



Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Université Claude Bernard Lyon-1

Habilitation à Diriger des Recherches

présentée le 18 juin 2008

par

Olivier Stézowski

La spectroscopie γ : des faisceaux stables
aux faisceaux radioactifs

Jury:

Mr F. AZAIEZ

Rapporteur

Mr D. DAVESNE

Mr G. DUCHENE

Rapporteur

Mr B. HAAS

Rapporteur

Mr B. ILLE

Président

La spectroscopie γ : des faisceaux stables aux
faisceaux radioactifs

Olivier Stézowski

8 septembre 2008

Table des matières

1	Introduction	9
2	La rotation nucléaire	13
2.1	Introduction	13
2.2	La rotation des noyaux déformés	16
2.2.1	Généralités	16
2.2.2	La superdéformation dans les noyaux ^{197}Pb et ^{198}Pb	22
2.2.3	Les noyaux déformés au voisinage de la «drip line» proton	27
2.3	La rotation magnétique	32
2.4	La recherche de formes tétraédrales	35
2.5	Conclusions	37
3	Les outils et les méthodes	39
3.1	Introduction	39
3.2	Faisceaux et mécanismes de réactions	39
3.3	Les détecteurs et leur caractéristiques	43
3.3.1	Les multidétecteurs de rayonnement γ	43
3.3.2	EUROBALL et le RFD	47
3.3.3	EXOGAM et DIAMANT	50
3.4	Les méthodes d'analyse	52
3.4.1	La calibration des segments d'EXOGAM	52
3.4.2	DIAMANT pour assigner des transitions γ	55
3.4.3	La logique floue	59
3.5	Conclusions	64
4	Les projets	67
4.1	Introduction	67
4.2	Un générateur de rayonnements γ	69
4.3	AGATA et EXOGAM	72
4.3.1	AGATA ou le «tracking» des rayonnements γ	72
4.3.2	Comparaison entre AGATA et EXOGAM	73
4.4	Le calorimètre γ PARIS	78
4.5	Conclusions	82
5	Conclusions et perspectives	85

6 Curriculum vitæ, liste des publications

93

Table des figures

2.1	Partie du schéma de niveaux du noyau ^{198}Pb montrant des structures régulières associées, à gauche, à une bande de rotation collective d'une forme superdéformée et, à droite, à une bande de rotation magnétique connectée aux états normaux qui sont dessinés en pointillés.	14
2.2	Partie du schéma de niveaux du noyau ^{198}Pb (états les plus bas) montrant des structures irrégulières associées à des excitations individuelles d'un ou plusieurs nucléons.	15
2.3	Spectre de la bande superdéformée SD yrast du noyau ^{152}Dy obtenu auprès du multi-détecteur EUROGAMII [EUROGAMII].	17
2.4	Formes associées à différents jeux de paramètres. À gauche (a), une forme quadrupolaire correspondant à une faible déformation ($\beta = 0,2$ et $\gamma = 0$), au milieu (b), une forme superdéformée ($\beta = 0,6$ et $\gamma = 0$). Un terme octupolaire supplémentaire $\alpha_{3,0} = 0,35$ a été ajouté à cette dernière forme pour créer la figure de droite (c).	19
2.5	Routhians théoriques de quasi-neutrons obtenus à partir de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov (avec prescription de Lipkin-Nogami) représentant l'évolution des états individuels en fonction de la fréquence de rotation pour le noyau ^{196}Pb [Gall, Gall94]. La force effective est SkM^* ; l'appariement est traité avec une force de Séniorité d'intensité $G_\tau = 12,6$. La convention pour le tracé des différents nombres quantiques, parité et signature (π, α), est indiquée en bas de la figure.	20
2.6	Spectres des bandes superdéformées des noyaux $^{197,198}\text{Pb}$ dont les transitions étaient connues avant notre expérience. Les spectres, comme les profils d'intensité en insert, sont issus de nos données.	23
2.7	Spectres des nouvelles bandes superdéformées découvertes lors de notre expérience. L'analyse n'a pas permis de séparer complètement deux des bandes ($2b$ et $4b$) dont les transitions de basse énergie sont très proches. On peut en revanche apercevoir dans l'insert la séparation plus importante dans la partie haute énergie.	25
2.8	Moments d'inertie dynamiques $\mathfrak{S}^{(2)}$ de l'ensemble des bandes superdéformées observées dans notre jeu de données avec en plus le moment d'inertie dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$ associé à la bande SD «yrast» du noyau ^{196}Pb	26

- 2.9 Surface d'énergie potentielle pour le noyau ^{194}Pb en fonction de paramètres de déformation quadrupolaire β_2 , (axe dans le plan de la figure) et octupolaire β_3 , (axe dans la profondeur de la figure) montrant trois minima. Le plus profond est l'état fondamental associé à une faible déformation, le deuxième correspond au puits superdéformé suivi à plus haute énergie d'excitation par un puits qui est associé à une forme hyperdéformée (rapport d'axe 3 sur 1). On peut voir que le premier puits est beaucoup plus abrupt sur la profondeur (β_3) que le puits SD dans lequel la déformation octupolaire peut être explorée sans nécessiter beaucoup d'énergie [Meyer]. 28
- 2.10 Spectres des rayonnements γ obtenus après analyse des deux expériences. Dans le panneau du haut la coïncidence avec au moins un proton dans DIAMANT [Sche.97] est requise. Dans celui du bas, la coïncidence avec au moins un α est demandée. Les spectres hachurés correspondent à la première réalisation de l'expérience, et celui du haut est multiplié par cinq pour être correctement visible. 30
- 2.11 Schéma montrant le principe de la rotation magnétique. A gauche, les protons de valence (en bleu), situés dans le plan horizontal, forme une boucle de courant autour du noyau quasi-sphérique symbolisé par la sphère maillée (en gris) et qui n'est pas représentée dans les deux autres figures. La lacune due aux neutrons absents forme la boucle de courant verticale (en violet). Le noyau gagne de plus en plus de moment angulaire en alignant (de gauche à droite) les deux boucles de courant. 32
- 2.12 Spectre montrant les transitions γ attribuées à une bande rotationnelle magnétique dans le noyau ^{201}Po : le pic en bleu, et indiqué par un rond bleu, marque la condition utilisée pour construire le spectre. Le grand nombre de pics présents témoigne d'une tête de bande à haute énergie et une désexcitation très fragmentée. 33
- 2.13 Forme tétraédrale correspondant à une sphère déformée par un paramètre $\alpha_{3,2} = 0,35$. Tous les autres coefficients $\alpha_{\nu,\mu}$ de l'expression 2.1 sont nuls. 35
- 3.1 Cette carte donne une idée de l'état de connaissance des noyaux en fonction du nombre de neutrons et du nombre de protons. Les noyaux stables sont marqués en noir (vallée de stabilité), les noyaux créés en laboratoire sont indiqués en vert. Les noyaux inconnus, liés dans leur état fondamental, d'après le modèle de la goutte liquide, sont représentés en gris : cette zone est couramment appelée «Terra Incognita» 40

3.2 Le spectre du haut correspond au spectre des rayonnements γ obtenu sans autres conditions que celle du «trigger» . On y voit principalement deux pics de radioactivité (511 keV et 559 keV de la transition du noyau $^{76}\text{Se}, 2^+ \rightarrow 0^+$) qui apparaissent démultipliés car une correction Doppler (celle de la fusion-évaporation) a été appliquée. En bas, le même spectre, avec au moins une particule chargée légère détectée dans DIAMANT (voir contour de la figure 3.7), sur lequel on voit clairement apparaître les transitions des bandes rotationnelles «yrast» des principaux noyaux produits : ^{130}Nd (cercles), ^{131}Pm (carrés) et ^{127}Pr (triangles). 43

3.3 A gauche (référéncé A dans le texte), vue schématique du multidétecteur EUROBALL [EUROBALL] où ne sont représentés que les cristaux de Ge avec 15 «clusters» (assemblage de 7 cristaux en violet) situés à l'arrière dans le sens du faisceau, 26 «clovers» (assemblage de 4 cristaux en bleu) situés autour de 90° degrés et les détecteurs tronconiques (un seul cristal en rouge) situés à l'avant dans le sens du faisceau. A droite (référéncé B dans le texte), vue schématique du multidétecteur EXOGAM [Azaiez99] où sont représentés 12 «clovers» avec en gris le capot d'aluminium, en vert foncé les BGO qui entourent les cristaux de Ge et en violet les CsI situés à l'arrière des cristaux. Un des capots a été enlevé pour montrer les cristaux de Ge (blanc, rouge, bleu et vert) constituant le «clover». Les segments, qui divisent électriquement chaque cristal en 4, ne sont pas représentés sur cette figure. 44

3.4 Vue schématique du dispositif expérimental utilisant le multidétecteur de rayonnements γ EUROBALL et le multidétecteur de fragments de recul RFD. Les détecteurs tronconiques ont été retirés pour permettre de placer le RFD à l'avant. Il est représenté par les faces d'entrée (en rouge) des 18 modules. 48

3.5 Matrice donnant, pour un des modules du RFD, la coïncidence entre le temps de vol mesuré et l'amplitude du signal collecté. On distingue très nettement deux régions A et B qui sont associées respectivement à des mécanismes de réactions peu dissipatifs (vitesse voisine de celle du faisceau incident) et plus dissipatifs (fusion-évaporation). 49

3.6 Spectres illustrant la sélectivité du RFD. En haut, le spectre de rayonnements γ obtenu lors de notre expérience avec un «trigger» basé sur deux rayonnements γ dans EUROBALL en coïncidence avec un signal dans le RFD. Pour cette expérience, le bruit de fond dû à la fission est presque complètement supprimé bien que la section efficace associée équivaut à 80% de la section efficace totale de réaction. En bas, un spectre de rayonnements γ , obtenu dans des conditions de réactions voisines, pour lequel EUROBALL complet a été utilisé avec un «trigger» d'au moins deux γ dans les détecteurs Ge et au moins six dans la boule interne. La fission dans ce cas est moindre et représente 66% de la section efficace totale de réaction. 50

3.7	Matrice typique obtenue avec DIAMANT donnant pour chaque particule l'énergie en fonction du temps d'identification.	52
3.8	Conséquences de l'application des coefficients de calibration simples (A_i^s, B_i^s). Sur les figures A, B et C sont représentées les matrices de corrélation donnant l'énergie du contact central (ECC) en fonction de l'énergie reconstruite à partir des segments touchés pour tous les événements (A), que les événements avec un (B) ou deux segments impliqués (C). La figure (D) donne les projections de la matrice (C) sur l'axe horizontal (spectre grisé) et vertical (spectre blanc).	53
3.9	Matrice de corrélation donnant, pour un cristal particulier dans lequel deux et seulement deux segments sont touchés, le signal du deuxième en fonction du premier, pour une source ^{152}Eu	54
3.10	Spectre (avec fond soustrait) conditionné par au moins une particule légère chargée dans DIAMANT et par les 7 premières transitions de la bande rotationnelle «yrast» du noyau ^{130}Nd	56
3.11	Principe de la méthode utilisée pour déterminer le résidu d'évaporation qui a émis un rayonnement γ particulier à partir de la distribution donnant la multiplicité des protons en coïncidence.	57
3.12	Des éléments sont répartis dans un espace à deux dimensions. La figure de gauche montre qu'ils s'organisent en deux colonies qui ne sont cependant pas distinctement séparées. Dans la théorie classique des ensembles, les éléments sont classés par leur appartenance ou non à un sous-ensemble. Si la définition de ceux-ci est stricte (zones hachurées sur la partie droite), on classe bien mais avec peu d'éléments dans chaque sous-ensemble. Si la définition est plus large (cercles en pointillés), on classe plus d'éléments, mais ces derniers peuvent appartenir aux deux sous-ensembles simultanément. Grâce aux fonctions d'appartenance (par exemple deux formes Gaussiennes, centrées sur les deux maxima), on peut savoir, y compris dans la zone de recouvrement, si un élément appartient plus à un sous-ensemble flou qu'à un autre.	59
3.13	L'espace global est défini comme l'ensemble des positions X comprises entre 0 et 1000. Dans le cadre (A) est illustré les fonctions d'appartenance de deux sous-ensembles flous qui sont respectivement intitulés "un élément proche de l'origine" (en rouge) et un "élément au voisinage de 800" (en bleu). Dans la figure (B), les fonctions d'appartenance du complément de chacun d'entre eux sont représentées. Les deux cadres du bas montrent qu'elle est la fonction d'appartenance de l'intersection (C, zone hachurée en vert) et de l'union (D, zone hachurée en vert) de deux sous-ensembles flous (en rouge et en bleu). Notons que la valeur maximale de l'intersection (C) est de 0,5 : le sous-ensemble correspondant n'est donc pas régulier.	61

3.14	En haut, spectre d'un des cristaux d'EUROBALL obtenu avec une source ^{152}Eu et ^{56}Co sur lequel est référencé onze pics utilisés pour la calibration. En bas, pour un cristal différent, le même type de spectres sur lequel est représenté, par des triangles rouges, les pics trouvés par une procédure de recherche automatique.	63
4.1	Schéma de niveaux factice permettant d'illustrer le principe du Monte-Carlo.	68
4.2	Spectres obtenus à partir du schéma de niveaux de la figure 4.1. En haut, le spectre brut, au milieu et en bas les spectres conditionnés respectivement par la transition encadrée en rouge (transition 573 keV) et en bleu (transition 656 keV) sur le schéma de niveaux.	70
4.3	Vue schématique du démonstrateur d'AGATA. Les cristaux (rouge, bleu et vert), situés à 23.5 cm de la cible, sont regroupés pour former un «triple cluster».	72
4.4	Pour un même jeu d'événements générés, spectres de rayonnements γ bruts obtenus, après analyse, en haut pour le multidétecteur EXOGAM et en bas pour le démonstrateur d'AGATA.	74
4.5	Pour un même jeu d'événements générés, spectres de coïncidence obtenus, après analyse, en haut pour le multidétecteur EXOGAM et en bas pour le démonstrateur d'AGATA. Les fenêtres, utilisées pour conditionner les spectres, sont représentées en rouge sur le spectre du haut ainsi que les transitions du schéma de niveaux, en bleu, qui doivent être en coïncidence.	75
4.6	Vue schématique de la configuration sphérique du détecteur PARIS. Pour les besoins de la représentation, seule une moitié de la couche externe est montrée. On peut voir sur cette figure comment peuvent interagir différents rayonnements γ émis par une source placée au centre.	78
4.7	Courbes d'efficacité, en fonction de l'énergie du rayonnement γ incident, pour différentes épaisseurs de LaBr ₃ et une épaisseur fixe de CsI. En bleu et en rouge est donné le pourcentage d'événements complètement absorbés respectivement dans la couche interne et externe. En vert (uniquement pour une épaisseur de 5cm de LaBr ₃) est représentée la somme des courbes bleues et rouges. En noir est donné le pourcentage d'événements complètement absorbé dans l'ensemble.	80

Remerciements

Il est évident que ce travail n'aurait pas vu le jour sans l'aide de beaucoup. Cependant, dans ces remerciements, je ne nommerai personne explicitement car la liste pourrait être très longue.

Si j'ai pu poursuivre dans la voie de la recherche, et dans de bonnes conditions, je le dois plus particulièrement à quelques personnes qui ont cru en moi et qui se reconnaîtront sans aucun doute! Je les remercie souvent de m'avoir donné l'opportunité d'exercer le métier de chercheur.

Ma gratitude va bien évidemment aussi aux membres de jury qui ont accepté de lire, juger et de porter un regard expert sur ce manuscrit.

Les étudiants qui ont oeuvré à la réalisation des travaux présentés dans ce mémoire sont cités au fur et à mesure des pages qui suivent : merci à vous!

J'espère vous avoir apporté autant qu'on a pu le faire pour moi et surtout j'espère pouvoir continuer encore longtemps avec ceux qui choisiront de passer leur thèse dans le même groupe que moi.

Chapitre 1

Introduction

Il y a presque dix ans maintenant, je compilais et recompiler mon fichier de thèse pour apporter les dernières corrections, les ultimes retouches avant de raccrocher ma plume électronique. Je ne savais pas à ce moment précis quel serait mon avenir. Il a fallu de la chance, sans aucun doute, mais aussi le soutien de quelques personnes qui ont cru en moi, pour me maintenir sur la voie de la recherche. Et me voilà dix ans plus tard affrontant à nouveau l'angoisse de "l'écran blanc" pour un exercice néanmoins bien différent.

Si ma thèse, comme l'atteste son titre précis et exhaustif, porte sur une étude ciblée aux contours bien définis, il ne peut en être de même pour ce travail. Mais au fait, quel peut bien être le but de ce manuscrit ? Il me semble que la réponse à cette question se trouve dans ces mots : habilitation à diriger des recherches. Si l'obtention du diplôme associé permet officiellement d'encadrer un doctorant, il ne délivre cependant pas en lui-même le savoir-faire inhérent à cet exercice qui ne peut s'acquérir que par une pratique longue et régulière. Sans parler de direction, mais plutôt d'encadrement, ma préoccupation principale, tout au long des pages qui suivent, est de mettre en exergue le travail effectué avec les étudiants qui se sont succédés au sein du groupe dans lequel j'ai évolué depuis que je suis à Lyon. Bien que l'encadrement, la formation des doctorants me semble être une facette majeure de la vie de chercheur, certaines parties du manuscrit résultent néanmoins d'un travail plus personnel et ne sont présentes que pour maintenir une cohérence globale.

Avant d'explorer un peu plus en détail la structure du document, il convient de lever une possible ambiguïté sur le titre choisi. En effet, il ne doit pas suggérer que les faisceaux radioactifs supplantent les faisceaux stables. Comme nous le verrons, un tel acte serait en fait préjudiciable pour notre discipline. L'idée mise en avant, la toile de fond, correspond beaucoup plus à celle d'évolution dans les thématiques, les outils et les méthodes de travail telles que j'ai pu les appréhender durant ces dix années. En ce sens, certains passages pourraient paraître trop subjectifs : ils constituent cependant une retranscription la plus juste possible des changements tels que j'ai pu les observer.

La spectroscopie γ est une sonde très précise de la structure nucléaire interne des noyaux. Elle permet de fixer les niveaux d'énergie autorisés par la mécanique quantique, de déterminer les nombres quantiques caractéristiques (spin et parité) ainsi que la durée de vie de certains états. Créés avec une énergie d'excitation élevée et à haut moment angulaire par réaction de fusion-évaporation, quel que soit le type de faisceau, leur spectre de désexcitation peut s'avérer très complexe à établir expérimentalement mais aussi à interpréter théoriquement. L'étude de séquences de désexcitation caractéristiques, notamment par une certaine régularité, est ainsi naturellement privilégiée. Le chapitre qui suit cette introduction s'arrête sur ces structures particulières associées à différents modes de rotation du noyau. Plusieurs résultats seront ainsi exposés issus d'expériences en partie ou fortement réalisées, analysées et interprétées dans le groupe de Lyon. La rotation collective des noyaux déformés, voire superdéformés, sera illustrée par la mise en évidence de bande de rotation respectivement dans les régions de masse $A \simeq 130$ et $A \simeq 190$. La région de masse $A \simeq 190$ est doublement à l'honneur, pour détailler un autre mode singulier de rotation dit "magnétique". Enfin quelques mots évoqueront la recherche de formes tétraédrales, un projet initié et piloté par un groupe Strasbourgeois.

Les outils et les méthodes déployés pour déterminer expérimentalement le schéma de niveaux, véritable carte génétique du noyau atomique, seront détaillés dans le chapitre 3. Tout d'abord, les caractéristiques principales des faisceaux stables et radioactifs seront brièvement abordées pour souligner leurs complémentarités et leurs différences. Ces informations conditionnent le choix du type de faisceau et du mécanisme de réaction nucléaire mis en jeu pour porter le noyau d'intérêt dans un état d'excitation voulu. Parmi les différentes réactions possibles, la fusion-évaporation est l'outil principal utilisé pour les expériences présentées dans ce manuscrit. Les rayonnements γ résultants sont détectés par des spectromètres spécifiques. Les caractéristiques des deux multidétecteurs utilisés pour ce travail seront rappelées. Bien que très performants, ces derniers doivent, dans certains cas, être couplés à d'autres systèmes de détection pour extraire le signal désiré. Les améliorations apportées par plusieurs couplages, notamment avec un filtre de vitesse et un détecteur de particules légères chargées, seront aussi présentées dans le chapitre 3. Si la majeure partie des techniques usuelles de spectroscopie γ ont été appliquées ces dix dernières années, l'accent est mis dans ce mémoire sur les méthodes innovantes développées et utilisées dans notre groupe pour extraire le signal utile dans les meilleures conditions avec, notamment, la mise en œuvre de la logique floue, dont les bases mathématiques seront plus longuement exposées.

Un dernier chapitre, peut-être le plus personnel, est dédié aux différents projets dans lesquels je suis engagé à travers mon groupe de recherche. Le «tracking γ », principe de base des multidétecteurs γ de futures générations, y trouvera une large place. Les rayonnements γ peuvent aussi apporter des informations précieuses sur les mécanismes de réaction, notamment le processus de fission. Le concept d'un nouveau calorimètre γ sera discuté au travers des études menées dans notre groupe. Ce chapitre illustrera aussi mon envie de mettre en œuvre une plateforme complète de simulation et d'ana-

lyse afin de préparer au mieux les expériences auprès des futures installations.

Quelques conclusions et perspectives viendront clore ce manuscrit. L'avènement des faisceaux radioactifs va multiplier les possibilités, promet une moisson de résultats et offre de nombreux challenges. Pour les relever, il faut se doter d'une large palette d'outils très pointus. J'espère que ces pages donneront un modeste aperçu de ce qu'il y a à faire et quelles peuvent être la ou les directions à suivre. Je vous souhaite une agréable lecture.

Chapitre 2

La rotation nucléaire

2.1 Introduction

Le noyau atomique, système quantique fini composé de nucléons, est caractérisé par plusieurs quantités. Il y a bien sûr sa composition en termes de nucléons (A), de protons (Z) et de neutrons (N), mais aussi son degré d'isospin ($T_Z = (N - Z)/2$), son moment angulaire total (J) et son énergie d'excitation (E^*) pour ne citer que les principaux au moins en ce qui concerne la structure nucléaire. Dans ce mémoire, les résultats présentés se concentrent sur l'exploration du comportement de certains noyaux dans le plan énergie d'excitation versus moment angulaire total ($E^* * J$).

A chaque noyau est associé un schéma de niveaux, sorte de code génétique, qui donne l'ensemble des états autorisés par la mécanique quantique. Comme indiqué dans l'introduction, ce schéma peut être plus ou moins complexe à établir et à interpréter.

Les figures 2.1 et 2.2 montrent des parties du schéma de niveaux du noyau ^{198}Pb obtenues à partir d'une base de données [Radware]. À chaque état correspond une énergie d'excitation et des nombres quantiques caractéristiques (spin^{parité}), lorsqu'ils ont pu être établis. Le noyau, excité sur un état particulier, rejoint son état fondamental en émettant une série de rayonnements γ (symbolisés par les flèches) et en empruntant un ou plusieurs chemins. Sur la première figure 2.1, on peut y voir deux types de séquences régulières dont la mise en évidence expérimentale est plus "aisée". Ce terme est entre guillemets car, si une certaine régularité permet de guider leur recherche, la batterie de moyens mis en œuvre pour les observer peut être très complexe (voir chapitre 3).

La séquence la plus à gauche, étiquetée « Yrast SD Band », est complètement isolée : nous reviendrons sur ce point ultérieurement. La deuxième, étiquetée « Magnetic band », s'étend de l'état 22^+ à l'état 35^+ . Pour cette dernière, la désexcitation vers l'état fondamental a pu être établie et les différents états reliés par des flèches en pointillés permettent de repérer les points d'entrée dans le bas de schéma (voir fig. 2.2). Cette dernière figure illustre parfaitement une désexcitation complexe et fragmentée.

Les parties irrégulières sont souvent associées à des excitations individuelles d'un (voire plusieurs) des nucléons, excitation "nucléonique", et les structures plus régulières

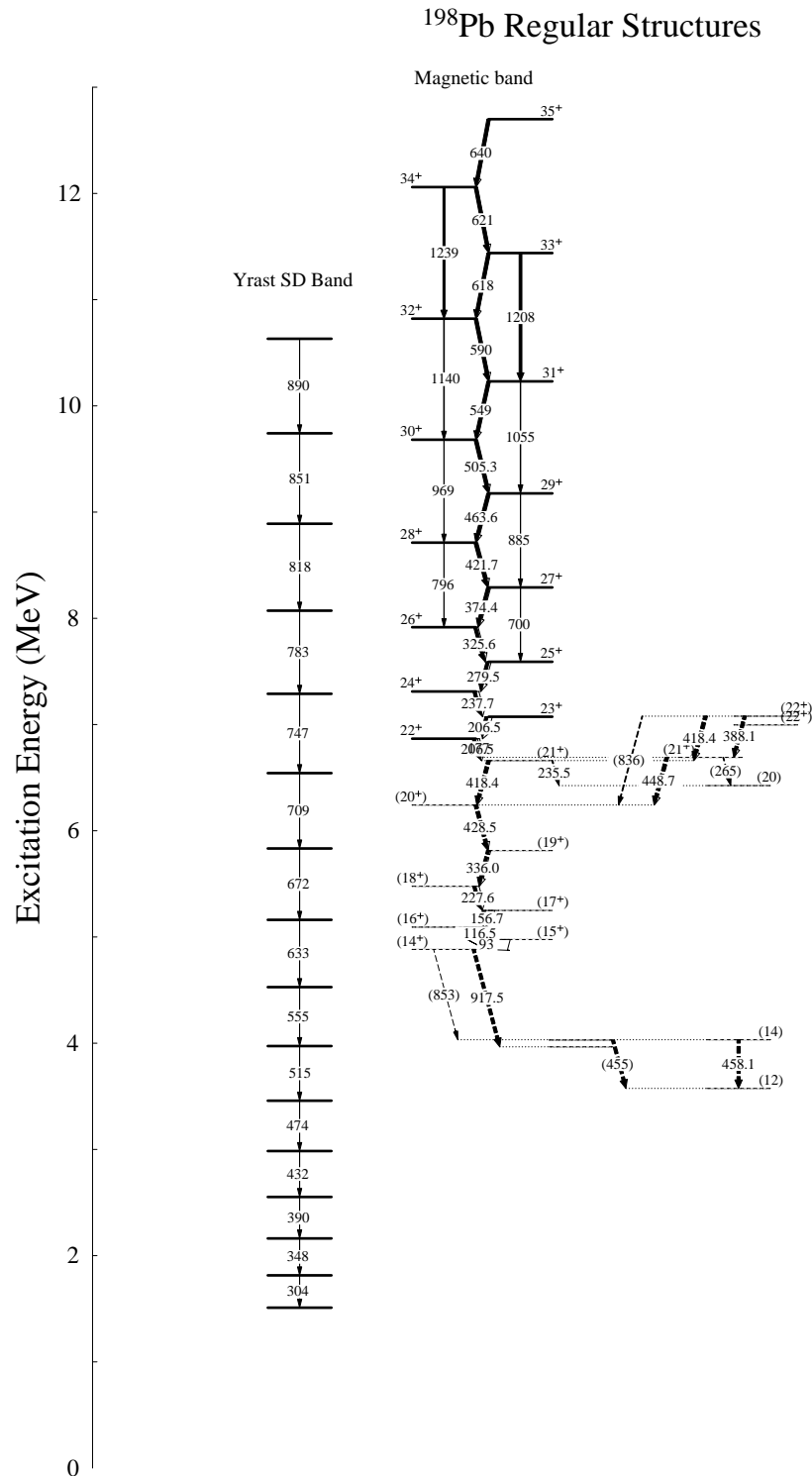


FIG. 2.1 – Partie du schéma de niveaux du noyau ^{198}Pb montrant des structures régulières associées, à gauche, à une bande de rotation collective d'une forme superdéformée et, à droite, à une bande de rotation magnétique connectée aux états normaux qui sont dessinés en pointillés.

