présentes dans le spectre  $\gamma$ .

On peut alors tracer les énergies d'excitation associées à ces deux nouvelles transitions (figures 5.6 (c) et (d)). Dans les deux cas, un pic unique à  $E^* = 3.5$  MeV est présent, montrant que les transitions de 1103.6(20) keV et 2308.5(20) keV proviennent bien de la désexcitation de ce niveau. Le fait que le peuplement se fasse directement montre que l'origine de ce niveau doit correspondre à une excitation di-proton.

Nous attribuons le spin et la parité  $J^\pi = 3^-$  à ce niveau. En effet le transfert de deux protons ne permet de peupler que les états de parités naturelles :  $1^-, 2^+, 3^-, 4^+$  et la désexcitation vers le niveau  $3^-$  et  $2^+$  exclut les attributions  $J^\pi = 2^+$  et  $J^\pi = 4^+$ . Un niveau  $J^\pi = 2^+$  se désexciterait vers l'état fondamental, tandis qu'un niveau  $J^\pi = 4^+$  se désexciterait exclusivement vers le niveau  $2^+$ . L'attribution  $J^\pi = 1^-$  est également exclue, car il n'est pas possible de bâtir un état  $1^-$  à partir des orbitales de valence accessibles aux deux protons. Cet état provient donc de la configuration  $\pi f_{7/2} \otimes i_{13/2}$ , l'énergie expérimentale étant seulement 82 keV au-dessous de l'énergie théorique.

En mesurant les intensités des pics, nous obtenons un rapport de branchement pour le niveau  $3_3^-$   $R = \frac{I_{E1+M2}}{I_{total}} = 45(8)\%$ .

D'après les figures 5.6 (a) et (b), un niveau se désexcitant vers l'état  $3_2^-$  est attendu à  $E^* \sim 5.1$  MeV. La transition aurait pour énergie  $E_\gamma \sim 2750$  keV. Il est probable que cette transition n'ait pas pu être observée à cause d'une trop faible statistique.

## 5.2 Spectroscopie $\gamma$ du $^{212}\text{Po}$ dans l'expérience Tokai

Nous allons compléter le schéma de niveaux du  $^{212}\text{Po}$  en combinant les informations des spectres gamma et des spectres d'énergies d'excitations obtenus grâce à la détection de l'éjectile de la réaction. Les transitions vers chacun des niveaux sont récapitulées sur le tableau 5.4 et sur le schéma de niveaux partiel présenté figure 5.8.

### 5.2.1 Méthode expérimentale

De la même manière que pour le  $^{210}\text{Po}$ , on trace les matrices  $[E^*, E_\gamma]$  sur les figures 5.9 (a) à (c). Les spectres gamma associés aux transitions vers les niveaux  $0_1^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  sont obtenus en effectuant des coupures de  $\pm 500$  keV autour des lignes  $E^* = E_\gamma + E^*(J)$ , où J est le niveau considéré. Les spectres tracés à partir des détecteurs HPGe sont sur la figure 5.10, ceux tracés à partir des détecteurs LaBr<sub>3</sub> sont sur la figure 5.11. Pour tracer les spectres LaBr<sub>3</sub>, nous imposons une coupure sur le TAC entre les  $\Delta E$  et les LaBr<sub>3</sub> afin d'exclure les événements fortuits et les décroissances à travers les états isomériques.

Nous traçons ensuite les spectres d'énergie d'excitation associés à ces transitions en utilisant une coupure verticale sur les matrices.  $[E^*, E_\gamma]$  On leur soustrait le spectre associé à une énergie  $\gamma$  proche afin de supprimer le fond Compton (figures 5.12, 5.13, 5.14 et 5.15).

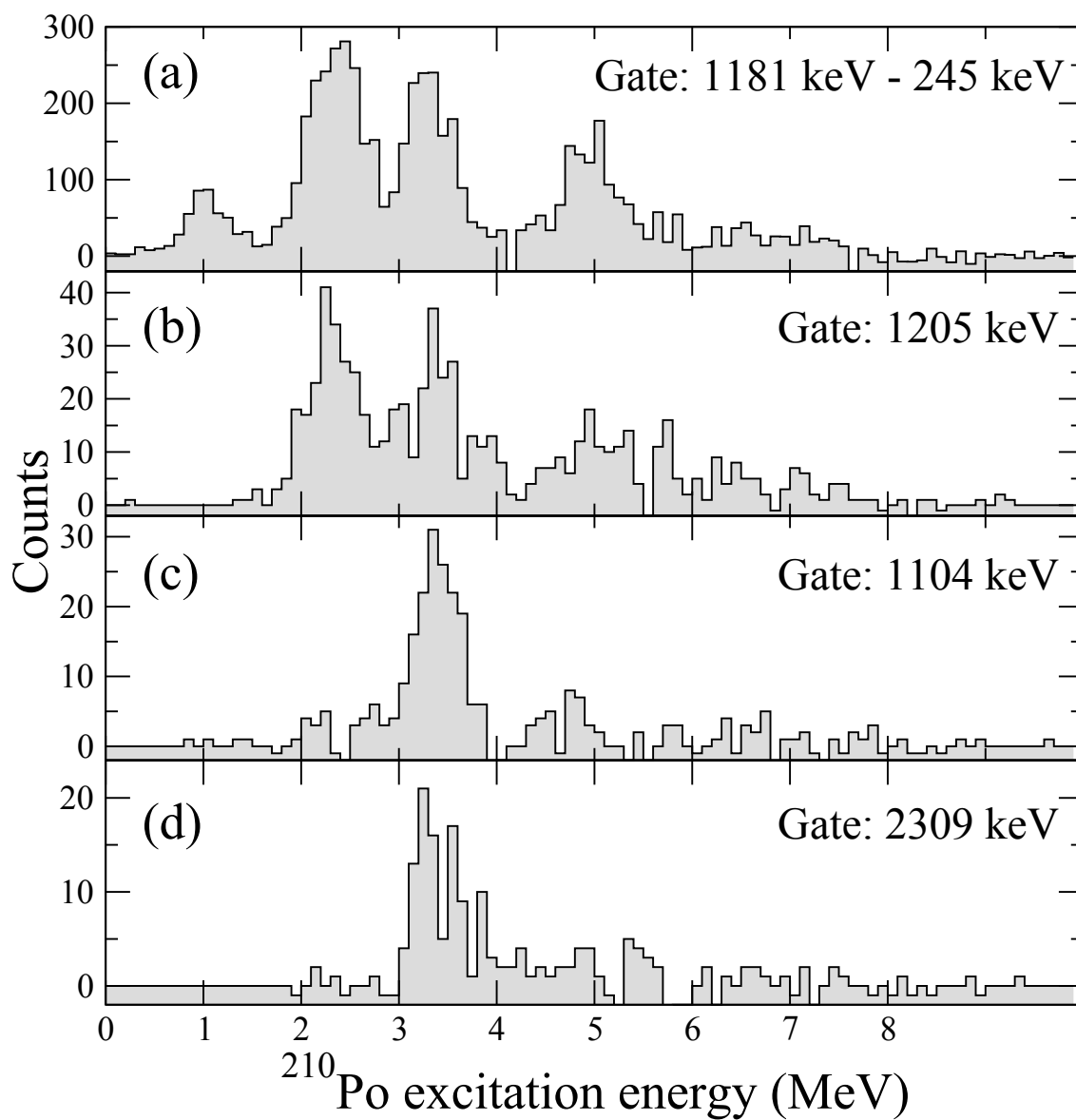


FIGURE 5.6 – Spectres d'énergie d'excitation du  $^{210}\text{Po}$  obtenus à partir des matrices  $[E^*, E_\gamma]$ . (a) Sélection sur la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  de 1181 keV auquel est soustrait le peuplement par la transition  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  de 245 keV. (b) Sélection sur la transition  $3_1^- \rightarrow 2_1^+$  de 1205 keV. (c) Sélection sur la transition de 1104 keV. (d) Sélection sur la transition de 2309 keV.

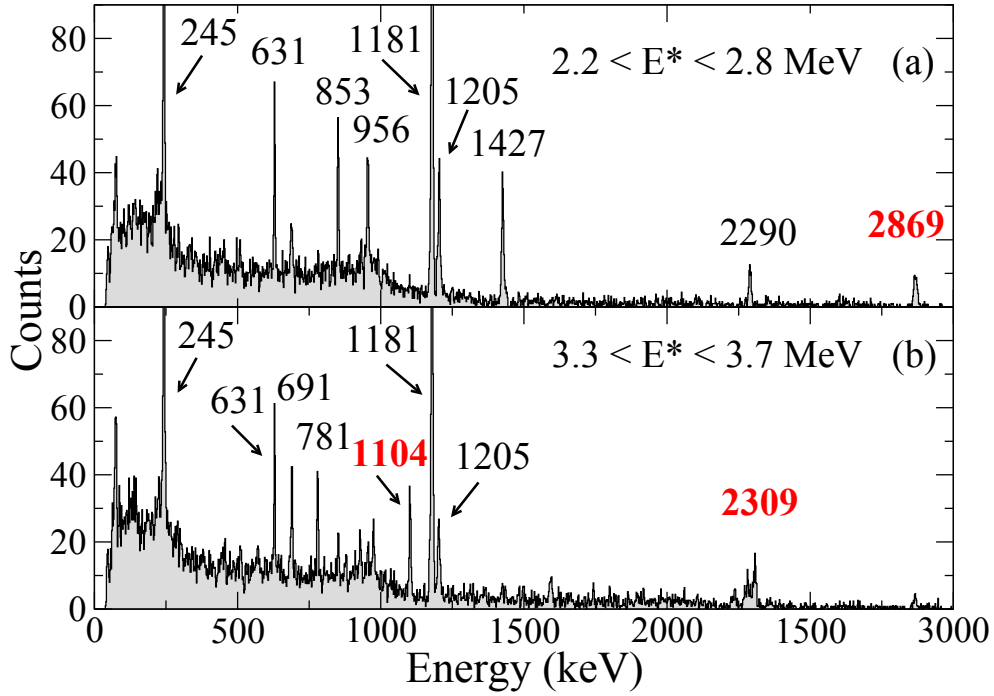


FIGURE 5.7 – Spectres  $\gamma$  du  $^{210}\text{Po}$  obtenus par projection de la matrice  $[E^*, E_\gamma]$ . (a)  $E^* \in [2.2, 2.8]$  MeV, (b)  $E^* \in [3.3, 3.7]$  MeV. Ces spectres ont été étirés verticalement afin de mieux observer les transitions de faible intensité, mais ce faisant, les raies  $\gamma$  de 245 et 1181 keV ont été coupées. Les transitions en rouge sont les transitions observées pour la première fois dans ce travail de thèse.

$J^\pi$	$E_\gamma (J' \rightarrow J)$ [keV]	$E^*(J') = E_\gamma + E(J)$ [MeV]	$E^*(J')$ [MeV]
$0_1^+$	727.1(5)	0.7271(5)	0.7(2)
	2573.7(7)	2.5737(7)	2.6(2)
	1679.7	1679.45	
	3734(20)	3.734(20)	3.7(2)
	4998(50)	5.0(2)	3.7(2)
$2_1^+$	405.9(5)	1133.0(10)	
	809.7	1.5367(10)	1.6(2)
	952.12(6)	1.6792(10)	1.8(2)
	1770.6(16)	2.4976(20)	2.5(2)
	1848.9(15)	2.5759(20)	2.6(3)
	2317.2(19)	3.0443(20)	2.6(3)
$4_1^+$	2275.0(8)	3.000(2)	3.1(2)
	813.6	1.945	3.0(2)
	971.1	2.1029	3.0(2)
$6_1^+$	1910.7(5)	3.0427(10)	3.0(2)
	1620.7(8)	2.9763(8)	2.8(2)

TABLE 5.4 – Transitions  $\gamma$  obtenues dans l'étude du  $^{212}\text{Po}$  à partir de l'expérience de Tokai. La première colonne correspond au niveau final de la transition, la troisième colonne au niveau d'énergie déduit de l'énergie de la transition. La quatrième colonne est l'énergie du niveau obtenue à partir des spectres d'énergie d'excitation associés aux transitions  $\gamma$ .



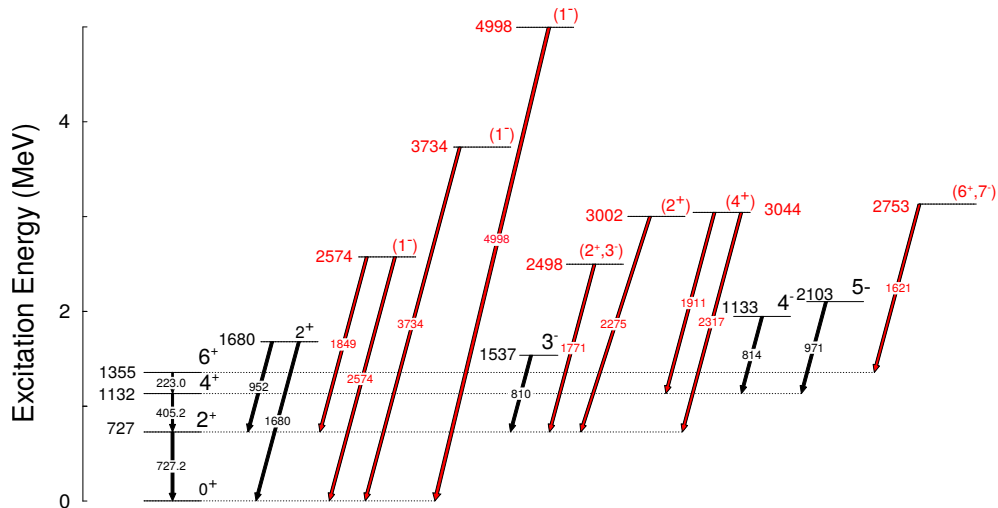


FIGURE 5.8 – Schéma de niveaux partiel du  $^{212}\text{Po}$  représentant les niveaux directement peuplés par la réaction et décroissant directement vers la bande yrast. Les transitions et les niveaux indiqués en rouge ont été découverts durant ce travail.

Enfin nous traçons les spectres HPGe associés aux énergies d'excitation des niveaux afin de mesurer les rapports de branchement et d'attribuer les spins des niveaux (figure 5.16).

## 5.2.2 Recherche de transitions vers la bande yrast

### 5.2.2.1 Niveaux décroissant vers le niveau fondamental

Comme attendu, la coupure de  $\pm 500$  keV autour de la ligne  $E^* = E_\gamma$  sur la matrice  $[E^*, E_\gamma]$  fait apparaître la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  de 727 keV. Des transitions, visibles sur les spectres 5.10 (a) et 5.11 (a), apparaissent à 1688(10), 2573.7(10) keV et 3734(20) keV. On peut également observer, sur le spectre  $\text{LaBr}_3$  une bosse entre  $E^* = 4000$  keV et  $E^* = 5900$  keV, avec en particulier, un pic à  $E_\gamma = 4998(20)$  keV. Plusieurs autres transitions qui décroissent vers le niveau fondamental, ainsi que les fronts Compton et les pics d'échappement de ces transitions sont probablement présents dans cette bosse.

Sur la matrice de la figure 5.9 (c), on trouve également un groupe de points à 2296(10) keV. Une étude attentive montre que ce groupe de points est légèrement au-dessus de la ligne  $E^* = E_\gamma$  et à la même énergie d'excitation que la transition à 2574 keV. Ce pic provient donc, en fait et au moins en partie, du front Compton de la transition à 2574 keV.

Les projections de la matrice  $[E^*, E_\gamma(\text{LaBr}_3)]$  (figure 5.9 (c)) donnent les spectres d'énergie d'excitation associés aux transitions de 2574 keV, 3734 keV et 4998 keV, tracés sur les figures 5.12 (a) à (c). Le niveau à 2573.7 keV est peuplé quasiment uniquement par la réaction, le pic correspondant à la population directe apparaît clairement à 2.6(2) MeV (figure 5.12 (a)). Le niveau à 3734 keV est peuplé par la réaction (large pic à 3.8(3) MeV). Deux pics significatifs à 4.7 et 5.6 MeV indiquent la présence de niveaux décroissant vers ce niveau situé à 3734 keV. Cependant la faible statistique ne permet pas de confirmer l'existence de transitions associées.

Sur la figure 5.12 (c), le spectre associé à la transition  $E_\gamma = 4998(20)$  keV présente un pic à 5.0(2), confirmant l'existence de cette transition. Sur ce même spectre, on trouve des pics situés entre  $E^* = 5.4$  et  $E^* = 6.5$  MeV. Cependant le spectre  $\text{LaBr}_3$  tracé avec la

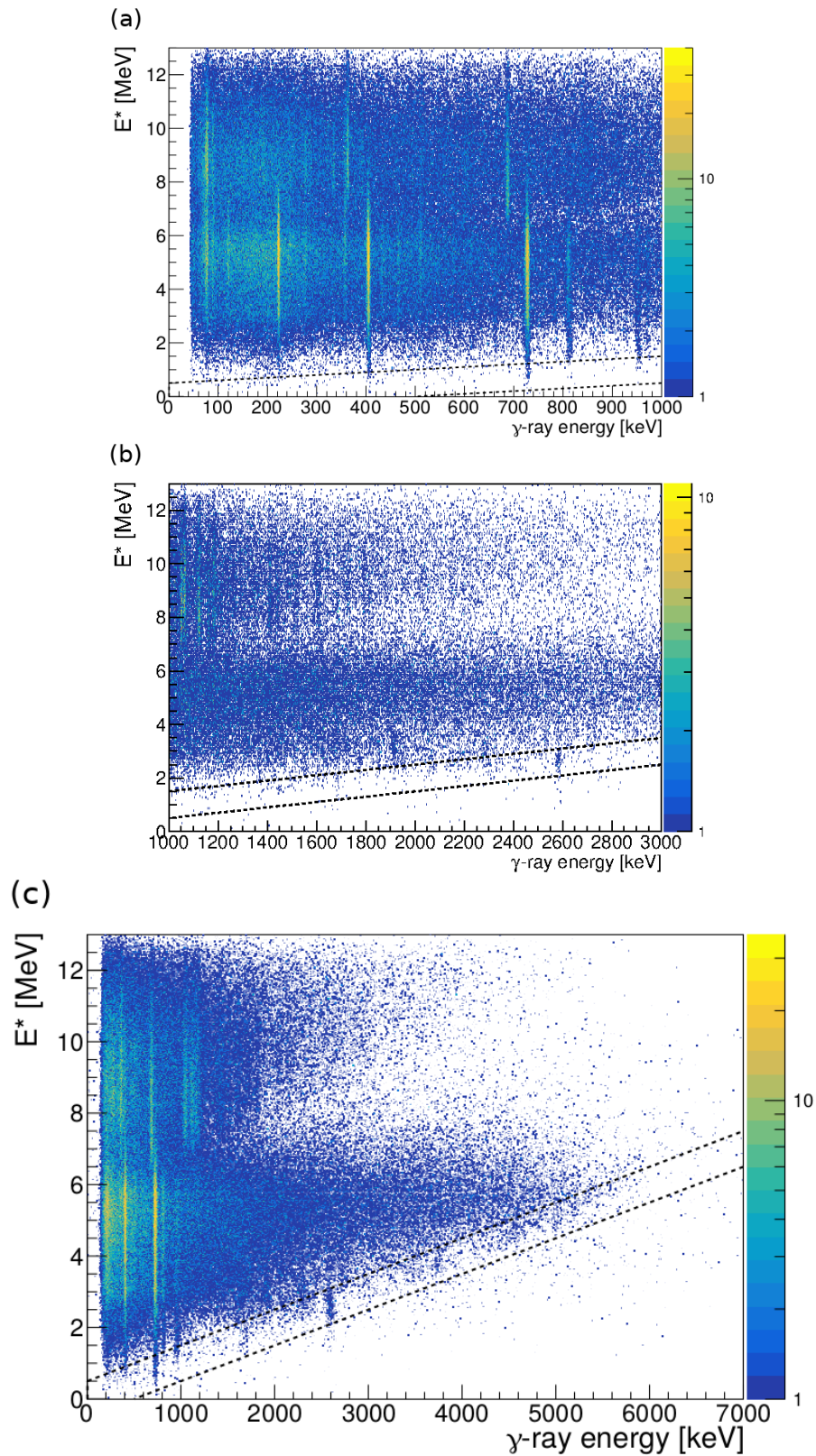


FIGURE 5.9 – Matrice  $[E^*, E_\gamma]$  du  $^{212}\text{Po}$  en sélectionnant les noyaux de  $^8\text{Be}$ . Les figures (a) et (b) sont tracées à partir des détecteurs HPGGe. La figure (c) est tracée à partir des détecteurs  $\text{LaBr}_3$ . Les lignes noires représentent la coupure de  $\pm 500$  keV autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(0^+)$ .