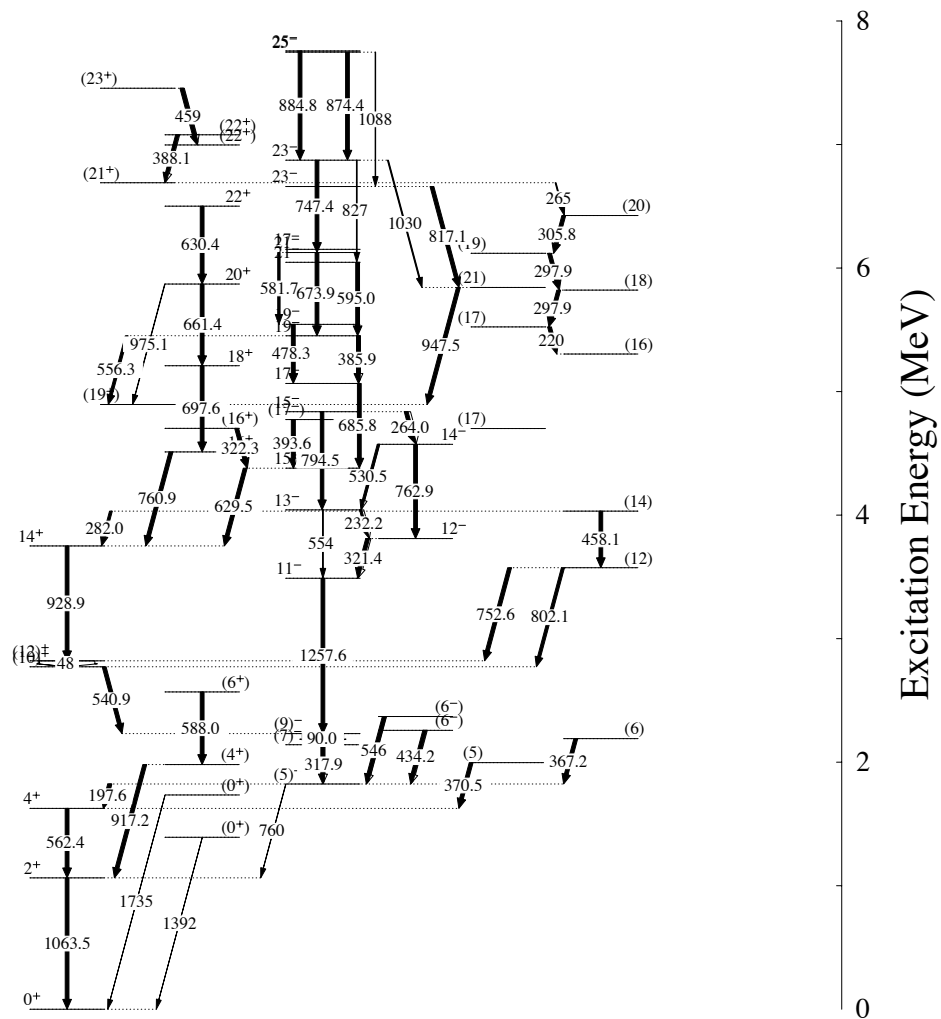
^{198}Pb Irregular Structures (single particles)

FIG. 2.2 – Partie du schéma de niveaux du noyau ^{198}Pb (états les plus bas) montrant des structures irrégulières associées à des excitations individuelles d'un ou plusieurs nucléons.

correspondent souvent à des excitations collectives du noyau, rotations ou vibrations. Bien sûr, comme nous le verrons dans ce chapitre, le noyau étant un système quantique avec un nombre fini de nucléons, une séparation nette peut apparaître trop simple : comportements individuels et collectifs sont intriqués. La mécanique quantique interdit à une sphère parfaite toute rotation. Pour observer la rotation collective d'un noyau, la symétrie sphérique doit être brisée pour permettre de définir une direction privilégiée de l'espace. Dans ce chapitre, plusieurs exemples montreront quelles sont les différentes configurations adoptées par le noyau pour briser cette symétrie. Ainsi, dans les sections 2.2 et 2.4, c'est une déformation statique du système (la densité de distribution des nucléons n'est plus sphérique) qui est à l'origine de cette brisure. La rotation magnétique, présentée dans la section 2.3, est due quant à elle à une anisotropie de courant au sein du noyau.

Bien que régulières, ces séquences particulières de désexcitation, ou bandes de rotation, sont une mine d'informations sur la structure du noyau. Ainsi, la brisure de paires de nucléons appariés a pu être observée dans les bandes rotationnelles de noyaux déformés (phénomène de «backbending»)[Joh.71, Beck79] : elle se traduit par une brusque cassure de la régularité. L'étude des noyaux superdéformés, forme ellipsoïdale avec un rapport entre le grand axe et le petit axe de l'ordre de deux, a bousculé les modèles théoriques. C'est en 1986 que Peter Twin et ses collaborateurs [Twin78] ont observé pour la première fois, par spectroscopie γ , une bande rotationnelle superdéformée (SD) dans le noyau ^{152}Dy . La figure 2.3 montre le spectre de rayonnements γ , obtenu avec le spectromètre EUROGAM II [EUROGAMII] et associé à cette bande de rotation : il illustre parfaitement la régularité évoquée jusqu'ici avec un espacement quasi-constant (47 keV) entre deux transitions consécutives (désexcitations du haut du spectre vers le bas). L'étude des bandes superdéformées a révélé un phénomène complètement inattendu : les bandes identiques [Byrski90]. Quelques années plus tard, cet aspect singulier de la structure nucléaire a été observé dans des bandes de rotation de noyaux déformés, riches en neutron [Jones01]. Devant une telle similitude, il semble légitime d'envisager une caractéristique fondamentale (une nouvelle symétrie?) de la structure du noyau qui nous échappe.

En permettant d'aller encore plus loin de la vallée de stabilité, les faisceaux radioactifs vont très certainement mettre en évidence des aspects inédits de la structure nucléaire tout en apportant des réponses aux questions actuelles. Néanmoins, comme le souligne la dernière section 2.4, les faisceaux stables demeurent un indispensable complément pour de nombreuses études.

2.2 La rotation des noyaux déformés

2.2.1 Généralités

Ce manuscrit ne propose aucune description des nombreux modèles théoriques possibles du noyau atomique. Pour un grand nombre d'entre eux, on considère que chaque nucléon évolue indépendamment l'un de l'autre dans un potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons. Il est difficile, compte tenu de la nature «forte» de la force nucléaire

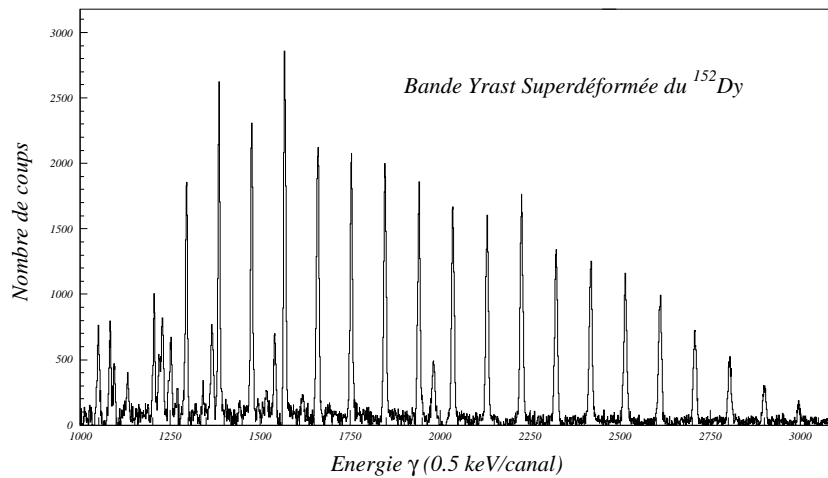


FIG. 2.3 – Spectre de la bande superdéformée SD yrast du noyau ^{152}Dy obtenu auprès du multi-détecteur EUROGAMII [EUROGAMII].

et de la proximité des nucléons au sein du noyau, de concevoir un tel modèle. Celui-ci trouve néanmoins une justification lorsqu'on évalue le libre parcours moyen des nucléons dans la matière nucléaire : il est d'environ 15 fermis pour un nucléon ayant une énergie cinétique de 10 MeV [Bertsch78]. Cette distance correspond au diamètre d'un noyau de masse $A = 240^1$. La collision entre deux nucléons est donc très rare au sein de ce fluide quantique qu'est le noyau. Ceci provient de la nature fermionique de ces derniers qui interdit, en vertu du principe de Pauli, la diffusion vers des états finaux possibles déjà occupés.

Les modèles utilisés pour interpréter les résultats dans cette section sont basés sur une approche complètement microscopique du noyau, formalisme de Hartree-Fock [Berger91], qui construisent le champ moyen à partir d'une force effective qui s'exerce entre les nucléons, lorsqu'ils évoluent dans de la matière nucléaire. Différentes forces et formalismes existent qui sont autant d'outils disponibles pour appréhender les phénomènes qui gouvernent le noyau atomique. Que ce soit pour l'interprétation ou la proposition d'expériences, les travaux sur lesquels reposent ce manuscrit ont fortement bénéficié de la proximité du groupe de théorie de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon dirigé par le Professeur J. Meyer. Son équipe a défini la force SLy4 [Chab.97] particulièrement adaptée pour les différentes thématiques auquel notre groupe s'intéresse.

Si les noyaux associés aux nombres “magiques²” peuvent être décrits avec un champ moyen sphérique, il n'en est pas de même pour l'ensemble de noyaux de la charte nucléaire. Le champ moyen correspond à un Hamiltonien dont les fonctions d'ondes

¹rayon du noyau : $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,2$ fm

²nombres de neutrons et/ou protons 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126, associés à une “sur-stabilité” de certains noyaux.

propres décrivent les états quantiques possibles du noyau. Les symétries associées au Hamiltonien du système sont des informations précieuses pour organiser, catégoriser, déterminer les phénomènes qui se déroulent au sein du noyau.

Pour étudier les déformations du noyau, il est nécessaire de paramétrer la forme de la surface nucléaire. Les paramétrisations sont nombreuses et nous retiendrons plus particulièrement un développement du rayon nucléaire sur la base des harmoniques sphériques [Ring80]. On a ainsi :

$$R(\theta, \phi) = \bar{R} \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda,\mu} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (2.1)$$

L'harmonique sphérique $\lambda = 0$ est incluse dans la constante \bar{R} qui permet de normaliser le volume du noyau afin de tenir compte de la densité constante de la matière nucléaire. Les harmoniques d'ordre $\lambda = 1$ engendrent les translations du système et pour cette raison ne sont pas incluses dans cette somme qui décrit la forme du noyau. Dans cette représentation de la surface nucléaire, les premières harmoniques d'ordre 2 et 3 engendrent des déformations dites quadrupolaires et octupolaires et les différentes symétries que l'on impose sont des contraintes sur les coefficients $\alpha_{\lambda,\mu}$ du développement.

Si la déformation brise la symétrie sphérique, on peut néanmoins souhaiter conserver un certain nombre de symétries comme, notamment, la symétrie axiale : elle définit un axe particulier autour duquel toute rotation laisse la forme du noyau inchangée. En se restreignant aux harmoniques sphériques quadrupolaires ($\lambda = 2$, qui est l'ordre le plus bas dans le développement), les cinq paramètres $\alpha_{2,\mu}$ ($\mu = -2, \dots, +2$) peuvent être réduits à deux si on adopte la convention de Hill et Wheeler [Hill53].

$$\begin{cases} \alpha_{2,0} = & \beta \cos \gamma \\ \alpha_{2,1} = \alpha_{2,-1} = & 0 \\ \alpha_{2,2} = \alpha_{2,-2} = & \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{cases} \quad (2.2)$$

β caractérise la déformation axiale (liée à l'élongation) et γ est un paramètre d'asymétrie. Sur la figure 2.4 (a et b), on peut voir deux formes obtenues avec $\gamma = 0$ et β égal respectivement à 0,2 et 0,6 ainsi que leurs "ombres" dessinées sur un plan horizontal et vertical. Avec un seul paramètre non nul $\alpha_{2,0}$, le développement sur la base des harmoniques sphériques (Eq. 2.1) se réduit à une de ces expressions les plus simples. Le paramètre $\beta \simeq 0,2$ correspond à des noyaux faiblement déformés, aussi catégorisés comme "normalement déformé" (ND). Pour $\beta \simeq 0,6$, on a des noyaux dis superdéformés (SD) associés à une forme ellipsoïdale avec un rapport grand axe sur petit axe de 2 [Pol.62, Fle.67, Paya91]. Comme le prouve l'ombre horizontale circulaire, une telle forme est invariante sous l'action de toute rotation autour d'un des axes (ici, l'axe de symétrie est l'axe vertical). On peut noter que la différence par rapport à une sphère reste légère pour $\beta \simeq 0,2$. En revanche, on apprécie assez bien le rapport 2/1 de la forme SD en comparant les deux ombres.

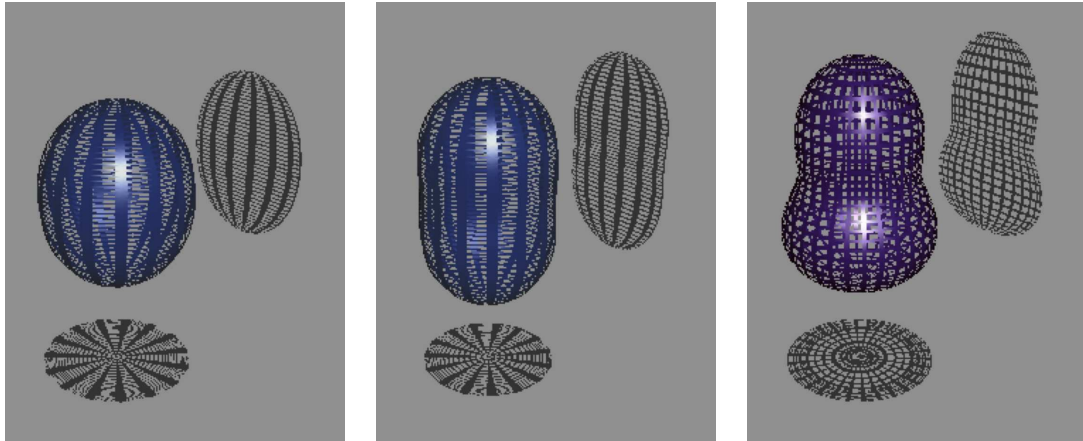


FIG. 2.4 – Formes associées à différents jeux de paramètres. À gauche (a), une forme quadrupolaire correspondant à une faible déformation ($\beta = 0,2$ et $\gamma = 0$), au milieu (b), une forme superdéformée ($\beta = 0,6$ et $\gamma = 0$). Un terme octupolaire supplémentaire $\alpha_{3,0} = 0,35$ a été ajouté à cette dernière forme pour créer la figure de droite (c).

Une autre symétrie est brisée si on ajoute, en plus une déformation octupolaire [Butler93, Butler96] comme le montre la figure 2.4(c) où, à une forme SD ($\beta = 0,6$ et $\gamma = 0$), est additionné un terme supplémentaire correspondant à α_{30} non nul. La symétrie “bas, haut” est rompue comme l’atteste l’ombre verticale. En revanche, l’invariance par rotation autour de l’axe vertical subsiste. Nous verrons un exemple de forme encore plus complexe dans la dernière section de ce chapitre.

La symétrie sphérique étant brisée, le noyau peut exhiber un spectre de rotation collective. Pour les formes évoquées jusqu’ici, la rotation autour de l’axe de symétrie (vertical dans notre représentation) est interdite. Énergétiquement, l’axe de rotation privilégié est alors perpendiculaire à l’axe de symétrie (donc horizontal dans notre représentation). Par analogie avec la mécanique classique, on peut envisager un mode d’excitation collectif du noyau où l’ensemble des nucléons tourne de façon cohérente autour de l’axe de rotation. L’énergie d’un corps rigide en rotation autour d’un axe fixe est donnée par :

$$E_{rig} = \frac{1}{2} \mathfrak{S}_{rig} \omega^2 = \frac{1}{2} \frac{I^2}{\mathfrak{S}_{rig}} \quad (2.3)$$

La transposition quantique se fait en remplaçant I^2 par $\hbar^2 I(I+1)$. Si on suppose \mathfrak{S}_{rig} indépendant de I , on a alors :

$$E_{rig} = \frac{1}{2} \hbar^2 \frac{I(I+1)}{\mathfrak{S}_{rig}} \quad (2.4)$$

On obtient donc une succession d’états collectifs du noyau dont les niveaux d’énergie suivent une loi parabolique en fonction du spin. Expérimentalement, on observe

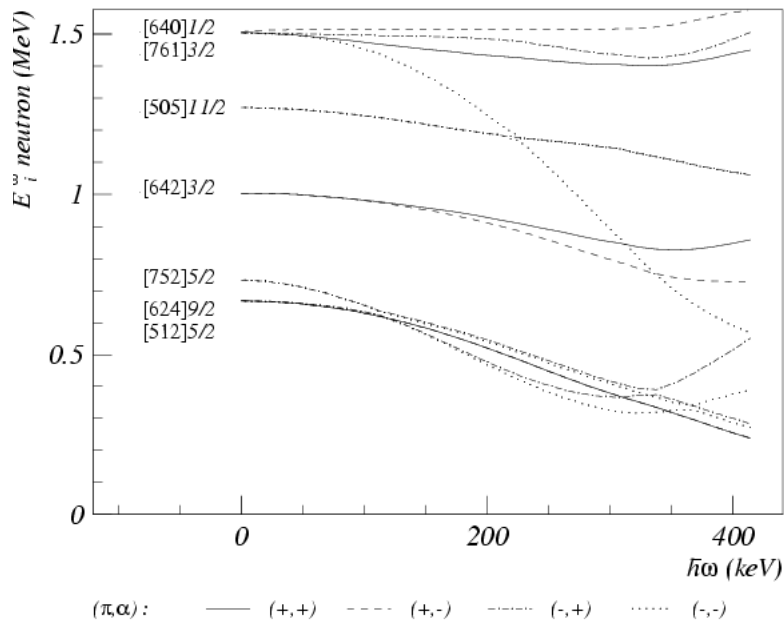


FIG. 2.5 – Routhians théoriques de quasi-neutrons obtenus à partir de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov (avec prescription de Lipkin-Nogami) représentant l'évolution des états individuels en fonction de la fréquence de rotation pour le noyau ^{196}Pb [Gall, Gall94]. La force effective est SkM^* ; l'appariement est traité avec une force de Séniorité d'intensité $G_\tau = 12, 6$. La convention pour le tracé des différents nombres quantiques, parité et signature (π, α) , est indiquée en bas de la figure.

l'énergie du rayonnement γ (E_γ) qui relie deux états consécutifs séparés, dans le cas de telles bandes rotationnelles, par une différence de spin de $2\hbar$ (transitions $E2$).

On a alors :

$$E_\gamma = E(I) - E(I - 2) = \frac{\hbar^2 (4I - 2)}{2 \mathfrak{S}_{rig}} \quad (2.5)$$

Si on calcule la différence ΔE_γ entre deux rayonnements γ consécutifs, on obtient une quantité constante :

$$\Delta E_\gamma \propto \frac{\hbar^2}{\mathfrak{S}_{rig}} = \text{constante} \quad (2.6)$$

Expérimentalement, une bande de rotation est signée par l'apparition de longues cascades de rayonnements γ régulièrement espacés comme nous l'avons vu sur la figure 2.3.

Bien évidemment, le noyau ne se comporte pas comme un corps rigide et les quantités introduites ne sont pas strictement constantes. Les états d'énergie individuels des nucléons $e_\nu(\omega)$, au sein du noyau en rotation collective, sont modifiés en fonction de la fréquence de rotation. Cette évolution de la structure interne est représentée sous

forme de routhians (voir figure 2.5) : on peut noter sur cette figure la diversité des comportements qui traduit un agencement complexe de la structure interne. Chaque orbite occupée va apporter sa contribution aux quantités globales qui caractérisent le noyau en rotation. L'une des quantités utilisée est le moment d'inertie dynamique du système, $\mathfrak{S}^{(2)}$, qui est défini à partir de la dérivée seconde de l'énergie totale par rapport au spin (énergie en MeV, spin sans unités, ω en MeV/ \hbar , $\mathfrak{S}^{(1)}$ et $\mathfrak{S}^{(2)}$ en \hbar^2 MeV $^{-1}$) :

$$\mathfrak{S}^{(2)}(\omega) = \hbar \frac{dI(\omega)}{d\omega} = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dI^2} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

Théoriquement, le moment d'inertie dynamique total est également défini par rapport à la somme de toutes les contributions intrinsèques avec, par exemple :

$$\mathfrak{S}^{(2)}(\omega) = \hbar \frac{dI(\omega)}{d\omega} = \hbar \sum_{\nu \text{ occ.}} \frac{\partial i_\nu}{\partial \omega} = - \sum_{\nu \text{ occ.}} \frac{\partial^2 e_\nu^\omega}{\partial \omega^2}; \quad I = \sum_{\nu \text{ occ.}} i_\nu; \quad i_\nu = -\frac{1}{\hbar} \frac{\partial e_\nu^\omega}{\partial \omega} \quad (2.8)$$

On peut voir facilement, à partir des équations 2.4 et 2.7, que le moment d'inertie dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$ est constant lorsque que le noyau est un rotor rigide. Expérimentalement, il est calculé à l'aide des énergies des rayonnements γ . D'après l'équation 2.6, le moment d'inertie du corps rigide est obtenu à partir de ΔE_γ qui provient d'une double différentiation de l'énergie de rotation en fonction du spin. Cette double différentiation est assimilée à une dérivée seconde et le moment d'inertie dynamique théorique peut donc être lié à l'expérience grâce aux rayonnements γ par :

$$\mathfrak{S}^{(2)}(\omega) \approx \frac{4\hbar}{\Delta E_\gamma} \quad (2.9)$$

La fréquence de rotation est donnée par :

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} \approx \frac{E_\gamma}{2} \quad (2.10)$$

On voit que pour obtenir le moment d'inertie dynamique, il n'est pas nécessaire de mesurer le spin des états qui se désexcitent. S'il est possible de connaître les spins des états, on peut alors comparer l'expérience à la théorie en confrontant les deux valeurs du moment d'inertie statique, $\mathfrak{S}^{(1)}$, défini par la dérivée première de l'énergie totale par rapport au spin :

$$\mathfrak{S}^{(1)}(\omega) = \hbar \frac{I}{\omega} = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{dE}{dI^2} \right)^{-1} \quad (2.11)$$

Expérimentalement,

$$\mathfrak{S}^{(1)}(\omega) \approx 2\hbar^2 \frac{(I-1)}{E_\gamma} \quad (2.12)$$

Les deux quantités $\mathfrak{S}^{(1)}$, et $\mathfrak{S}^{(2)}$, sont reliées par :

$$\mathfrak{S}^{(2)}(\omega) = \mathfrak{S}^{(1)}(\omega) + \omega \frac{d\mathfrak{S}^{(1)}}{d\omega} \quad (2.13)$$

Alors que $\mathfrak{S}^{(1)}$ est sensible à l'alignement des particules individuelles (dérivée première de e_ν par rapport à ω), $\mathfrak{S}^{(2)}$, sensible à la courbure locale des routhians (dérivée seconde de e_ν par rapport à ω), traduit la réponse du noyau à tout réarrangement de sa structure interne.

2.2.2 La superdéformation dans les noyaux ^{197}Pb et ^{198}Pb

Les résultats présentés dans cette section sont le fruit d'une expérience réalisée et analysée dans notre groupe. Les états de hauts spins des isotopes $^{197,198}\text{Pb}$ ont été peuplés par la réaction de fusion-évaporation $^{186}\text{W}(^{18}\text{O}, 7-6n)$ avec un faisceau stable délivré par le VIVITRON (Strasbourg) et une énergie de bombardement de 117 MeV. Les rayonnements γ issus de la désexcitation du noyau composé ont été détectés par le multidétecteur EUROBALL IV [EUROBALL]. Le phénomène de superdéformation est rare. Ainsi, les bandes les plus intenses du noyau ^{197}Pb (^{198}Pb), dont les spectres expérimentaux obtenus sont visibles dans la figure 2.6, ne représentent que 0,2% (0,5%) des noyaux ^{197}Pb (^{198}Pb) observés. Pour les voir avec une telle qualité, il faut un spectromètre de haute résolution mais aussi une statistique importante qui ne peut être obtenue, à l'heure actuelle, qu'avec des faisceaux stables. Après un traitement des données bruts, 10^9 événements, correspondant à au moins quatre rayonnements γ en coïncidence, ont été utilisés pour l'analyse.

Le but de cette expérience était d'observer les transitions reliant entre elles les deux premières bandes SD du noyau ^{197}Pb pour en extraire certaines propriétés magnétiques. En regardant attentivement la figure 2.6 on peut en effet voir apparaître dans le spectre de la bande «yrast» des transitions de la bande 2 et vice versa. Les résultats ont fait l'objet de la thèse de Nadège Buforn [Buforn01] et d'une publication [Buforn00]. N'ayant pas participé activement à ces études, je vais plutôt concentrer cette section sur la mise en évidence, dans le même jeu de données, de plusieurs nouvelles bandes de rotation dans les isotopes ^{197}Pb et ^{198}Pb . L'analyse a été menée pendant le stage de DEA d'Aurélien Prévost, l'interprétation a été finalisée lors de sa thèse [Prev.03]. Les résultats complets ont fait l'objet d'une publication [Prev.01].

Avant ce travail, trois bandes SD étaient connues, deux dans le noyau ^{197}Pb et une dans le noyau ^{198}Pb [Hibb.96]. La qualité des données et une statistique plus importante que les études précédentes ont permis de confirmer la nature quadrupolaire ($\Delta I = 2\hbar$

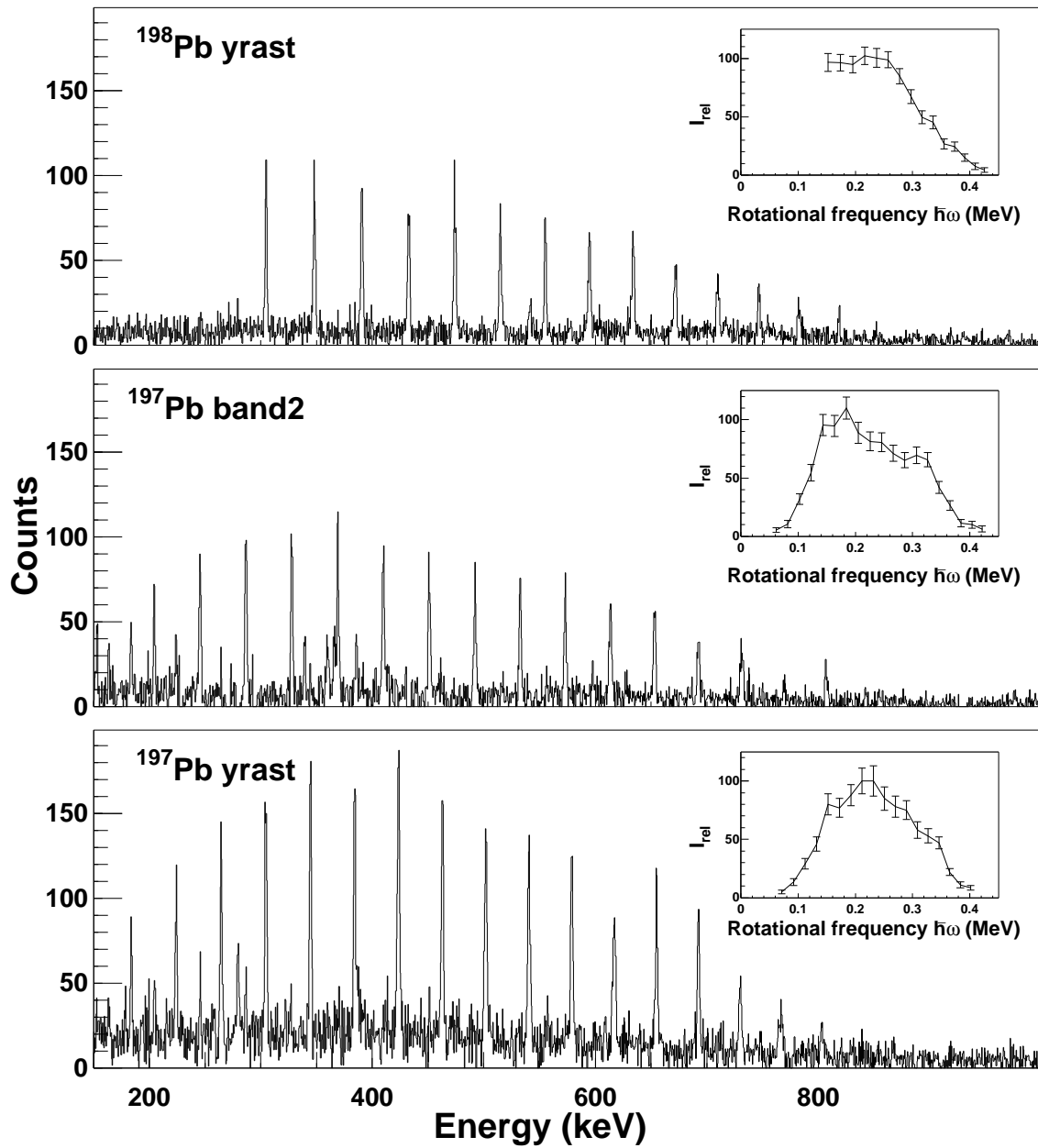


FIG. 2.6 – Spectres des bandes superdéformées des noyaux $^{197,198}\text{Pb}$ dont les transitions étaient connues avant notre expérience. Les spectres, comme les profils d'intensité en insert, sont issus de nos données.

emportés par chaque transition). Les profils d'intensité associés sont donnés en insert de la figure 2.6. Dans le premier spectre, on peut être frappé par l'absence de transitions appartenant au bas de schéma de niveaux du noyau ^{198}Pb et par l'extrême rapidité avec laquelle il s'arrête aux basses fréquences de rotation. La présence d'états isomériques de longue durée de vie (240 ns , $12^+ \rightarrow 10^+$) pourrait en être l'explication. Compte tenu du dispositif expérimental, nous n'avons pas été en mesure de confirmer cette hypothèse. Une autre caractéristique déconcertante de cette bande SD est son moment d'inertie dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$ (non représenté ici, voir [Prev.01]) beaucoup plus monotone que ceux des noyaux SD voisins pair-pair ou que prédit par toutes les théories. Ces anomalies sont peut-être liées aux conclusions de cette section. Il apparaît en tout cas évident que le noyau ^{198}Pb est à considérer tout particulièrement pour de futures investigations.