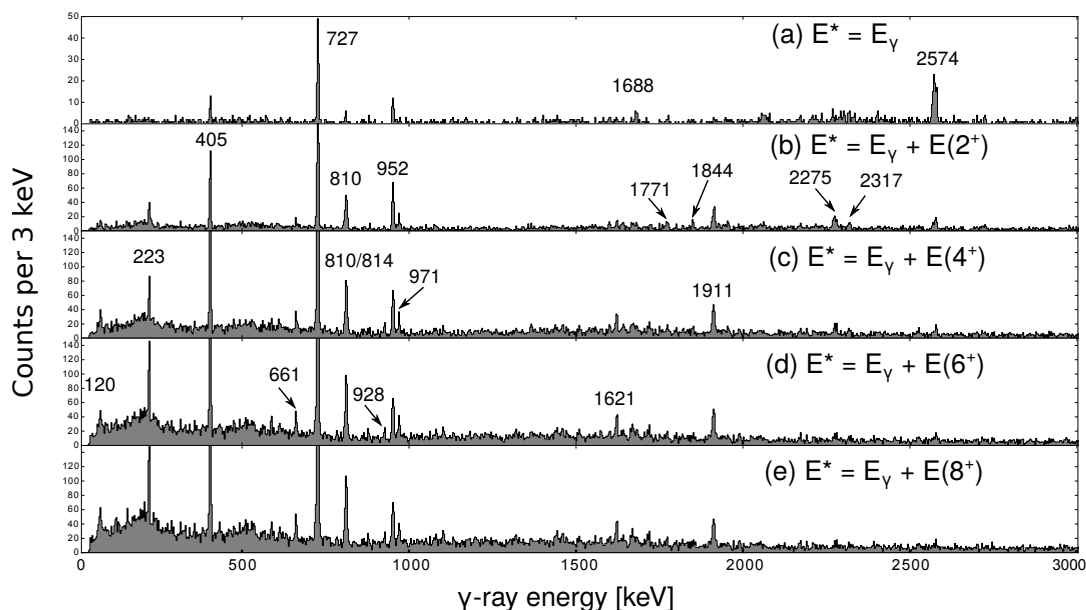


FIGURE 5.10 – Spectres HPGe du  $^{212}\text{Po}$  obtenus par une coupure de  $\pm 500$  keV autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(J_1^+)$ . (a)  $J = 0$ , (b)  $J = 2$ , (c)  $J = 4^+$ , (d)  $J = 4^+$ , (e)  $J = 4^+$ . Pour plus de clarté, les spectres (b), (c), (d) et (e) ont été coupés sur l'axe des ordonnées.

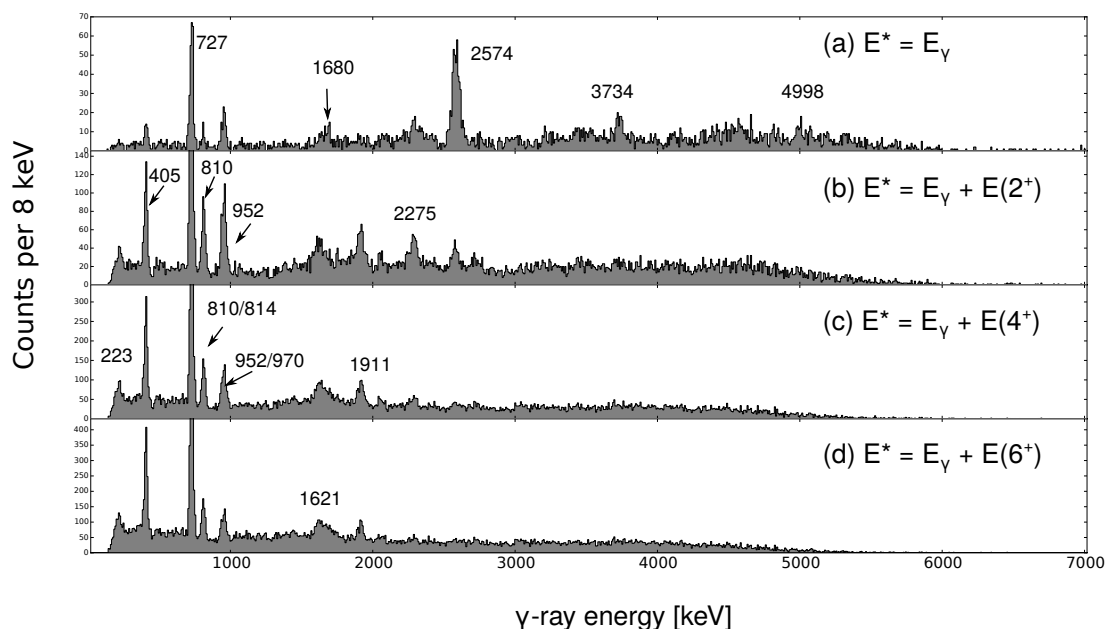


FIGURE 5.11 – Spectres LaBr<sub>3</sub> du  $^{212}\text{Po}$  obtenus par une coupure de  $\pm 500$  keV autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(J_1^+)$ . (a)  $J = 0$ , (b)  $J = 2$ , (c)  $J = 4^+$ , (d)  $J = 6^+$ . Pour plus de clarté, les spectres (b), (c), (d) et (e) ont été coupés sur l'axe des ordonnées.

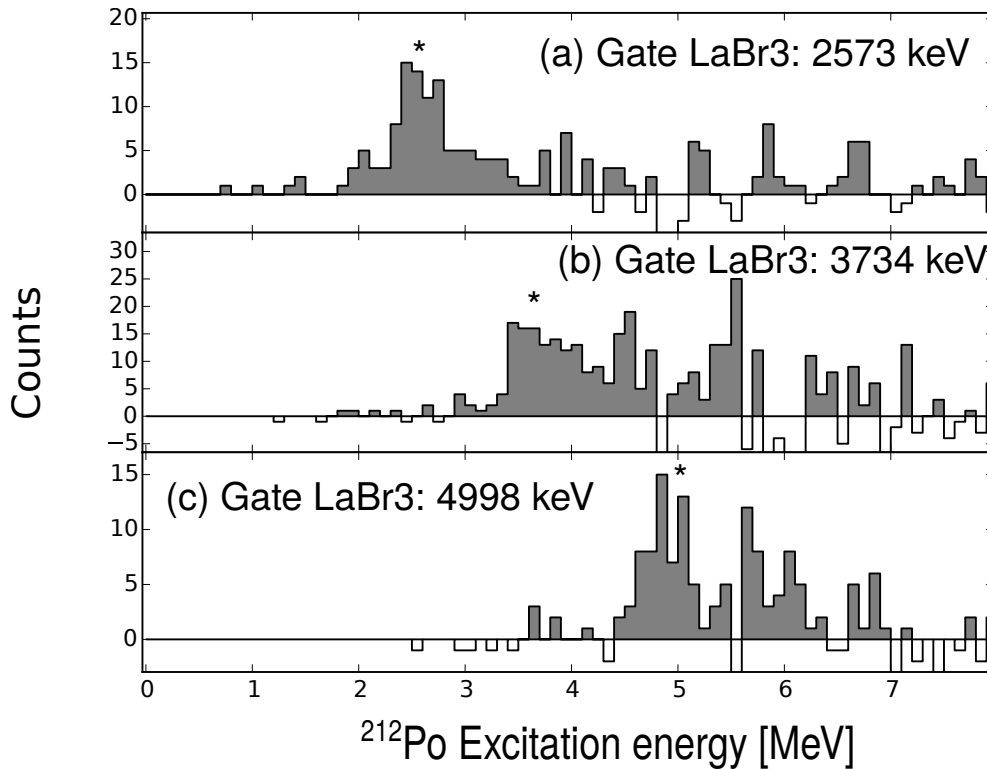


FIGURE 5.12 – Énergies d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  obtenues par projections depuis les spectres LaBr pour les transitions vers le niveau fondamental : (a)  $E_\gamma = 2573.7(10)$  keV, (b)  $E_\gamma = 3734(4)$  keV, (c)  $E_\gamma = 4988(20)$  keV. Les astérisques indiquent l'énergie du niveau et donc le peuplement direct par la réaction.

condition  $E^* \in [5.4 - 6.5]$  MeV ne fait pas apparaître cette transition. Nous ne pouvons donc pas confirmer l'existence d'un niveau qui serait situé à  $E^* \sim 6$  MeV.

L'énergie d'excitation associée à la raie  $\gamma$  de 1688(10) keV n'a pas pu être déterminée. Lorsque l'on cherche à obtenir l'énergie d'excitation à partir des LaBr<sub>3</sub>, le spectre est contaminé par la transition  $E_\gamma = 1620$  keV. Néanmoins, cette transition apparaît suffisamment clairement dans la matrice  $[E^*, E_\gamma(\text{LaBr}_3)]$  et dans le spectre 5.11 (a) pour placer cette transition dans le schéma de niveaux. Cette transition est donc probablement la transition de 1679.7 keV désexcitant ce niveau  $2_2^+$ . Cette transition est attendue puisque la transition de 952 keV désexcitant le même niveau a une forte intensité (voir figure 5.10).

### 5.2.2.2 Niveaux décroissant vers le niveau $2_1^+$

On sélectionne les transitions alimentant le niveau  $2_1^+$  grâce à la coupure de  $\pm 500$  keV autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(2_1^+)$ .

De nombreuses transitions connues sont visibles sur les spectres 5.10 (b) et 5.11 (b) : 223 keV, 405 keV, un pic large constitué des transitions de 810 et 814 keV, 952 keV, 970 keV. D'après les études précédentes [Browne, 2005], les transitions de 814 et de 970 keV alimentent le niveau  $4_1^+$ . La transition de 2573.7(7) keV peuple le niveau fondamental. De même que pour les transitions vers le niveau fondamental, on trouve une très large bosse entre 3000 et 5000 keV, correspondant à des transitions dont la faible statistique et la résolution insuffisante ne permettent pas de distinguer du fond Compton.

Parmi les transitions restantes, nous allons confirmer que les transitions de 1770.6(16) keV, 1848.9(15) keV, 2275.0(8) keV et 2317.2(20) keV alimentent le niveau  $2_1^+$ . Les niveaux

d'énergie correspondants sont donc situés à 2497.6(20) keV, 2575.9(20) keV et 3000(2) keV.

Les spectres d'énergies d'excitation associés aux transitions de 810 keV, 952 keV, 1770.6 keV, 1828.9 keV, 2275.0 keV et 2317 keV sont présentés sur les figures 5.13 (b à g). Les pics correspondant au peuplement direct de ces niveaux sont présents sur tous les spectres, et sont signalés par un astérisque.

On pourra noter que les niveaux décroissant par les transitions de 810 keV, 852 keV, et 1770 keV sont également peuplés depuis des niveaux compris entre  $E^* = 3$  MeV et  $E^* = 6$  MeV.

Le spectre d'énergies d'excitation associé à la transition de 1849 keV est mal défini (figure 5.13 (e)). Une structure à basse énergie indique un double pic à 2.5(2) et 3.4(2) MeV indiquant la population directe et indirecte des niveaux, et un niveau à 6 MeV. Le spectre HPGe, en coïncidence avec les énergies d'excitation comprises entre  $E^* = 5.5$  MeV et  $E^* = 6.3$  MeV fait bien apparaître cette transition.

### Spectre correspondant aux transitions non yrast

La figure 5.13 (a) est le spectre d'énergie d'excitation en coïncidence avec la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  (sélectionnée sur les  $\text{LaBr}_3$ ) auquel a été soustraite la contribution de la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$ . La majorité des structures sont communes avec le spectre de la figure 5.13 (b), associé à la transition de 810 keV. Cela signifie que la majorité de la population du niveau  $2_1^+$  ne passant pas par l'état  $4_1^+$  passe par le niveau  $3^-$ .

### Autres transitions potentielles vers le niveau $2_1^+$

Sur le spectre de la figure 5.10, il y a d'autres transitions dont l'intensité est trop faible pour confirmer leurs placements en traçant leurs spectres d'énergie d'excitation. Seul le fait que leurs intensités sont plus grandes dans ce spectre que dans les autres permet de supposer qu'elles décroissent vers ce niveau. Ces transitions ont pour énergie : 1599.1(12), 1799.4(21) et 1819.4(21) keV.

#### 5.2.2.3 Niveaux décroissant vers le niveau $4_1^+$

Les spectres obtenus par une coupure autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(4^+)$  (figures 5.10 (c) et 5.11 (c)) contiennent les transitions vers le niveau  $4^+$  : 223 keV, 814 keV, 970 keV. Parmi les autres transitions, nous allons confirmer que la transition de 1911 keV décroît bien vers le niveau  $4^+$  et est donc issue d'un niveau à 3044(8) keV.

Les spectres d'énergies d'excitation associés aux transitions alimentant le niveau  $4^+$  sont sur la figure 5.14 (b) à (d). Les pics correspondant à la population directe de ces niveaux sont présents et indiqués par un astérisque. Les spectres associés aux transitions 814 keV et 970 keV montrent que ces niveaux sont alimentés par de nombreuses transitions jusqu'à  $E^* = 6$  MeV. En revanche, pour la transition de 1911 keV (figure 5.14 (d)), le pic correspondant au peuplement direct correspond à la majorité du peuplement. Il y a également un second pic plus petit à 3.5 MeV, mais celui ci peut provenir de la queue de distribution du pic à 3 MeV.

### Spectre correspondant aux transitions non yrast

La figure 5.14 (a) est le spectre d'énergie d'excitation en coïncidence avec la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  (sélectionnée sur les  $\text{LaBr}_3$ ) auquel a été soustraite la contribution de la

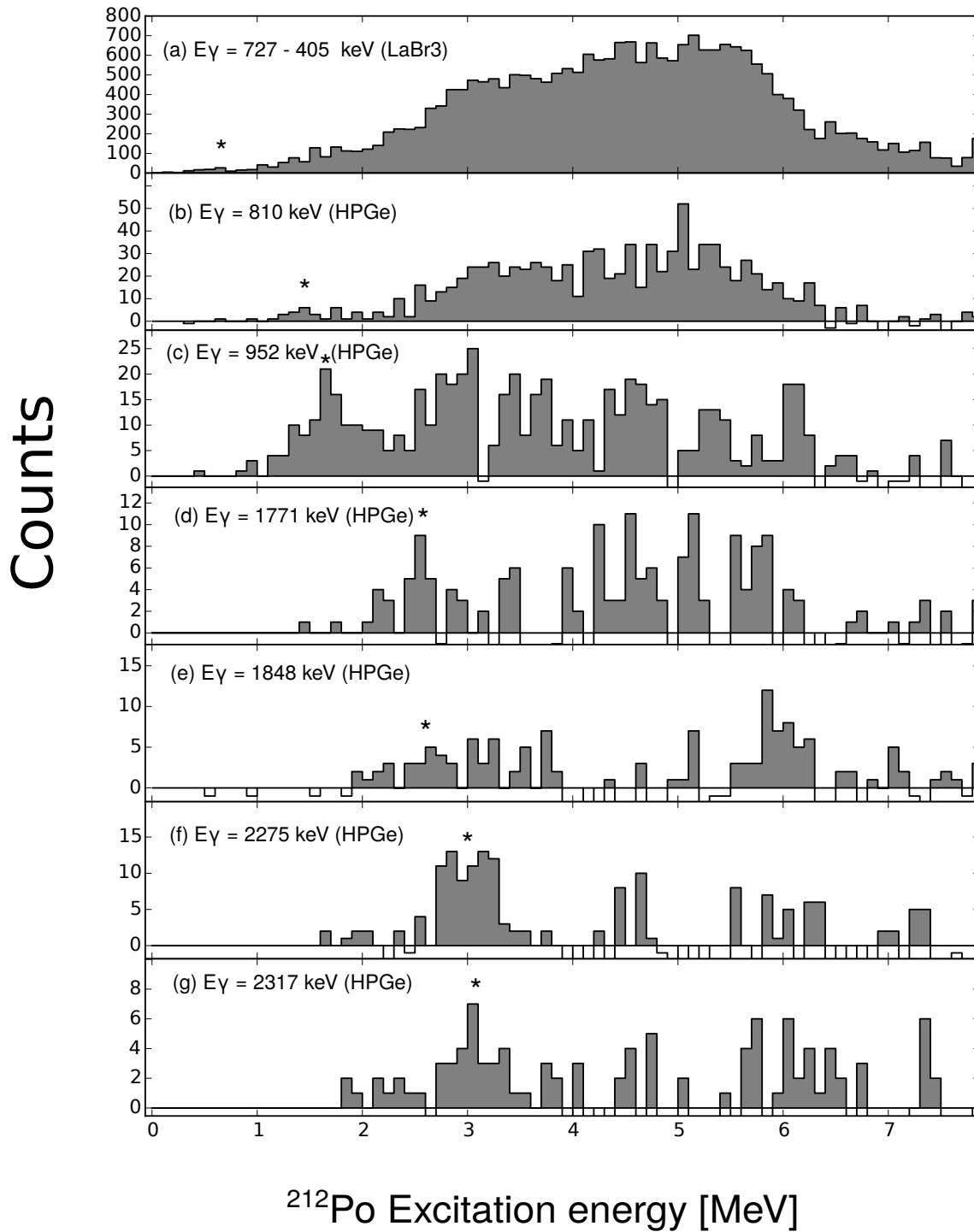


FIGURE 5.13 – Énergies d'excitation obtenues par projections depuis les matrices  $[E^*, E_\gamma]$ . (a) Sélection sur les LaBr<sub>3</sub> :  $E_\gamma = 405$  keV–223 keV. De (b) à (g) Transitions vers le niveau  $2_1^+$ , sélectionné sur les HPGe : (b)  $E_\gamma = 810$  keV, (c)  $E_\gamma = 952$  keV, (d)  $E_\gamma = 1848$  keV, (e)  $E_\gamma = 1771$  keV, (f)  $E_\gamma = 2275$  keV, (g)  $E_\gamma = 2317$  keV. Les astérisques indiquent l'énergie du niveau et donc le peuplement direct par la réaction.