Six nouvelles bandes superdéformées (regroupées par paires) ont pu être mises en évidence dans notre jeu de données. Leur spectre est représenté dans la figure 2.7 où l'on peut apprécier la "qualité" qui témoigne de la difficulté rencontrée pour rechercher, observer ces nouvelles bandes. Pour peupler les noyaux résiduels à très haut spin, il faut créer le noyau composé à très haut moment angulaire où la fission devient importante. Pour la réaction utilisée, on estime, par des codes de simulation de réactions, à environ 50% la section efficace de fission. Les isotopes ^{197}Pb et ^{198}Pb sont favorables à la rotation magnétique [Gorg01]. Les bandes associées, nombreuses et intenses dans les deux noyaux considérés, ont des caractéristiques voisines des bandes SD, notamment pour les transitions γ de basse énergie, ce qui gêne considérablement l'extraction des bandes SD. Enfin, la présence de nombreux isomères de longue durée de vie coupe fortement l'intensité des rayonnements γ de bas de schéma de niveaux en coïncidence avec la bande SD.

Pour toutes ces raisons, il n'est pas possible d'attribuer expérimentalement à un noyau bien précis ces six nouvelles bandes. On peut néanmoins établir avec certitudes qu'elles appartiennent à un isotope de plomb grâce aux rayons X en coïncidence. De même, le noyau ^{196}Pb , aussi produit avec une section efficace non négligeable par la réaction utilisée, a été exclu car les bandes intenses déjà connues de ce noyau n'ont pas été observées. La nature quadrupolaire des transitions n'a pas pu être confirmée non plus mais les moments d'inertie dynamiques (figure 2.8), comparés à ceux des noyaux voisins connus, plaident fortement dans le sens de la superdéformation.

En revanche, les intensités de ces nouvelles bandes (par rapport à la bande SD «yrast») ont été établies et constituent l'aspect le plus inattendu comme nous le détaillerons dans quelques instants. L'interprétation a donc été menée, dans un premier temps, en supposant que ces paires de bandes appartenaient soit au noyau ^{197}Pb soit au noyau ^{198}Pb , nous forçant à envisager un grand nombre de scénarii. En se basant sur des calculs microscopiques³ et de nombreuses comparaisons avec les bandes de rotation SD connues de la région de masse $A \simeq 190$ (via les moments d'inertie dynamique et les alignements incrémentaux), une image cohérente a été établie dans laquelle les bandes 3a, 3b, 4a, 4b et 2a, 2b appartiennent respectivement au noyau ^{197}Pb et au noyau ^{198}Pb .

³formalisme de Hartree-Fock-Bogoliubov « cranké » utilisant une force effective SkM^* et la méthode Lipkin-Nogami de projection sur le nombre de particule

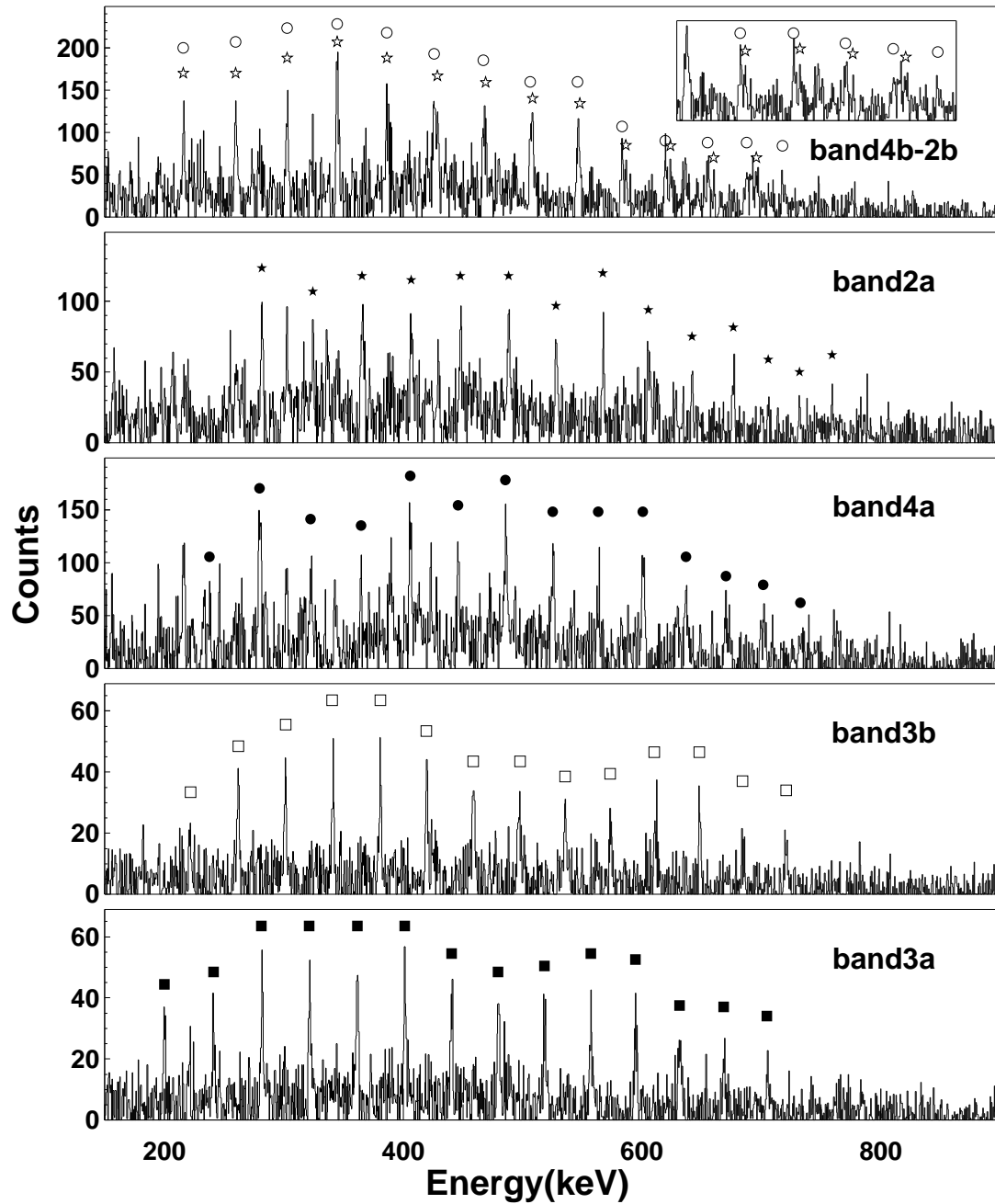


FIG. 2.7 – Spectres des nouvelles bandes superdéformées découvertes lors de notre expérience. L'analyse n'a pas permis de séparer complètement deux des bandes (2*b* et 4*b*) dont les transitions de basse énergie sont très proches. On peut en revanche apercevoir dans l'insert la séparation plus importante dans la partie haute énergie.

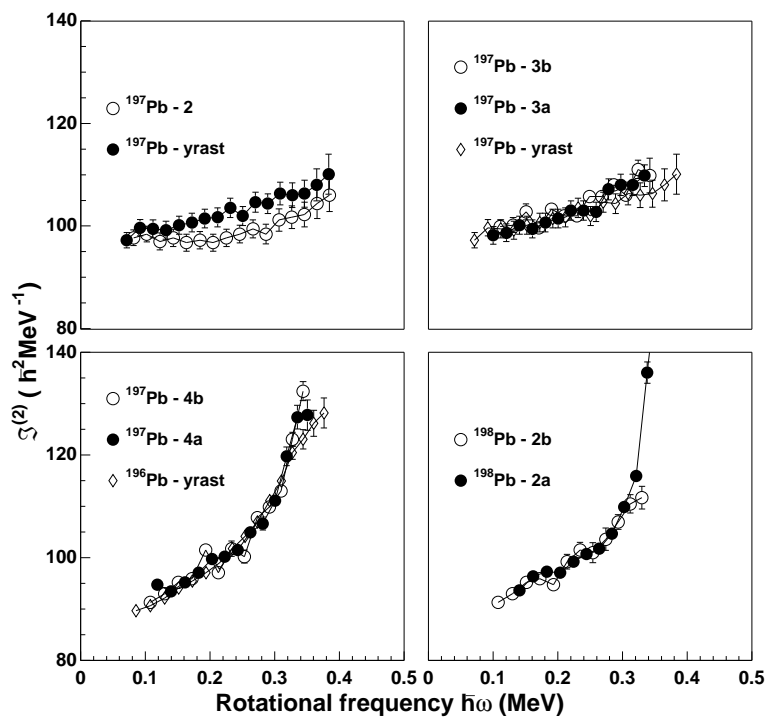


FIG. 2.8 – Moments d’inertie dynamiques $\mathfrak{I}^{(2)}$ de l’ensemble des bandes superdéformées observées dans notre jeu de données avec en plus le moment d’inertie dynamique $\mathfrak{I}^{(2)}$ associé à la bande SD «yrast» du noyau ^{196}Pb .

Toutes sont attribuées à des excitations individuelles de neutrons (les excitations de protons sont exclues par la présence d'un gap en énergie important) et peuvent être assignées aux orbitales étiquetées dans la figure 2.5. Le seul élément discordant du tableau est l'intensité (par rapport à la bande SD «yrast»), beaucoup plus grande qu'attendu, de certaines de ces bandes et pour de telles excitations, notamment lorsqu'intervient la brisure de paires de nucléons soudés par la force d'appariement. L'explication proposée fait intervenir un degré de liberté que nous n'avions pas considéré jusqu'alors : la déformation octupolaire.

D'après de nombreux calculs [Dudek90, Ska.93, Meyer95], la région de masse $A \simeq 190$ est un terrain particulièrement favorable pour l'observation de l'influence octupolaire sur les noyaux superdéformés. La figure 2.9 montre la surface d'énergie potentielle établie pour le noyau ^{194}Pb [Meyer] en fonction de paramètres reliés à la déformation quadrupolaire (axe β_2 horizontal) et octupolaire (axe β_3 qui s'étend dans la profondeur). On peut y voir aisément qu'un noyau piégé dans le second puits (SD) peut explorer, sans requérir beaucoup d'énergie, le degré de liberté β_3 bien plus facilement qu'un noyau piégé dans le premier puits (ND). Cette influence a été confirmée expérimentalement par la mise en évidence de bandes de rotation SD associées à des vibrations collectives octupolaires dans les noyaux ^{190}Hg [Kor.01] et ^{196}Pb [Ross01, Ross02]. De telles bandes SD sont caractérisées par une intensité (par rapport à la bande SD «yrast») conséquente et par des transitions $E1$ reliant les états les plus bas à ceux de la bande SD «yrast».

Nous n'avons pas observé de telles transitions de liens dans nos données ce qui indique une assez faible collectivité bien que la raison puisse être a priori aussi expérimentale (faible statistique, limitation due au bruit de fond). En revanche, d'après certains calculs [Dancer96], c'est autour des noyaux $^{196-198}\text{Pb}$, dans la chaîne des isotopes de plomb, que les énergies d'excitation des états de vibration octupolaire collective sont les plus proches des états basés sur des excitations de neutrons. Ces états, de même nombres quantiques, se repoussent abaissant l'une des deux configurations, dans notre cas celle correspondant à des excitations individuelles. Dans un tel schéma, on attend ainsi des bandes de rotations avec des intensités (par rapport à la bande SD «yrast») plus importante, tout en conservant les caractéristiques inhérentes à une excitation nucléonique : c'est le cas pour les bandes observées dans notre jeu de données. Nous avons ainsi proposé cette interprétation qui illustre ainsi parfaitement comment comportements collectifs et individuels peuvent être intriqués au sein du noyau. Ces conclusions, ainsi que l'ensemble des résultats les plus significatifs établis grâce à EUROBALL et concernant la superdéformation, a fait l'objet d'une synthèse co-écrite avec J.Wilson [Ste].

2.2.3 Les noyaux déformés au voisinage de la «drip line» proton

Quelle que soit la région de masse considérée, les noyaux SD ne sont stabilisés dans une forme aussi extrême que par l'action de la rotation collective. L' "historique" bande

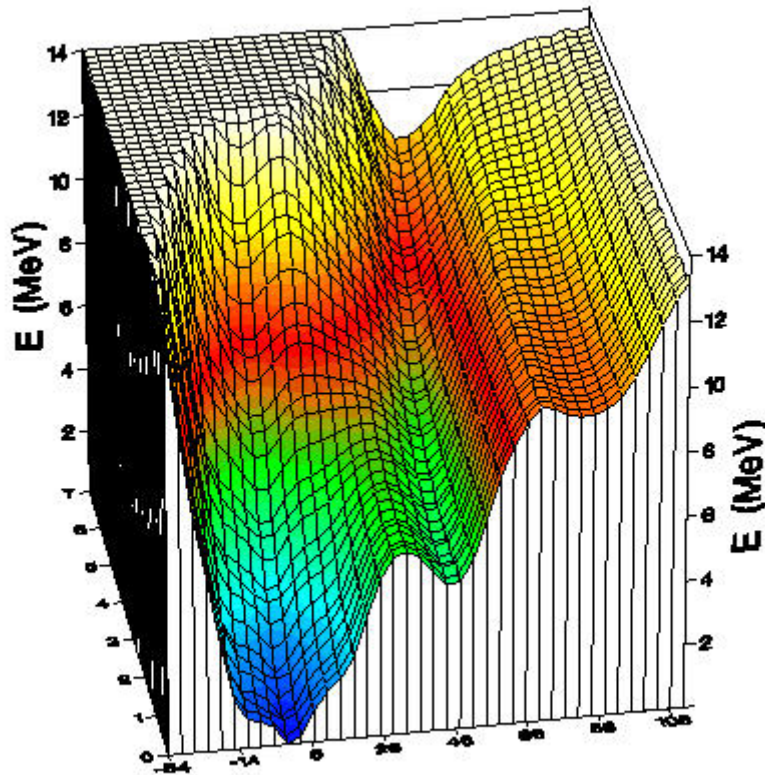


FIG. 2.9 – Surface d'énergie potentielle pour le noyau ^{194}Pb en fonction de paramètres de déformation quadrupolaire β_2 , (axe dans le plan de la figure) et octupolaire β_3 , (axe dans la profondeur de la figure) montrant trois minima. Le plus profond est l'état fondamental associé à une faible déformation, le deuxième correspond au puits superdéformé suivi à plus haute énergie d'excitation par un puits qui est associé à une forme hyperdéformée (rapport d'axe 3 sur 1). On peut voir que le premier puits est beaucoup plus abrupt sur la profondeur (β_3) que le puits SD dans lequel la déformation octupolaire peut être explorée sans nécessiter beaucoup d'énergie [Meyer].

SD du noyau ^{152}Dy , dont la connexion vers les états du bas de schéma de niveaux (correspondant à de faibles déformations) a été établie récemment [Lau.02], s'arrête à des fréquences de rotation relativement élevées (au spin $22\hbar$). S'il est vrai que dans la région de masse $A \simeq 190$ les états SD sont observés jusqu'à bas spin ($8 - 10\hbar$ [Lop.96]), l'état fondamental de ces noyaux correspond tout au plus à une légère déformation. Des calculs théoriques [Girod] montrent qu'il existe une région de masse $A \simeq 130$, proche de la «drip line» proton, où les noyaux seraient fortement déformés ($\beta \simeq 0.4$) dans leur état fondamental ce qui, dans cette région de masse, avoisine les valeurs obtenues pour des isotopes de cérium et néodyme SD [Per.99]. Avec ainsi un couplage a priori plus faible entre rotation et déformation collectives, les problématiques soulevées par les noyaux SD devraient s'exprimer ici différemment. Il serait, par exemple, intéressant d'étudier l'occurrence et les propriétés des bandes identiques dans cette région. Rappelons que la région de masse, où ont été observés les «shifted identical bands» (SID) dans les noyaux riches en neutrons (^{160}Sm et ^{162}Gd), est aussi associée, d'après les mêmes calculs, à des fortes déformations dans l'état fondamental. Bien sûr la proximité de la ligne d'émission spontanée proton permet d'amplifier certains aspects comme les interactions résiduelles proton-neutron, dont on ne connaît pas encore l'influence. Un programme de recherche a démarré dans notre groupe (peu de temps avant mon arrivée) pour explorer cette région de masse difficilement accessible. Le but principal est, en s'appuyant sur l'observation des premiers états des bandes de rotation, d'évaluer l'évolution des déformations au voisinage de la «drip line» proton.

Avec des faisceaux stables, les sections efficaces de production de noyaux si éloignés du noyau composé sont très faibles. Il faut ainsi un dispositif expérimental très sélectif pour accéder aux noyaux d'intérêts. Avec un faisceau radioactif, les sections efficaces de production sont plus importantes avec des contraintes expérimentales différentes : la faible intensité des faisceaux radioactifs actuels et la radioactivité qu'ils génèrent au niveau des systèmes de détection. Si certains résultats ne peuvent être obtenus qu'avec un type de faisceau, pour les autres, le choix peut être compliqué sans évaluation avec une simulation complète incluant un générateur de physique réaliste, le dispositif expérimental et l'analyse : c'est le sens de la démarche présentée dans le chapitre 4 de ce mémoire.

Cette section illustre les principales difficultés que l'on a rencontrées, pour mettre en oeuvre une expérience de spectroscopie γ basée sur l'utilisation d'un faisceau radioactif.

Cette expérience a été réalisée à deux reprises : la première en juin 2002 et la deuxième en septembre 2004. Compte tenu des nombreux problèmes rencontrés lors de la première prise de données, avec néanmoins des résultats encourageants, le comité d'expérience du GANIL a accepté de la reprogrammer. Le faisceau radioactif $^{76}\text{Kr}^{11+}$ a été délivré par SPIRAL (voir chapitre 3) avec une énergie de bombardement de 330 MeV (soit 4.34 MeV / nucléon) et une intensité moyenne de $5 \cdot 10^5$ particules par seconde.

Les noyaux d'intérêts, très déficients en neutrons ($^{130,131}\text{Sm}$ et ^{130}Pm), sont créés par réaction de fusion-évaporation avec une cible ^{58}Ni (1mg/cm²). Les sections effi-

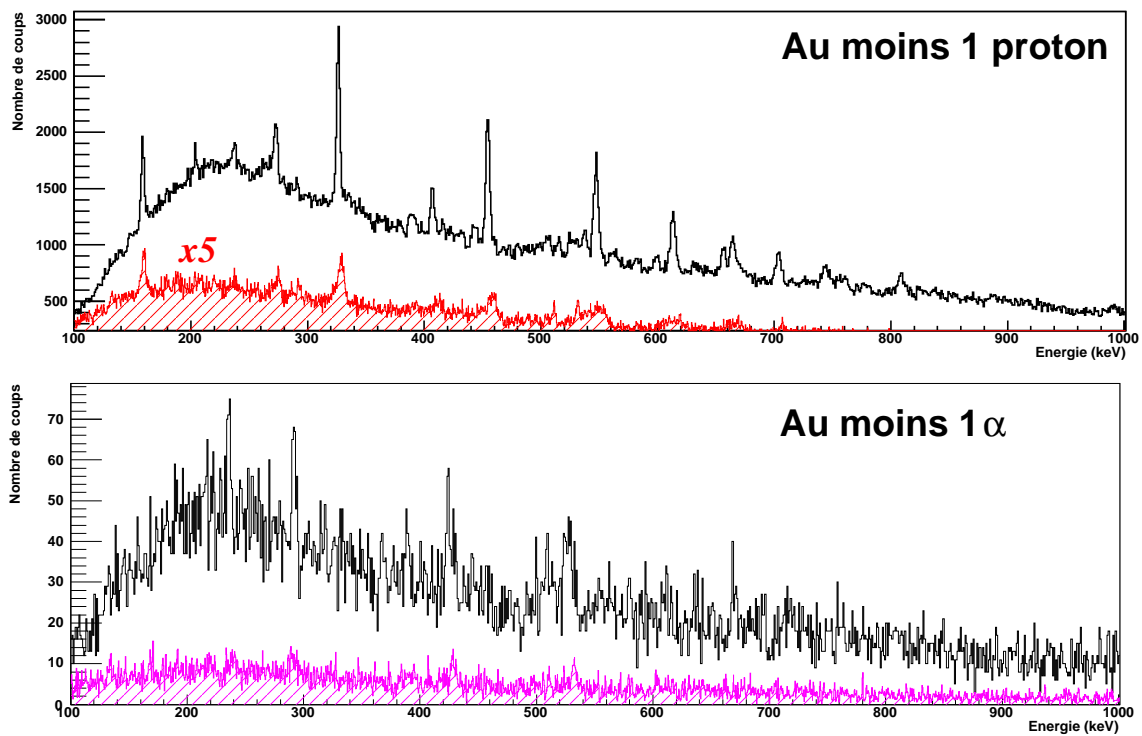


FIG. 2.10 – Spectres des rayonnements γ obtenus après analyse des deux expériences. Dans le panneau du haut la coïncidence avec au moins un proton dans DIAMANT [Sche.97] est requise. Dans celui du bas, la coïncidence avec au moins un α est demandée. Les spectres hachurés correspondent à la première réalisation de l'expérience, et celui du haut est multiplié par cinq pour être correctement visible.

caces, prédites par plusieurs codes de simulations de réactions, sont comprises entre 1 et 10 mb avec les voies principales de l'ordre de 100 mb. Les réactions avec faisceaux radioactifs n'en sont qu'à leurs débuts : les mesures sont quasiment inexistantes et les résultats des codes utilisés, développés dans le cadre des faisceaux stables, sont potentiellement différents des valeurs réelles et sont donc à prendre avec circonspection. Avec une section efficace de 100 mb, le taux de réaction de fusion-évaporation attendu est d'environ d'une réaction toutes les secondes. Le dispositif de détection était différent entre la première et la deuxième réalisation. Dans les deux expériences, le multidétecteur de rayonnements γ EXOGAM [Azaiez99] était couplé à un multidétecteur de particules légères chargées DIAMANT [Sche.97]. Si la configuration d'EXOGAM était quasiment identique, DIAMANT avait une configuration différente avec, pour la première réalisation, une couverture aux angles avant plus conséquente. VAMOS [Sav.99], un spectromètre pour détecter les noyaux de recul, a été ajouté pour la deuxième expérience. Des informations plus complètes sur les systèmes de détection (à l'exception de VAMOS) seront données dans le chapitre suivant. Les conditions pour le déclenchement de l'acquisition des événements étaient différentes avec respectivement pour les deux expériences :

1. Un cristal Germanium d'EXOGAM touché en coïncidence avec le cyclotron, accompagné d'une validation par un signal de DIAMANT.
2. Deux clovers (Germanium) ou un clover (Germanium) avec en coïncidence un noyau de recul détecté par VAMOS.

Si les deux systèmes de déclenchement peuvent paraître efficaces, ils se sont avérés insuffisants pour contrôler de façon optimale le déroulement de l'expérience : il est en effet déroutant d'avoir le même taux de déclenchement avec ou sans faisceau ! On pourrait penser qu'une coïncidence avec la fréquence du cyclotron est un bon «trigger» de réaction. Cependant, avec l'intensité délivrée, en moyenne, un noyau seulement est présent tous les trois paquets. Cette faible intensité est probablement aussi un handicap pour contrôler le faisceau. Les rayonnements γ de décroissance du noyau ^{76}Kr ainsi qu'une intense raie à 511 keV dans le spectre γ brut obtenu est la preuve flagrante qu'une partie du faisceau a été implantée au niveau de la cible⁴. Avec 1% du faisceau implanté au niveau de la cible, et compte tenu de la chaîne de décroissance, on obtient une activité d'environ 1000 décroissances radioactives par secondes après cinq heures seulement de bombardement à comparer à un taux de réaction d'une par seconde !

Le détecteur EXOGAM, tout comme DIAMANT mais dans une moindre proportion, se trouve donc noyé dans la radioactivité apportée par le faisceau et ne peut être utilisé efficacement pour la fusion-évaporation dans le système de déclenchement⁵. VAMOS est efficace mais néanmoins, certains problèmes liés à des contaminants dans le faisceau radioactif et découverts lors de notre expérience, ne nous ont pas permis d'appréhender complètement ses performances [Rosse].

⁴sans que l'on ait pu établir l'endroit précisément

⁵DIAMANT ne peut pas être de toute façon dans la prise de décision rapide car il délivre des signaux trop lents

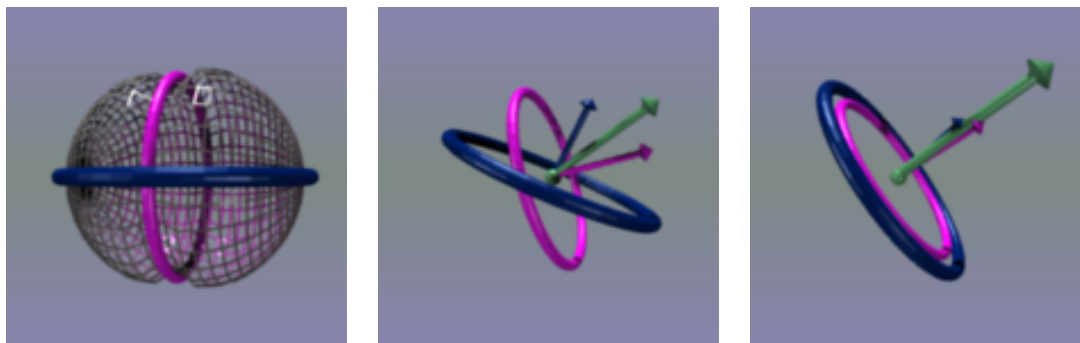


FIG. 2.11 – Schéma montrant le principe de la rotation magnétique. A gauche, les protons de valence (en bleu), situés dans le plan horizontal, forme une boucle de courant autour du noyau quasi-sphérique symbolisé par la sphère maillée (en gris) et qui n'est pas représentée dans les deux autres figures. La lacune due aux neutrons absents forme la boucle de courant verticale (en violet). Le noyau gagne de plus en plus de moment angulaire en alignant (de gauche à droite) les deux boucles de courant.

La comparaison des deux expériences est faite sur les événements impliquant EXOGAM et DIAMANT en coïncidence. Le nombre de tels événements collectés est de $4 \cdot 10^5$ et $32 \cdot 10^6$ respectivement pour la première et la deuxième réalisation. DIAMANT permet de séparer les rayonnements γ , les protons et les α (voir chapitre 3). En appliquant les coupures sur les particules légères chargées, on obtient deux spectres (visibles sur la figure 2.10), pour chaque expérience. Dans la partie haute de la figure, les rayonnements γ en coïncidence avec au moins un proton sont montrés et, dans la partie basse, avec au moins un α . Les spectres hachurés ont été obtenus avec le jeu de données de la première expérience et celui des protons a été multiplié par cinq pour le voir correctement.

Grâce à une statistique plus conséquente, la deuxième réalisation a permis de démarrer le schéma de niveaux du noyau ^{130}Pm en établissant la première transition γ par une technique qui sera exposée dans la section 3.4.2. La transition trouvée relie deux bandes de rotation et ne permet donc pas d'évaluer la déformation du noyau [Rosse]. Cependant, cette expérience est aussi l'une des toutes premières réaction de fusion-évaporation auprès d'un faisceau radioactif : nous avons ainsi été confronté aux difficultés inhérentes à de telles prises de mesure ce qui nous permet d'envisager de futures réalisations avec plus de maîtrise et d'efficacité.

2.3 La rotation magnétique

Dans la région de masse $A \simeq 190$, la mise en évidence de bande SD devient de plus en plus difficile expérimentalement pour les noyaux au-delà des isotopes du plomb ($Z > 82$) car la section efficace de fission augmente rapidement : seules trois bandes SD dans la chaîne des bismuth et une dans la chaîne des polonium sont connues à ce jour [Clark95]. Si le fond de rayonnements γ que génère la fission n'a pas empêché l'observation de plusieurs bandes dans l'expérience présentée dans la section 2.2.2, il s'est

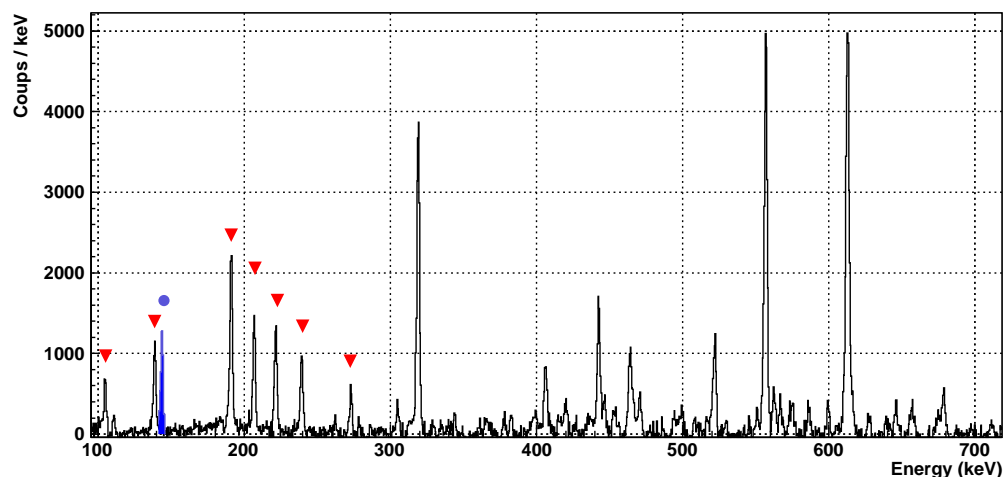


FIG. 2.12 – Spectre montrant les transitions γ attribuées à une bande rotationnelle magnétique dans le noyau ^{201}Po : le pic en bleu, et indiqué par un rond bleu, marque la condition utilisée pour construire le spectre. Le grand nombre de pics présents témoigne d’une tête de bande à haute énergie et une désexcitation très fragmentée.

avéré beaucoup trop handicapant pour une autre proposition faite dans notre groupe (recherche d’état SD dans les noyaux de bismuth [Prev.03]). Face à cette situation, il m’a semblé intéressant d’envisager l’utilisation d’un détecteur additionnel qui permet de sélectionner les résidus d’évaporation. Le choix s’est porté sur le RFD (Recoil Filter Detector) [Mec.97] dont les caractéristiques et les performances seront présentées dans le prochain chapitre.

Ainsi, une expérience a été réalisée avec EUROBALL et le RFD pour chercher des états SD dans les noyaux $^{200,2001}\text{Po}$. Les calculs théoriques prédisent des conditions d’observation favorables (profondeur du puits et barrière de potentiel entre les puits SD et ND [Kri.92]). Malgré une statistique appréciable et une très haute qualité de données (voir section 3.3.2), il n’a pas été possible d’observer de bandes de rotation SD dans ces noyaux. Il est difficile d’isoler la raison principale d’une telle absence qui peut être aussi bien expérimentale que théorique. J’aimerais cependant m’arrêter quelques lignes sur une hypothèse avancée par un des membres de la collaboration, le Dr Stycen. Il a en effet suggéré une fission des états SD en fin de bande rotationnelle plutôt qu’une désexcitation par rayonnement γ vers le premier puits. Des modes “exotiques” de désexcitation ne sont en effet pas à exclure. Par exemple, l’émission d’un proton en fin de bande SD dans le noyau ^{58}Cu a ainsi été observée [Rud.98]. Le RFD exclut quasiment tout événement de fission de notre jeu de données (voir section 3.3.2) ce qui expliquerait alors que l’on n’ait pas pu observer d’états SD. Une expérience test était prévue, basée sur la même réaction que celle utilisée dans la section 2.2.2 où de nombreuses bandes SD ont été observées avec EUROBALL seul. Malheureusement, celle-ci n’a pas pu être menée : elle aurait permis très certainement d’apporter des éléments de réponse à cette hypothèse. Notons que des bandes rotationnelles SD ont été mises en évidence avec le

dispositif EUROBALL et RFD dans le noyau ^{150}Tb . Bien évidemment, la fissilité de ce système est potentiellement beaucoup moins importante que dans la masse $A \simeq 190$.

Notre jeu de données a néanmoins permis une spectroscopie étendue des états de bas de schéma de niveaux des noyaux $^{200-201}\text{Po}$ avec notamment l'observation probable d'une bande de rotation magnétique : c'est un des sujets d'étude propre au groupe de Lyon et que j'ai ainsi découvert depuis mon arrivée. Comme nous l'avons souligné en introduction, la rotation magnétique est associée à une anisotropie forte de courants : elle est due à quelques nucléons seulement, au sein d'un noyau quasi-sphérique.

En ce qui concerne les protons, ils occupent des orbitales qui ont intrinsèquement de hauts moments angulaires. Classiquement, on est en présence d'une boucle de courant représentée en rouge sur la figure 2.11 avec un moment angulaire J_π perpendiculaire à la boucle. La situation pour les neutrons est différente : elle correspond à une lacune, une absence d'occupation d'orbitale de haut moment angulaire J_ν par rapport à la forme quasi-sphérique. Cette lacune est associée à une boucle de courant qui est, au début de la bande, perpendiculaire à celle des protons, ce qui correspond en fait à la configuration la plus stable. Le moment angulaire total $J = J_\pi + J_\nu$ oriente l'espace brisant ainsi la symétrie sphérique. Ce dernier augmente au fur et à mesure que les deux boucles s'alignent dans la même direction. Un tel mouvement n'est pas s'en rappeler la fermeture de lames de ciseaux d'où le nom de «shears bands» aussi donné à la rotation magnétique. Trois étapes de ce mouvement de fermeture sont représentées de gauche à droite sur la figure 2.11. Contrairement aux bandes rotationnelles des noyaux déformés, et comme le nom le suggère, les rayonnements γ reliant les états consécutifs ($I \rightarrow I - 1$) d'une bande magnétique sont principalement des transitions $M1$. Dans certaines conditions favorables, on peut aussi observer de faibles transitions $E2$ ($I \rightarrow I - 2$) dites de «cross-over».

Dans notre jeu de données, nous avons découvert une structure qui est très certainement le reflet d'une rotation magnétique. Le spectre des rayonnements γ associés à cette bande est représenté sur la figure 2.12 avec les transitions de la bande indiquées par des triangles de couleur rouge. La transition de couleur bleue (point bleu) correspond à l'énergie utilisée pour conditionner le spectre. Celle-ci a été ajoutée artificiellement pour montrer l'intégralité de la structure. On peut noter au passage que ce spectre est, en contenu, un peu plus complexe qu'une bande de rotation SD. La qualité du spectre montre aussi la puissance du couplage EUROBALL+RFD sur laquelle nous reviendrons plus en détail dans la section 3.3.2. Tous les ingrédients théoriques sont réunis pour permettre l'observation d'une telle structure. Expérimentalement, toutes les mesures n'ont pas pu être faites pour l'établir avec certitudes. La régularité sur quelques transitions et l'intensité de la bande sont les premières indications. Le profil d'intensité semble conforme à ce qui est connu mais n'a pas pu être obtenu précisément à cause de plusieurs transitions intenses provenant d'autres cascades. En revanche, par distributions angulaires, la multipolarité $\Delta I = 1\hbar$ a pu être clairement établie pour chacune de ces transitions, ce qui constitue la preuve la plus forte. Le bas de schéma de niveaux était très peu connu avant notre expérience : nous l'avons considérablement

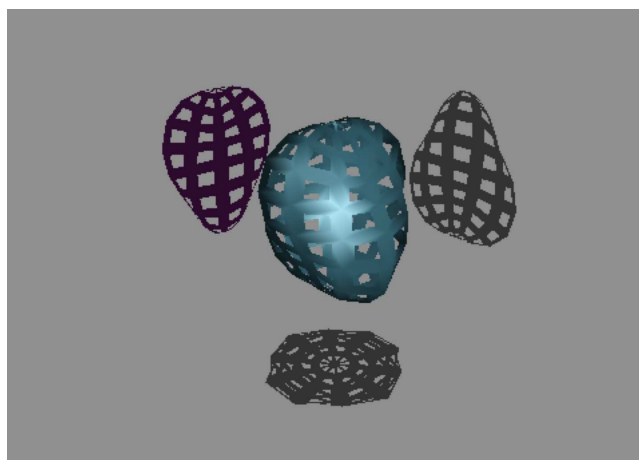


FIG. 2.13 – Forme tétraédrale correspondant à une sphère déformée par un paramètre $\alpha_{3,2} = 0,35$. Tous les autres coefficients $\alpha_{\nu,\mu}$ de l’expression 2.1 sont nuls.

étendu. Il présente une réelle complexité avec une intensité extrêmement fragmentée qui rend incertaine le positionnement de la bande de rotation : on ne peut donc pas établir avec certitude ni son énergie d’excitation, ni les nombres quantiques la caractérisant. En revanche, la tête de bande est clairement au-delà de 4 MeV. Si l’interprétation suit son cours pour établir la configuration exacte de cette nouvelle structure, il semble établi que l’on n’a pas observé un des modes “exotique” prédit et recherché pour les rotations magnétiques.

Il est important de trouver beaucoup plus de cas de bandes magnétiques et surtout dans des régions de masse variées et bien séparées. Le noyau ^{201}Po présente une configuration trop voisine du noyau ^{199}Pb dans lequel la première bande de rotation magnétique a été découverte. Dans les cas observés autour des isotopes de plomb et d’étain, les noyaux ont respectivement une faible déformation «oblate» et une légère déformation «prolate» : il reste à étudier un cas de pure rotation magnétique où le noyau serait parfaitement sphérique.

D’autres modes plus exotiques sont prévus, plus difficiles à observer, comme l’ “anti-rotation” magnétique pour laquelle les deux lames du ciseau seraient formées par le même type de nucléons. Il est aussi envisagé un mode où les deux boucles de courant se désaligneraient lorsque l’énergie d’excitation du noyau augmente [Clark98].

2.4 La recherche de formes tétraédrales

La déformation axiale quadrupolaire correspond à l’ordre le plus bas dans le développement en série du rayon sur la base des harmoniques sphériques. C’est sur cette forme de base que se sont appuyés la majorité des calculs théoriques en incluant petit à petit, suivant les besoins et les puissances de calculs, des corrections dues aux ordres plus élevés. Nous avons montré dans la section 2.2.2 que la présence d’octupole dans la

région $A \simeq 190$ a été établie et que ce degré de liberté pouvait aussi avoir une influence subtile. Sur la figure 2.4c, seul le paramètre $\alpha_{3,0}$ modifie la forme de base quadrupolaire axiale. Les résultats commentés dans la section 2.2.2 montrent que le paramètre $\alpha_{3,2}$ est tout aussi influent dans les noyaux que nous avons étudiés (^{197}Pb et ^{198}Pb). Cependant, au premier ordre, les propriétés du noyau sont dominées par la déformation axiale quadrupolaire rendant délicate la mise en évidence des ordres élevés.

Une autre possibilité serait de trouver un système dans lequel les effets des ordres élevés seraient importants ce qui correspondrait à des formes avec des coefficients $\alpha_{2,\mu}$ ($\forall \mu$) nuls. Un tel objet n'aurait pas de déformation quadrupolaire (qui donne lieu à de fortes transitions $E2$). De plus si on exclut la déformation $\alpha_{3,0}$ (forme de "poire" voir figure 2.4), qui génère une asymétrie de distribution entre les protons et neutrons et donc un moment dipolaire élevé (forte transition $E1$), on peut espérer observer directement l'effet de symétries encore plus exotiques.

Si intéressante que soit une telle approche, elle doit cependant trouver écho dans un cadre théorique réaliste. Comme nous l'avons souligné, en imposant des symétries au système, on contraint les coefficients de développement en harmonique sphérique Eq. 2.1. Les différentes formes possibles sont reliées par la théorie des groupes à des symétries plus fondamentales (groupes de symétries ponctuelles)[Dudek06]. Très utilisé en physique moléculaire ou en physique de la matière condensée [Rei.97], les premières applications en physique nucléaire sont récentes. Cette approche théorique a eu un grand succès en physique moléculaire car elle permet d'établir un lien direct entre la dégénérescence des niveaux d'énergie des états quantiques du système et les symétries présentes. L'application à la physique nucléaire est plus difficile car, contrairement aux molécules, le noyau est un objet compact et, comme souligné dans l'introduction, rotations, vibrations et excitations nucléoniques se révèlent dans une étroite fenêtre en énergie.

Dans cette théorie, les formes tétraédrales, octaédrales et icosaédrales sont traitées dans le même cadre car elles influencent de façon similaire le schéma de niveaux. De telles symétries imposent des contraintes sur les coefficients $\alpha_{\nu,\mu}$. La plus forte est, probablement, que le terme $\alpha_{3,2}$ est le premier non nul du développement : on obtient dans ce cadre un système théorique dans lequel les ordres les plus bas sont absents. Sur la figure 2.13, on peut voir la forme adoptée par un tel système où la sphère est déformée par un unique coefficient $\alpha_{3,2} = 0,35$. Contrairement à la forme axiale, le système n'est plus invariant par rotation autour de l'axe vertical et les projections sur les trois plans sont différentes.

Un programme théorique et expérimental a été initié et est mené par un groupe Strasbourgeois (collaboration TETRANUC) pour mettre en évidence et étudier de telles structures dans les noyaux. Dans le cadre de cette collaboration, nous avons en charge d'analyser une expérience dont le but et les enjeux seront présentés rapidement. Cette analyse fera l'objet de la thèse de Doan Quang Tuyen, doctorant dans notre groupe.

L'expérience, réalisée à Jyväskylä (Finlande), consiste à peupler et à étudier le schéma de niveaux du noyau ^{156}Gd . Les calculs théoriques référencés dans cette section

montrent en effet que ce noyau est un bon candidat pour l'observation de symétries tétraédrales. Des études précédentes ont permis d'établir une bande de parité négative dont les caractéristiques semblent celles attendues pour une telle symétrie : elle ferait ainsi l'objet d'une possible réinterprétation.

En effet, plusieurs transitions $E2$ entre les états 3^- et 9^- demeurent inobservées bien que ce noyau ait été étudié dans une vingtaine d'expériences différentes. Rappelons qu'une forme tétraédrale pure n'a pas de composantes $\alpha_{2,\mu}(\forall\mu)$, on s'attend donc à des transitions $E2$ réduites. De même, les rapports $B(E2)/B(E1)$ le long de la bande sont bien plus importants que ceux observés pour les cas bien établis où le noyau possède une forme octupolaire $\alpha_{3,0}$ (par exemple le noyau ^{222}Th), ce qui est une indication supplémentaire dans le sens d'une réinterprétation. Les dernières expériences sur ce noyau datant du début des années 80, des mesures de plus grandes précisions sur ces deux aspects s'avèrent nécessaires et sont les buts principaux de l'expérience. Une indication supplémentaire serait d'établir une désexcitation de la bande par transition $E3^6$ et de rechercher des bandes partenaires.

Une réaction de fusion-évaporation, avec un faisceau d'alpha (à 28 MeV), permet de peupler dans des conditions les plus favorables cette structure (cible ^{154}Sm , ^{156}Gd en voie $2n$). Il est même possible que ce faisceau soit l'un des seuls moyens de peupler la bande dans une fenêtre en spin adéquat (de $0\hbar$ à environ $16\hbar$) avec une section efficace élevée (960 mb) tout en minimisant la voie $3n$ (^{155}Gd , moins de 8%). En effet, le schéma de niveaux du noyau ^{155}Gd contient de nombreuses transitions d'énergies proches de celles de la structure à étudier et sont donc des éléments contaminants pour les mesures de précisions proposées. Cet aspect est intéressant car il souligne la nécessité de maintenir des sites expérimentaux de faisceaux stables pour conserver l'ensemble des outils opérationnels et pour permettre de mettre en oeuvre la meilleure solution pour une étude donnée.

Le détecteur de rayonnements γ utilisé, JUROGAM (composé des détecteurs tronconiques, en rouge sur la figure 3.3, provenant d'EUROBALL) ne sera pas présenté dans le chapitre suivant. Il permet de collecter en nombre suffisant des coïncidences triples ce qui devraient permettre d'éliminer les éléments contaminants des mesures. Notons simplement pour clore cette section que l'expérience s'est déroulée fin septembre dans de bonnes conditions avec, pour l'une des premières fois, des cartes électroniques numériques (carte TNT2) qui permettent une réalisation avec des taux de comptage plus élevés et donc une meilleure statistique au final.

2.5 Conclusions

A partir des principaux résultats obtenus localement, ce chapitre illustre comment la spectroscopie γ permet d'explorer la structure du noyau. Il montre aussi les difficultés d'analyse et d'interprétation qui peuvent être rencontrées.

Le noyau atomique est un système complexe qui adopte des configurations aussi variées qu'inattendues, même si on restreint le champ d'investigation à la seule rotation

⁶la forme tétraédrale est de nature octupolaire avec $\alpha_{3,2}$ non nul

collective. Contrairement aux molécules, les différents modes d'excitation sont dans les mêmes gammes en énergie ce qui donne facilement lieu à des configurations intriquées.

La recherche des modes exotiques d'excitation passe ainsi par une investigation large pour trouver les meilleurs terrains d'études. On comprend donc l'attente très forte autour des faisceaux radioactifs qui devraient permettre d'atteindre des zones complètement inexplorées qui abritent potentiellement des comportements riches et non répertoriés.

Chapitre 3

Les outils et les méthodes

3.1 Introduction

Les différents thèmes de recherche évoqués dans le chapitre précédent requièrent l'exploitation de dispositifs expérimentaux variés. Il convient avant tout de sélectionner la cible et le faisceau (ainsi que le mécanisme de réaction) qui permettent de créer le noyau dans des conditions favorables d'observation. Nous aborderons cette étape dans un premier temps en montrant l'une des contraintes majeures liée à l'utilisation des faisceaux radioactifs.

Les multidétecteurs de rayonnements γ utilisés pour ce mémoire seront présentés brièvement. On insistera plus précisément sur les couplages avec d'autres systèmes de détection que nous avons réalisés pour mener les études décrites dans le chapitre 2. Pour être exploitées, les données issues des expériences doivent être analysées. Une partie importante est dédiée aux méthodes mises au point et utilisées dans notre groupe avec un accent plus particulier sur les possibilités offertes par la logique floue.

3.2 Faisceaux et mécanismes de réactions

Ces dix dernières années ont vu l'émergence, auprès des grands centres d'études nucléaires, de la première génération de faisceaux radioactifs avec notamment le projet SPIRAL à Caen (GANIL), le projet REX-ISOLDE au CERN, Riken au Japon, le projet ISAC à Triumf (Canada), MSU et Oak Ridge aux Etats-Unis, GSI à Darmstadt en Allemagne ... etc.

On peut comprendre aisément la nécessité de tels développements à partir de la carte des noyaux (fig. 3.1) qui donne une idée de l'état de connaissance des noyaux en fonction du nombre de neutrons et de protons. En noir, on peut y voir les éléments stables (environ 290) présents sur terre et qui constituent la palette des faisceaux et cibles disponibles auprès des faisceaux stables¹. À partir de ces éléments, il a été

¹même si certains sont plus faciles à produire que d'autres !

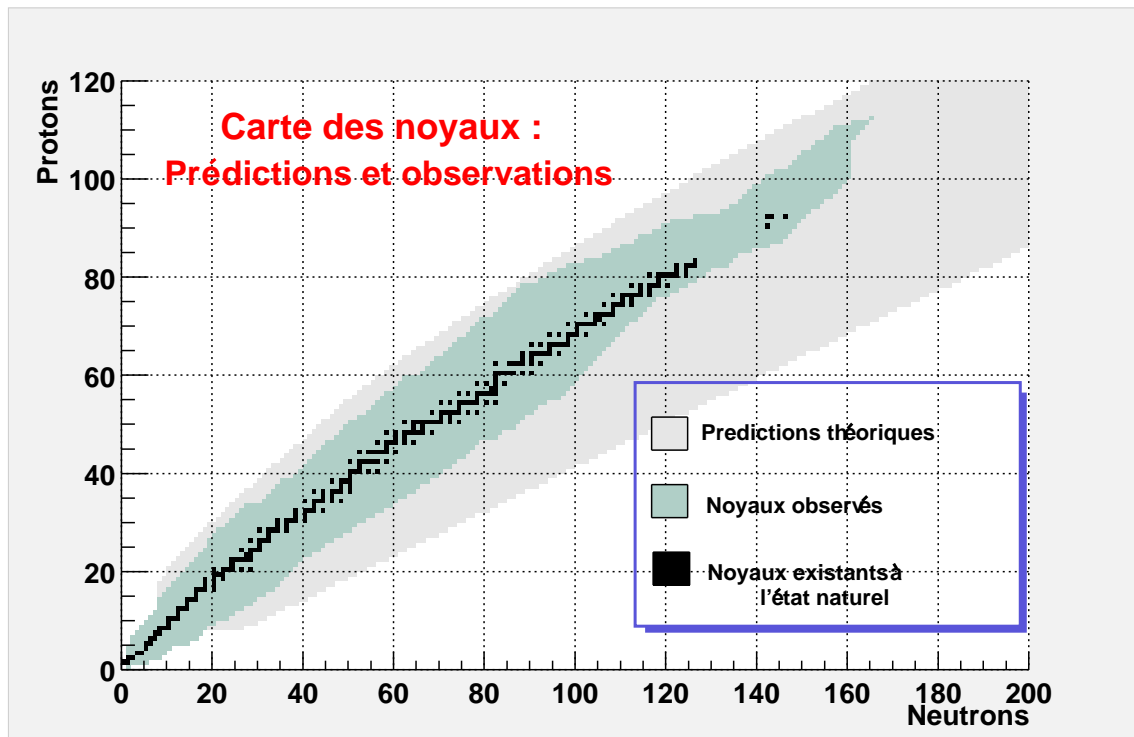


FIG. 3.1 – Cette carte donne une idée de l'état de connaissance des noyaux en fonction du nombre de neutrons et du nombre de protons. Les noyaux stables sont marqués en noir (vallée de stabilité), les noyaux créés en laboratoire sont indiqués en vert. Les noyaux inconnus, liés dans leur état fondamental, d'après le modèle de la goutte liquide, sont représentés en gris : cette zone est couramment appelée «Terra Incognita» .

possible de produire et d'étudier, de façon directe ou indirecte, un grand nombre de noyaux (environ 2000). Ils correspondent à la zone verte sur la carte proposée, les résultats étant issus de la base de données du CSNSM [AMDC] : la masse est en effet l'une des premières caractéristiques mesurée pour un nouveau noyau. Les mécanismes de réactions pour étudier ces noyaux sont nombreux : l'excitation Coulombienne, le transfert de nucléons, la fusion-évaporation, la fission ... etc. Pour ce qui est de ce manuscrit, les études menées proviennent de réactions de fusion-évaporation qui présentent notamment l'avantage de créer un noyau, de manière très sélective, à haute énergie d'excitation et à haut moment angulaire.

Cette carte ne saurait être exhaustive ou précise et a pour seul but de visualiser l'étendue qu'il reste à explorer. N'ayant pas activement travaillé sur un modèle théorique du noyau, je me suis contenté d'ajouter sur la figure l'ensemble des noyaux possibles prédits par l'un des modèles les plus simples qui est celui de la goutte liquide. Comme on peut le voir, l'étendue inexplorée reste conséquente (de 3000 à 5000 noyaux). Bien sûr, ce nombre varie selon le modèle théorique considéré. En effet, tous ne prévoient pas les mêmes positions pour la «drip-line» proton, la «drip-line» neutron, (ni d'ailleurs les mêmes îlots de stabilité pour les super-lourds) avec des différences qui s'accroissent lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité. Ceci impose naturellement de pouvoir étudier des noyaux de plus en plus exotiques dans leur rapport entre le nombre de neutrons et le nombre de protons. Les thèmes de recherche envisagés auprès des faisceaux radioactifs en structure nucléaire sont nombreux et variés et je renvoie le lecteur vers les ouvrages dédiés comme, par exemple, le livre blanc de SPIRAL2 [SP2].

L'élaboration des expériences de structure nucléaire repose sur une maîtrise des mécanismes de réactions mis en jeu. Les noyaux exotiques sont moins liés que les noyaux stables : on peut donc s'attendre à un «break up» du projectile plus important. Ils peuvent aussi avoir une extension spatiale beaucoup plus grande (par exemple dans les noyaux à halo de neutrons) ce qui augmente la section efficace de réaction. De nombreuses études ont été entreprises pour évaluer l'influence de l'isospin, certaines auxquelles j'ai pu participer [Beck03] : il est très important, pour la structure nucléaire, qu'elles aboutissent à des codes de simulations de réactions réalistes.

Si à partir des éléments stables on étend autant le champ d'investigations, on a potentiellement de grandes possibilités d'explorer les zones vierges en utilisant des faisceaux basés sur les noyaux que l'on sait actuellement créer. Les techniques pour maîtriser et exploiter un faisceau radioactif sont arrivées à maturité depuis quelques années avec la naissance de la première génération de faisceaux radioactifs. L'une des faiblesses des systèmes actuels est la relativement faible intensité des faisceaux produits qui s'étend sur une plage allant de 10^4 à 10^6 particules par secondes². La seconde génération de faisceaux radioactifs (SPIRAL2 pour la France) devrait pallier cette faiblesse et proposer des intensités comparables à celles des faisceaux stables actuels. Bien qu'ouvrant de larges perspectives, les faisceaux radioactifs ne peuvent supplanter complètement les faisceaux stables. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précé-

²Les faisceaux stables actuels sont délivrés en moyenne avec des intensités allant de 10^9 à 10^{12} particules par secondes

dent, la recherche de structures tétraédrales s'appuie notamment sur l'utilisation de faisceaux de particules α . De plus, certains domaines ne sont pas accessibles par les faisceaux radioactifs. C'est l'une des conclusions du rapport ECOS³ (NuPECC) [ECOS] qui préconise le maintien des recherches et développements autour des accélérateurs de faisceaux stables actuels et qui souligne les besoins d'une machine à faisceaux stables de très haute intensité.

La palette de faisceaux disponibles s'élargit donc considérablement comme le nombre de possibilités d'étudier un noyau particulier. Il devient alors primordial de se donner des outils pour déterminer le meilleur faisceau, le meilleur mécanisme, le meilleur dispositif expérimental. Pour cela, il convient de se doter de simulations réalistes qui s'appuient sur un générateur de physique suffisamment riche et une modélisation poussée du dispositif expérimental pour pouvoir tester l'analyse. En effet, les conditions auprès des faisceaux radioactifs, et nous illustrerons une des principales différences à la fin de cette section, sont radicalement différentes des conditions auprès des faisceaux stables. Or, seule l'intensité du signal que l'on désire observer, obtenue après analyse des différents scénarii, nous permettra de choisir l'ensemble le plus adapté : c'est le sens de la démarche entreprise ces deux dernières années et qui sera détaillée dans le chapitre 4. De même, il est important de noter que les dispositifs expérimentaux (faisceaux et/ou détecteurs) sont de plus en plus coûteux à mettre en oeuvre, ce qui implique une forte pression sur les comités d'expériences. Dans cette optique, des simulations réalistes offrent une garantie supplémentaire de succès de l'expérience et donc un accès aux dispositifs plus aisé.

Pour clore cette section, nous allons illustrer, à partir des expériences réalisées par notre groupe, l'une des difficultés majeures de l'utilisation de faisceaux radioactifs. Dans notre étude (section 3.3.3), le faisceau radioactif ^{76}Kr génère une radioactivité importante qui aveugle les détecteurs sensibles aux rayonnements γ . La figure 3.2, qui compare le spectre de rayonnements γ brut (sans aucune coïncidence) au même spectre avec au moins une particule chargée en coïncidence, donne une idée de l'intensité du bruit de fond observé qui atteint presque cinq ordres de grandeur. Lors de la première réalisation de l'expérience, il y avait en amont de la cible un collimateur que l'on suspectait être l'endroit où s'accumulaient les isotopes radioactifs du faisceau. Cette hypothèse s'est avérée un peu trop simpliste car le bruit de fond radioactif était tout aussi dominant lors de la seconde réalisation pour laquelle la pièce incriminée avait été retirée.

La faible intensité du faisceau ($5 \cdot 10^5$ particules par secondes) rend difficile le contrôle de la focalisation en temps réel. La seconde génération de faisceaux radioactifs souffrira probablement moins de cette difficulté avec des intensités au moins mille fois plus importantes et donc un contrôle en ligne plus aisé. Il convient cependant de garder à l'esprit que dans le même temps, le moindre décrochage dispersera potentiellement, au coeur du dispositif, mille fois plus d'isotopes radioactifs ! Pour notre expérience, nous n'avons pas pu estimer le bruit de fond dû à la désintégration en vol des isotopes du faisceau : cet aspect devra certainement être aussi considéré dans le futur et il faudra

³the European COllaboration on Stable Beam

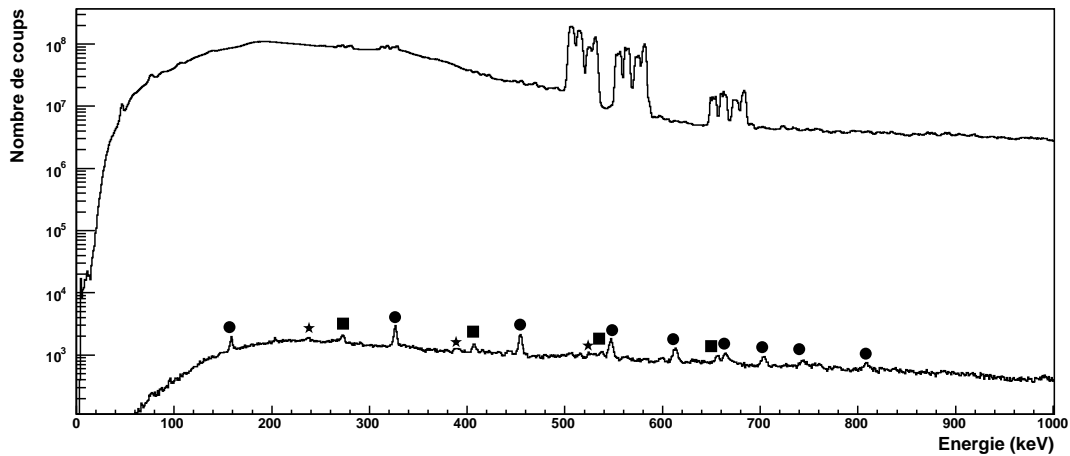


FIG. 3.2 – Le spectre du haut correspond au spectre des rayonnements γ obtenu sans autres conditions que celle du «trigger». On y voit principalement deux pics de radioactivité (511 keV et 559 keV de la transition du noyau ^{76}Se , $2^+ \rightarrow 0^+$) qui apparaissent démultipliés car une correction Doppler (celle de la fusion-évaporation) a été appliquée. En bas, le même spectre, avec au moins une particule chargée légère détectée dans DIAMANT (voir contour de la figure 3.7), sur lequel on voit clairement apparaître les transitions des bandes rotationnelles «yrast» des principaux noyaux produits : ^{130}Nd (cercles), ^{131}Pm (carrés) et ^{127}Pr (triangles).

en évaluer son impact.

3.3 Les détecteurs et leur caractéristiques

3.3.1 Les multidétecteurs de rayonnement γ

La base des multidétecteurs de rayonnements γ actuels utilisés dans la majorité des expériences de structure nucléaire fine est composée de cristaux de Germanium dont les caractéristiques vont dans le sens d'exigences de résolution et d'efficacité. Ces cristaux sont généralement entourés d'enceintes de BGO ou de CsI pour des raisons qui seront très rapidement exposées.