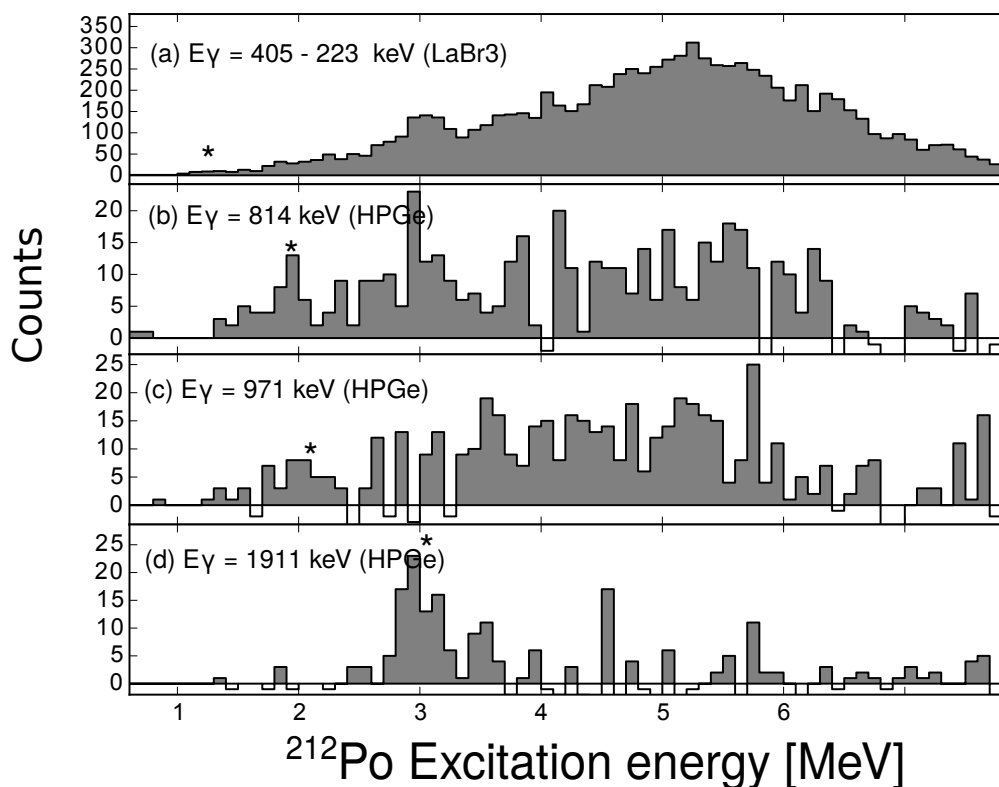


FIGURE 5.14 – Énergies d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  obtenues par projections depuis les matrices  $[E^*, E_\gamma]$ . (a) Sélection sur les  $\text{LaBr}_3$  : 405 keV–223 keV. De (b) à (d) Transitions vers le niveau  $4_1^+$ , sélectionnées sur les  $\text{HPGe}$  : (b)  $E_\gamma = 814$  keV, (c)  $E_\gamma = 970$  keV, (d)  $E_\gamma = 1911$  keV. Les astérisques indiquent l'énergie du niveau et donc le peuplement direct par la réaction.

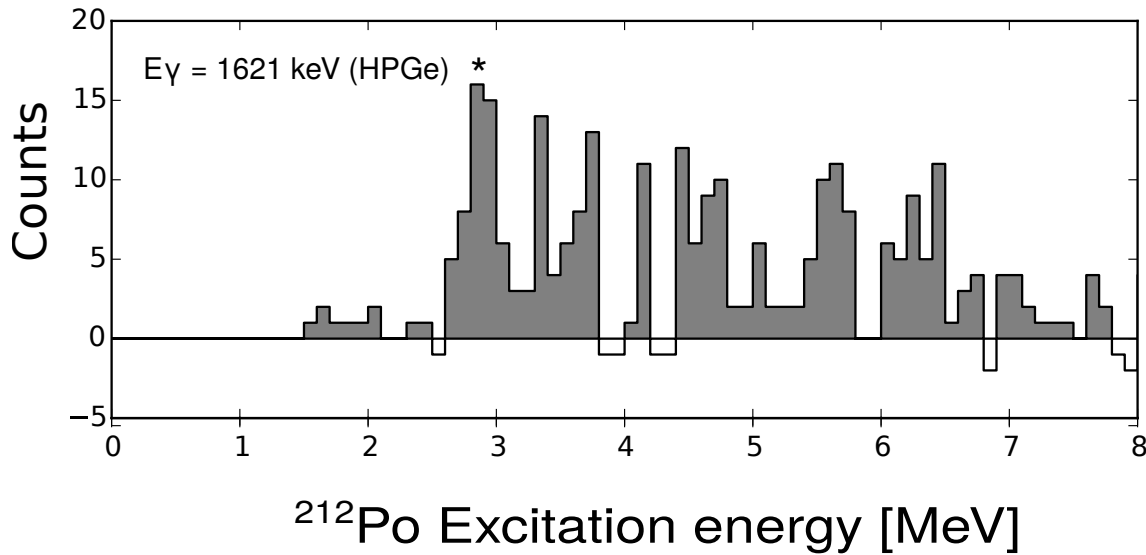


FIGURE 5.15 – Énergies d'excitation obtenues par projections depuis les matrices  $[E^*, E_\gamma]$ , en sélectionnant sur les HPGe la transition  $E_\gamma = 1621$  keV.

transition  $4^+ \rightarrow 2^+$ . La soustraction permet d'éliminer une partie de la contribution due à la transition,  $4^+ \rightarrow 2^+$  mais ne garantit pas qu'elle soit totalement éliminée.

Sur ce spectre, le pic à  $E^* = 3$  MeV inclut l'état à 3043 keV dont décroît la transition  $E_\gamma = 1911$  keV.

#### Autres transitions vers le niveau $4_1^+$

Les transitions issues du spectre 5.10 (b), mais dont le placement sur le schéma de niveaux n'a pas pu être confirmé en traçant le spectre d'énergie d'excitation, ont pour énergies (en keV) : 588(2), 1365.5(14), 1458.5(14), 1620.4(7), 1640.9(12), 1669.1(9), 1954(2) et 2316.7(20).

#### 5.2.2.4 Niveaux décroissant vers le niveau $6_1^+$

Parmi les transitions obtenues sur les spectres des figures 5.10 (d) et 5.11 (d) en sélectionnant les transitions autour de la ligne  $E^* = E_\gamma + E(6^+)$ , se trouve une transition  $E_\gamma = 1620.7(8)$  keV.

Le spectre associé à la transition  $E_\gamma = 1620.7(8)$  keV (figure 5.15) présente un pic à 2.9(2) MeV, correspondant à la population directe de cet état. Cela indique que ce niveau est situé à  $E^* = 2976.2(10)$  keV et que la transition  $E_\gamma = 1620.7(8)$  keV alimente le niveau  $6_1^+$ . La faible résolution de l'énergie d'excitation ne permet cependant pas d'exclure que cette transition alimente en fait le niveau  $8_1^+$ , séparé du niveau  $6_1^+$  par seulement 120 keV.

Un pic à  $E^* = 4.0$  MeV est présent sur ce spectre. Lorsqu'on trace le spectre HPGe pour des énergies d'excitation comprises entre  $E^* = 3.3$  MeV et  $E^* = 3.8$  MeV, on trouve bien transition de 1620.7 keV. La transition les reliant devrait être d'environ  $\sim 1000$  keV. Plusieurs transitions, à 1026 keV, 1075 keV, 1132 keV et 1167 keV pourraient être les transitions reliant ces niveaux.



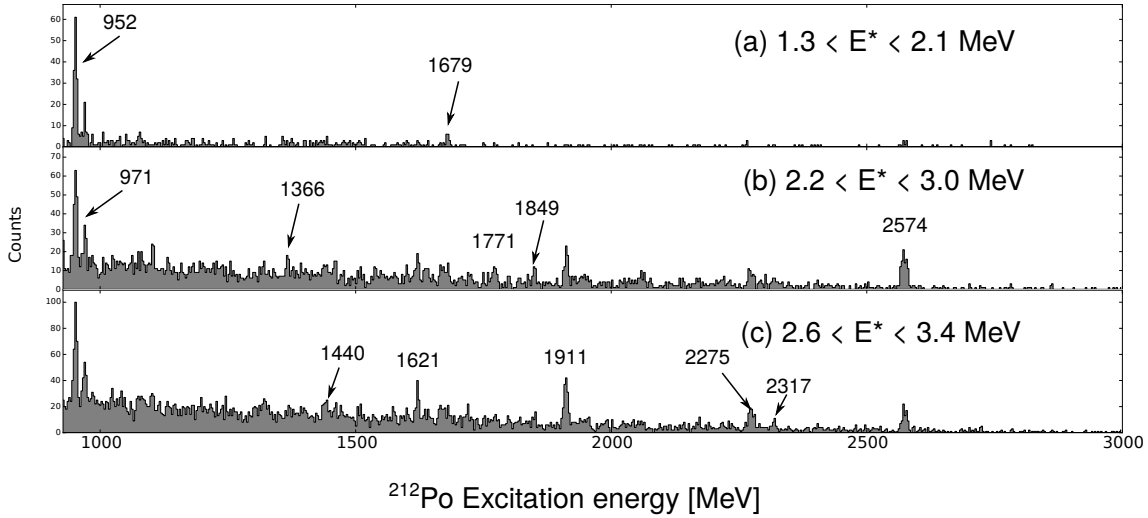


FIGURE 5.16 – Spectres HPGe obtenus en sélectionnant les événements selon leurs énergies d'excitation : (a)  $1.3 < E^* < 2.1$  MeV, (b)  $2.2 < E^* < 3.0$  MeV et (c)  $2.6 < E^* < 3.4$  MeV.

### Autres transitions vers le niveau $6_1^+$

Les transitions issues du spectre 5.10 (c), mais dont le placement sur le schéma de niveaux n'a pas pu être confirmé en traçant le spectre d'énergie d'excitation ont pour énergies (en keV) : 926.3(11), 1079.7(24), 1102.0(16), 1133(4), 1319.3(17), 1365.9(18), 1441.1(11), 1488.2(12), 1508.8(16), 1705(3), 1668.2(8), 1988.5(24), 2170(3), 2276.4(15), 2454(3), 2524.9(18) et 2577.6(12).

## 5.2.3 Confirmation des transitions et mesure des intensités

Pour confirmer les transitions et obtenir les rapports de branchement, nous traçons les spectres gamma, en effectuant des fenêtres d'énergie d'excitation de 800 keV autour du niveau considéré. Les attributions de spin ci-dessous se basent sur les estimations de Weisskopf : ces attributions devront être confirmées à l'avenir par des mesures de corrélations angulaires.

### 5.2.3.1 Niveaux décroissant vers le niveau fondamental

Pour le niveau  $2_3^+$ , décroissant par les transitions  $E_\gamma = 952$  keV et  $E_\gamma = 1679$  keV, le spectre 5.16 (a) tracé pour  $1.3 < E^* < 2.1$  MeV permet d'obtenir le rapport de branchement  $R = \frac{I_{\rightarrow 2_1^+}}{I_{\rightarrow 0^+} + I_{\rightarrow 2_1^+}} = 88(18)\%$ . En se basant sur les estimations de Weisskopf, le rapport théorique pour le spin  $J = 2$  est de  $R = 95.6\%$ . Avec  $J = 1$ , on obtient  $R = 15\%$ , et avec  $J = 3$ ,  $R \sim 100\%$ . En tenant compte de l'incertitude sur ce rapport de branchement, les spins compatibles sont donc  $J = 2$  et  $J = 3$ . Dans la littérature on trouve  $J = 2$  [Browne, 2005].

Pour le niveau décroissant par les transitions de 1848 et 2575 keV, le spectre 5.16 (b) permet d'obtenir le rapport de branchement  $\frac{I_{\rightarrow 2_1^+}}{I_{\rightarrow 0^+} + I_{\rightarrow 2_1^+}} = 16(7)\%$ . En nous basant sur les estimations de Weisskopf, nous allons estimer le spin le plus probable pour ce niveau. Si ce niveau a un spin  $J = 1$ , alors les transitions vers les niveaux  $2^+$  et  $0^+$  sont des  $M1$  ou des  $E1$  (selon la parité de ce niveau). On a alors le rapport de branchement

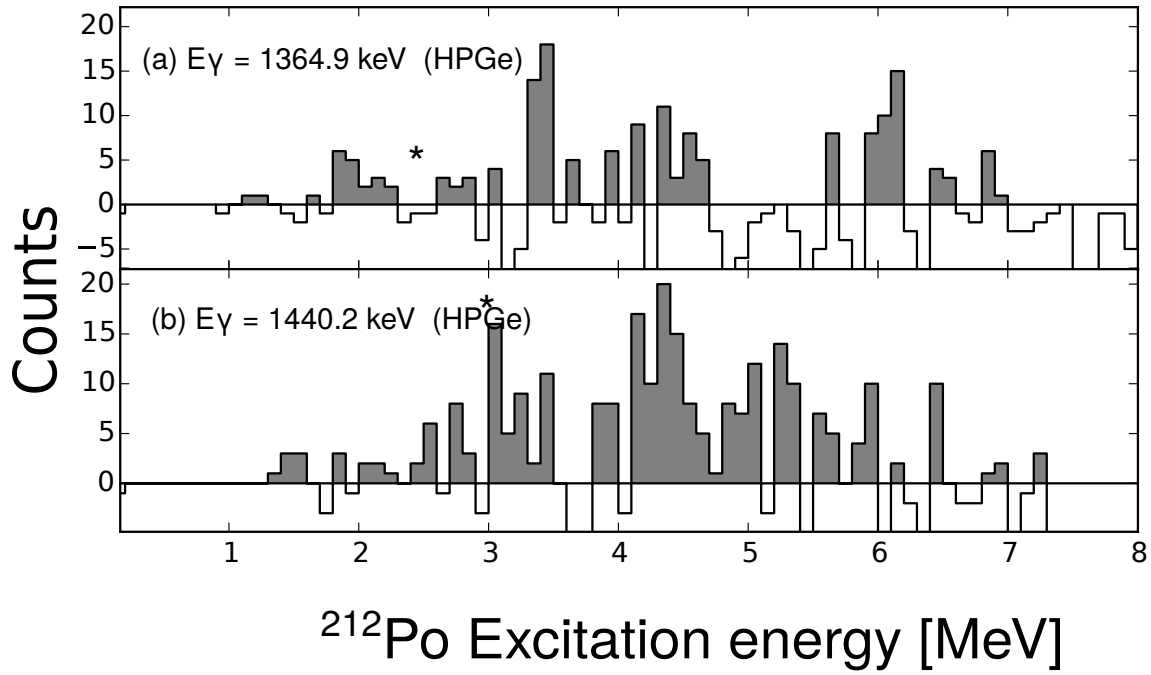


FIGURE 5.17 – Spectres d'énergie d'excitation sélectionnés par les transitions gamma sur les HPGe : (a)  $E_\gamma = 1366$  keV, (b)  $E_\gamma = 2317$  keV, (c)  $E_\gamma = 1440$  keV. Les astérisques indiquent l'énergie d'excitation attendue si la transition est correctement placée (voir texte).

théorique  $\frac{I_{1 \rightarrow 2^+}}{I_{1 \rightarrow 0^+}} = 27\%$ , compatible avec la valeur expérimentale. En revanche si le niveau est  $J^\pi = 2^+$ , le rapport est de 95%. Il est donc très probable que ce niveau ait un spin  $J = 1$ .

De même que pour le transfert de deux protons, le transfert de particule  $\alpha$  dans cette réaction ne peut pas peupler les états de parité non naturelle, à moins de passer par un état excité du  $^{208}\text{Pb}$ . Ces nouveaux états découverts sont donc plus probablement de parité naturelle. L'attribution la plus probable pour ce niveau est donc  $J^\pi = 1^-$ .

Cependant, le doute sur la parité de ce niveau est permis. En effet, nous avons vu que le niveau  $4^-$  de 814 keV est peuplé par la réaction. Il est donc a priori possible de peupler un état de parité non naturelle ayant une forte composante cluster, très certainement grâce au couplage avec le niveau  $3^-$  du  $^{208}\text{Pb}$ . Cette affirmation sera confirmée dans la suite du chapitre.

Si le spin et la parité de ce niveau  $J^\pi = 1^-$  sont confirmés, il pourrait s'agir du niveau prédit par D. L. Delion [Delion *et al.*, 2012], basé sur la configuration :

$$|^{212}\text{Po}(I^-)\rangle = |^{210}\text{Pb}(J^+)\rangle \otimes |^{210}\text{Pb}(3^-)\rangle \otimes |^{210}\text{Po}(gs)\rangle. \quad (5.1)$$

celui-ci a été calculé à  $E^* = 1.995$  MeV.

Un raisonnement similaire permet d'attribuer un spin  $J = 1$  aux niveaux  $E^* = 3734$  keV et  $E^* = 4998$  keV. En effet, nous n'avons vu aucune transition depuis ce niveau vers le niveau  $2_2^+$ . Si cette transition existe, elle a donc une très faible intensité, et le rapport de branchement serait compatible uniquement avec une transition  $E1$  ou  $M1$ .