Le cristal de Ge est une jonction p-n fortement polarisée. Sous l'effet d'un rayonnement γ , les électrons de valence sont excités vers la bande de conduction, ce qui va alors créer un nombre important de paires électron-trou. L'excitation thermique peut être suffisante pour faire passer un électron de valence vers la bande de conduction ce qui détériore la qualité de la détection. Pour pallier cet inconvénient, les détecteurs sont refroidis à la température de l'azote liquide (environ 77 K). Les grandeurs qui sont exposées par la suite définissent les qualités intrinsèques du détecteur.

◁ a ▷ La résolution en énergie.

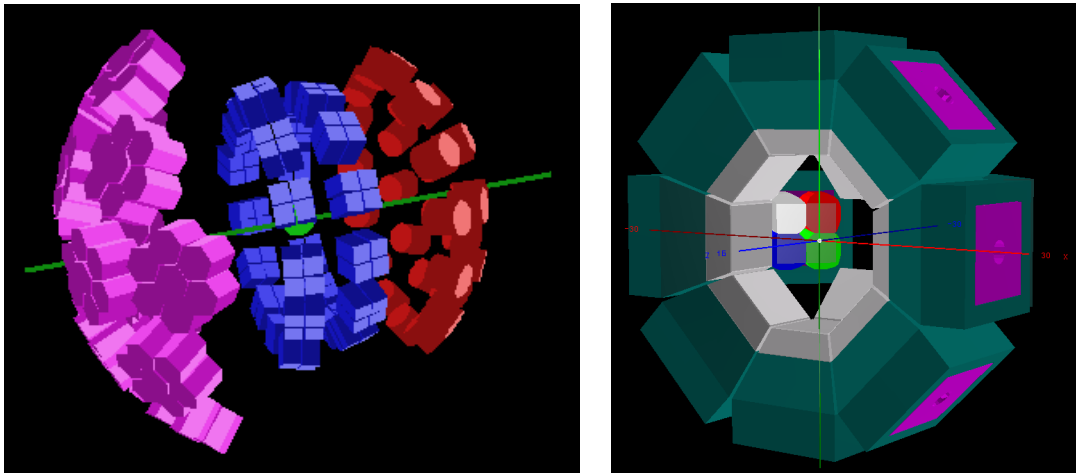


FIG. 3.3 – A gauche (référéncé A dans le texte), vue schématique du multidétecteur EUROBALL [EUROBALL] où ne sont représentés que les cristaux de Ge avec 15 «clusters» (assemblage de 7 cristaux en violet) situés à l'arrière dans le sens du faisceau, 26 «clovers» (assemblage de 4 cristaux en bleu) situés autour de 90° degrés et les détecteurs tronconiques (un seul cristal en rouge) situés à l'avant dans le sens du faisceau. A droite (référéncé B dans le texte), vue schématique du multidétecteur EXOGAM [Azaiez99] où sont représentés 12 «clovers» avec en gris le capot d'aluminium, en vert foncé les BGO qui entourent les cristaux de Ge et en violet les CsI situés à l'arrière des cristaux. Un des capots a été enlevé pour montrer les cristaux de Ge (blanc, rouge, bleu et vert) constituant le «clover». Les segments, qui divisent électriquement chaque cristal en 4, ne sont pas représentés sur cette figure.

La résolution est le critère qui permet d'estimer le pouvoir que possède le détecteur de séparer deux rayonnements γ voisins. Elle est reliée à la largeur à mi-hauteur des raies γ . Pour le Ge, les résolutions sont de l'ordre de 2 keV pour une énergie de 1,33 MeV (raie γ d'une source de ^{60}Co).

◁ b ▷ Efficacité photopic intrinsèque.

L'efficacité photopic (ϵ_p) renseigne sur le nombre d'événements qui ont déposé toute leur énergie dans le cristal. On définit ainsi :

$$\epsilon_a = \frac{N_{det}}{N_{emis}\Omega} \quad \text{qui est l'efficacité absolue} \quad (3.1)$$

$$\epsilon_p = \frac{N_{pic}}{N_{emis}\Omega} \quad \text{qui est l'efficacité photopic} \quad (3.2)$$

où:

- N_{emis} est le nombre de rayonnements γ émis par une source.
- N_{det} est le nombre de rayonnements γ détectés.
- N_{pic} est le nombre d'événements dans le pic de pleine énergie.
- Ω est la fraction d'angle solide sous-tendue par le détecteur.

Afin de comparer les détecteurs, on utilise un étalon qui est l'efficacité d'un détecteur NaI de 7.6 cm x 7.6 cm placé à une distance de 25 cm de la source émettrice.

On donne alors :

$$\epsilon_r = \frac{(\epsilon_p\Omega)_{Ge}}{(\epsilon_p\Omega)_{NaI}} \quad \text{qui est l'efficacité relative} \quad (3.3)$$

avec,

$$(\epsilon_p\Omega)_{NaI} = 1,244 * 10^{-3} \quad (3.4)$$

pour la transition γ de 1,3 MeV de ^{60}Co . Les détecteurs gros volume d'EUROBALL (en rouge sur la figure 3.3) ont une efficacité relative de 70%.

◁ c ▷ Fonction de réponse.

Une grande efficacité garantit une collecte d'événements importante. Ceci est néanmoins inutile si ces événements sont de mauvaise qualité. Pour juger ce point précis, on définit le rapport Pic sur Total (P/T), qui est donné par:

$$(P/T) = \frac{N_{pic}}{N_{det}} \quad (3.5)$$

avec $(P/T) = 25 \%$ pour un détecteur Ge d'efficacité relative $\epsilon_r = 70\%$.

Ce rapport n'est égal à un que pour des détecteurs de dimension infinie. Afin d'avoir un

rapport (P/T) convenable, on entoure le cristal de Ge d'une enceinte de BGO (dite enceinte anti-compton [Nol.85]) qui, du fait de son important numéro atomique présente une grande efficacité de détection. L'événement donnant un effet Compton au sein du cristal et dont le photon diffusé sera détecté dans l'enceinte sera rejeté. On a alors le rapport (P/T) après application du filtre qui est donné par:

$$(P/T)^{ac} = \frac{N_{pic}}{N_{det}^{ac}} \quad (3.6)$$

Les détecteurs qui constituent EUROBALL ont un facteur $(P/T)^{ac}$ de l'ordre de 60%.

L'effet Doppler, pour les expériences dont la source émettrice est en mouvement, impose une contrainte forte sur les performances du détecteur. Pour une vitesse de la source donnée, la résolution intrinsèque est dégradée d'autant plus que l'ouverture angulaire du cristal de Germanium est importante. Pour minimiser cet effet, des détecteurs segmentés ont été développés, la segmentation pouvant être :

- Physique. Plusieurs cristaux de petites tailles sont assemblés et entourés d'une enceinte anti-Compton commune. C'est le cas des «clovers» (assemblage de quatre cristaux, en bleu sur la figure 3.3)[Duc.99] et des «clusters» (assemblage de sept cristaux, en violet sur la figure 3.3).
- Electrique. La forme de base des cristaux est en général un cylindre plein qui peut être biseauté. Un trou d'un diamètre de quelques dizaines de millimètres est présent au milieu sur une bonne partie de la longueur du cylindre ce qui permet d'avoir une électrode centrale qui collecte les charges sur tout le volume. La surface externe peut être formée d'une mosaïque d'électrodes ce qui segmente virtuellement (électriquement) le cristal : chaque segment est sensible à un partie seulement du volume du cristal. Les premiers cristaux segmentés électriquement sont apparus sur GAMMASPHERE [GAMMASPHERE]. Ils sont formés de deux segments (deux demi-cylindres) afin de réduire l'ouverture angulaire des modules situés à 90 degrés.

Avec les détecteurs composites sont apparus les premiers algorithmes de reconstruction des rayonnements γ . Ainsi, pour le «clover», lorsque deux cristaux sont touchés, sans toutefois être sur la diagonale, on somme les deux signaux. Concernant la position du point d'impact du rayonnement γ ainsi reconstruit, plusieurs possibilités existent : soit on prend le milieu du cristal touché avec la plus grande énergie, soit on prend la position moyenne voire la position moyenne pondérée. Le cas un cristal touché ne pose pas de problèmes et les événements, pour lesquels trois ou quatre cristaux sont touchés (en général ils représentent un très faible pourcentage), sont simplement rejetés car ils proviennent de plusieurs rayonnements γ ayant donné lieu à une diffusion Compton. Dans cette configuration, on ne peut trouver de critères efficaces permettant la séparation.

Un multidétecteur de rayonnements γ est un assemblage de ces briques de base dans une configuration qui répond à des exigences particulières. Ainsi, EUROBALL (fig 3.3A), de même que GAMMASPHERE, JUROGAM et GASP, sont plus adaptés pour les expériences de moyenne et haute multiplicités. Les détecteurs sont en général assez loin de la cible (de 25 à 40 cm) pour réduire l'angle solide sous-tendu par un cristal et en nombre conséquent pour avoir le maximum de rayonnements en coïncidence. Du fait de son utilisation auprès de faisceaux radioactifs, délivrés actuellement avec de faibles intensités, EXOGAM (fig 3.3B), de même que MINIBALL, privilégie l'efficacité avec des modules très près de la cible (de 11 à 16 cm). Le choix pour EXOGAM s'est porté sur des «clovers» pour lesquels chaque cristal de Germanium a en plus été segmenté électriquement en quatre secteurs. Si l'algorithme de reconstruction des rayonnements γ exposé précédemment peut encore être appliqué, la segmentation supplémentaire offre de nouvelles possibilités. Lors de son stage de Master de deuxième année, Doan Quang Tuyen a ainsi amélioré, grâce à des simulations réalistes, les performances globales en introduisant des figures de sommation différentes qui, de plus, dépendent de l'énergie détectée.

Ces premières étapes de segmentation et de reconstruction des rayonnements γ ont très certainement poussé la communauté à se demander s'il était possible de construire un multidétecteur beaucoup plus segmenté dans lequel on pourrait reconstruire la trace laissée par le rayonnement γ . Après plusieurs années, le programme de Recherches et Développements sur le principe du «tracking γ » arrive dans une phase cruciale avec la mise en oeuvre sous peu, aux Etats-Unis (GRETINA) comme en Europe (AGATA), d'un démonstrateur. Nous reviendrons sur cet aspect dans le chapitre suivant.

Les performances globales d'un multidétecteur γ peuvent aussi être améliorées en le couplant à un autre système mesurant les autres produits de la réaction. C'est ce que nous allons détailler dans la suite à travers deux exemples.

3.3.2 EUROBALL et le RFD

L'effet Doppler peut dégrader rapidement les performances d'un multidétecteur de rayonnements γ : connaître événement par événement la vitesse de l'émetteur (le noyau d'intérêt issu de la réaction) contribue à minimiser cet impact. On a de plus un paramètre supplémentaire sur lequel on peut appliquer des conditions.

Le RFD (Recoil Filter Detector) est le fruit d'une collaboration Franco-Polonaise. Il permet de détecter les noyaux de recul issus de la réaction. Bien sûr, ajouter le RFD à EUROBALL a un prix qui est illustré sur la figure 3.4 où sont schématiquement représentés les deux systèmes : pour pouvoir mécaniquement placer le RFD, les détecteurs d'EUROBALL situés à l'avant doivent être retirés. Le RFD est composé de 18 éléments de détection identiques placés à un mètre en amont de la cible et répartis en trois couronnes concentriques ($\theta = 3.89^\circ, 6.94^\circ, 7.69^\circ$). Chaque module est composé sur la face d'entrée d'une feuille de Mylar aluminée d'une épaisseur allant de 0,5 à 1 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Le noyau qui pénètre dans cette feuille arrache des électrons qui sont ensuite accélérés et focalisés vers un scintillateur plastique rapide. Ce dernier est monté sur un photomultiplicateur qui délivre le signal pour l'acquisition. Comme indiqué dans le

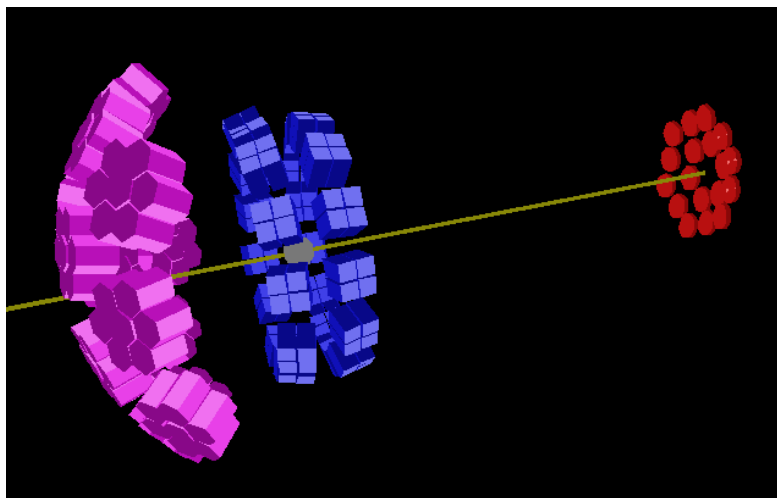


FIG. 3.4 – Vue schématique du dispositif expérimental utilisant le multidétecteur de rayonnements γ EUROBALL et le multidétecteur de fragments de recul RFD. Les détecteurs tronconiques ont été retirés pour permettre de placer le RFD à l'avant. Il est représenté par les faces d'entrée (en rouge) des 18 modules.

chapitre précédent, nous avons utilisé le RFD pour rechercher des états superdéformés dans les noyaux ^{200}Po et ^{201}Po . La section efficace de production étant faible, nous avons opté pour une cible assez épaisse (1 mg/cm^2) produisant un «stragglings» (notamment du faisceau) important soumettant le RFD à de très hauts taux de comptage de l'ordre de 1 à 2 Mhz par élément. Malgré ce taux élevé, les modules ont parfaitement résisté et délivré des données de qualité.

La vitesse des noyaux de recul est calculée en mesurant le temps de vol depuis la cible jusqu'au détecteur : il est donc indispensable d'avoir une référence en temps pour un bon fonctionnement. Pour notre expérience, le faisceau délivré par le VIVITRON était pulsé (448 ns entre deux pulses). Une autre possibilité est d'utiliser le «flash» γ émis lors de la réaction et détecté par EUROBALL. Typiquement, pour chaque module, on obtient ainsi une matrice temps de vol versus amplitude comme illustré sur la figure 3.5 où l'on distingue clairement deux régions. La région A correspond à des vitesses voisines de celles du faisceau et donc à des mécanismes de réaction peu dissipatifs comme l'excitation Coulombienne, le transfert ou le «deep inelastic». La deuxième région (B) est due à un processus beaucoup plus dissipatif : la fusion-évaporation. Comme souligné dans le chapitre précédent, le but premier du RFD pour notre expérience était de supprimer la fission qui domine pour la réaction utilisée. De tels événements n'apparaissent pas dans la matrice pour des raisons purement géométriques. A un mètre de la cible et compte tenu de l'ouverture angulaire des modules ($0,056$ stéradians) et en supposant une distribution isotropique des fragments de fission, la probabilité de détecter un fragment tombe en dessous du pourcent, tout en couvrant l'essentiel du cône de recul des noyaux produits lors d'autres types de réactions.

Cette très grande sélectivité est illustrée sur la figure 3.6 qui compare deux spectres

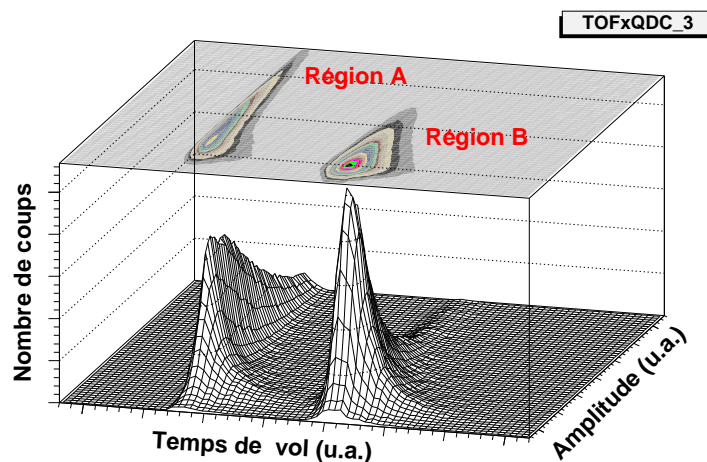


FIG. 3.5 – Matrice donnant, pour un des modules du RFD, la coïncidence entre le temps de vol mesuré et l’amplitude du signal collecté. On distingue très nettement deux régions A et B qui sont associées respectivement à des mécanismes de réactions peu dissipatifs (vitesse voisine de celle du faisceau incident) et plus dissipatifs (fusion-évaporation).

de rayonnements γ issus de deux expériences différentes. Le premier⁴ provient de notre expérience pour laquelle la fission représente environ 80% de la section efficace totale de réaction. Le deuxième provient d’une expérience “similaire” pour laquelle seul EUROBALL a été utilisé avec un «trigger», uniquement basé sur les rayonnements γ détectés supposé atténuer la fission⁵. Bien que la section efficace de fission soit plus faible dans ce cas (le noyau ^{203}Bi est moins fissile que le noyau ^{206}Po), et donc des conditions d’observation de la fusion-évaporation plus favorables, on peut apprécier la réduction drastique du bruit de fond due au RFD qui donne ainsi cet excellent rapport pic sur fond. La sélection de la fusion-évaporation est encore affinée en ne conservant que les événements contenus dans la région B (cf. fig. 3.5) de la matrice temps de vol versus amplitude. Le rapport pic sur fond est sensiblement augmenté d’environ 45%. Le RFD permet de séparer les mécanismes de réaction suivant leur degré de dissipation dans la collision. Il ne peut cependant pas identifier précisément les noyaux de recul comme le ferait un spectromètre comme VAMOS. Cependant, on s’est aperçu qu’en appliquant une coupure supplémentaire (sur l’axe des temps) au sein de la région B (fusion-évaporation), on pouvait privilégier l’observation du noyau ^{200}Po (temps de vol les plus bas) au détriment du noyau ^{201}Po (temps de vol les plus hauts). Ceci est dû aux conditions particulières de notre expérience et n’est pas applicable systématiquement. En effet, la section efficace de production du noyau ^{200}Po est plus importante au début de la cible. Le faisceau perdant environ 5 MeV dans la cible, c’est le noyau ^{201}Po qui est plus favorablement produit en fin de cible. En conséquence, les noyaux ^{200}Po doivent traverser plus de matière pour sortir que les noyaux ^{201}Po et sont donc

⁴obtenu avec un «trigger» d’au moins deux γ et un noyau de recul

⁵au moins deux rayonnements γ dans les détecteurs Ge et six dans la boule interne

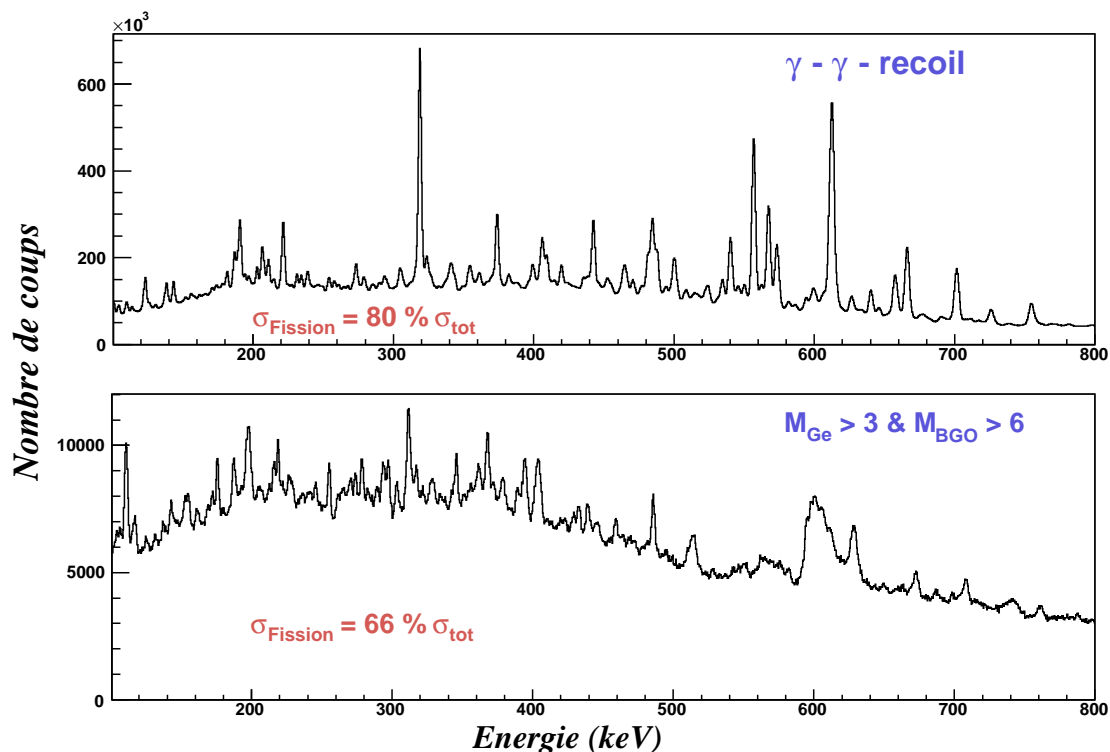


FIG. 3.6 – Spectres illustrant la sélectivité du RFD. En haut, le spectre de rayonnements γ obtenu lors de notre expérience avec un «trigger» basé sur deux rayonnements γ dans EUROBALL en coïncidence avec un signal dans le RFD. Pour cette expérience, le bruit de fond dû à la fission est presque complètement supprimé bien que la section efficace associée équivaut à 80% de la section efficace totale de réaction. En bas, un spectre de rayonnements γ , obtenu dans des conditions de réactions voisines, pour lequel EUROBALL complet a été utilisé avec un «trigger» d'au moins deux γ dans les détecteurs Ge et au moins six dans la boule interne. La fission dans ce cas est moindre et représente 66% de la section efficace totale de réaction.

plus ralentis.

Le dernier apport du RFD, un peu plus inattendu compte tenu de la faible vitesse moyenne de recul des résidus d'évaporation ($\beta \sim 2\%$), est le gain sur la largeur des pics de rayonnements γ . Nous avons pu évaluer ce dernier en comparant la résolution de deux pics en appliquant d'un côté une vitesse de recul moyenne et de l'autre une correction événement par événement. Les valeurs obtenues sont données dans le tableau 3.1 avec un gain allant de 20% (556 keV) à 30% (1152 keV).

Ce travail a été mené dans le cadre du stage de DEA de Bertrand Rossé et a été présenté par lui lors de conférences [Rosse04].

3.3.3 EXOGAM et DIAMANT

Lorsque le nombre de voies de réactions ouvertes est important, il est intéressant de pouvoir détecter les produits de la réaction autres que les rayonnements γ : les particules

	Résolution à 566 keV	Résolution à 1152 keV
Correction Doppler moyenne	$3,200 \pm 0,006$	$4,798 \pm 0,105$
Correction Doppler RFD	$2,515 \pm 0.004$	$3,105 \pm 0,054$

TAB. 3.1 – Résolutions (en keV) obtenues pour deux énergies différentes avec et sans la correction événement par événement permise par le RFD.

légères chargées, plus aisées à détecter que les neutrons, offrent ainsi la possibilité de séparer les différentes voies peuplées. Dans notre groupe, nous avons pu à deux reprises coupler le multidétecteur γ EXOGAM à un multidétecteur de particules légères chargées DIAMANT. Initié à Bordeaux, DIAMANT est le fruit d'une collaboration Franco-italo-hongroise. Le module de base est une cellule de scintillateur CsI (dopé au Thallium) dont le pouvoir d'arrêt permet d'arrêter complètement un proton de 25 MeV et un alpha de 80 MeV. Pour collecter le signal de scintillation, chaque CsI est couplé optiquement à une photodiode PIN par l'intermédiaire d'un guide de lumière. Le pré-amplificateur est placé directement derrière la photodiode. Les modules sont arrangés (au plus près de la cible à des distances inférieures à 5 cm) en différentes configurations pour optimiser la détection en fonction de la cinématique de la réaction (environ 50 cellules, pour nos deux expériences, couvrant les 2π avant par rapport à la direction du faisceau incident).

La lumière de scintillation produite par le CsI a deux composantes, caractérisées par des constantes de temps différentes, qui sont traitées pour extraire trois grandeurs.

- L'**énergie** déposée par la particule est donnée par l'amplitude de la composante lente.
- Le type de la particule, dénommé **temps d'identification**, est obtenu à partir du temps de montée du signal rapide.
- La composante rapide est aussi utilisée pour déterminer le **temps d'arrivée** de la particule dans la cellule.

Une matrice typique, donnant l'énergie en fonction du temps d'identification, est montrée sur la figure 3.7 dans laquelle on distingue trois régions. Encadré en rouge, apparaissent la zone associée aux particules légères chargées (proton et α). C'est en sélectionnant les événements de cette région que les spectres de fusion-évaporation des figures 2.10 et 3.2 ont été obtenus : on peut apprécier l'apport essentiel de DIAMANT pour réduire le bruit de fond radioactif de plusieurs ordres de grandeur. A l'intérieur de cette zone, on distingue aussi la ligne de protons qui suit le haut du contour et la ligne des particules α qui suit la partie basse du contour. On peut donc aussi classer les événements en fonction du nombre de protons et ou α détectés pour séparer les différentes voies d'évaporation, ce qui est le mode d'utilisation le plus courant. De même, on peut utiliser cette information pour assigner un rayonnement γ particulier à un résidu d'évaporation, comme nous le verrons dans ce chapitre (section 3.4.2).

Sur la figure 3.7, on voit aussi que les deux autres régions, situées à basse énergie et dues aux rayonnements γ issus de la radioactivité, sont bien plus peuplées : en effet,

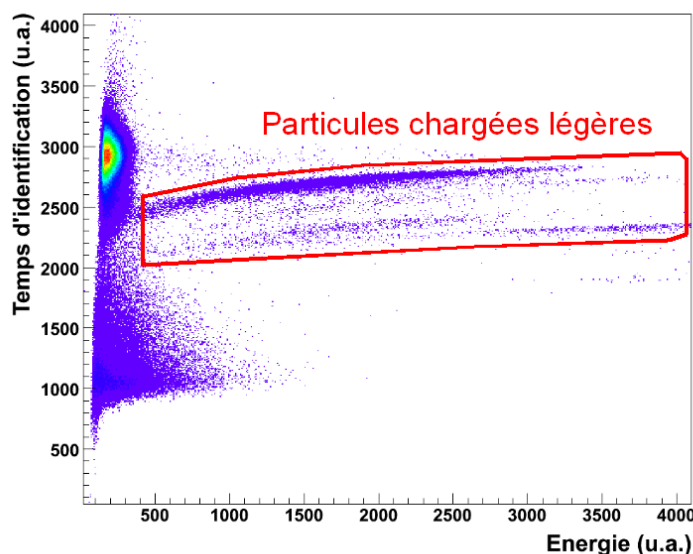


FIG. 3.7 – Matrice typique obtenue avec DIAMANT donnant pour chaque particule l'énergie en fonction du temps d'identification.

DIAMANT absorbe en moyenne 10% des rayonnements γ de hautes énergie (2 MeV) et jusqu'à 50% pour les bases énergies (200 keV). Donc, même si on pouvait inclure DIAMANT dans le «trigger hard», on n'aurait tout de même pas un système efficace pour déclencher sur la fusion-évaporation. On retrouve cette difficulté inhérente à la détection en environnement fortement radioactif.

Cette étude sur les performances globales du couplage du multidétecteur de rayonnements γ EXOGAM et du multidétecteur de particules légères chargées DIAMANT a été menée dans le cadre de la thèse de Bertrand Rossé [Rosse].

3.4 Les méthodes d'analyse

3.4.1 La calibration des segments d'EXOGAM

Comme indiqué dans le chapitre 2, nous avons utilisé EXOGAM pour une expérience de fusion-évaporation. Contrairement à DIAMANT dont la configuration a changé entre la première et la deuxième réalisation de cette expérience, EXOGAM était arrangé de la même manière. La seule différence notable concerne les cartes électroniques des segments qui n'ont pas permis une quelconque exploitation la première fois mais qui ont assez bien fonctionné lors de la deuxième expérience.