### 5.2.3.2 Niveaux décroissant vers le niveau $2_1^+$ et $4_1^+$

Sur le même spectre (5.16 (b)), on découvre, en plus de la transition de 1771 keV, la transition  $E_\gamma = 1364.9(10)$  keV, ayant une faible intensité, qui correspond à l'énergie

de la transition vers le niveau  $4^+$  depuis le niveau  $E^* = 2498$  keV. Le spectre d'énergie d'excitation associée à cette transition est présenté sur la figure 5.17 (a). Sur ce spectre, on ne voit pas de pic à  $E^* \sim 2.5$  MeV. Le placement de cette transition n'est donc pas confirmé. Si cette transition  $E_\gamma = 1364.9(10)$  keV partait bien du niveau  $E^* = 2498$  keV, le rapport de branchement obtenu serait  $R = \frac{I_{\rightarrow 4^+}}{I_{\rightarrow 4^+} + I_{\rightarrow 2^+}} = 37(24)\%$ . La seule valeur de spin compatible avec ce rapport de branchement est  $J = 3$ , qui donne  $R = 31\%$ . En revanche, si la transition vers le niveau  $4^+$  n'existe pas, alors la décroissance se fait entièrement vers le niveau  $2^+$ . Le spin de ce niveau  $E^* = 2498$  keV serait donc probablement  $J = 2$ .

Pour les niveaux  $E^* = 3$  MeV (figure 5.16 (c)), la transition de 2275 keV est présente et nous ne trouvons pas de transition décroissant vers le niveau  $4^+$ . Nous nous basons donc sur l'hypothèse que toute l'intensité décroît vers le niveau  $2^+$ . La seule attribution compatible avec cette affirmation est  $J = 2$ . Il est intéressant de noter que le modèle de type « modèle en couches + cluster » proposé dans [Delion *et al.*, 2012] prévoit un niveau  $2^-$  à  $E^* \sim 1.8$  MeV.

Pour obtenir les intensités des transitions désexcitant le niveau  $E^* = 3043$  keV, nous avons utilisé le spectre 5.16 (c) tracé pour  $E^* \sim 3000$  keV. On trouve la transition  $E_\gamma = 2317.2(19)$  keV vers le niveau  $2^+$  et la transition de 1911 keV vers le niveau  $4^+$ . Le rapport de branchement vaut  $R = \frac{I_{\rightarrow 4^+}}{I_{\rightarrow 4^+} + I_{\rightarrow 2^+}} = 83(35)\%$ . Il est probable que ce niveau soit un niveau  $J^\pi = 4^+$ , car le rapport de branchement théorique est alors  $R = 97\%$ . Cependant, au vu de la large incertitude, le spin  $J = 3$  est aussi compatible, avec un rapport de branchement théorique  $R = 36\%$ .

### 5.2.3.3 Niveaux décroissant vers le niveau $6^+$

À partir de ce même spectre de la figure 5.16 (c), nous cherchons les transitions depuis le niveau situé à  $E^* = 2976$  keV. On trouve une transition  $E_\gamma = 1440.2(14)$  keV, compatible avec une décroissance vers le niveau  $3^-$  situé à  $E^* = 1536.8$  keV. Le spectre d'énergie d'excitation (figure 5.17 (c)) ne fait cependant pas apparaître de pic clair à  $E^* \sim 3.0$  MeV, donc le placement de cette transition n'est pas confirmé. Ainsi ce niveau décroît très probablement uniquement vers le niveau  $6^+$ . Il peut s'agir d'un niveau  $J^\pi = 6^-$  décroissant par  $E1$ , ou bien d'un niveau  $J = 7$ . Si la décroissance se fait vers le niveau  $8^+$  au lieu du niveau  $6^+$  comme supposé ici, le spin de ce niveau peut être encore plus élevé ( $J = 8$  ou  $J = 9$ ).

## 5.3 Peuplement direct des états du $^{212}\text{Po}$

Sur les matrices  $[E^*, E_\gamma]$  tracées à chaque énergie faisceau (figures 5.18 et 5.19), les rectangles de couleur sont les sélections correspondant au peuplement direct des niveaux décroissant vers les états indiqués par des lignes rouges.

La plage d'angle couverte par les détecteurs est de  $121.55^\circ$  à  $140.95^\circ$  par rapport au faisceau. Nous calculerons les sections efficaces intégrées sur cette plage d'angle, en sachant que la couverture angulaire sur l'angle polaire n'est pas de 100%. De plus, certaines voies ont été perdues au cours de l'expérience, faisant fluctuer, à la marge, la plage d'angle couverte par les détecteurs. Il existe donc une incertitude systématique sur les valeurs des sections efficaces de peuplement mesurées, car on ne connaît pas la couverture angulaire exacte du détecteur. Cette erreur systématique ne peut cependant pas remettre en cause les comparaisons que l'on fait entre les sections efficaces de peuplement.

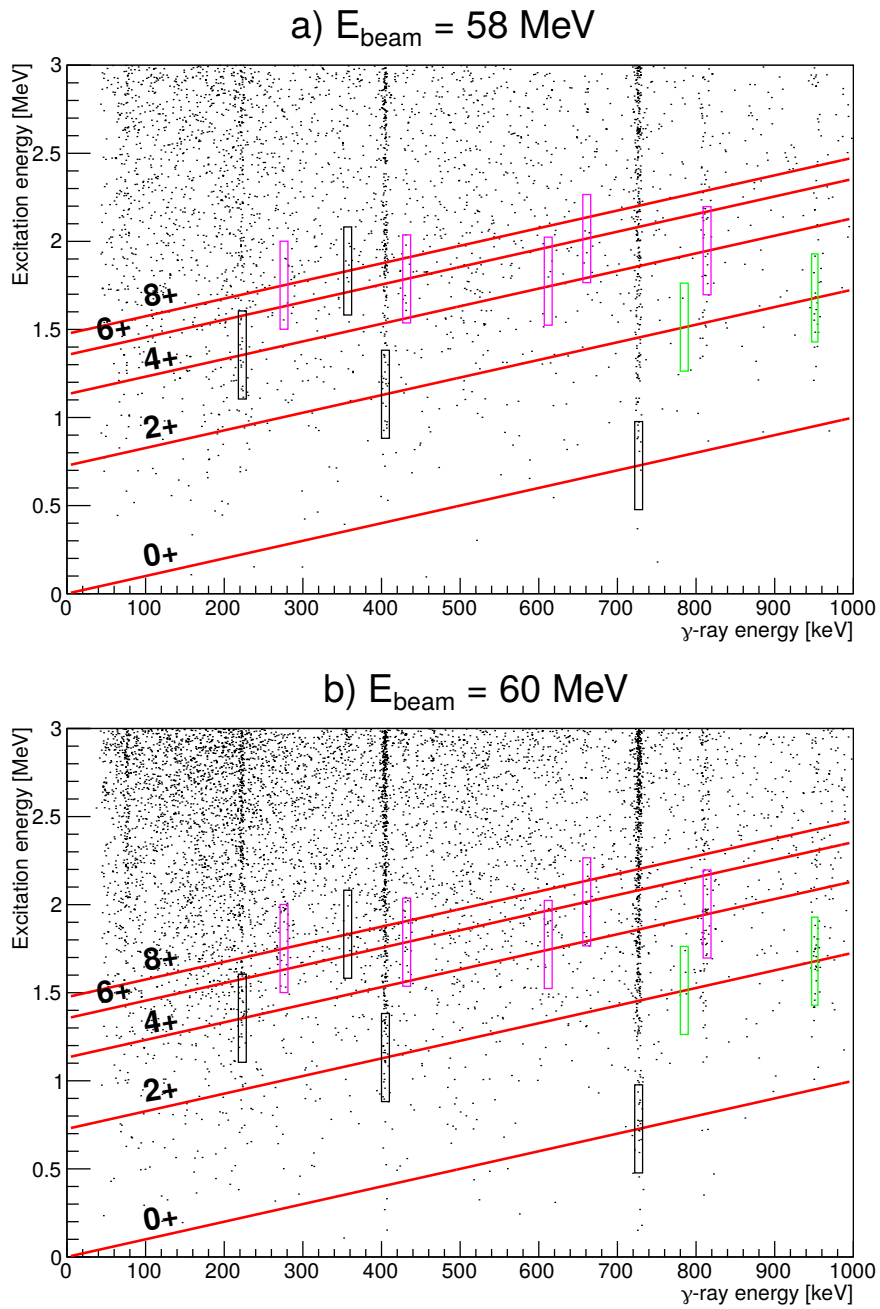


FIGURE 5.18 – Matrice  $[E^*, E_\gamma]$  pour les énergies de faisceau de  $E_{\text{beam}} = 58 \text{ MeV}$  (a) et  $E_{\text{beam}} = 60 \text{ MeV}$  (b). Les lignes rouges sont tracées pour  $E^* = E_\gamma + E(J^+)$  où  $J$  sont les spins des niveaux de la bande yrast. Les rectangles sont les sélections sur lesquelles est évalué le peuplement des différents états. Les rectangles noirs sont pour les niveaux yrast, les rectangles verts pour des niveaux non yrast et les rectangles magenta pour les niveaux cluster.

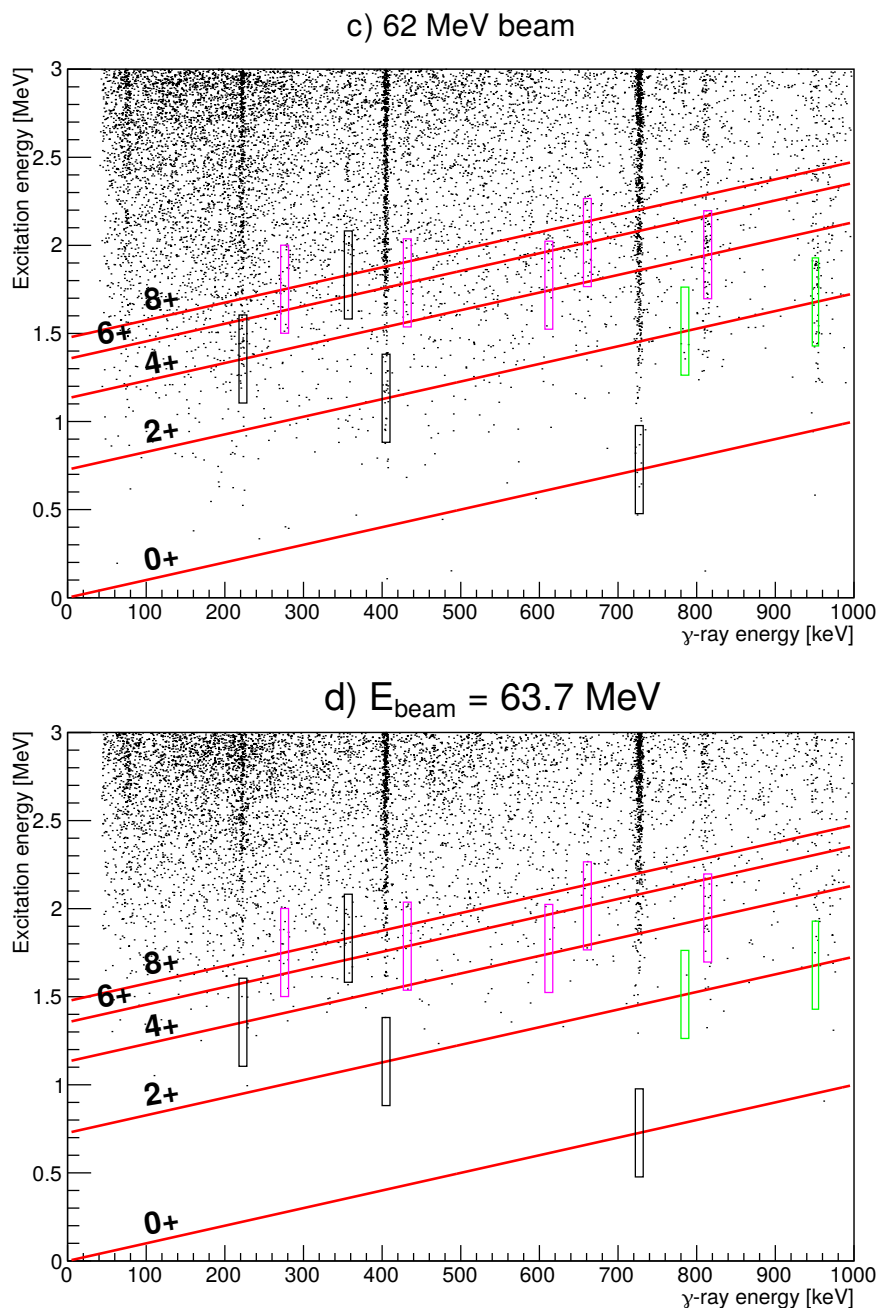


FIGURE 5.19 – Matrice  $[E^*, E_\gamma]$  pour les énergies de faisceau de  $E_{\text{beam}} = 62 \text{ MeV}$  (c) et  $E_{\text{beam}} = 63.7 \text{ MeV}$  (d). Les lignes rouges sont tracées pour  $E^* = E_\gamma + E(J^+)$  où  $J$  sont les spins des niveaux de la bande yrast. Les rectangles sont les sélections sur lesquelles est évalué le peuplement des différents états. Les rectangles noirs sont pour les niveaux yrast, les rectangles verts pour des niveaux non yrast et les rectangles magenta pour les niveaux cluster.

E niveau	$J^\pi$	58 MeV		60 MeV		62 MeV		58, 60, 62 MeV		63.7 MeV	
		Exp	CRC	Exp	CRC	Exp	CRC	exp	CRC	Exp	CRC
0	$0^+$	$\leq 293$	15	$\leq 415$	25	$\leq 106$	28			$\leq 6$	30
727	$2_1^+$	6(5)	1308	24(8)	1745	7	1308	32(15)	4361	0(1)	782
1512,7	$2_2^+$	0(3)	34	0(3)	33	1	35	14(10)	103	0(1)	9
1679	$2_3^+$	11(7)	40	19(5)	34	17	40	102(15)	115	0(1)	8
1132	$4_1^+$	17(5)	12	21(5)	7	14	12	35(18)	31	0(1)	2
2003	$4_1^-$	0		2(4)		3		0(11)		0(24)	
1355	$6_1^+$	5(3)		16(5)		20		93(36)		0(3)	
1832	$10_1^+$	0		0		2		43(16)		0(20)	
1537	$3_1^-$										
2362	6	0(3)		0(3)		0(3)				1(3)	
1946	$4_3^-$		0		0		0	0(11)	0		0
2864	$7_2^+$		0		0		0	62(12)	0	2(4)	0

TABLE 5.5 – Nombre de coups obtenus par peuplement direct et nombre de coups attendus par le calcul en voies couplées dans la plage d’angle couverte par notre détecteur pour le peuplement direct de certaines voies. Tous les nombres de coups attendus par les calculs en voies couplées tiennent compte l’efficacité des détecteurs germaniums, sauf pour le niveau fondamental dont l’estimation est basée uniquement sur la détection de particule.

### 5.3.1 Exactitude des calculs en voies couplées selon l’énergie du faisceau

Dans le tableau 5.5, les nombres de coups obtenus sont comparés aux nombres de coups attendus d’après les calculs en voies couplées (CRC) effectués pour les angles couverts par notre détecteur. Dans ce modèle le facteur spectroscopique  $\alpha$  est de 1. Cette hypothèse implique que les états peuplés aient une forte composante cluster. Un couplage avec le niveau  $3^-$  du  $^{208}\text{Pb}$  a été utilisé.

Aux énergies faisceau  $E_{beam} = 58, 60$  ou  $62$  MeV, le calcul reproduit plus ou moins bien la statistique expérimentale. En revanche, à l’énergie faisceau de  $63.7$  MeV le calcul ne fonctionne pas puisqu’aucun niveau n’est peuplé directement, alors que la section efficace prédite ne diminue pas beaucoup par rapport aux autres énergies. Il est possible qu’à cette énergie faisceau, la voie de fusion soit sous-estimée.

Ainsi dans la suite de la discussion nous nous focaliserons sur les énergies faisceaux de  $58, 60$  et  $62$  MeV que nous appellerons « faisceaux sous-coulombiens ». La section efficace  $\sigma_{SC}$  de peuplement d’un niveau sera obtenue en tenant compte de la luminosité intégrée du faisceau pour chaque énergie.  $\sigma_{SC} = \sigma_{58\text{MeV}} * L_{58\text{MeV}} + \sigma_{60\text{MeV}} * L_{60\text{MeV}} + \sigma_{62\text{MeV}} * L_{62\text{MeV}}$  avec  $\sigma_{XX\text{MeV}}$  la section efficace de peuplement du niveau à l’énergie faisceau  $XX$  et  $L_{XX}$  la luminosité intégrée du faisceau à cette énergie.