Le but principal des segments est de diviser en quatre l'angle solide sous-tendu par un cristal et ainsi permettre une meilleure correction de l'effet Doppler. Dans ce

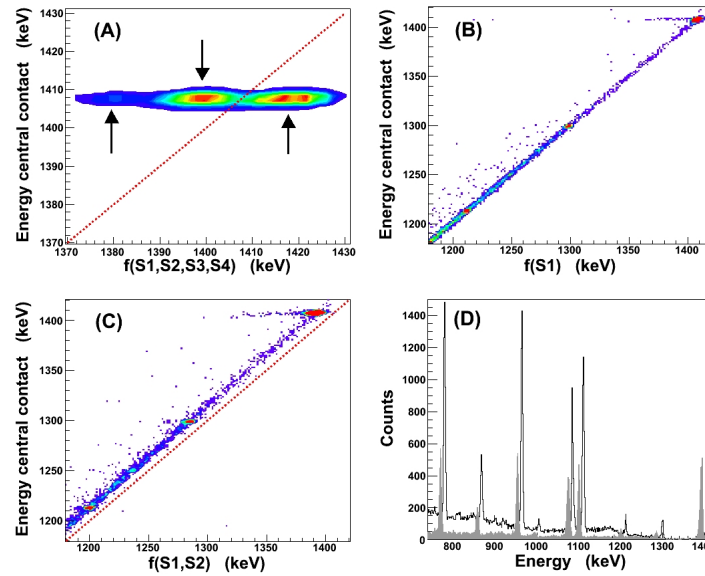


FIG. 3.8 – Conséquences de l’application des coefficients de calibration simples (A_i^s, B_i^s). Sur les figures A, B et C sont représentées les matrices de corrélation donnant l’énergie du contact central (ECC) en fonction de l’énergie reconstruite à partir des segments touchés pour tous les événements (A), que les événements avec un (B) ou deux segments impliqués (C). La figure (D) donne les projections de la matrice (C) sur l’axe horizontal (spectre grisé) et vertical (spectre blanc).

cas, connaître le où les segments touchés d’un cristal peut être une information suffisante. La réaction de fusion-évaporation utilisée produit des cascades de rayonnements γ de multiplicité assez élevées pour lesquelles le facteur d’«addback» conventionnel est proche de un : on ne gagne donc rien en rapport pic sur fond en appliquant cet algorithme de reconstruction. L’«addback» généralement appliqué consiste à sommer les énergies détectées dans deux cristaux adjacents sauf s’ils sont sur la diagonale (sur la figure 3.3, le cristal blanc est sommé avec le rouge et le bleu, mais pas avec le vert) auquel cas, on suppose que ce sont deux rayonnements γ différents qui sont entrés dans le «clover».

Lors du dépouillement, nous avons voulu savoir s’il était possible de trouver un algorithme d’«addback» plus adapté en utilisant la granularité plus grande offerte par les segments : pour cela, il était nécessaire de calibrer précisément ces derniers. Nous n’avons cependant pas pu réaliser cette étude à partir des données réelles. Bien que les cartes électroniques aient mieux fonctionné, il y avait de nombreuses dérives qui, compte tenu du nombre de segments (176), nécessitaient la mise en place d’une procédure de calibration automatique. L’idée⁶ a alors été d’utiliser le contact central lié à une électronique extrêmement stable tout au long de l’expérience. La mise en place de cette procédure automatique a cependant révélé de nombreux problèmes.

Dans ces conditions, il m’a semblé plus judicieux de choisir une approche différente.

⁶Il s’est avéré que cette possibilité avait déjà été explorée et publiée [Hu02]

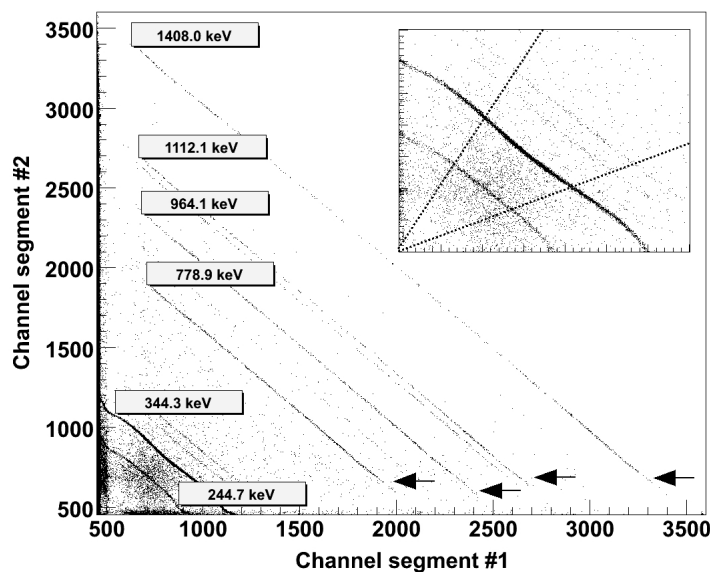


FIG. 3.9 – Matrice de corrélation donnant, pour un cristal particulier dans lequel deux et seulement deux segments sont touchés, le signal du deuxième en fonction du premier, pour une source ^{152}Eu .

Ainsi, lors de son stage de Master 2^{ième} année Doan Quang Tuyen a développé sur des données simulées, un nouvel «addback» basé sur les segments et dont les performances sont meilleures pour les multiplicités de cascades attendues dans notre expérience.

Voyons maintenant quels ont pu être les enseignements révélés par la mise en place d'une calibration automatique des segments. Le contact central représente une référence très stable. Son énergie sera notée ECC (Energie du Contact Central). Si les segments délivrent un signal S_i , $i \in [1, 4]$, on a alors nécessairement la somme des énergies des quatre segments égale à l'énergie du contact central, soit :

$$ECC = f(S_1, S_2, S_3, S_4) = \sum_{i=1}^4 A_i S_i + B_i \quad (3.7)$$

si on suppose une calibration linéaire pour chaque segment.

Pour une source ^{152}Eu , en moyenne dans 80% des cas, un seul des quatre segments est touché. Dans ce cas, on peut calibrer le segment correspondant en appliquant, par exemple, la logique floue (voir 3.4.3). En procédant comme ceci, on obtient des coefficients (A_i^s, B_i^s) pour chaque segment. Sur ces coefficients, on a ajouté un exposant s car ils correspondent à la configuration simple où un seul segment est touché. C'est en appliquant ces coefficients à l'équation 3.7 et en regardant la matrice de corrélation entre $f(S_1, S_2, S_3, S_4)$ et ECC qu'on a observé un phénomène de «cross-talk» qui est visible sur la figure 3.8A qui montre la région du pic de la source ^{152}Eu situé à 1408 keV. On s'attend à un seul pic sur la diagonale, pourtant on observe cette structure avec trois

pics. Celle-ci se comprend si on compare les figures 3.8B et 3.8C, qui donnent la même matrice de corrélation que 3.8A, mais sur une plage plus grande, pour lesquelles on a respectivement conservé uniquement les événements où un et deux segments du cristal sont touchés : la calibration est parfaite lorsqu'un seul segment est touché et fautive de plusieurs dizaines de keV lorsque deux sont touchés. Ce «cross-talk» ne peut pas être simplement corrigé par un déplacement global, on voit bien en effet la dépendance en énergie dans la figure 3.8D.

Afin de caractériser plus finement ce dernier, nous avons déterminé directement à partir de l'équation 3.7, par une méthode d'ajustement multidimensionnel, les coefficients de calibration lorsque deux segments du cristal sont touchés (il n'y avait pas assez de statistique dans nos données pour l'appliquer au cas où trois et quatre segments seraient impliqués, mais la méthode est néanmoins applicable). Si la position des pics après calibration est beaucoup plus proche des valeurs de référence qu'en utilisant les coefficients les plus simples (A_i^s, B_i^s), on a observé néanmoins de légères déviations et des résolutions un peu trop larges. Ces signes indiquent la présence d'effets non-linéaires et donc, le plan de calibration qu'on a choisi pour calibrer dans l'espace à deux dimensions n'est pas suffisamment précis : la surface réelle est plus compliquée. On peut avoir une idée de l'importance de cette non-linéarité sur la figure 3.9 où est représenté, lorsque deux segments particuliers d'un cristal sont touchés, le signal du deuxième en fonction de celui du premier. Les lignes perpendiculaires à la première diagonale correspondent aux différentes énergies caractérisant la source ^{152}Eu . On observe une assez bonne linéarité pour les hautes énergies (778,9 - 964,1 - 1121,1 et 1408,0 keV) avec cependant une brisure légère de la pente (indiquée par des flèches) lorsqu'un des signaux est faible par rapport à l'autre. Les effets sont encore plus flagrants pour les basses énergies (244,7 et 344,3 keV) qui donnent une ligne en forme d'arc. Compte tenu des données que nous possédions, nous n'avons pas pu poursuivre cette étude concernant l'origine (électronique, détecteur) et les moyens de corriger tous ces effets. Il aurait fallu pour cela disposer d'une table de «scanning» pour contrôler et séparer les différentes catégories d'événements. Une telle étude a été entreprise récemment sur un cristal segmenté d'AGATA où les mêmes effets ont été vus et des méthodes de correction ont été proposées [Bazz.07].

Les résultats pour les «clovers» d'EXOGRAM sont intégrés à la thèse de Bertrand Rossé [Rosse] et ont fait l'objet d'une publication [Rosse06].

3.4.2 DIAMANT pour assigner des transitions γ

Le RFD sert non seulement à réduire considérablement le bruit de fond dû à la fission, mais permet aussi l'amélioration du spectre des rayonnements γ . DIAMANT a été un élément central pour sortir les événements de fusion-évaporation du bruit de fond radioactif. Comme pour le RFD, on peut utiliser le couplage pour travailler sur les coïncidences EXOGAM-DIAMANT afin d'attribuer un rayonnement γ particulier à un résidu. Cette attribution peut être effectuée en utilisant les données d'EXOGRAM. Bien que l'efficacité soit la caractéristique privilégiée dans EXOGAM, la granularité est

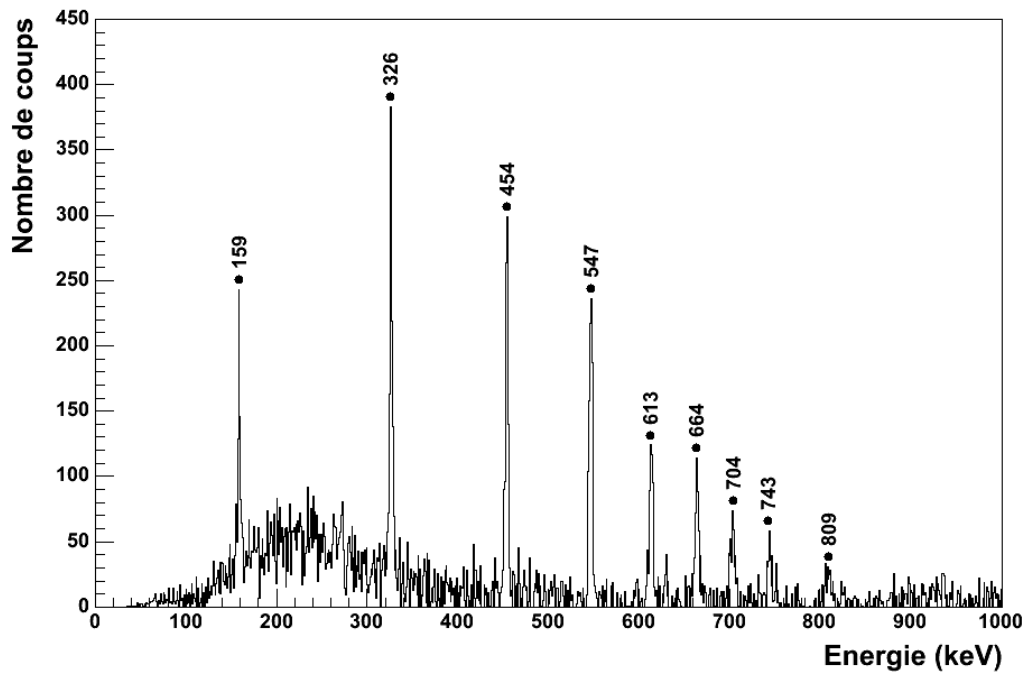


FIG. 3.10 – Spectre (avec fond soustrait) conditionné par au moins une particule légère chargée dans DIAMANT et par les 7 premières transitions de la bande rotationnelle «yrast» du noyau ^{130}Nd .

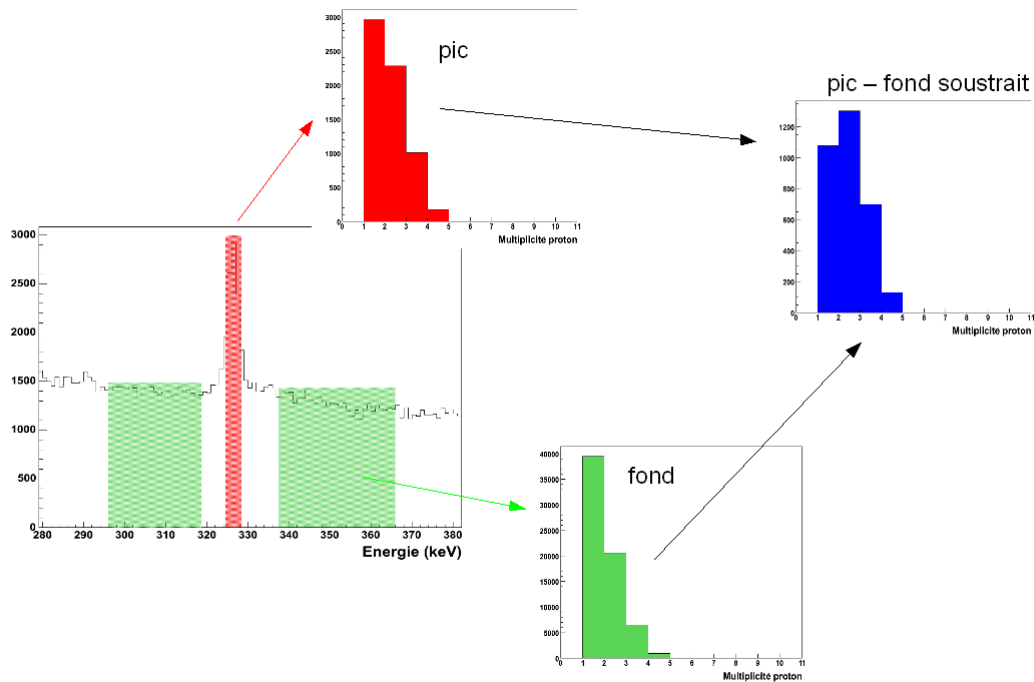


FIG. 3.11 – Principe de la méthode utilisée pour déterminer le résidu d'évaporation qui a émis un rayonnement γ particulier à partir de la distribution donnant la multiplicité des protons en coïncidence.

cependant suffisante pour pouvoir travailler en coïncidence γ - γ . La figure 3.10, où est représenté le spectre de la bande «yrast» du noyau ^{130}Nd (noyau le plus peuplé), montre les possibilités offertes par EXOGAM. Malheureusement, on obtient des spectres avec une statistique satisfaisante uniquement pour les rayonnements γ les plus intenses. Or, dans notre expérience, nous avons pu mettre en évidence de nouvelles transitions γ , de faibles intensités, et jusqu'ici non répertoriées.

Nous avons cherché à exploiter le couplage EXOGAM-DIAMANT pour proposer une solution. Une alternative aurait été d'utiliser l'information fournie par VAMOS. Malheureusement, le temps de fonctionnement réduit dû à une panne de VAMOS ne nous a pas permis d'accumuler assez de statistique. La multiplicité de particules, proton et/ou α , est liée au résidu qui émet ensuite ses rayonnements γ . Nous avons ainsi essayé de travailler sur les caractéristiques de la distribution de particules légères chargées en coïncidence avec les transitions γ comme illustré sur la figure 3.11, en sélectionnant les événements en coïncidences avec le pic situé à 326 keV dans cette illustration (en rouge sur la figure 3.11). À cause d'une statistique insuffisante et d'une trop faible multiplicité, nous n'avons pas pu appliquer la méthode directement aux particules α . La distribution de protons ainsi obtenue ne peut être exploitée directement. En effet, le fond Compton est conséquent et peut biaiser fortement le résultat. Il convient donc de soustraire cette contribution ce qui est fait en construisant la distribution de protons

en coïncidence avec le fond situé de part et d'autre du pic (en vert sur la figure 3.11). De la distribution finale obtenue (en bleu sur la figure 3.11), on extrait deux valeurs caractéristiques que sont la valeur moyenne \bar{X} et la dissymétrie D . Si x_j est le nombre de coups correspondant à j protons détectés, \bar{X} la moyenne et N l'intégrale de la distribution, on définit les moments centrés d'ordre n par :

$$m_n = \frac{1}{N} \sum_j x_j (j - \bar{X})^n \quad (3.8)$$

Le moment d'ordre 1 vaut bien évidemment 0 et le moment d'ordre 2 représente la covariance. Le coefficient de dissymétrie D fait intervenir les moments centrés d'ordre 2 et 3 et est donné par :

$$D = \frac{m_3}{\sqrt{m_2^3}} \quad (3.9)$$

Pour attribuer un rayonnement γ inconnu à un résidu, on compare les deux valeurs \bar{X} et D obtenues par rapport aux mêmes valeurs que l'on a pu déduire de transitions γ peuplées et déjà clairement identifiées pour chacune des voies d'évaporation correspondant à 2, 3, 4 et 5 protons émis. Pour consolider la méthode, des simulations simples ont été réalisées et confortent les résultats trouvés concernant la dissymétrie D tout en surestimant la moyenne \bar{X} . Il semble impératif, pour aller plus loin dans cette vérification, de mener des simulations beaucoup plus complètes en incluant un générateur réaliste, qui émet des rayonnements γ et des particules chargées en coïncidence et qui alimente une géométrie d'EXOGRAM et de DIAMANT implémentée dans un outil tel que GEANT4 [G4].

Cette méthode a été développée dans le cadre de la thèse de Bertrand Rossé [Rosse] et, appliquée à nos données, elle nous a permis de proposer la première transition γ (204 keV) du noyau impair-impair très déficient en neutrons ^{130}Pm . Le spectre en énergie des particules chargées légères fournit potentiellement des indications sur la nature du résidu. Malheureusement, nous n'avons pas de données calibrées du multidétecteur DIAMANT et nous n'avons donc pas pu utiliser cette information.

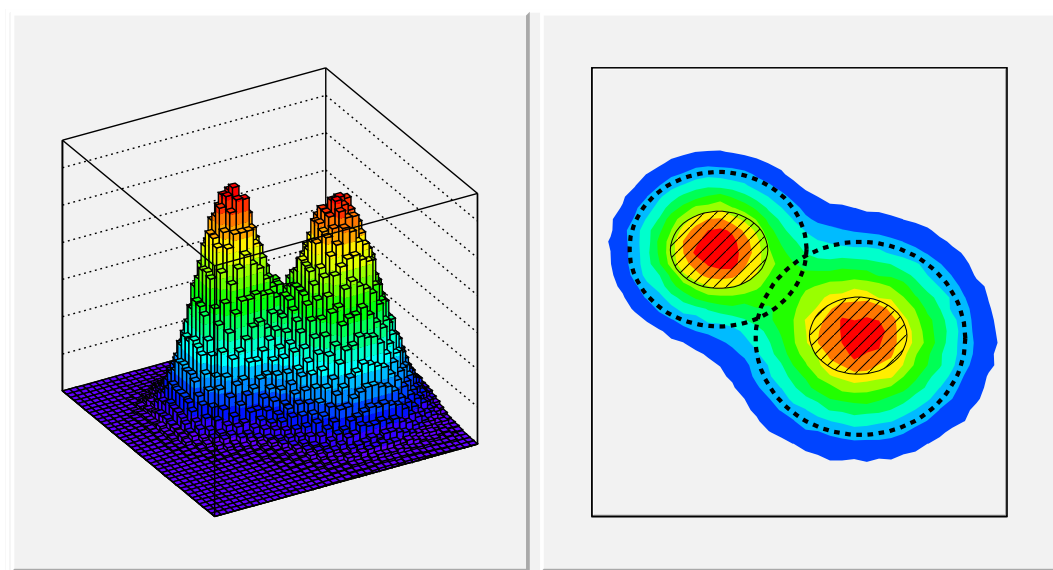


FIG. 3.12 – Des éléments sont répartis dans un espace à deux dimensions. La figure de gauche montre qu'ils s'organisent en deux colonies qui ne sont cependant pas distinctement séparées. Dans la théorie classique des ensembles, les éléments sont classés par leur appartenance ou non à un sous-ensemble. Si la définition de ceux-ci est stricte (zones hachurées sur la partie droite), on classe bien mais avec peu d'éléments dans chaque sous-ensemble. Si la définition est plus large (cercles en pointillés), on classe plus d'éléments, mais ces derniers peuvent appartenir aux deux sous-ensembles simultanément. Grâce aux fonctions d'appartenance (par exemple deux formes Gaussiennes, centrées sur les deux maxima), on peut savoir, y compris dans la zone de recouvrement, si un élément appartient plus à un sous-ensemble flou qu'à un autre.

3.4.3 La logique floue

L'analyse d'une expérience est un processus qui peut vite devenir long et délicat : les systèmes de détection sont de plus en plus complets, les données à analyser appartiennent à des espaces de coïncidence dont les dimensions augmentent fortement, la quantité des événements collectés devient gigantesque. Les outils à mettre en oeuvre et les algorithmes déployés doivent permettre de relever ces défis. Les sciences cognitives, qui ont attiré mon attention il y a quelques années, sont à l'origine de méthodes qui ont été utilisées largement dans l'industrie et qui sont apparues en physique nucléaire ces dernières années. Ainsi, les développements liés au projet sur le «tracking γ » ont vu la mise en oeuvre de méthodes basées par exemple sur les réseaux de neurones, les algorithmes génétiques, ou le recuit déterministe. Dans le cadre d'un financement Européen lié à ce projet⁷, nous avons exploré les possibilités offertes par la logique floue, notamment pour mettre en oeuvre une procédure de calibration automatique. Des études, basées sur la logique floue, ont ensuite commencé en Italie pour déterminer le premier point d'impact d'une trace laissée par un rayonnement γ ; cette piste n'est

⁷TMR (Training and Mobility of Researchers) : Development of Gamma-Ray Tracking Detectors for 4π γ -ray Arrays

cependant plus explorée actuellement.

L'Homme est habitué à manipuler et à raisonner à partir de grandeurs floues. Par exemple, pour diagnostiquer une maladie, un médecin n'utilise pas les données précises de température ou de tension, mais recoupe plutôt des informations comme "un peu de fièvre", "une forte fièvre", "une tension très élevée". Comme on peut le voir, ces données sont de nature imprécise. En 1965, un professeur en sciences informatiques, Lofti Zadeh, a proposé un cadre mathématique rigoureux permettant la modélisation et la manipulation de telles quantités imprécises. La logique floue s'inscrit dans le cadre plus général de la théorie des possibilités qui est à mettre en parallèle avec la théorie des probabilités beaucoup plus familière dans le domaine des sciences dures. Dans cette section, nous allons rester dans le périmètre plus modeste de la théorie des ensembles flous qui est le point de départ des travaux de Lofti Zadeh.

Dans la théorie classique des ensembles, un élément appartient ou non à un sous-ensemble d'un ensemble donné. Des règles de composition, basées sur la logique binaire, permettent de construire l'union et l'intersection de deux sous-ensembles. La figure 3.12 illustre les limites de cette classification stricte. Des éléments sont répartis dans un espace à deux dimensions. On distingue clairement deux structures qui se recouvrent. Si on cherche à classer l'ensemble des éléments, on peut créer deux sous-ensembles. Pour une classification nette, les contours délimitants doivent être stricts (en pointillés sur la figure), ce qui restreint fortement le nombre d'éléments appartenant à l'un ou l'autre des sous-ensembles. En revanche, si les contours sont plus larges, il y aura plus d'éléments dans chaque sous-ensemble mais aussi plus d'éléments appartenant aux deux simultanément. Dans la théorie des ensembles flous, un élément appartient avec un certain degré à un sous-ensemble. On est ainsi capable de dire, y compris dans la zone de recouvrement, si un élément appartient plus à un sous-ensemble qu'à un autre.

Supposons un ensemble X , fini ou non, composé d'éléments x . Dans la théorie des ensembles classiques, à tout sous-ensemble A , on assigne une fonction binaire β_A qui vaut 1 si un élément x appartient à un sous-ensemble A , 0 sinon.

Dans la théorie des ensembles flous, une fonction μ_A donne le degré d'appartenance d'un élément x à un sous-ensemble A avec :

$$\begin{aligned} \mu_A &: X \rightarrow [0, 1] \\ x &\rightarrow \mu_A(x) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Le degré d'appartenance est donc un nombre réel compris entre 0 et 1. Si, pour un élément x donné, la valeur de μ_A est nulle, l'élément n'appartient absolument pas à A , si elle vaut 1 l'élément appartient totalement à A . Un sous-ensemble pour lequel au moins un élément donne $\mu_A = 1$ est dit régulier. Il est à noter qu'il n'est absolument pas nécessaire que les bornes de l'intervalle $[0, 1]$ soient atteintes. La figure 3.13 donne, sur un espace X à une dimension, celui des positions dans l'intervalle $[0, 1000]$, deux sous-ensembles flous. Le premier A peut être interprété comme "un élément proche de l'origine", quant au deuxième B , il signifie "au voisinage de 800". L'ensemble complémentaire, noté \bar{A} , est défini par une fonction d'appartenance telle que (voir fig 3.13B, complément de 3.13A) :

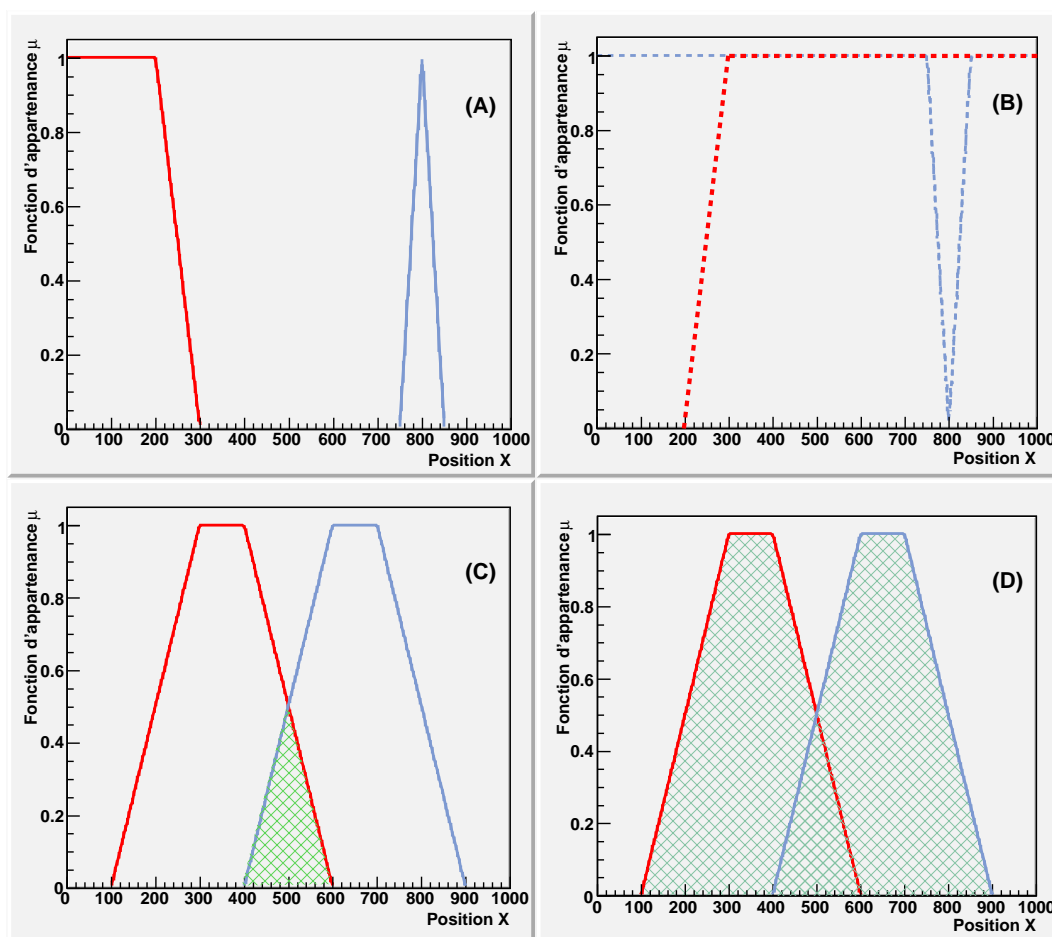


FIG. 3.13 – L'espace global est défini comme l'ensemble des positions X comprises entre 0 et 1000. Dans le cadre (A) est illustré les fonctions d'appartenance de deux sous-ensembles flous qui sont respectivement intitulés "un élément proche de l'origine" (en rouge) et un "élément au voisinage de 800" (en bleu). Dans la figure (B), les fonctions d'appartenance du complément de chacun d'entre eux sont représentées. Les deux cadres du bas montrent qu'elle est la fonction d'appartenance de l'intersection (C, zone hachurée en vert) et de l'union (D, zone hachurée en vert) de deux sous-ensembles flous (en rouge et en bleu). Notons que la valeur maximale de l'intersection (C) est de 0,5 : le sous-ensemble correspondant n'est donc pas régulier.

$$\begin{aligned} \mu_{\bar{A}} : X &\rightarrow [0, 1] \\ x &\rightarrow 1 - \mu_A(x) \end{aligned} \quad (3.11)$$

L'intersection (\cap) et l'union (\cup) sont construites à partir de deux fonctions qui doivent respecter un certain nombre de propriétés qui ne seront pas explicitées ici. La paire la plus fréquemment utilisée est le couple de fonction *Min* et *Max* qui donne respectivement la valeur la plus petite et la plus grande. On a ainsi pour l'intersection de deux sous-ensembles A et B qui ont respectivement pour fonction d'appartenance μ_A et μ_B , la fonction d'appartenance $\mu_{A \cap B}$ définit comme :

$$\begin{aligned} \mu_{A \cap B} : X &\rightarrow [0, 1] \\ x &\rightarrow \text{Min}(\mu_A(x), \mu_B(x)) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Et pour l'union $\mu_{A \cup B}$:

$$\begin{aligned} \mu_{A \cup B} : X &\rightarrow [0, 1] \\ x &\rightarrow \text{Max}(\mu_A(x), \mu_B(x)) \end{aligned} \quad (3.13)$$

A partir de deux espaces, par exemple celui des positions P et des intensités I , on peut construire l'espace produit $P \otimes I$ et, si \mathcal{P} et \mathcal{I} sont deux sous-ensembles flous respectivement de P et I , on peut définir le sous-ensemble flou sur $\mathcal{P} \otimes \mathcal{I}$ qui a pour fonction d'appartenance :

$$\begin{aligned} \mu_{\mathcal{P} \otimes \mathcal{I}} : P \otimes I &\rightarrow [0, 1] \\ (p, i) &\rightarrow \mu_{\mathcal{P} \otimes \mathcal{I}}(p, i) = \text{Min}(\mu_{\mathcal{P}}(p), \mu_{\mathcal{I}}(i)) \end{aligned} \quad (3.14)$$

De même, à titre indicatif car nous n'avons pas utilisé ceci pour notre application, si \mathcal{T} est un sous-ensemble flou de $P \otimes I$, on peut projeter ce dernier respectivement sur P et I avec :

$$\begin{aligned} \mu_{\text{Proj}(\mathcal{T})} : P &\rightarrow [0, 1] \\ p &\rightarrow \mu_{\text{Proj}(\mathcal{T})}(p) = \text{Max}_{i \in I}(\mu_{\mathcal{P} \otimes \mathcal{I}}(p, i)) \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \mu_{\text{Proj}(\mathcal{T})} : I &\rightarrow [0, 1] \\ i &\rightarrow \mu_{\text{Proj}(\mathcal{T})}(i) = \text{Max}_{p \in P}(\mu_{\mathcal{P} \otimes \mathcal{I}}(p, i)) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Comment la théorie des ensembles flous peut-elle être appliquée à la calibration ? Rappelons ici que les multidétecteurs γ récents sont très granulaires et avoir des procédures automatiques accélère beaucoup l'analyse. Pour calibrer un spectre, le physicien, dans un premier temps, repère des pics et, dans un deuxième temps, attribue à ces pics des valeurs tabulées. Des algorithmes de recherche de pic sur un spectre existent. Les triangles de la figure 3.14 montrent l'ensemble des pics trouvés sur le spectre provenant d'un des cristaux d'EUROBALL. Ces fonctions dépendent souvent de paramètres. En

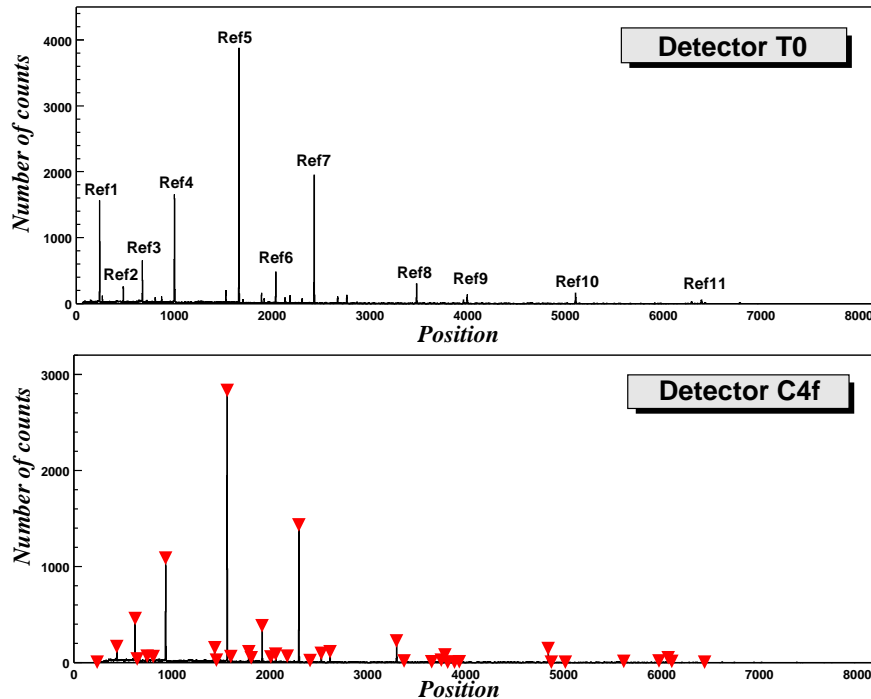


FIG. 3.14 – En haut, spectre d'un des cristaux d'EUROBALL obtenu avec une source ^{152}Eu et ^{56}Co sur lequel est référencé onze pics utilisés pour la calibration. En bas, pour un cristal différent, le même type de spectres sur lequel est représenté, par des triangles rouges, les pics trouvés par une procédure de recherche automatique.

conséquence, il se peut très bien qu'un pic intense ne soit pas trouvé ou qu'une simple fluctuation du fond soit identifiée comme un pic. Cette recherche est donc entachée d'une certaine incertitude. Une fois que le physicien (ou la fonction de recherche) a trouvé les pics, il doit les reconnaître pour les attribuer. Quels sont alors les critères ? Ils sont principalement approximatifs comme "un pic à basse énergie" ou "un pic très intense". On voit à travers le vocabulaire employé dans ces dernières phrases que la problématique est celle que propose de modéliser la logique floue.

Sur la figure 3.14 est représenté le spectre d'un des détecteurs d'EUROBALL sur lequel onze pics ($Ref1, Ref2, \dots, Ref11$) provenant de sources ^{152}Eu et ^{56}Co , ont été identifiés. Leurs caractéristiques, en termes de position et d'intensité ont été modélisées par onze sous-ensembles flous. On peut ainsi tester le degré d'appartenance de l'ensemble des pics trouvés par la procédure de recherche automatique pour ne garder que ceux qui ont la plus haute valeur. Bien que simple, cette première tentative s'est avérée décevante.

Ceci n'est pas surprenant car le physicien, dans son raisonnement, ne s'arrête pas là. Rappelons que le but de la logique floue est de modéliser le raisonnement humain, il convient donc d'y mettre tous les ingrédients. En effet, le physicien, lorsqu'il trouve un pic "intense, à basse énergie" vérifie s'il est correct avant de l'attribuer définitivement à une référence. Pour cela, il le compare aux pics voisins pour voir s'il y a, par exemple,

un “pic proche, d’intensité comparable”. Dans le cadre mathématique que l’on a défini, on ajoute à chaque pic référent deux sous-ensembles flous (position et intensité relative) qui mesurent le degré de ressemblance entre deux pics voisins.

Avec ces critères supplémentaires, on a ainsi pu trier et attribuer les pics obtenus par la procédure automatique avec un taux de réussite de 97,5% (233 spectres sur 239). Il est à noter que l’algorithme est suffisamment souple pour ne pas attribuer le premier pic (*Ref1*) s’il n’est pas présent dans le spectre (à cause d’effets de seuil) comme c’est le cas dans la figure 3.14 : la calibration s’effectue correctement avec juste quelques références en moins. Dans 2,5% des cas (6 spectres sur 239), un ou deux pics sont mal identifiés. Ils correspondent principalement à des détecteurs qui ont eu un fonctionnement défectueux. Bien que le terme d’ “intensité” ait été utilisé jusqu’ici, le test réel portait sur le nombre de coups dans le canal correspondant à la position du pic trouvé. Un vrai travail sur l’intensité considérerait l’intégrale du pic ce qui permettrait de tenir compte de la résolution. Comme les détecteurs qui échouent au test d’identification sont ceux qui ont les plus mauvaises résolutions, on peut espérer pouvoir augmenter le pourcentage de réussite d’une manière ou d’une autre en intégrant ce paramètre. Le faible nombre de détecteurs à traiter “à la main” ne nous a pas incité à poursuivre plus en profondeur cette étude. On a tout de même essayé de voir si on pouvait améliorer le taux d’identification en jouant sur les paramètres (définition, forme des fonctions caractérisant les sous-ensembles flous) sans succès significatifs. Si on a utilisé les sous-ensembles flous pour classifier et comparer une liste de pics par rapport à des propriétés floues, on s’est contenté de choisir à la fin celui qui avait le plus haut degré d’appartenance pour chacun des onze pics de référence : l’algorithme de décision reste de ce fait “binaire”. La logique floue propose des solutions plus complexes pour introduire aussi de l’incertitude dans la logique de décision. C’est sûrement une piste à explorer pour améliorer la procédure proposée ici. Cependant, et il est probable que ce soit vrai pour toutes les méthodes complexes issues des sciences cognitives, la maîtrise de tels outils prend du temps et demanderait probablement un travail conjoint avec des spécialistes. Cette étude a été entreprise dans le cadre de la thèse de Aurélien Prévost [Prev.03] et a fait l’objet d’une publication [Ste.02].

Pour finir, comme nous l’avons soulignée, la théorie des sous-ensembles flous permet de classifier et de comparer l’appartenance d’éléments à des sous-ensembles. Il va s’en dire que l’analyse des données, qui consiste souvent à séparer les événements sur la base de critères incertains, peut fortement bénéficier d’une telle approche.

3.5 Conclusions

Les deux principaux multidétecteurs de rayonnements γ , utilisés pour ce mémoire, ont été sommairement présentés et on a surtout vu comment leurs performances pouvaient être améliorées lorsqu’ils fonctionnent couplés à des systèmes de détection complémentaires. Les caractéristiques intrinsèques seront vraisemblablement aussi fortement améliorées par la mise en oeuvre du «tracking» des rayonnements γ et ce point sera abordé dans le dernier chapitre (voir section 4.3.1).

Plusieurs méthodes originales d’analyse ont été développées dans notre groupe.

Dans tous les cas, s'appuyer sur des données réelles s'est avéré délicat car on ne maîtrise pas nécessairement le contenu : un fort besoin d'outils de simulations, parfois complexes, s'est alors exprimé.

Enfin, il apparaît clairement que la maîtrise de l'environnement radioactif est un enjeu fort qui conditionnera le succès des expériences auprès des accélérateurs de faisceaux exotiques. Réussir ce challenge, que ce soit au niveau de la mise en oeuvre d'une expérience ou à la conception de nouveaux détecteurs, sans simulations réalistes, semble compliqué et coûteux.

Chapitre 4

Les projets

4.1 Introduction

La simulation est sans conteste un outil précieux lorsqu'on travaille sur des systèmes complexes. Bien qu'elle soit utilisée ponctuellement dans les différents aspects de la physique expérimentale auprès des multidétecteurs γ , il me semble qu'elle devrait être utilisée dans un cadre plus général.

Plusieurs multidétecteurs γ , dont EUROGAM et EXOGAM, ont été conçus en s'appuyant sur des simulations du détecteur grâce au logiciel GEANT (dans sa version 3). Certains multidétecteurs, par exemple EUROBALL, trop complexe, n'ont pas fait l'objet de telles études. Pour ces travaux, les générateurs de rayonnements γ utilisés sont restés très simples : un rayonnement mono-énergétique ou une cascade de transitions régulièrement espacées. De ce fait, les temps de simulation et le flot de données restent limités et l'analyse assez rudimentaire. Des générateurs de rayonnements γ ont été utilisés principalement pour tester les méthodes d'analyse [Wil.97]. Dans la grande majorité des cas, ils s'appuyaient sur un spectre unidimensionnel avec éventuellement un deuxième spectre pour émuler le bruit de fond [Ste.99]. D'autres générateurs, très spécifiques, ont été conçus pour étudier des aspects particuliers comme, par exemple, le continuum des états alimentant les bandes rotationnelles SD [Sch.91]. Les générateurs de réaction, tel que PACE [PACE], sont principalement employés pour estimer les sections efficaces de production d'un noyau d'intérêt. Les propositions d'expériences sont présentées sur la base de ces sections efficaces et d'une fonction de réponse globale du multidétecteur de rayonnements γ (obtenue ou non par simulation).

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les faisceaux radioactifs vont considérablement élargir les possibilités d'études avec parfois une réelle difficulté à déterminer le système de détection (ensemble faisceau, stable ou radioactif, mécanisme de réaction et détecteurs) le plus approprié pour extraire le signal désiré. De même, les appareillages et installations sont de plus en plus chers (AGATA, pour la partie détection et SPIRAL2, pour la partie accélérateur) ce qui rend la "compétition", pour obtenir du temps d'expérience, ardue : se doter d'une chaîne de simulation réaliste et complète est un atout considérable, si ce n'est indispensable.

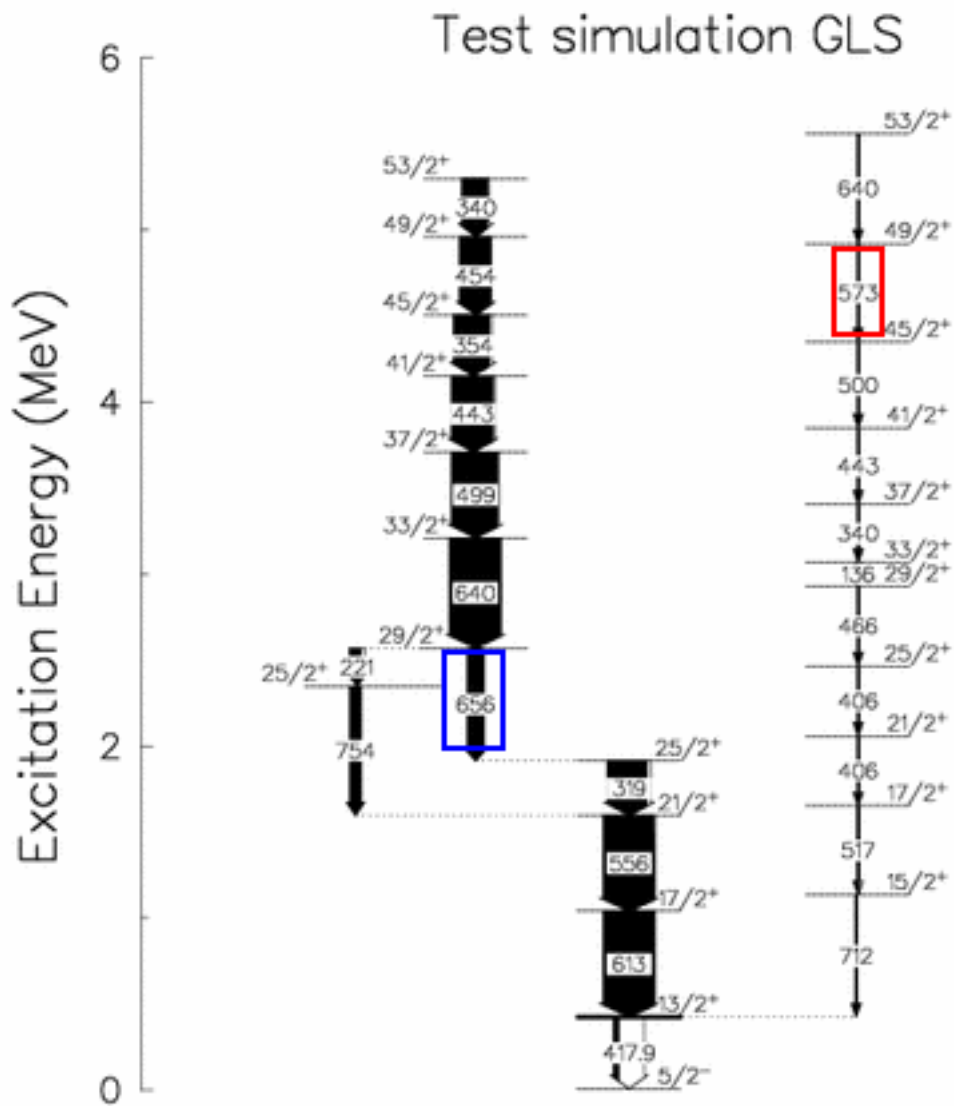


FIG. 4.1 – Schéma de niveaux factice permettant d'illustrer le principe du Monte-Carlo.

Le développement de nouveaux détecteurs ne fait pas exception. Ainsi, le projet d'accélérateur SPIRAL2, dans son sillage, organise des groupes de travail et cristallise les synergies pour créer les systèmes de détection dont il a besoin. La maîtrise de l'environnement radioactif est très certainement un enjeu crucial qui conditionnera la réussite de SPIRAL2. Il semble difficile de se passer d'outils réalistes de simulation dans un tel cadre.

Dans les sections suivantes, je détaillerai le travail effectué ces dernières années pour aller dans le sens d'une chaîne complète de simulation : un générateur de physique, la fonction de réponse du détecteur et l'analyse. Une telle chaîne, dont certains liens, si ce n'est partiels ou fragiles, n'existent pas à l'heure actuelle.

4.2 Un générateur de rayonnements γ

Pour tester des méthodes d'analyse, des générateurs de rayonnements γ ont été utilisés : ils s'appuient sur un voire plusieurs spectres qui sont les distributions sur lesquelles sont basées le Monte-Carlo. Si on regarde le schéma de niveaux des figures 2.1 et 2.2, on voit clairement que le nombre de chemins par lesquels un noyau se désexcite peut devenir très vite énorme ; il faudrait autant de spectres que de désexcitations possibles si on voulait garder cette approche. De plus, il manquerait de l'information. En effet, la direction d'émission du rayonnement γ peut dépendre de la nature de la transition. Devant un tel constat, il m'est apparu indispensable de proposer une solution à la fois envisageable techniquement mais aussi plus générale et donc d'utiliser directement le schéma de niveaux qui concentre toute l'information utile : intensité des rayonnements γ , nature, temps de vie des états, etc Dans le cadre du projet AGATA, un générateur, intégré à ROOT [ROOT], a été développé. Il permet de générer des cascades de rayonnements γ à partir d'un schéma de niveaux, ce dernier pouvant être importé depuis les deux principales bases de données existantes : RADWARE [Radware] et ENSDF [ENSDF]. Le principe est relativement simple et se révèle très rapide. Pour illustrer le fonctionnement de l'algorithme, un schéma de niveaux simplifié (figure 4.1) est utilisé.

La première étape consiste à rechercher les points d'entrée qui correspondent aux niveaux directement alimentés. En effet, l'intensité qui arrive sur un niveau est théoriquement égale à l'intensité qui en repart. On voit sur la séquence de gauche ($53/2^+ \rightarrow 29/2^+$) que l'intensité des rayonnements γ augmente à chaque étape ce qui provient de l'alimentation latérale (implicitement incluse dans le schéma de niveaux) ou points d'entrée. En revanche, dans celle de droite l'intensité est constante le long de la cascade, on a donc une alimentation unique directement sur l'état $53/2^+$ (640 keV , $53/2^+ \rightarrow 49/2^+$). Il est facile de connaître l'intensité de cette alimentation directe en calculant la différence entre l'intensité qui alimente un niveau et le désexcite. De cette liste des points d'entrée, qui ont tous un poids différent, on en sélectionne un aléatoirement. A ce niveau, on peut ajouter ou non une cascade de rayonnements pour simuler l'émission due au continuum d'alimentation. Pour l'instant, ce dernier se réduit à une distribution uniforme, mais des formes plus complexes peuvent être introduites facilement.

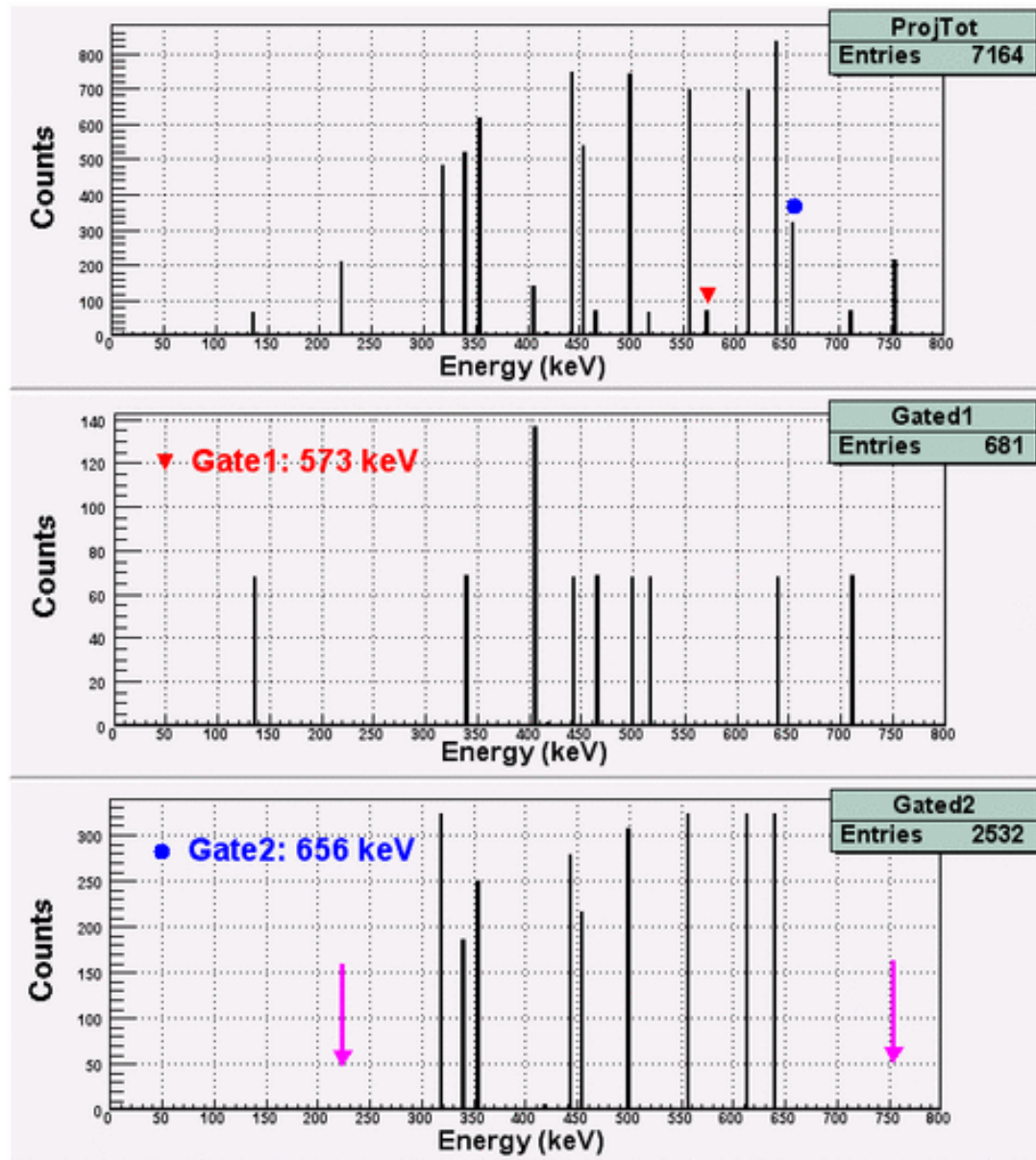


FIG. 4.2 – Spectres obtenus à partir du schéma de niveaux de la figure 4.1. En haut, le spectre brut, au milieu et en bas les spectres conditionnés respectivement par la transition encadrée en rouge (transition 573 keV) et en bleu (transition 656 keV) sur le schéma de niveaux.

A partir du point d'entrée, on descend niveau par niveau en choisissant aléatoirement, sur la base des intensités relatives, entre les différents chemins de désexcitation possibles. Dans notre exemple, la situation se présente après l'émission du rayonnement γ de 640 keV ($33/2^+ \rightarrow 29/2^+$) où deux voies sont possibles (par la transition 221 keV ou par la transition 656 keV) avec des intensités comparables. Le processus s'arrête dans le cas général lorsque le niveau d'énergie le plus bas est atteint. Cependant, on peut arriver sur un niveau pour lequel l'intensité totale qui le désexcite est plus faible que celle qui l'alimente comme c'est le cas pour le niveau $13/2^+$: ceci est dû au fait que cet état a une durée de vie élevée et une partie de l'intensité est perdue car le noyau émetteur, par exemple, sort du champ de vision du détecteur. Le Monte-Carlo proposé tient compte de cette situation. Les rayonnements γ fortement convertis (transition 417,9 keV, $13/2^+ \rightarrow 5/2^-$), si on le désire, font l'objet d'un traitement particulier. Sur la base des coefficients de conversion, on choisit aléatoirement si la transition γ est convertie ou non. Si elle l'est, c'est un des rayonnements X possibles qui est inséré dans la cascade de désexcitation.

La figure 4.2 montre les spectres en énergie issus d'un tirage aléatoire sur le schéma de niveaux de la figure 4.1. Les pics sont infiniment fins car aucune fonction de réponse du détecteur n'a été appliquée. De même, la source émettrice est au repos. On voit clairement apparaître sur le spectre du haut l'ensemble des rayonnements γ du schéma de niveaux avec les intensités attendues. Sur les événements produits, on a sélectionné respectivement ceux pour lesquels le rayonnement de 573 keV (triangle rouge sur le spectre, fenêtre rouge sur le schéma de niveaux) et 656 keV (rond bleu sur le spectre, fenêtre bleue sur le schéma de niveaux) apparaissent pour conditionner les deux autres spectres. Seule la structure de droite est présente dans le spectre du milieu avec les intensités attendues, notamment la transition 406 keV qui apparaît deux fois dans la séquence de désexcitation. De même, en sélectionnant l'énergie 656 keV (spectre du bas), on ne doit pas observer les transitions 221 keV et 754 keV, ce qui est le cas (voir flèches sur figure 4.2) et démontre ainsi que la procédure fonctionne correctement.

A partir de cette base, le Monte-Carlo peut être complexifié. Ainsi, si plusieurs noyaux émettent des rayonnements γ , il suffit d'en sélectionner un aléatoirement, par exemple à partir de sections efficaces de production, avant de commencer la construction de la cascade de désexcitation γ . Dans le cadre de la collaboration AGATA, une équipe Italienne a couplé ce générateur avec les résultats d'un code de réaction de fusion-évaporation (PACE) pour simuler la fonction de réponse du démonstrateur d'AGATA associé à un détecteur de particules légères chargées.

Il convient de noter que des problèmes peuvent apparaître. Comme tout Monte-Carlo, tout repose sur les données d'entrée, dans notre cas le schéma de niveaux. Si un grand nombre de schémas est disponible dans les deux bases de données mentionnées dans cette section, certains d'entre eux sont inconsistants avec, par exemple, des intensités nulles ou des règles de conservation violées.

Enfin, quelques chiffres pour illustrer les performances du Monte-Carlo. Six schémas de niveaux (^{151}Dy , ^{152}Dy , ^{153}Dy , ^{151}Tb , ^{149}Gd et ^{148}Gd), peuplés avec des sections efficaces

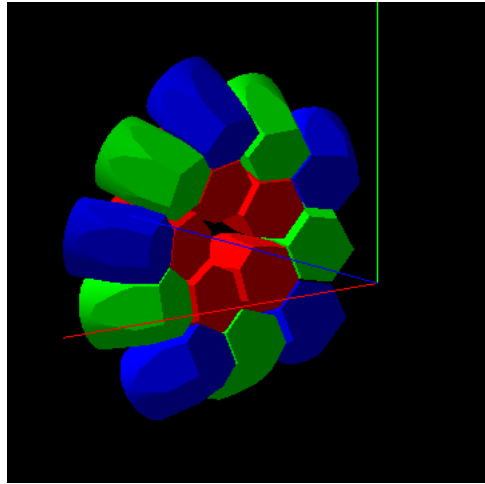


FIG. 4.3 – Vue schématique du démonstrateur d'AGATA. Les cristaux (rouge, bleu et vert), situés à 23.5 cm de la cible, sont regroupés pour former un «triple cluster».

différentes (29, 7; 47, 1; 19, 3; 19, 3; 0, 4 et 1, 31), ont été utilisés, ce qui donne au total environ 1500 niveaux et 2200 transitions et donc un nombre de chemins de désexcitation énorme! Sur un serveur standard, environ 100 000 000 cascades ont été générées et écrites sur disque en une heure. Bien sûr, ce temps n'inclut absolument pas le passage par GEANT. Dans la section qui suit, nous avons utilisé ce générateur pour comparer les performances d'EXOGRAM à celles du démonstrateur d'AGATA. Cette étude a été réalisée pour motiver la venue du démonstrateur à Ganil.

4.3 AGATA et EXOGAM

4.3.1 AGATA ou le «tracking» des rayonnements γ

Depuis presque dix ans, un programme de Recherches et Développement est engagé en Europe (et aux Etats-Unis) pour mettre au point une nouvelle génération de multidétecteur de rayonnements γ basée sur la technologie des semi-conducteurs au Germanium. La figure 3.3 montre la totalité des cristaux de Germanium qui composaient EUROBALL. On voit que la couverture angulaire totale n'excède pas 2π . La principale raison est la présence des enceintes anti-Compton qui entourent chacun des différents types de modules de Germanium : supprimer ces enceintes offre un gain potentiel énorme en efficacité, tout en ayant une excellente résolution de détection. L'inconvénient majeur d'une sphère complète de cristaux de Germanium est la diffusion Compton entre cristaux qui détériore fortement le rapport pic sur total. Pour pallier cette faiblesse, il faut être capable de reconstruire les dépôts d'énergie successifs laissés par un rayonnement γ incident, c'est à dire sa trajectoire. Pour cela, il faut connaître avec la plus grande précision les énergies déposées et les points d'interaction¹

¹précision requise de l'ordre de quelques millimètres

dans les trois dimensions de l'espace : c'est le challenge que se propose de réussir la collaboration AGATA.