### 5.3.2 Peuplement des niveaux yrast

Le niveau fondamental ne peut pas, par définition, être vu dans les spectres  $\gamma$ . Sur les spectres 5.20 a) à d) où sont tracées les énergies d’excitation des noyaux, sans condition sur la détection de photon  $\gamma$ , le nombre de coups aux alentours de  $E^* = 0$  MeV est très faible. Les coups obtenus à cette énergie peuvent provenir de la queue de distribution d’un niveau excité de plus haute énergie. C’est pourquoi, dans le tableau 5.5, nous notons le nombre de coups pour des énergies d’excitation comprises entre  $-0.5$  et  $0.5$  MeV, et considérons ce nombre comme une borne maximale. À toutes les énergies sous-coulombiennes, le nombre

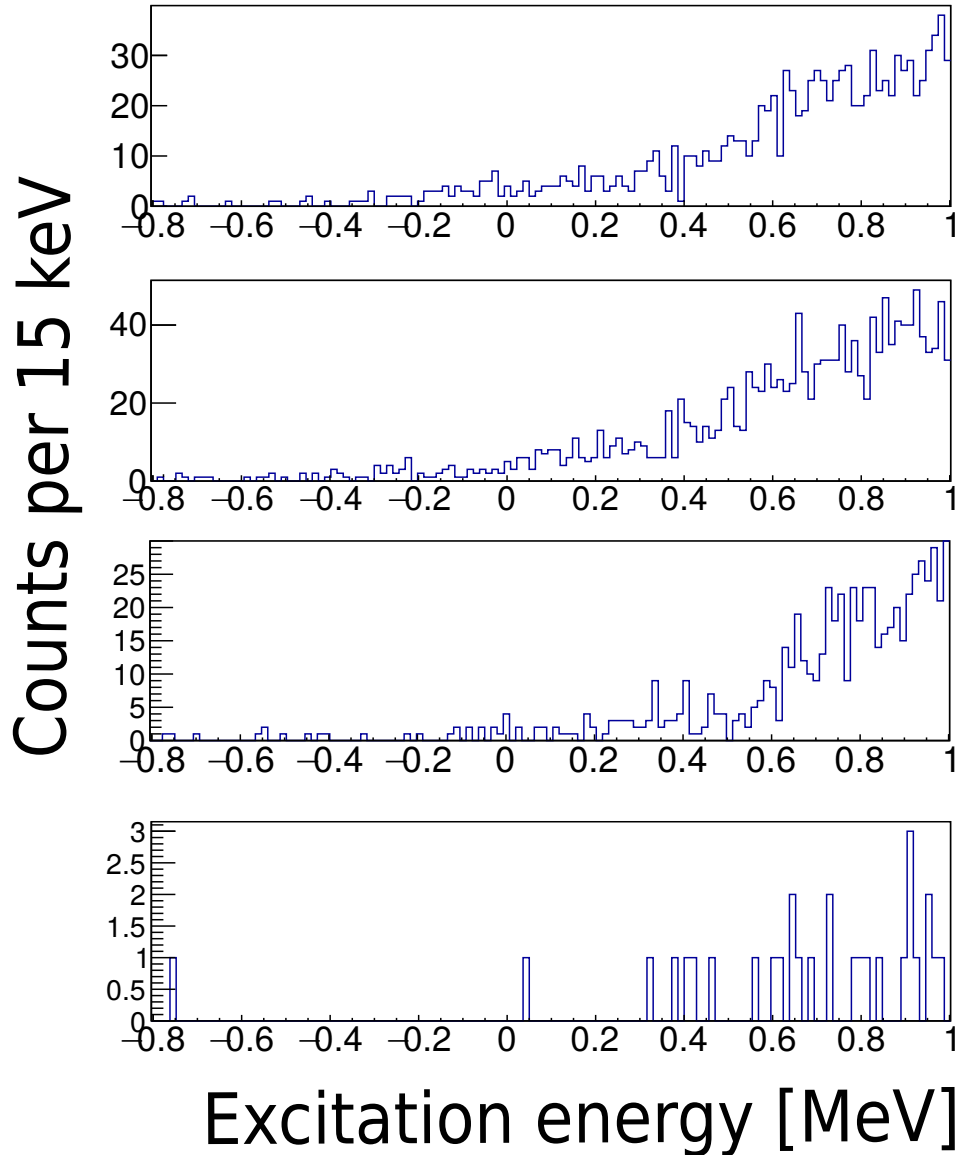


FIGURE 5.20 – Énergies d'excitation des noyaux de  $^{212}\text{Po}$ . De haut en bas, les spectres sont tracés pour les énergies faisceaux 58, 60, 62 et 63.7 MeV.

de coups obtenu est très faible, mais compatible avec les prédictions théoriques. Il n'y a qu'à  $E_{beam} = 63.7$  MeV que le nombre de coups obtenu est largement inférieur au nombre de coups attendu.

Les énergies des niveaux  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$  et  $8_1^+$  sont relativement proches compte-tenu de la résolution de la reconstruction. Lorsqu'on trace l'énergie d'excitation associée à un photon  $\gamma$ , les pics correspondant à la population directe du niveau ne se distinguent pas de la population provenant du niveau au-dessus.

Ainsi pour obtenir la population d'un état  $J$ , nous avons éliminé la composante provenant du niveau  $J+2$  comme cela a été décrit pour le peuplement non yrast du niveau  $2_1^+$  du  $^{210}\text{Po}$ . Les figures 5.21 sont les spectres résultant, correspondant au peuplement non yrast des niveaux  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  aux énergies sous-coulombiennes. Le peuplement direct sur l'état considéré est entouré par une ellipse rouge.

Les sections efficaces obtenues pour les niveaux considérés sont  $\sigma_{SC}(2^+) = 0.29(13) \mu\text{b}$ ,

$\sigma_{SC}(4^+) = 0.20(13) \mu\text{b}$  et  $\sigma_{SC}(6^+) = 0.30(18) \mu\text{b}$ . Ces trois niveaux sont donc peuplés de manières à peu près équivalentes. D'après le calcul en voies couplées, la cinématique est beaucoup plus favorable à la population du niveau  $2^+$  dont la section efficace calculée est  $\sigma_{SC}^{th}(2^+) = 28.7 \mu\text{b}$ , tandis que celle du niveau  $4^+$  est  $\sigma_{SC}^{th}(4^+) = 0.11 \mu\text{b}$ . En se basant sur ce calcul, la très faible population du niveau  $2^+$  indique que la composante cluster du niveau  $2^+$  est petite comparée à celle du niveau  $4^+$ . La section efficace théorique vers le niveau  $6^+$  n'a, faute de temps, pas pu être calculée.

L'état yrast  $8_1^+$  est isomérique, sa demi-vie est de 14,7(3) ns [Astier *et al.*, 2010a] et décroît par une transition de 120 keV. Une partie des raies  $\gamma$  ne sont pas détectées, car le noyau n'est plus dans la cible lorsque le rayonnement est émis. De plus cette transition est fortement convertie. L'intensité  $\gamma$  de cette transition est donc très faible et il n'est pas possible, avec les données de l'expérience, de mesurer le peuplement direct de ce niveau.

### 5.3.3 Peuplement des niveaux $2_2^+$ et $2_3^+$

Le peuplement des niveaux  $2_2^+$  et  $2_3^+$  est très différent. La figure 5.22 montre l'énergie d'excitation associée aux raies  $\gamma$  désexcitant ces deux niveaux. Sur la figure 5.22 (a), le nombre de photons  $\gamma$  détectés, désexcitant le niveau  $2_2^+$  peuplé directement est indiqué par une ellipse rouge. Le nombre de coups obtenu n'est pas significatif par rapport à l'incertitude, la section efficace associée est  $0.12(9) \mu\text{b}$ .

En revanche, le nombre de photons associés à la désexcitation du niveau  $2_3^+$  (figure 5.22 b) est important. On peut d'ailleurs ajuster cette courbe avec une fonction gaussienne. La queue vers la droite de cette gaussienne indique qu'il y a peut-être un peuplement indirect depuis un niveau aux alentours de 2.3 MeV, mais la plus grande partie de l'intensité provient bien du peuplement direct. La section efficace obtenue est  $1.01(15) \mu\text{b}$ .

### 5.3.4 Population de la première série d'états clusters

Nous allons discuter le peuplement des états clusters  $4_1^-$  à 1744 keV,  $4_2^-$  à 1946 keV,  $6_1^-$  à 1787 keV,  $6_2^-$  à 2016 keV,  $8_1^-$  à 1751 keV et  $8_2^-$  à 1986 keV. On effectue des fenêtres d'énergie d'excitation de 700 keV, représentées sur les figures 5.18 et 5.19. L'écart type sur la reconstruction cinématique pour le  $^{212}\text{Po}$  étant  $\sigma \sim 350$  keV, cette fenêtre correspond à un intervalle de  $2\sigma$ . On s'attend donc à mesurer 68% des événements correspondant à la population directe des niveaux. Parmi ces rectangles, ceux dessinés en rose correspondent au peuplement des états clusters représentés avec la même couleur sur le schéma de niveaux (voir chapitre 1).

Le spectre obtenu en sélectionnant un intervalle de 700 keV autour du niveau « cluster »  $4_2^-$  est présenté sur la figure 5.23. Ce niveau  $4_2^-$  se désexcite par une transition de 814 keV. La raie  $\gamma$  présente sur ce spectre à environ 813 keV a une largeur à mi-hauteur plus importante que les transitions voisines. Nous effectuons un double fit gaussien avec la largeur à mi-hauteur de 4.98 keV, qui est celle de la transition voisine ( $E_\gamma = 727$  keV). On trouve les énergies 809.8(7) et 814.0(5). Le pic à 809.8 keV correspond à la transition  $3^- \rightarrow 2^+$ . On trouve 43(16) coups dans la transition à 809 keV et 55(16) dans celle à 814 keV.

La raie  $E_\gamma = 814$  keV désexcitant l'état cluster  $4_2^-$  est donc bien présente, mais pour que l'on puisse établir que le niveau cluster est peuplé directement par la réaction, il faut démontrer que la population par cascade  $\gamma$  est négligeable à l'énergie considérée. L'intensité  $I_{\gamma \text{ direct}}$  de la transition désexcitant l'état considéré due au peuplement par la réaction est donc, sur l'ensemble des séquences d'acquisition en faisceau sous-coulombien,



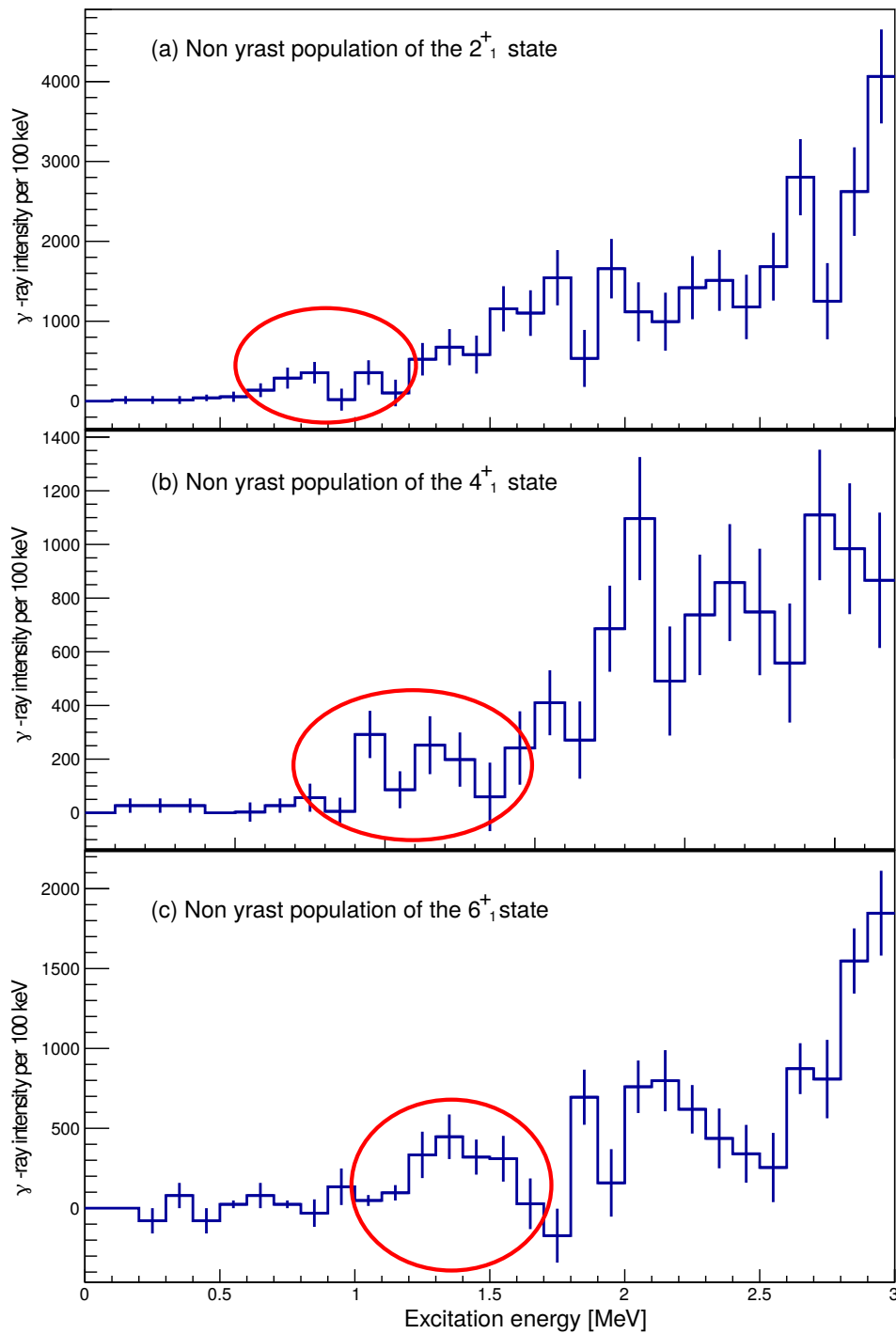


FIGURE 5.21 – Énergies d'excitation associées aux peuplements non yrast des niveaux  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  du noyau de  $^{212}\text{Po}$  pour les faisceaux sous-coulombiens. Les intensités associées au peuplement direct des niveaux sont entourées par des ellipses rouges.

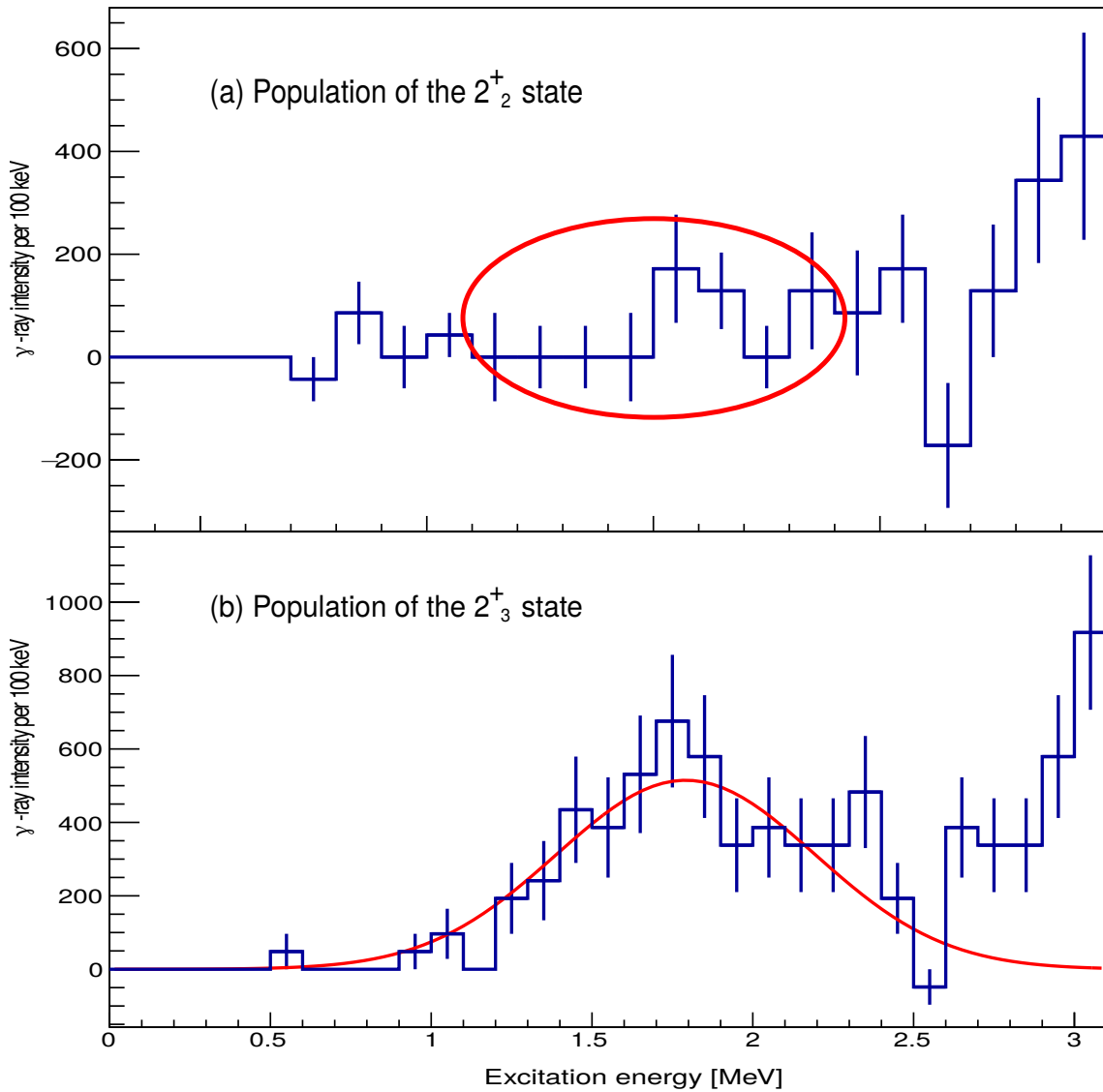


FIGURE 5.22 – Énergies d'excitation associées au peuplement non yrast du niveau  $2_2^+$  (a) et  $2_3^+$  (b) du noyau de  $^{212}\text{Po}$  pour les faisceaux sous-coulombiens, sélectionnées sur les HPGE par les transitions gamma correspondantes. Sur la figure (a), les coups associés au peuplement direct du niveau sont entourés par une ellipse rouge. Sur la figure (b), l'ajustement gaussien utilisé pour évaluer l'intensité a été tracé.

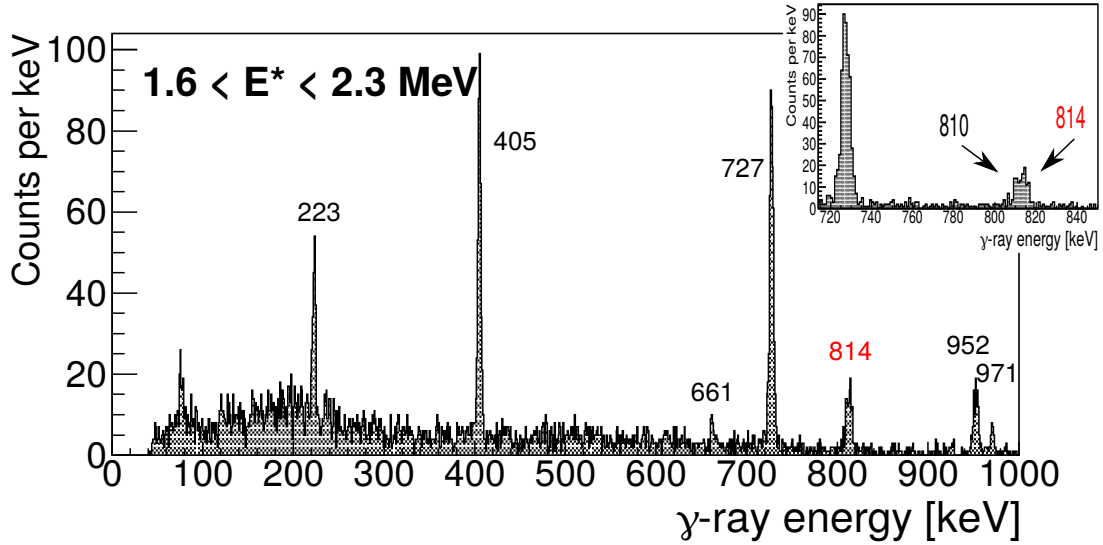


FIGURE 5.23 – Spectre HPGe en coïncidence avec les énergies d'excitation de 700 keV autour du niveau  $4_2^-$ . Chaque ligne correspond à une fenêtre d'énergie d'excitation. L'encart met en évidence la raie  $\gamma$  de 814 keV désexcitant ce niveau. La largeur du pic montre que la raie  $\gamma$  de 809.7 keV est également présente dans ce pic.

$$I_{\gamma \text{ direct}} = I_{\gamma} - I_{\gamma \text{ cascade}}$$

$I_{\gamma}$  est l'intensité de la transition issue de l'état cluster, et  $I_{\gamma \text{ cascade}}$  est l'intensité des raies  $\gamma$  peuplant cet état.

La seule transition connue provenant d'états ayant une énergie proche est de 157 keV provenant d'un état  $5^-$  (voir le schéma de niveaux du chapitre 1). Si le niveau  $4_2^-$  était peuplé en passant par ce niveau  $5^-$ , la transition entre ces deux niveaux devrait être clairement visible. En tenant compte de l'efficacité de détection, on s'attendrait alors à un pic de 173(46) coups. Ce pic n'est pas visible, et l'analyse du fond permet d'affirmer qu'il le serait à partir de 11 coups environ.

Le spectre d'énergie d'excitation (figure 5.25 (a)) associé à cette transition fait apparaître la population directe à 2.0(2) MeV. Pour des énergies d'excitation inférieures à  $E^* \sim 1.8 \text{ MeV}$  ou supérieures à  $E^* \sim 2.5 \text{ MeV}$ , une partie de ce spectre correspond au peuplement du niveau  $3^-$  à 1536.8 keV décroissant par la transition d'énergie proche ( $E_{\gamma} = 810 \text{ keV}$ ). Or la raie  $\gamma$  alimentant le niveau  $3^-$  depuis le niveau  $4_3^-$  à 2003 keV est de 466 keV et n'est pas présente dans les spectres HPGe (figure 5.23 (a)). Donc le pic à  $E^* \sim 2 \text{ MeV}$  sur la figure 5.25 (a) correspond bien à la population du niveau  $4_2^-$  à 1946 keV.

Le niveau cluster  $4_2^-$  est donc bien peuplé par la réaction.

La section efficace moyenne sur les trois énergies de faisceau considérées est  $0.70(14) \mu\text{b}$ . La section efficace de peuplement de ce niveau a été calculée sur tout l'angle solide et non pas uniquement pour la plage d'angle couverte par notre détecteur. Le calcul donne  $\sigma_{SC}^{th}(4_2^-) \sim 2 \times 10^{-5} \mu\text{b}$ . Nous mesurons donc une valeur environ 35000 fois plus grande, bien que l'angle considéré soit plus petit.

Ce résultat est d'autant plus remarquable que le niveau  $4_3^-$ , considéré comme non cluster, et qui possède le même spin, la même parité et une énergie similaire ( $E^* = 2003 \text{ keV}$ ) n'est pas peuplé par la réaction. Le fond autour de l'énergie du gamma ( $E_{\gamma} = 466 \text{ keV}$ ) permet d'exclure une section efficace de peuplement de ce niveau supérieur à  $\sigma_{SC}^{exp}(4_3^-) = 7 * 10^{-2} \mu\text{b}$ . C'est donc bien la structure cluster « cœur +  $\alpha$  » du niveau  $4_2^-$

$E^*$	$J^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$ (absolue)	Section efficace [ $\mu\text{b}$ ]	$\sigma_{th}$ [ $\mu\text{b}$ ]
1744	$4^-$	612	400(360)	0.08(7)	
1946	$4^-$	814	2500(820)	0.51(17)	$2.0 * 10^{-5}$
2003	$4^-$	466	400(360)	0.025(40)	
1787	$6^-$	432	190(390)	0.04(8)	$2.8 * 10^{-5}$
2016	$6^-$	661	490(490)	0.10(10)	$3.2 * 10^{-5}$
1751	$8^-$	276	-370(1016)	0.0(15)	$2.48 * 10^{-5}$

TABLE 5.6 – Intensité absolue et section efficace correspondante (mb) du peuplement des raies  $\gamma$  décroissant des états clusters durant les séquences d’acquisition avec des faisceaux d’énergie 58, 60 et 62 MeV. La section efficace de peuplement mesuré pour l’état  $4_3^-$ , considéré comme non-cluster est également indiquée. Lorsqu’elles ont été calculées, les sections efficaces sur tout l’angle solide sont indiquées.

qui favorise son peuplement par la réaction de transfert  $\alpha$ .

Pour les autres états clusters, le nombre de coups dans les pics est moins important, et il n’est pas possible de conclure que ces états sont peuplés dans la réaction. Le tableau 5.6 indique pour chaque état cluster, le peuplement absolu, son incertitude et la section efficace correspondante. Le niveau  $8_2^-$  à 1986 keV n’est pas étudié ici, car sa décroissance se fait par une raie  $\gamma$  de 511 keV qui est contaminée.

### 5.3.5 Population de la deuxième série d’états clusters

Les états clusters discutés ici sont indiqués en violet sur le schéma de niveaux présenté au chapitre 1. Il s’agit des états  $5_1^+$  à 2667 keV,  $5_2^+$  à 2860 keV,  $7_1^+$  à 3155 keV,  $7_2^+$  à 3864 keV,  $9_1^+$  à 3210 keV et  $9_2^+$  à 2867 keV.

Toutes les transitions issues des états clusters apparaissent dans les spectres  $\gamma$  sélectionnés par les énergies d’excitation des niveaux, mais en accord avec la littérature, la plus visible est la transition de 780.4 keV [Astier *et al.*, 2010a].

La transition de 780.4 keV, émise par le niveau  $7^+$  à 3155 keV est clairement identifiable sur le spectre de la figure 5.24 (b) tracée sur une fenêtre de  $\pm 350$  keV autour de  $E^*(7^+)$ . Un ajustement gaussien sur cette transition donne une largeur à mi-hauteur de 5.7(10) keV contre 5.14(9) keV pour le pic à 727 keV, et à une énergie de 781.7(5) keV. Une petite partie de ce pic provient donc de la transition  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  discutée plus haut, dont l’énergie est 785.37 keV.

L’intégrale de ce pic, obtenu par ajustement gaussien est de 57(15) coups, ce qui correspond à une section efficace de 0.51(17)  $\mu\text{b}$ . Le calcul en voies couplées a été effectué pour la plage de détection du détecteur et donne  $\sigma_{SC}^{th}(7_2^-) = 0.13 * 10^{-3} \mu\text{b}$ . La section efficace est donc environ 4500 fois plus importante qu’attendu par le calcul.

Les spectres d’énergie d’excitation en coïncidence avec les transitions de 780 keV et 785 keV sont présentés sur les figures 5.25 (c) et (c). Les deux énergies étant très proches, on utilise une fenêtre comprise entre 775.0 keV et 780.4 keV pour la transition à 780.4 keV et entre 785.4 et 790.8 keV pour la transition de 785.4 keV.

Pour la transition  $E^* = 780$  keV, le maximum de coups est bien centré à  $E^* = 3.0(2)$  MeV, c’est-à-dire l’énergie du niveau ( $E^*(7_2^+) = 3155$  keV).

Ce même pic se retrouve dans le spectre d’énergie d’excitation en coïncidence avec la transition de 785 keV (figure 5.25 (c)). Cela est probablement dû à une trop faible séparation entre les deux pics. La transition de 785 keV est également en coïncidence avec

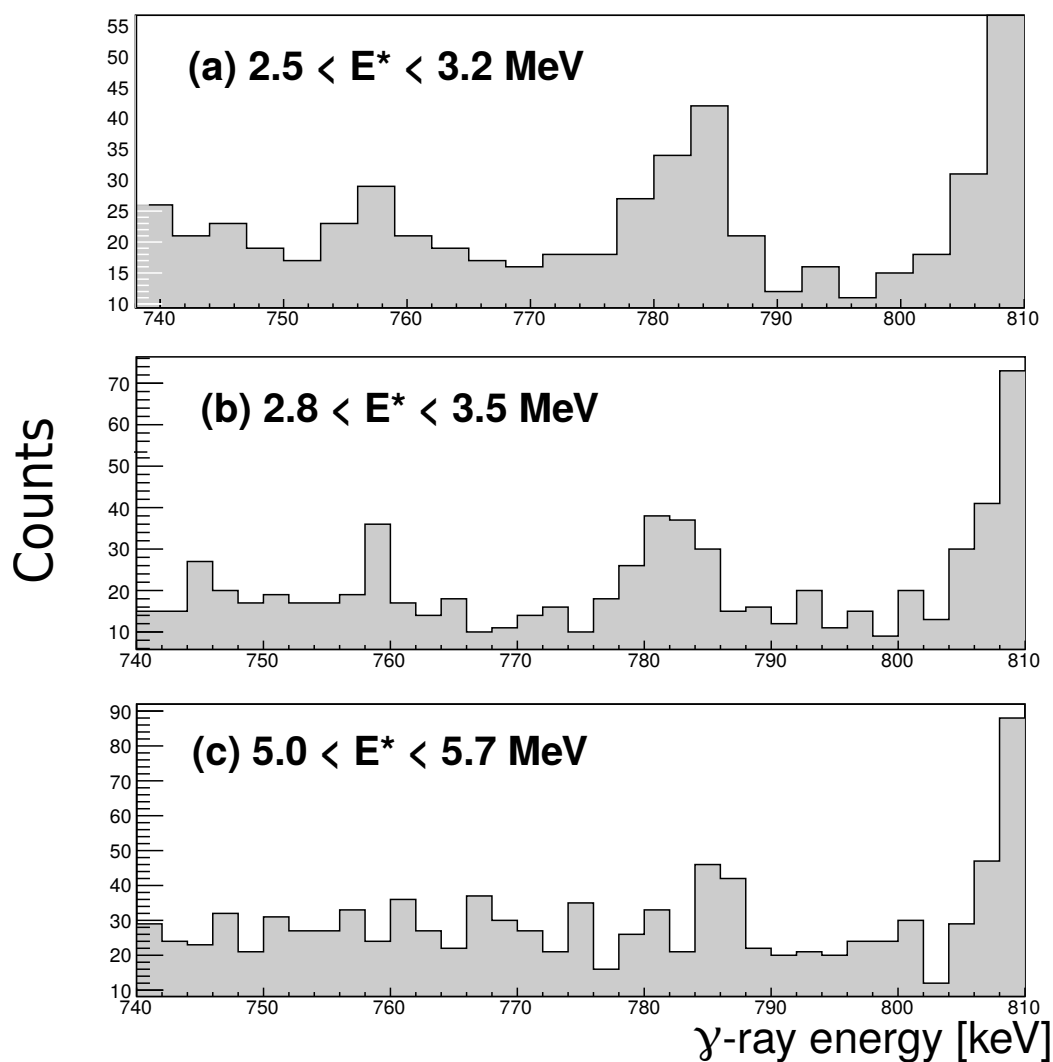


FIGURE 5.24 – (a) Spectre HPGe obtenu en sélectionnant les coïncidences avec  $E^* = E(5_2^+) \pm 350 \text{ keV}$ . (b) Spectre HPGe obtenu en sélectionnant les coïncidences avec  $E^* = E(7_2^+) \pm 350 \text{ keV}$ . (c) Spectre HPGe obtenu en sélectionnant les coïncidences avec  $5.0 \text{ MeV} < E^* < 5.7 \text{ MeV}$ .

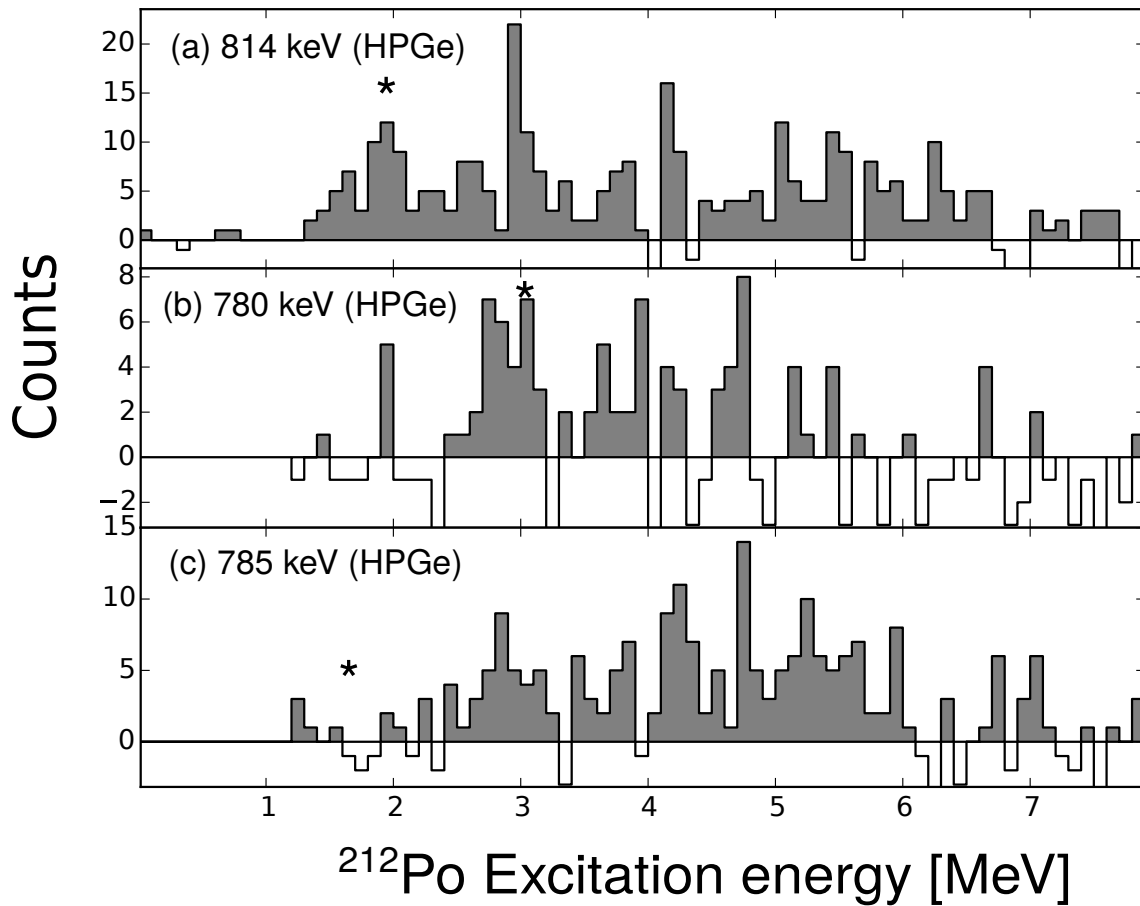


FIGURE 5.25 – Énergies d’excitation associées aux transitions de (a) 814 keV, (b) 780 keV et (c) 785 keV. Les astérisques indiquent les énergies des niveaux dont sont issues ces transitions gamma.

de nombreux niveaux, compris entre  $E^* = 4$  MeV et  $E^* = 6$  MeV. Le spectre HPGe sélectionné pour  $5.0 < E^* < 5.7$  MeV donne un pic à 785.5(5) keV (figure 5.24 (c)) et non plus 781.7 keV.

Sur la figure 5.24 (a), nous avons également pu identifier la transition  $E_\gamma = 757$  keV désexcitant l’état cluster  $E^*(5_2^+) = 2860$  keV en sélectionnant les événements en coïncidence avec  $2.5 < E^* < 3.2$  MeV. Cette transition n’apparaît plus lorsqu’on conditionne le spectre avec d’autres énergies d’excitation, par exemple  $5.0 < E^* < 5.7$  MeV (figure 5.24 (c)). La statistique reste très faible, et il n’a pas été possible de tracer le spectre d’énergie d’excitation associée à cette transition, afin de confirmer que le peuplement se fait directement par la réaction.

Les transitions désexcitant les autres états clusters de cette série ne sont pas visibles sur les spectres, quelles que soient les énergies d’excitation utilisées pour tracer les spectres.

## 5.4 Conclusion

Cinq nouveaux états du  $^{210}\text{Po}$  ont été mis en évidence. Le modèle en couches a permis d’identifier fermement leurs spins et parités.

Sept nouveaux états du  $^{212}\text{Po}$  ont été découverts et nous avons proposé des spins et des parités, mais les modèles théoriques à notre disposition ne permettent pas d’attribuer sans ambiguïté leurs configurations.

Cependant, puisque ces états ont été peuplés par une réaction de transfert d'un cluster  $\alpha$ , nous avons montré que ces états ont une forte composante cluster. C'est également le cas pour les niveaux  $4_3^-$  et  $7_2^+$  qui avaient déjà été identifiés comme des états cluster. A contrario, nous avons également montré que le niveau  $2_1^+$ , le niveau  $2_2^+$  et le niveau  $4_1^-$  ont une très faible composante cluster. Pour le niveau  $4_1^+$ , le résultat est moins clair, mais l'accord avec les calculs théoriques qui comprennent cette composante cluster plaide pour la présence d'une composante cluster dans ce niveau. Les sections efficaces de peuplement théoriques et expérimentales permettant d'aboutir à ces conclusions sont récapitulées dans le tableau 5.7.

Nous pouvons maintenant comparer nos résultats aux conclusions issues de la littérature.

Nous n'avons pour l'instant que très peu d'informations sur la nature microscopique de ces états. Les temps de vie des niveaux  $2_1^+$ ,  $2_2^+$  et  $2_3^+$  ont été mesurés [Kocheva *et al.*, 2016, Kocheva *et al.*, 2017], et ont été expliqués grâce au modèle en couches en se basant sur la configuration  $(\pi 1h_{9/2})^2 \otimes \nu(2g_{9/2})^2$ . La probabilité réduite de transition pour le niveau  $2_1^+$   $B(E2) = 2.6(4)$  W. u. [Kocheva *et al.*, 2017] traduit une faible collectivité et est explicable par le modèle en couches. Nous confirmons donc la faible composante cluster de cet état.

Pour les niveaux  $2_2^+$  et  $2_3^+$ , les probabilités de transition vers le niveau fondamental sont respectivement de  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+) = 29(4)$  et  $B(E2, 2_3^+ \rightarrow 0^+) = 20(5)$  W.u. [Kocheva *et al.*, 2016] Le calcul modèle en couches effectué par D. Kocheva *et al.* donne respectivement pour ces deux transitions  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+)_{th} = 59$  et  $B(E2, 2_3^+ \rightarrow 0^+)_{th} = 7$  W.u. Le calcul surestime donc la probabilité de transition pour le niveau  $2_2^+$  et le sous-estime pour le niveau  $2_3^+$ . Bien que la faible différence entre les deux  $B(E2)$  incite à la prudence, cela suggère effectivement la présence d'une composante cluster dans la fonction d'onde de l'état  $2_3^+$ . Ces mesures sont donc compatibles avec une collectivité plus grande du niveau  $2_3^+$  qui impliquerait deux protons et deux neutrons dans son excitation, et qui peut donc être peuplé par transfert  $\alpha$ . A contrario, le niveau  $2_2^+$  est peu peuplé par la réaction, ce qui suggère plus naturellement une faible composante cluster dans ce niveau.

Pour les niveaux  $4_1^+$  et  $6_1^+$ , les  $B(E2)$  sont grandes et il est nécessaire d'inclure une composante cluster dans leurs fonctions d'onde pour reproduire ces probabilités. Cela est en accord avec notre résultat sur le niveau  $4_1^+$ .

Les niveaux  $4_3^-$  et  $7_2^+$  sont de parité non naturelle. Leur peuplement passe donc nécessairement par un couplage avec des niveaux excités du  $^{208}\text{Pb}$ , ce qui est défavorable du point de vue cinématique. Cependant, le couplage utilisé dans les calculs en voies couplées avec le niveau  $3^-$  du  $^{208}\text{Pb}$  ne suffit pas à expliquer les fortes sections efficaces observées. La présence d'une forte composante cluster dans les fonctions d'onde des états  $4_3^-$  et  $7_2^+$  était suggérée [Astier *et al.*, 2010a] et ces fortes sections efficaces vont dans le sens de ces affirmations.

Parmi les nouveaux niveaux découverts dans le  $^{212}\text{Po}$ , il y a un probable état  $1^-$ , et des états de spin 2 compatibles avec le modèle de D. Delion [Delion *et al.*, 2012]. Parmi les autres états découverts, il est possible que les deux états de spins 4 et 6 ou 7 décroissant vers les niveaux  $4_1^+$  et  $6_1^+$  soient les niveaux  $4^+$  et  $6^+$  attendus dans le modèle dit « qualitatif » [Astier *et al.*, 2010a] (voir chapitre 1).

D'autres investigations théoriques et expérimentales, comme la mesure du temps de vie des nouveaux états découverts, devront être réalisées pour comprendre la nature de ces états.

Catégorie	$E^*$ [keV]	$J^\pi$	$\sigma_{exp}$ [ $\mu b$ ]	$\sigma_{th}$ [ $\mu b$ ]
États yrast	727.1	$2_1^+$	0.29(13)	28.72
	1132.0	$4_1^+$	0.20(13)	0.11
	1354.6	$6_1^+$	0.30(18)	
États clusters	1945.6	$4_3^-$	0.51(17)	$\sim 10^{-5}$
	3154.7	$7_2^+$	0.59(11)	$\sim 10^{-4}$
Autres états	1679.5	$2_2^+$	1.01(15)	0.653
	1512.7	$2_3^+$	0.12(9)	0.769
	2002.5	$4_1^-$	0.25(40)	

TABLE 5.7 – Récapitulatif des principales sections efficaces différentielles intégrées sur la plage de détection aux énergies sous-coulombiennes ( $E_{beam} = 58$  MeV,  $E_{beam} = 60$  MeV et  $E_{beam} = 62$  MeV). Celles-ci sont obtenues expérimentalement et par les calculs en voies couplées.



# Conclusion et perspectives

Dans ce manuscrit, nous avons étudié des réactions de transfert de nucléons à des énergies proches de la barrière coulombienne, depuis le noyau de  $^{12}\text{C}$  vers le noyau doublement magique  $^{208}\text{Pb}$  en combinant la mesure de l'énergie d'excitation des niveaux peuplés dans le noyau lourd formé, à travers la détection de l'éjectile de la réaction de transfert, et la mesure des désexcitations  $\gamma$  de ces niveaux.

La comparaison des différentes voies de transfert nous a permis de démontrer clairement que le transfert des quatre nucléons dans la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{212}\text{Po}$  est simultané, c'est-à-dire qu'ils sont corrélés en une particule  $\alpha$ . L'étude de l'énergie d'excitation de ce noyau a permis de montrer que les états les plus produits par cette réaction, et donc ayant probablement une forte composante « cœur +  $\alpha$  », sont situés à des énergies d'excitation, supérieures ou égales à 3 MeV.

Nous avons plus particulièrement étudié les niveaux peuplés par les réactions de transfert de deux protons et d'une particule  $\alpha$ , conduisant respectivement aux noyaux de  $^{210}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$ . Nous avons ainsi pu mettre en évidence 4 nouveaux niveaux  $2^+$  et un niveau  $3^-$  dans l'isotope  $^{210}\text{Po}$ . Des calculs de type modèle en couches nous ont permis de leur attribuer leurs spins et d'interpréter sans ambiguïté leurs configurations.

Pour le  $^{212}\text{Po}$ , 7 nouveaux états ont été découverts et nous avons proposé des spins et des parités probables, mais les modèles théoriques à notre disposition ne permettent pas d'attribuer sans ambiguïté leurs configurations.

Nous avons également mesuré les sections efficaces vers certains niveaux connus, et comparé ces résultats avec des calculs en voies couplées. En particulier, certains niveaux de parités non naturelles sont fortement peuplés par la réaction, alors que les mécanismes en deux étapes envisagés pour expliquer ce peuplement sont a priori fortement défavorables. Cette forte section efficace de peuplement constitue un indice très fort de la présence d'une forte composante cluster dans ces niveaux. Cette analyse a notamment permis de confirmer la forte composante cluster dans les configurations des niveaux  $4_3^-$  et  $7_2^+$ , ainsi que la faible composante cluster dans celles des niveaux  $2_1^+$  et  $2_2^+$ .

Les nouveaux niveaux découverts et les connaissances obtenues sur leurs configurations sont de nouvelles contraintes qui pourront aider au développement de modèles théoriques et aider à comprendre le phénomène de clusterisation dans les noyaux lourds.

L'analyse du mécanisme de réaction à partir de l'expérience AGATA n'a hélas pas donné les résultats attendus. Les contraintes liées à la cinématique inverse, comme la nécessaire protection des détecteurs silicium ne permettent pas, pour l'instant, de mener à bien ce type d'étude.

Dans l'expérience de Tokai, la détection simultanée de l'éjectile et des photons  $\gamma$  s'est avérée pertinente pour reconstruire les cascades  $\gamma$ , et pour distinguer et identifier les niveaux peuplés, en particulier ceux décroissant vers le niveau fondamental et les premiers

niveaux excités. Cela a notamment été permis par la bonne identification des éjectiles par les télescopes de détecteurs silicium. Les connaissances acquises grâce à cette étude permettent d'imaginer des dispositifs expérimentaux pour une étude plus approfondie de la structure des noyaux lourds, et en particulier celle du  $^{212}\text{Po}$ .

Un des points cruciaux pour la réussite d'une telle expérience sera d'améliorer la statistique. Pour cela, il faudra utiliser un détecteur silicium ayant une plus grande plage de détection, le détecteur idéal étant une boule de silicium entourant la cible, afin de se rapprocher au maximum d'une couverture angulaire de  $4\pi$ . On peut aussi, dans le but d'améliorer la statistique, augmenter légèrement l'épaisseur de la cible.

L'autre point crucial est d'améliorer fortement la résolution de la reconstruction cinématique. Dans l'expérience de Tokai, la résolution de l'énergie d'excitation du  $^{212}\text{Po}$  par rapport à celle du  $^{210}\text{Po}$  était largement diminuée par la détection des deux particules  $\alpha$  issues du break-up du  $^8\text{Be}$ . Il faudra donc remplacer le faisceau de  $^{12}\text{C}$  par un noyau dont l'éjectile, après transfert d'un  $\alpha$ , ne fissionne pas. Un faisceau de  $^{18}\text{O}$  pourrait remplir ce rôle et l'éjectile serait alors le  $^{14}\text{C}$ . Cependant, la détection d'ions lourds pose d'autres problèmes. Les détecteurs  $\Delta E$  doivent être suffisamment fins pour ne pas arrêter les ions. De plus, la résolution en énergie est moins bonne avec des ions lourds qu'avec des ions légers : il faut donc que les détecteurs aient une très bonne résolution intrinsèque pour compenser cet effet. On peut également imaginer utiliser des spectromètres magnétiques pour la détection de l'éjectile.

En tenant compte de ces connaissances, nous pourrions réaliser une expérience permettant d'identifier des nombreux niveaux et transitions dont nous avons eu des indices dans cette thèse sans pouvoir les identifier formellement. En particulier, nous avons observé que ce noyau était fortement peuplé à des énergies d'excitation au-delà de  $E^* = 4.5$  MeV, mais peu de transitions ont été identifiées.

Une autre piste d'étude serait de détecter et quantifier les éventuelles décroissances  $\alpha$  des niveaux excités, afin de mettre fin à la controverse sur les rapports de branchement  $\alpha$  dans la bande yrast. Il faudrait pour cela arrêter le  $^{212}\text{Po}$ , et mesurer les particules  $\alpha$  émises par le noyau. Il faudrait donc également utiliser une cible mince, avec un support épais pour arrêter le  $^{212}\text{Po}$ . Tout comme dans l'expérience de Tokai, la détection devrait se faire aux angles arrières, car à l'avant, les éjectiles et les particules  $\alpha$  seraient stoppés ou fortement ralentis par le support de cible.

Le défi expérimental serait alors de distinguer les divers produits de réaction des particules  $\alpha$  émises par le  $^{212}\text{Po}$ .

Enfin à partir des ces études, nous pourrions chercher des états ayant une composante  $\alpha$  dans d'autres noyaux, afin de savoir si la structure « cœur +  $\alpha$  » est une spécificité du  $^{212}\text{Po}$ , ou bien si cela constitue un phénomène commun à de nombreux noyaux ayant deux protons et deux neutrons de plus qu'un noyau magique ou doublement magique. Le  $^{210}\text{Po}$  pourrait d'ailleurs être un premier candidat si l'on parvenait à le produire par transfert  $\alpha$  sur une cible de  $^{206}\text{Pb}$ . Cependant pour tester la configuration « cœur lourd doublement magique +  $\alpha$  » dans d'autres noyaux, il faudrait étudier des noyaux très exotiques. Le  $^{136}\text{Te}$  pourrait ainsi avoir une configuration  $^{132}\text{Sn} + \alpha$  et être étudié en cinématique inverse grâce à un faisceau radioactif de  $^{132}\text{Sn}$  sur une cible de  $^{12}\text{C}$ .

# Bibliographie

- [Akkoyun *et al.*, 2011] A. Akkoyun, and collaboration, AGATA—Advanced Gamma Tracking Array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **668** : 26-58 (2011).
- [Arumugam *et al.*, 2005] P. Arumugam, B. K. Sharma, S. K. Patra, and R. K. Gupta, Relativistic mean field study of clustering in light nuclei. *Physical Review C* **71** : 1-9 (2005).
- [Astier *et al.*, 2010a] A. Astier, P. Petkov, M.-G. Porquet, D. S. Delion, and P. Schuck, Coexistence of “ $\alpha + {}^{208}\text{Pb}$ ” cluster structures and single-particle excitations in  ${}^{212}_{84}\text{Po}_{128}$ . *European Physical Journal A* **46** : 165-185 (2010).
- [Astier *et al.*, 2010b] A. Astier, P. Petkov, M.-G. Porquet, D. Delion, and P. Schuck, Novel Manifestation of  $\alpha$ -Clustering Structures : New “ $\alpha+{}^{208}\text{Pb}$ ” States in  ${}^{212}\text{Po}$  Revealed by Their Enhanced E1 Decays. *Physical Review Letters* **104** : 042701 (2010).
- [Bazzacco *et al.*, 1991] D. Bazzacco, B. Cederwall, and J. Cresswell, AGATA, Technical Proposal for an Advanced Gamma Tracking Array for the European Gamma Spectroscopy Community. Technical report, AGATA collaboration (1991).
- [Beck *et al.*, 2011] C. Beck, P. Papka, A. Sánchez I Zafra, S. Thummerer, F. Azaiez, P. Bednarczyk, S. Courtin, D. Curien, O. Dorvaux, A. Goasduff, D. Lebhertz, A. Nourreddine, M. Rousseau, M.-D. Salsac, W. Von Oertzen, B. Gebauer, C. Wheldon, T. Kokalova, G. Efimov, V. Zhrebchevsky, C. Schulz, H. G. Bohlen, D. Kamanin, G. De Angelis, A. Gadea, S. Lenzi, D. R. Napoli, S. Szilner, M. Milin, W. N. Catford, D. G. Jenkins, and G. Royer, Clusters in light nuclei. *Acta Physica Polonica B* **42** : 747-756 (2011).
- [Berthier *et al.*, 1986] B. Berthier, J. Barrette, J. Gastebois, A. Gillibert, R. Lucas, J. Matuszek, M. C. Mermaz, A. Miczaika, E. Van Renterghem, T. Suimijarvi, A. Boucenna, D. Disdier, P. Gorodetzky, L. Kraus, I. Linck, B. Lott, V. Rauch, R. Rebmeister, Scheibling, N. Schulz, J. C. Sens, C. Grunberg, and W. Mittig, One nucleon transfer reactions to discrete levels induced by a 793 MeV  ${}^{16}\text{O}$  beam on a  ${}^{208}\text{Pb}$  target. *Physics Letters B* **182** : 15-19 (1986)
- [Bethe and Bacher, 2002] H. A. Bethe, and R. F. Bacher, Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei. *Reviews of Modern Physics* **8** : 82-229 (2002).
- [Broglia and Winther, 1981] R. A. Broglia, and A. Winther *Heavy ion reaction, Lecture Note, Vol. 1*. Benjamin/Cummings Publishing Company, Advanced Book Program, New York (1981).
- [Brown and Rae, 2014] B. Brown, W. Rae The Shell-Model Code NuShellX@MSU. *Nuclear Data Sheets* **120** : 115-118 (2014).
- [Browne, 2005] E. Browne,  ${}^{212}\text{Po}$  Level Scheme. *NDS* **104** : 427 (2005).

- [Brun and Rademakers, 1997] R. Brun, and F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework,. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **389** : 81-86 (1997).
- [Bruyneel *et al.*, 2016] B. Bruyneel, B. Birkenbach, and P. Reiter, Pulse shape analysis and position determination in segmented HPGe detectors : The AGATA detector library. *European Physical Journal A* **52** : 70-81 (2016).
- [Bruyneel *et al.*, 2009] B. Bruyneel, P. Reiter, A. Wiens, J. Eberth, H. Hess, G. Pascovici, N. Warr, S. Aydin, D. Bazzacco, and F. Recchia, Crosstalk corrections for improved energy resolution with highly segmented HPGe-detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **608** : 99-106 (2009).
- [Buck *et al.*, 1996] B. Buck, J. C. Johnston, A. C. Merchant, and S. M. Perez, Cluster model of alpha decay and  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review C* **53** : 2841-2847 (1996).
- [Buck *et al.*, 1990] B. Buck, A. C. Merchant, and S. M. Perez, New look at  $\alpha$  decay of heavy nuclei. *Physical Review Letters* **65** : 2975-2977 (1990).
- [Buck *et al.*, 1994] B. Buck, A. C. Merchant, and S. M. Perez, Alpha-cluster structure in  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review Letters* **72** : 1326-1328 (1994).
- [Buttle and Goldfarb, 1971] P. J. A. Buttle, and L. J. B. Goldfarb, Systematics of nucleon transfer between heavy ions at low energies. *Nuclear Physics A* **176** : 299-320 (1971).
- [Chabanat *et al.*, 1998] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haense, J. Meyer, R. Schaeffer, A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities. *Nuclear Physics A* **635** : 231-256 (1998).
- [Chen and Kondev, 2015] J. Chen, J. and F. G. Kondev,  $^{209}\text{Bi}$  level scheme. *NDS* **126**, 373 (2015).
- [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mecanique quantique, Collection Enseignement des sciences* **2**, Hermann. (1973).
- [Cron, 2013] Cron, L. Illustration de la zone de charge espace d'une jonction PN, Licence Creative Commons (2013).
- [Dasgupta *et al.*, 2004] M. Dasgupta, P. R. S. Gomes, D. J. Hinde, S. B. Moraes, R. M. Anjos, A. C. Berriman, R. D. Butt, N. Carlin, J. Lubian, C. R. Morton, J. O. Newton, and A. Szanto de Toledo, Effect of breakup on the fusion of  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ , and  $^9\text{Be}$ , with heavy nuclei. *Physical Review C* **70** : 024606 (2004).
- [de Shalit and Herman, 1974] A. de Shalit, and F. Herman, *Theoretical nuclear physics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, (1974).
- [Delattre, 2017] M.-C. Delattre, *Étude de la structure de basse énergie de  $^{79}\text{Zn}$  par décroissance  $\beta$  et  $\beta - n$  de  $^{79}\text{Cu}$  et  $^{80}\text{Cu}$* . PhD thesis, Université Paris Saclay (2017).
- [Delion *et al.*, 2012] D. S. Delion, R. J. Liotta, P Schuck, A. Astier, and M.-G. Porquet, Shell model plus cluster description of negative parity states in  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review C* **85** : 064306 (2012).
- [Delion and Suhonen, 2001] D. S. Delion, and J. Suhonen, Microscopic description of the  $\alpha$ -decay fine structure in spherical nuclei. *Physical Review C* **64** : 064302 (2001).
- [Dodig-Crnković *et al.*, 1985] G. Dodig-Crnković, F. A. Janouch, R. J Liotta, and L. J. Sibanda, Absolute Alpha-Decay Rates in Po Isotopes. *Nuclear Physics A* **444** : 419-435 (1985).

- [Dracoulis *et al.*, 2008] G. D. Dracoulis, G. J. Lane, A. P. Byrne, P. M. Davidson, P. Nieminen, K. H. Maier, H. Watanabe, and A. N. Wilson, Neutron core excitations in the  $N = 126$  nuclide  $^{210}\text{Po}$ . *Physical Review C* **77** : 034308 (2008).
- [Dupont *et al.*, 2020] E. Dupont, A. Astier, C. M. Petrache, B. F. Lv, I. Deloncle, J. Kiener, R. Orlandi, H. Makii, K. Nishio, K. Hirose, M. Asai, T. K. Sato, K. Tsukada, Y. Ito, K. R. Kean, R. Yanagihara and G. Scamps, New excited  $2^+$  and  $3^-$  two-proton states in  $^{210}\text{Po}_{126}$  populated by two-proton transfer. *Physical Review C* **101** : 014309 (2020).
- [Ebran *et al.*, 2018] J. P. Ebran, E. Khan, R. D. Lasserri, and D. Vretenar, Single-particle spatial dispersion and clusters in nuclei. *Physical Review C* **97** : 1-5 (2018).
- [Ebran *et al.*, 2012] J.-P. Ebran, E. Khan, T., Nikšić, D., and Vretenar, How atomic nuclei cluster. *Nature* **487** : 341-344 (2012).
- [Ellegaard *et al.*, 1973] C. Ellegaard, P. Barnes, R. Eisenstein, E. Romberg, T. S. Bhatia, and T. R. Canada, Inelastic scattering of deuterons, protons and tritons on  $^{210}\text{Po}$ . *Nuclear Physics A* **206** : 83-96 (1973).
- [England *et al.*, 1989] J. England, G. Fiel, and T. Ophel Z-identification of charged particles by signal risetime in silicon surface barrier detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **30** : 291-298 (1989).
- [Eskola *et al.*, 1984] K. Eskola, H. Ohm, and N. Treher, Production of neutron-rich Bi isotopes by transfer reactions. *Physical Review C* **29** : 2160-2168 (1984).
- [Ferreira *et al.*, 2019] J. L. Ferreira, J. Lubian, R. Linares, M. J. Ermamatov, H. Yépez-Martínez, and P. O. Hess, Analysis of the alpha-transfer reaction in the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  system using the semi-microscopic algebraic cluster model. *The European Physical Journal A* **55** : 94 (2019).
- [Garnsworthy *et al.*, 2005] A. B. Garnsworthy, N. J. Thompson, Z. Podolyák, P. M. Walker, S. J. Williams, G. D. Dracoulis, G. De France, G. J. Lane, K. Andgren, A. M. Bruce, A. P. Byrne, W. N. Catford, B. Cederwall, G. A. Jones, B. McGuirk, S. Mandal, E. S. Paul, V. Pucknell, N. Redon, B. Rosse, R. J. Senior, and G. Sletten, Spectroscopy of  $^{212}\text{Po}$  and  $^{213}\text{At}$  using a  $^8\text{He}$  radioactive beam and EXOGAM. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, **31** : S1851–S1854 (2005).
- [Gavron, 1980] A. Gavron, Statistical model calculations in heavy ion reactions. *Physical Review C*, **21** : 230-236 (1980).
- [Groleau *et al.*, 1980] R. Groleau, W. A. Lanford, and R. Kouzes,  $^{209}\text{Bi}(^3\text{He}, d)^{210}\text{Po}$  and  $^{209}\text{Bi}(^4\text{He}, t)^{210}\text{Po}$  reactions and some matrix elements of the residual interaction. *Physical Review C*, **22** : 440-455 (1980).
- [Hafstad and Teller, 1938] L. R. Hafstad, and E. Teller The Alpha-Particle Model of the Nucleus. *Physical Review*, **54** : 681-692 (1938).
- [Heyde, 1994] K. L. G. Heyde, *The Nuclear Shell Model*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest (1994).
- [Hoyle, 1953] Hoyle, F. On nuclear reactions occurring in very hot stars. the synthesis of elements from carbon to nickel. *American Astronomical Society*, **1** : 121-146 (1953).
- [Iachello, 1985] F. Iachello, Local versus global isospin symmetry in nuclei. *Physics Letters B*, **160B** : 1-4 (1985).
- [Ibrahim *et al.*, 2010] T. T. Ibrahim, S. M. Perez, and S. M. Wyngaardt, Hybrid potential model of the  $\alpha$ -cluster structure of  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review C*, **82** : 034302 (2010).

- [Ikeda *et al.*, 1968] K. Ikeda, N. Takigawa and H. Horiuchi, The systematic Structure change into the Molecule-like Structures in the Self-conjugate  $4n$  nuclei. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **Extra Number** : 464-475 (1968).
- [Janouch and Liotta, 1982] F. A. Janouch and R. J. Liotta (1982). Role of configuration mixing on absolute alpha-decay width in Po isotopes F. *Journal of Algebra*, **25** : 2123-2125 (1982).
- [Kalita, 2011] K. Kalita, Evidence for ICF on the  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  and  $^{13}\text{C} + ^{207}\text{Pb}$  reactions in above-barrier energies. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **38** : 095104 (2011).
- [Kelley *et al.*, 2004] J. H. Kelley, J. L. Godwin, and C. G. Sheu  $^8\text{Be}$  Level Scheme. *ENSDF* : 1-5 (2004).
- [Knoll, 2000] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition (2000).
- [Kocheva *et al.*, 2017] D. Kocheva, G. Rainovski, J. Jolie, N. Pietralla, A. Blazhev, R. Altenkirch, R., S. Ansari, A. Astier, M. Bast, M. Beckers, T. Braunroth, M. Cappellazzo, A. Dewald, F. Diel, M. Djongolov, C. Fransen, K. Gladnishki, A. Goldkuhle, A. Hennig, V., Karayonchev, J. M. Keatings, E. Kluge, T. Kröll, J. Litzinger, K., Moschner, C. Müller-Gatermann, P. Petkov, M. Scheck, P. Scholz, T. Schmidt, P. Spagnoletti, C. Stahl, R. Stegmann, A. Stolz, A. Vogt, N. Warr, V. Werner, D. Wölk, J. C. Zamora, K. O. Zell, V. Y. Ponomarev and P. Van Isacker, Low collectivity of the  $2_1^+$  state of  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review C* **96** : 044305 (2017).
- [Kocheva *et al.*, 2016] D. Kocheva, G. Rainovski, J. Jolie, N. Pietralla, C. Stahl, P. Petkov, A. Blazhev, A. Hennig, A. Astier, T. Braunroth, M. L. Cortés, A. Dewald, M. Djongolov, C. Fransen, K. Gladnishki, V. Karayonchev, J. Litzinger, C. Müller-Gatermann, M. Scheck, P. Scholz, R., Stegmann, P. Thöle, V. Werner, W. Witt, W., D. Wölk and P. Van Isacker, P. (2016). Low-lying isovector  $2^+$  valence-shell excitations of  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review C*, **93** : 011303.
- [Korichi and Lauritsen, 2019] Korichi, A. and Lauritsen, T. (2019). Tracking gamma-rays in highly segmented HPGe detectors : A review of AGATA and GRETINA. *The European Physical Journal A* **55** : 121.
- [Lalazissis *et al.*, 2005] G. A. Lalazissis, T. Nikšić, D. Vretenar, P. Ring(2005). New relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon couplings. *Physical Review C* **71** : 024312.
- [Leo, 1987] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (1987).
- [Lieder *et al.*, 1978] R. M. Lieder, J. P. Didelez, H. Beuscher, D. R. Haenni, M. Müller-Veggian, A. Neskakis, and C. Mayer-Böricke, Observation of a new isomer in  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review Letters* **41** : 742-745 (1978).
- [Mann *et al.*, 1988] L. G. Mann, K. H. Maier, A. Aprahamian, J. A. Becker, D. J. Decman, E. A. Henry, R. A. Meyer, N. Roy, W. Stöfl and G. L. Struble. (1988). Levels of the four lowest two-particle configurations in  $^{210}\text{Po}$  studied by in-beam  $\gamma$ -ray and conversion-electron spectroscopy with the  $^{209}\text{Bi}(t, 2n)$  reaction. *Physical Review C* **38** : 74-91
- [Menge *et al.*, 2007] P. R. Menge, G. Gautier, A. Iltis, C. Rozsa and V. Solovyev, Performance of large lanthanum bromide scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **579** : 6-10 (2007).
- [Nilsson *et al.*, 1969] S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller, and B. Nilsson, On the nuclear structure and

- stability of heavy and superheavy elements. *Nuclear Physics, Section A* **131** : 1-66 (1969).
- [Ohkubo, 1995] S. Ohkubo (1995). Alpha Clustering and Structure of  $^{94}\text{Mo}$  and  $^{212}\text{Po}$ . *Physical Review Letters* **74** : 2176-2180.
- [Paes *et al.*, 2017] B. Paes, G. Santagati, R. M. Vsevolodovna, F. Cappuzzello, D. Carbone, , E. N. Cardozo, M. Cavallaro, A. Gargano, J. L. Ferreira, S. M. Lenzi, , R. Linares, E. Santopinto, A. Vitturi, and J. Lubian, Long-range versus short-range correlations in the two-neutron transfer reaction  $^{64}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{66}\text{Ni}$ . *Physical Review C* **96** : 044612 (2017).
- [Pandya, 1956] S. P. Pandya Nucleon-hole interaction in jj coupling. *Physical Review* **103** : 956-957 (1956).
- [Piot, 2010] J. Piot, *Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd -Spectroscopie prompt des noyaux  $^{246}\text{Fm}$  et  $^{256}\text{Rf}$* . PhD thesis, Université de Strasbourg (2010).
- [Poletti *et al.*, 1987] A. R. Poletti, G. D. Dracoulis, A. P. Byrne, and A. E. Stuchbery, The low-lying yrast structure of  $^{212}\text{Po}$ . *Nuclear Physics A* **473** : 595-604 (1987).
- [Radford, 1995] D. C. Radford, ESCL8R and LEVIT8R : Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **361** : 297-305 (1995).
- [Rafferty *et al.*, 2016] D. C. Rafferty, M. Dasgupta, D. J. Hinde, C. Simenel, E. C. Simpson, E. Williams, I. P. Carter, K. J. Cook, D. H. Luong, S. D. McNeil, K. Ramachandran, K. Vo-Phuoc, and A. Wakhle, Multinucleon transfer in  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$  reactions at energies near the fusion barrier. *Physical Review C* **94** : 024607 (2016).
- [Riley and Simpson, 2013] M. Riley and J. Simpson Nuclear Gamma Spectroscopy and the Gamma-Spheres. *Encyclopedia of Nuclear Physics and its Applications* **1** (2013).
- [Riley *et al.*, 2016] M. A. Riley, J. Simpson, and E. S. Paul (2016). High resolution gamma-ray spectroscopy and the fascinating angular momentum realm of the atomic nucleus. *Physica Scripta* **91** : 123002.
- [Ring and Schuck, 1980] P. Ring and P. Schuck *The Nuclear Many-body Problem*. Springer, 2004 edition.
- [Roth *et al.*, 1984] J. Roth, J. H. Primbsch and R. P. Lin, Segmentation and Pulse Shape Discrimination Techniques for Rejecting Background in Germanium Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **31** : 367-371 (1984).
- [Santra *et al.*, 2001] S. Santra, P. Singh, S. Kailas, A. Chatterjee, A. Shrivastava and K. Mahata, Coupled reaction channel analysis of elastic, inelastic, transfer, and fusion cross sections for  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ . *Physical Review C* **64** : 024602 (2001).
- [Scamps *et al.*, 2017] G. Scamps, C. Rodríguez-Tajes, D. Lacroix and F. Farget, Time-dependent mean-field determination of the excitation energy in transfer reactions : Application to the reaction  $^{238}\text{U}$  on  $^{12}\text{C}$  at 6.14 MeV/nucleon. *Physical Review C* **95** : 024613 (2017).
- [Shamsuzzoha-Basunia, 2014] M. Shamsuzzoha-Basunia  $^{210}\text{Po}$  Level scheme. *NDS* **121** : 561 (2014).
- [Simpson *et al.*, 2016] E. C. Simpson, K. J. Cook, D. H. Luong, S. Kalkal, I. P. Carter, M. Dasgupta, D. J. Hinde and E. Williams Disintegration locations in  $^7\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}$  transfer-triggered breakup at near-barrier energies. *Physical Review C* **93** : 024605 (2016).

- [Simpson *et al.*, 2008] J. Simpson, J. Nyberg and W. Korten, AGATA Advanced Gamma Tracking Array Technical Design Report. Technical report, AGATA collaboration (2008).
- [Suzuki and Ohkubo, 2010] Y. Suzuki and S. Ohkubo, Enhanced E1 transitions and  $\alpha + {}^{208}\text{Pb}$  clustering in  ${}^{212}\text{Po}$ . *Physical Review C* **82** : 041303 (2010).
- [Tonozuka, 1979] I. Tonozuka and A. Arima Surface alpha-clustering and alpha-decay of  ${}^{212}\text{Po}$ . *Nuclear Physics A* **323** : 45-60 (1979).
- [Valentin, 1982] L. Valentin, *Physique subatomique : noyaux et particules*. Collection Enseignement des sciences. Hermann, Paris, nouvelle édition (1982).
- [Varga *et al.*, 1992a] K. Varga, R. G. Lovas, and R. Liotta, Cluster-configuration shell model for alpha decay. *Nuclear Physics A* **550** : 421-452 (1992).
- [Varga *et al.*, 1992b] K. Varga, R. G. Lovas, and R. J. Liotta, Absolute Alpha Decay Width of Po in a Combined Shell and Cluster Model. *Physical Review Letters* **69** : 37-40 (1992)
- [Venturelli and Bazzacco, 2004] R. Venturelli and D. Bazzacco Adaptive Grid Search as Pulse Shape Analysis Algorithm for  $\gamma$ -Tracking and Results, *LNL Report*. (2004).
- [Von Oertzen, 2001] W. Von Oertzen (2001). Covalently bound molecular structures in the  $\alpha + {}^{16}\text{O}$  system. *European Physical Journal A* **11** : 403-411.
- [von Oertzen *et al.*, 2006] W. von Oertzen, M. Freer and Y. Kanada-En'yo, Nuclear clusters and nuclear molecules. *Physics Reports* **432** : 43-113 (2006).
- [von Oertzen and Vitturi, 2001] W. Von Oertzen and A. Vitturi, Pairing correlations of nucleons and multi-nucleon transfer between heavy nuclei. *Reports on Progress in Physics* **64** : 1247-1337 (2001).
- [Weinberg *et al.*, 1978] P. A. Baisden, R. E. Leber, M. Nurmi, J. M. Nitschke, M. Michel and A. Ghiorso, Isomeric States in  ${}^{212}\text{Bi}$ . *Physical Review Letters* **41** : 738-741.
- [Weizsäcker, 1935] C. F. v. Weizsäcker, Zur Theorie der Kernmassen. *Zeitschrift für Physik* **96** : 431-458 (1935).
- [Wiens *et al.*, 2010] A. Wiens, H. Hess, B. Birkenbach, B. Bruyneel, J. Eberth, D. Lersch, G. Pascovici, P. Reiter and H. G. Thomas The AGATA triple cluster detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **618** : 223-233 (2010)
- [Wildermuth and Tang, 1977] K. Wildermuth and Y. Tang, *A unified theory of the Nucleus*. Vieweg, Tübingen, Minneapolis (1977).
- [Ziegler *et al.*, 2010] J. F. Ziegler, M. Ziegler, and J. Biersack, SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **268** : 1818-1823 (2010).



**Titre :** Population et structure des noyaux  $^{210}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$  produits par réactions de transfert

**Mots clés :** Structure nucléaire, Clusterisation alpha, Réaction de transfert, Modèle en couches,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{212}\text{Po}$ ,

**Résumé :**

Plusieurs noyaux légers, tels que le  $^{18}\text{O}$ , possèdent une structure « cœur +  $\alpha$  ». À ce jour, le  $^{212}\text{Po}$  est le seul noyau lourd où ce phénomène a été mis en évidence.

Dans cette thèse, nous avons combiné la mesure de l'énergie d'excitation des niveaux peuplés par réaction de transfert depuis un noyau de  $^{12}\text{C}$  vers un noyau de  $^{208}\text{Pb}$ , et la mesure des désexcitations  $\gamma$  de ces niveaux.

Une première expérience a été menée en cinématique inverse à l'aide du multi-détecteur germanium AGATA et d'un silicium épais. Une seconde expérience, en cinématique directe, a eu lieu auprès du tandem de Tokai avec un télescope de détecteurs silicium, et des cristaux HPGe et LaBr<sub>3</sub>. Nous décrivons le fonctionnement des détecteurs, le traitement des données jusqu'à la reconstruction cinématique des événements, et les simulations ayant permis de bâtir le dispositif expérimental et de valider le traitement des données.

Nous avons étudié les réactions de transferts 1p, 2p, 2p 1n et  $\alpha$ , produisant les noyaux  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,

$^{211}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$  à des énergies autour de la barrière Coulombienne. La comparaison des différentes voies de transfert nous a permis de démontrer clairement que les quatre nucléons conduisant au  $^{212}\text{Po}$  étaient transférés simultanément. En comparant les énergies d'excitations calculées par un modèle semi-classique, nous avons également démontré que les états du  $^{212}\text{Po}$  ayant une forte composante cluster « cœur +  $\alpha$  » semblent être principalement situés à haute énergie d'excitation ( $E^* \geq 3$  MeV).

Sept nouveaux états du  $^{212}\text{Po}$  pour lesquels nous avons proposé des spins et des parités ont été découverts. Nous avons également mesuré les sections efficaces vers certains niveaux connus, et comparé ces résultats avec des calculs en voies couplées, ce qui a permis de confirmer la forte composante cluster « cœur +  $\alpha$  » des niveaux  $4_3^-$  et  $7_2^-$ , et une faible composante cluster « cœur +  $\alpha$  » dans les niveaux  $2_1^+$  et  $2_2^+$ .

Cinq nouveaux états du  $^{210}\text{Po}$  ont été mis en évidence. Le modèle en couches a permis d'attribuer fermement leurs spins et parités, et d'identifier leurs configurations.

**Title :** Structure and population of  $^{210}\text{Po}$  and  $^{212}\text{Po}$  isotopes produced by transfer reactions

**Keywords :** Nuclear structure, Alpha clustering, Transfer reaction, Shell model,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{212}\text{Po}$ ,

**Abstract :** Several light nuclei, as  $^{18}\text{O}$ , display a "core +  $\alpha$ " structure.  $^{212}\text{Po}$  is the only heavy one where this phenomenon has been highlighted. In this thesis, we combined the measurement of the excitation energy of levels populated via transfer reaction from a  $^{12}\text{C}$  nucleus on a  $^{208}\text{Pb}$  nucleus, and the measurement of the  $\gamma$  decaying of these levels.

A first experiment has been performed in inverse kinematic, using the AGATA Germanium array and a thick silicon detector. A second experiment, in direct kinematic has been done at Tokai's Tandem using a telescope of silicon detectors, 4 HPGe and 4 LaBr<sub>3</sub> crystals.

We describe the principle of these detectors, the data reduction up to the kinematical reconstruction, and the simulations used to build the experimental set-up and to validate the data analysis. We have studied 1p, 2p, 2p 1n and  $\alpha$  transfer reactions leading to  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{211}\text{Po}$  et  $^{212}\text{Po}$  at energies around the Coulomb

barrier.

From the comparison of these reactions channels, we firmly established that the 4 nucleons are transferred simultaneously to produce  $^{212}\text{Po}$ . Evolution of the excitation energy with the beam energy has shown that the  $^{212}\text{Po}$  states including a strong "core +  $\alpha$ " component lie much preferentially at high excitation energy ( $E^* \geq 3$  MeV).

Seven new energy levels of  $^{212}\text{Po}$  have been discovered, for which spin and parity attributions are proposed. We also measured the partial cross-sections to several levels to characterize their cluster components. We confirmed the large "core +  $\alpha$ " components of the  $4_3^-$  and  $7_2^-$  states, and the weak "core +  $\alpha$ " components of the  $2_1^+$  and  $2_2^+$  states.

Five new levels of  $^{210}\text{Po}$  have been discovered. Shell model calculations allowed us to firmly assign spins and parities.