Pour le multidétecteur AGATA, les cristaux de Ge sont assemblés par trois pour former un triple «cluster»; avec 180 cristaux, soit 60 triple «cluster», plus de 80% de 4π sont effectivement couverts en Germanium. Chaque cristal, en plus du signal collecté par le contact central, est segmenté électriquement en 36 segments (6×6) sur la surface externe. Les 37 signaux sont numérisés et envoyés vers un algorithme, «pulse shape analysis», dont la fonction est d'en extraire l'ensemble des énergies et des points d'impact. Après passage par l'algorithme de «pulse shape analysis», on obtient l'ensemble des points d'interaction dans tout le détecteur. A ce niveau, les trajectoires sont reconstruites, algorithme de «tracking», en tenant compte bien sûr de la nature probabiliste de l'interaction γ -matière. Ces deux algorithmes sont intégrés à l'acquisition, ce qui demande une puissance de calcul en ligne conséquente, pour pouvoir délivrer directement pour l'analyse les trajectoires reconstruites. Le démonstrateur, qui entrera en fonction à la fin de l'année 2008, est un sous-ensemble de cinq triples «clusters» (voir figure 4.3) qui devrait permettre de prouver que la reconstruction des trajectoires des rayonnements γ est possible. Le flot de données sortant des cristaux passe successivement par les deux types d'algorithmes «pulse shape analysis» et «tracking» : on comprend facilement que les performances globales de l'appareillage dépendent fortement des algorithmes utilisés. Dans ces conditions, il est préférable d'envisager des simulations réalistes pour comparer les performances d'un tel ensemble aux multidétecteurs actuels, c'est ce qui est réalisé dans la section suivante.

4.3.2 Comparaison entre AGATA et EXOGAM

Nous avons voulu estimer l'apport qu'aurait le multidétecteur γ AGATA, par rapport à EXOGAM, pour l'expérience que nous avons décrite dans les sections précédentes. Comme l'étude porte uniquement sur la détection de rayonnements γ , les particules légères chargées, émises simultanément lors de la réaction de fusion-évaporation, n'ont pas été générées et, par conséquent, DIAMANT n'a pas été introduit dans les dispositifs simulés. EXOGAM (voir figure 3.3) était composé de 12 «clovers» segmentés situés très près de la cible (à 11,4 cm) ce qui en fait un dispositif compact qui privilégie l'efficacité qui vaut environ 13% à 1,33 MeV pour une multiplicité γ de 1. Chaque cristal est vu depuis la cible avec une ouverture angulaire de l'ordre de 22,5 degrés. Le démonstrateur AGATA est situé à 23,5 cm ce qui équivaut à une efficacité photopique, après application de l'algorithme de «tracking», estimée à 2,8% à 1 MeV pour une multiplicité γ de 1. La précision attendue pour AGATA sur les points d'impact, et notamment celle provenant du premier dépôt d'énergie, est de l'ordre de quelques millimètres : pour des détecteurs situés à 23,5 cm, ceci correspond à une ouverture angulaire virtuelle inférieure à 1 degré. La différence sur ce point entre les deux systèmes de détection est donc énorme! Pour toutes les simulations réalisées sur AGATA, l'algorithme de «tracking» utilisé est celui proposé par le groupe d'Orsay [Lop.04]. Un code de simulation de l'interaction γ -matière, basé sur GEANT4, et développé par une équipe Italienne [Far.] pour la collaboration AGATA, a permis de modéliser la fonction

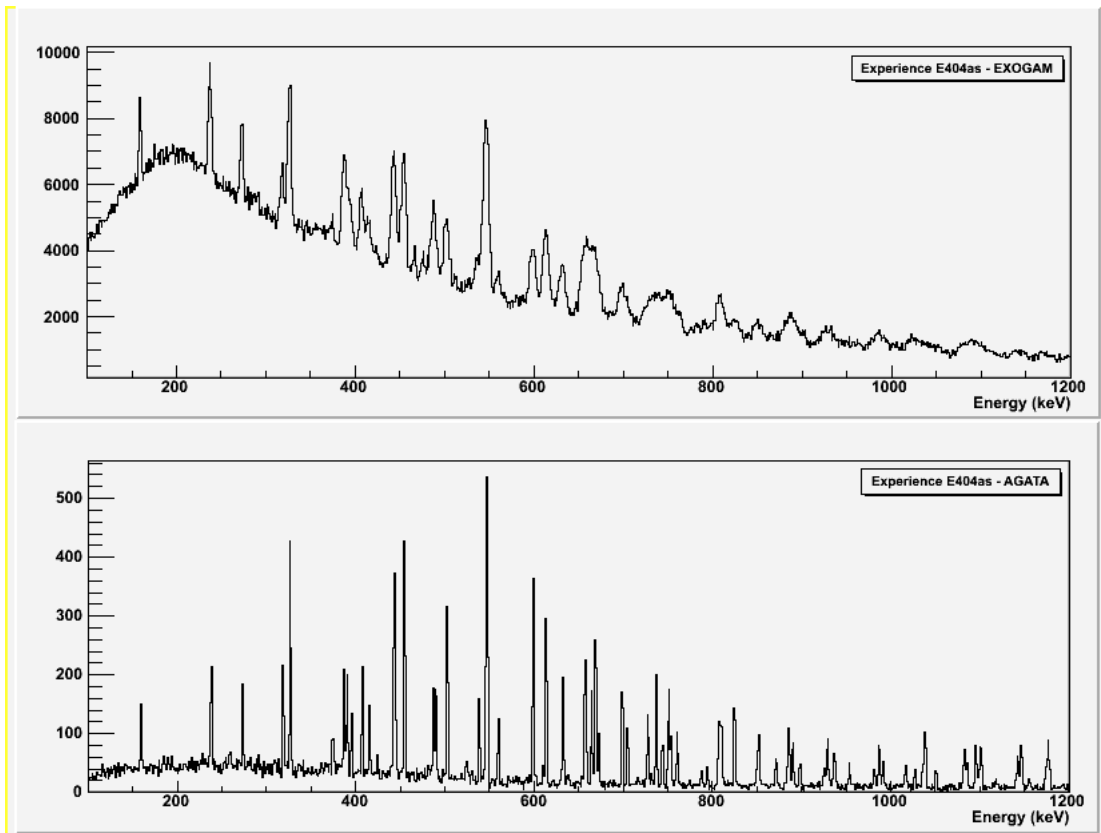


FIG. 4.4 – Pour un même jeu d'événements générés, spectres de rayonnements γ bruts obtenus, après analyse, en haut pour le multidétecteur EXOGAM et en bas pour le démonstrateur d'AGATA.

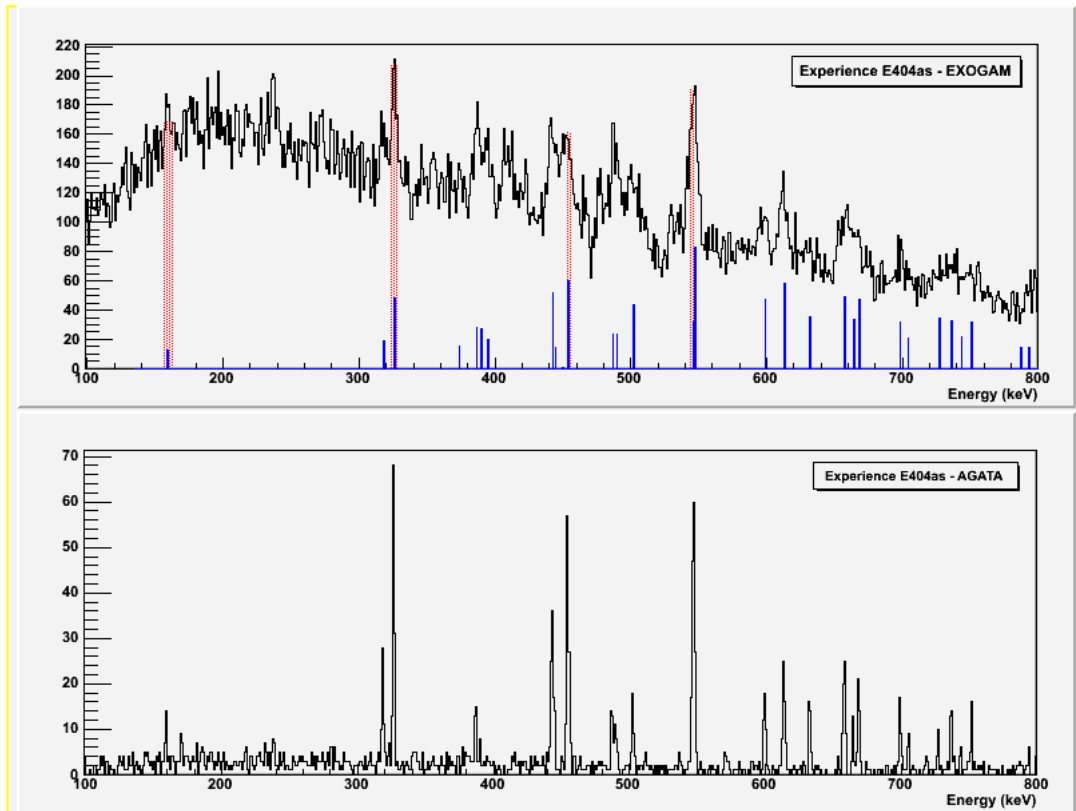


FIG. 4.5 – Pour un même jeu d'événements générés, spectres de coïncidence obtenus, après analyse, en haut pour le multidétecteur EXOGAM et en bas pour le démonstrateur d'AGATA. Les fenêtres, utilisées pour conditionner les spectres, sont représentées en rouge sur le spectre du haut ainsi que les transitions du schéma de niveaux, en bleu, qui doivent être en coïncidence.

de réponse des détecteurs. Pour les besoins de cette étude, nous y avons ajouté la géométrie d'EXOGRAM. GEANT4 fournit exactement l'ensemble des points d'interaction dans le détecteur : l'algorithme dit de «pulse shape analysis» n'est donc pas requis à ce niveau. Pour émuler les performances de ce dernier, les points d'impact sont ajoutés, lorsqu'ils sont dans un volume de quelques millimètres (opération dite de «packing»), et sont ensuite «floutés» (opération dite de «smearing»).

Des cascades de rayonnements γ , générées à l'aide du Monte-Carlo décrit dans la section 4.2, ont été produites à partir des six noyaux les plus peuplés de notre expérience. Les schémas de niveaux de ces noyaux comprennent principalement des bandes de rotation et s'avèrent ainsi relativement simples. Chaque noyau est sélectionné aléatoirement suivant la section efficace de production extraite du code EVAPOR. Il convient de noter qu'un aspect crucial de l'expérience n'a pas été inclut dans la simulation à savoir le bruit de fond dû à la radioactivité : c'est très certainement une étude nécessaire à long terme qui requiert cependant un travail conséquent pour être mise en oeuvre. Ainsi, pour la comparaison, le même jeu d'événements a servi de données d'entrée au logiciel GEANT4 avec les deux géométries différentes, les rayonnements γ étant émis par une source en mouvement avec une vitesse centrée autour de 4%. Les données de sortie ont été analysées en corrigeant avec un effet Doppler moyen.

Les spectres de rayonnements γ bruts obtenus pour les deux études sont montrés sur la figure 4.4. Bien que les intensités relatives des pics sont assez différentes, ce qui demanderait d'adapter les schémas de niveaux à notre expérience, la forme globale du spectre obtenu pour EXOGRAM correspond à ce que nous avons obtenu avec des données réelles. On peut apprécier, sur l'échelle verticale, l'effet de l'efficacité d'EXOGRAM bien plus importante que celle du démonstrateur d'AGATA. Bien que le nombre d'événements est plus faible dans le spectre du bas, l'information que l'on peut en extraire est de bien meilleure qualité : l'excellente résolution et le meilleur rapport pic sur fond permet de voir et de séparer les pics sur toute la gamme en énergie. Pour EXOGRAM, la largeur des pics au-delà 600 keV devient rédhibitoire, ce que l'on a d'ailleurs observé dans les données réelles que l'on a collectées lors des deux réalisations de l'expérience. La comparaison est encore nettement à l'avantage d'AGATA lorsqu'on envisage les spectres conditionnés, comme illustré sur la figure 4.5. Les fenêtres de coïncidence, appliquées sur une matrice de corrélation γ - γ , sont montrées en rouge sur le spectre du haut alors que les traits bleus donnent les transitions γ injectées dans GEANT4 : la quasi-totalité des transitions attendues est présente dans le spectre du bas quand le spectre du haut se réduit presque à du bruit de fond. Notons qu'aucune procédure de soustraction de bruit de fond n'a été appliquée car elles n'améliorent en rien ni le spectre du haut (signal trop faible), ni le spectre du bas (bruit de fond quasiment nul).

Si l'avantage va à AGATA lorsque le générateur de rayonnements γ produit des cascades de multiplicités moyennes élevées, il n'en est pas de même pour les très basses multiplicités. Nous avons voulu vérifier ce point en procédant à la même étude comparative mais en injectant dans GEANT4 des cascades basées sur un unique schéma de niveaux ne possédant que quelques transitions comprises entre 1 et 2 MeV et émises par une source ayant une vitesse de recul élevée ($\beta \simeq 9\%$). Pour voir s'il était possible d'extraire un signal, un bruit de fond, dix fois plus intense que les transitions discrètes,

issu d'un spectre continu (exponentiel décroissant) en énergie, a été introduit. Malgré la faible efficacité, le démonstrateur d'AGATA permet de voir toutes les transitions du schéma de niveaux là où EXOGAM peine pour les plus faibles d'entre elles (intensité du pic dispersée à cause de la résolution importante) ou pour séparer les plus proches en énergie. En revanche, s'il est possible d'extraire de l'information sur certains spectres conditionnés pour EXOGAM, la statistique s'avère trop insuffisante pour le démonstrateur d'AGATA. Bien sûr, on peut toujours modifier les dispositifs expérimentaux et, par exemple, avancer le démonstrateur d'AGATA au plus près de la cible. Cependant, même à la distance la plus compacte prévue, EXOGAM restera plus adapté pour ce genre de situations.

Ces exemples montrent que seule l'analyse appliquée sur des données simulées donne des indications sur le meilleur dispositif pour observer le signal désiré. Pour finir, mentionnons que d'autres simulations ont été réalisées, notamment par notre étudiant Doan Quang Tuyen, pour comparer les performances attendues pour le «tracking γ » par rapport à ce qu'il était possible avec EUROBALL. Cette étude, menée afin de préparer l'une des toutes premières expériences qui devront établir les possibilités réelles d'AGATA et qui auront lieu au début de l'année 2009, constitue une partie de son travail de thèse.

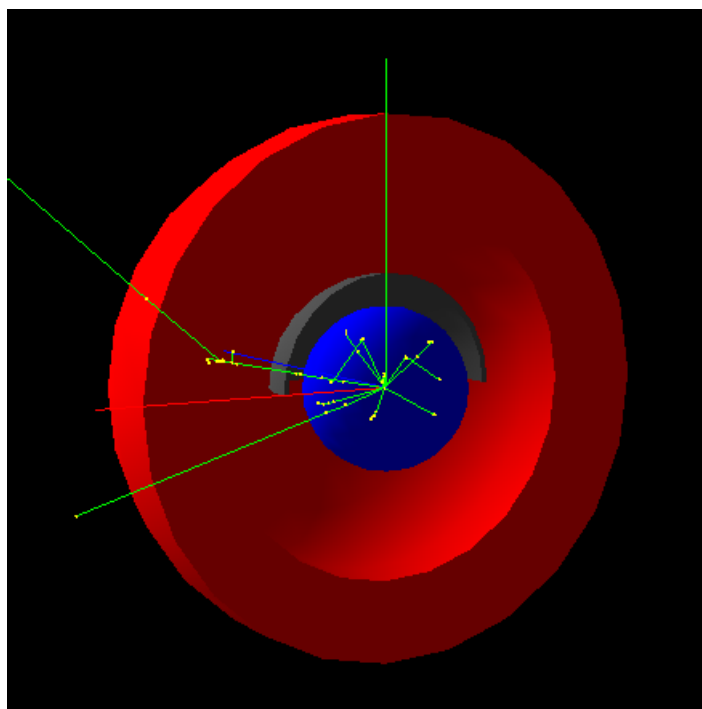


FIG. 4.6 – Vue schématique de la configuration sphérique du détecteur PARIS. Pour les besoins de la représentation, seule une moitié de la couche externe est montrée. On peut voir sur cette figure comment peuvent interagir différents rayonnements γ émis par une source placée au centre.

4.4 Le calorimètre γ PARIS

Grâce à une excellente résolution en énergie, les détecteurs basés sur des cristaux semi-conducteurs de Germanium ont détrôné rapidement les scintillateurs pour la spectroscopie fine. Ces derniers (BGO, BaF₂, CsI, NaI) sont utilisés pour former les boucliers anti-Compton (voir section 3.3.1). Ils sont aussi plus directement employés en très gros volumes pour mesurer les rayonnements γ de haute énergie provenant par exemple des résonances dipolaires géantes. Un ensemble de scintillateurs, de par sa bonne efficacité et sa réponse en temps, est aussi utilisé comme calorimètre pour déterminer la multiplicité et l'énergie totale d'une cascade de rayonnements γ . Cette même efficacité peut aussi permettre d'établir les rayonnements γ discrets d'un schéma de niveaux si la réaction qu'on utilise produit de très faibles multiplicités et des transitions γ bien séparées en énergie : la précision n'est pas une caractéristique cruciale dans ce cas.

La synthèse des nombreuses lettres d'intentions, déposées pour motiver le programme de physique de SPIRAL2, le futur accélérateur de faisceaux radioactifs, a montré qu'un calorimètre de haute résolution, en énergie et en multiplicité, est requis notamment pour mener l'un des programmes de physique proposé par notre groupe². Certaines études imposent en plus de pouvoir mesurer en coïncidence des rayonnements

²High-energy γ -rays as a probe of hot nuclei and reaction mechanisms by means of γ measurements, Christelle Schmitt et Olivier Dorvaux

	BGO	NaI (Tl)	CsI (Tl)	BaF2	LaCl3	LaBr3
Densité (g/cm ³)	7,1	3,7	4,5	4,9	3,8	5,1
Hygroscopique	non	fortement	légèrement	non	oui	oui
Longueur d'onde de scintillation (nm)	480	415	540	210	350	380
Temps de décroissance (composante rapide) en ns	300	250	600	0,7	28	16
Temps de décroissance (composante lente) en ns	non	1000	3000	630	non	non
Résolution en énergie (% à 662 keV)	12	5,6	6	9,5	3,8	2,8
Rendement lumineux (photons/keV)	9	38	54	1,8	49	63

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques fondamentales des principaux scintillateurs utilisés en physique Nucléaire [Dor.].

γ de haute énergie provenant des résonances géantes. Motivée par ces programmes de physique, une collaboration, nommée PARIS (Photon Array for studies with Radioactive Ions and Stable beams), est née début 2007 et se propose de développer, dans le cadre de SPIRAL2, un multidétecteur γ basé uniquement sur des scintillateurs.

La première originalité, par rapport aux systèmes similaires existants, est d'utiliser de nouveaux matériaux (LaBr3 et LaCl3) mis au point par Saint-Gobain. Le tableau 4.1 permet de comparer les principales caractéristiques de ces derniers par rapport à d'autres plus conventionnels. Comme on peut le voir, un rendement lumineux très élevé, plus prononcé pour le LaBr3, permet d'améliorer sensiblement la résolution en énergie. Ils ont de plus une réponse en lumière très rapide avec cependant l'inconvénient d'être hygroscopiques. De nombreux tests ont été menés et confirment les chiffres donnés par Saint-Gobain (voir par exemple [Nic.07]). La deuxième idée originale de PARIS est de proposer un système de détection composé de deux couches. La première, basée sur les nouveaux matériaux, a priori plus chers, serait utilisée comme calorimètre pour des rayonnements γ typiquement compris entre 50 keV et 5 MeV. La seconde épaisseur, basée sur des scintillateurs plus conventionnels, plus accessibles financièrement, permettrait de détecter les rayonnements γ de plus haute énergie avec une fourchette typique allant de 5 MeV à 50 MeV. Bien que l'idée soit élégante, il convient de valider un tel concept. Depuis le début de l'année 2007, j'ai la charge du groupe de travail de la collaboration PARIS qui doit effectuer les simulations nécessaires à la mise au point d'un tel système. Pour cela, un «package», basé sur l'environnement GEANT4, a été développé dans notre groupe afin de modéliser le détecteur. Il permet de définir

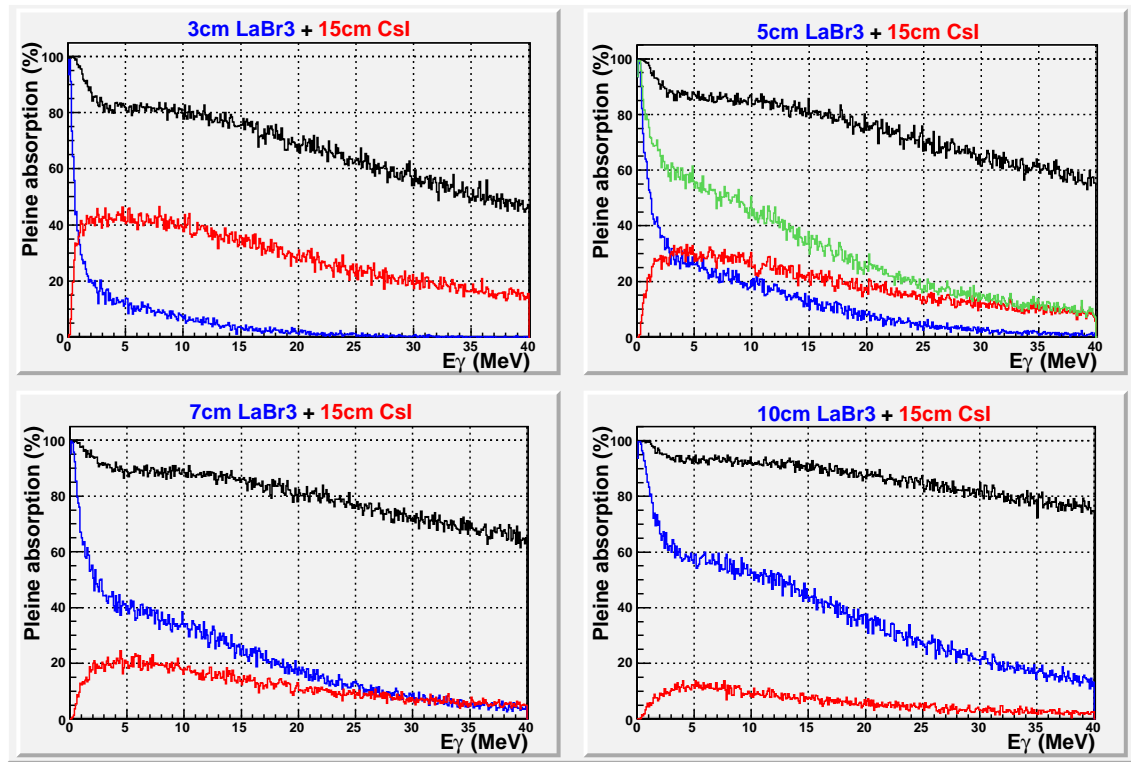


FIG. 4.7 – Courbes d’efficacité, en fonction de l’énergie du rayonnement γ incident, pour différentes épaisseurs de LaBr3 et une épaisseur fixe de CsI. En bleu et en rouge est donné le pourcentage d’événements complètement absorbés respectivement dans la couche interne et externe. En vert (uniquement pour une épaisseur de 5cm de LaBr3) est représentée la somme des courbes bleues et rouges. En noir est donné le pourcentage d’événements complètement absorbé dans l’ensemble.

plusieurs géométries, incorpore les générateurs basiques (spectre continu, cascades discrètes) et fournit les outils pour extraire les points d’impact laissés dans l’ensemble et permettre l’analyse.

La figure 4.6 montre la première géométrie étudiée qui est constituée de deux sphères concentriques. D’autres configurations, notamment composées de cubes emboîtés, se sont ajoutées au fur et à mesure des besoins et des idées : au moment où ces lignes sont écrites, la géométrie finale n’est pas encore établie. Je vais donc me concentrer sur quelques études qui soulignent les possibilités offertes par un système composé de deux sphères concentriques de scintillateurs.

Compte tenu de ses excellentes caractéristiques, le LaBr3 a été choisi pour la première sphère. Si plusieurs matériaux ont été testés pour la deuxième épaisseur, les résultats présentés ont été obtenus avec du CsI, pour des raisons qui seront détaillées plus loin dans cette section. Bien que les chiffres peuvent être différents, les conclusions exposées ici restent cependant les mêmes si un autre scintillateur est utilisé. La figure 4.7 montre la probabilité d’absorption totale, en noir, pour une plage d’énergie allant de 0 à 40 MeV et une multiplicité γ de un, pour différentes épaisseurs de LaBr3 (3,

5, 7 et 10 centimètres) et une épaisseur fixe de CsI (15 cm). En bleu et en rouge est représentée la probabilité de pleine absorption respectivement dans la première et la deuxième sphère. Comme on peut s'y attendre, les basses énergies sont principalement absorbées dans la couche de LaBr₃ même pour l'épaisseur la plus faible. L'idée originale de PARIS consistait à dire que les basses énergies seraient absorbées par la première couche et les hautes énergies par la deuxième. On voit à partir des courbes présentées que pour une épaisseur trop importante de LaBr₃, le nombre d'événements uniquement détectés dans le CsI est extrêmement faible. Un bon compromis semble une épaisseur de l'ordre de 5cm pour laquelle il y a une équi répartition des événements. Sur la figure correspondant à cette épaisseur, on a ajouté une quatrième courbe qui correspond à la somme des histogrammes bleu et rouge. La différence avec la courbe noire correspond donc aux événements qui partagent leur énergie entre les deux sphères.

Le comportement global peut être expliqué plus précisément en s'intéressant aux différents processus d'interaction γ -matière. Pour les très basses énergies (< 100 keV), l'effet photoélectrique domine et les photons sont absorbés par la première sphère. A partir de 200 keV, l'effet Compton est de plus en plus important, la première couche devient de plus en plus transparente et un certain nombre de photons diffusent de l'une vers l'autre. A partir de 6 MeV, l'effet de création de paires devient prépondérant, le libre parcours moyen diminue alors au fur et à mesure que l'énergie du photon incident augmente : la première sphère redevient de plus en plus opaque. Bien sûr, si la gerbe électro-magnétique se déclenche dans la première couche, elle s'étend néanmoins dans la deuxième d'où la nécessité d'une épaisseur importante pour arrêter le tout. On voit néanmoins qu'on a potentiellement un gain important sur l'efficacité de détection des rayonnements γ de haute énergie si on est capable de reconstruire le dépôt qui se fait dans les deux couches. Le phénomène est aussi important si on s'intéresse uniquement à l'aspect calorimétrique de la première couche : il faut en effet pouvoir soustraire correctement cette contribution.

Bien sûr, le détecteur final sera aussi segmenté angulairement (θ , φ) dans les deux couches. Les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus pour une multiplicité γ de un. On comprend aisément que pour des multiplicités γ élevées, on risque de perdre des événements de basse énergie si une partie des segments de la sphère interne sont occultés à cause d'un rayonnement γ de haute énergie dont la gerbe électromagnétique s'amorce dans le LaBr₃. Les résultats concernant ces aspects ne sont pas présentés ici car le travail vient de commencer. En revanche, de nombreuses études ont été menées pour appréhender comment l'énergie est absorbée dans les différents régimes (photo-électriques, Compton et création de paires) afin d'établir qu'elle pouvait être la segmentation angulaire. Pour synthétiser, disons qu'une ouverture angulaire de l'ordre de 10 degrés est un bon compromis. Une telle ouverture permet aussi de conserver une résolution en énergie voisine de la valeur intrinsèque si on intègre l'élargissement dû à l'effet Doppler (pour le domaine en vitesses de recul envisagé pour PARIS), tout en ayant un empilement raisonnable pour les plus hautes multiplicités possibles. On envisage ainsi un détecteur composé d'environ 200 modules. Ce chiffre n'est qu'indicatif car la géométrie finale n'est toujours pas fixée. Notons de même que la collaboration

aimerait un système très modulaire et flexible qui aurait l'avantage de pouvoir être associé à d'autres systèmes de détection comme AGATA.

Sur la figure 4.6, on voit deux sphères distantes l'une de l'autre. En effet, il a été envisagé dès le début de la collaboration d'utiliser pour la couche externe des modules provenant de détecteurs existants (Château de Cristal, Hector). Les cristaux de LaBr_3 seraient alors placés autour de la cible et devant ces derniers. Évidemment, ils doivent être suivi du système qui collecte la lumière de scintillation : photomultiplicateurs ou APD. Même si la distance peut être minimisée (avec des APD), la matière séparant les deux couches dégrade nécessairement les performances globales. Une autre possibilité, qui n'est toujours pas validée au moment où ces lignes sont écrites, est de créer un module unique constitué de deux cristaux collés optiquement. Ceci est possible avec le LaBr_3 si la deuxième épaisseur est constituée de CsI (dopé au sodium) qui n'est pas opaque pour la longueur d'onde de scintillation du LaBr_3 . La réponse en temps entre les deux cristaux étant très différente (voir tableau 4.1) on peut alors espérer pouvoir séparer les deux composantes de scintillation sur le signal unique collecté par un photomultiplicateur placé à l'arrière. Bien sûr, il reste à démontrer que les performances obtenues correspondent au cahier des charges du détecteur PARIS, notamment en ce qui concerne la résolution du premier étage qui doit restée proche de 3% : la collaboration a commencé un programme de Recherches et Développement dans ce sens.

D'un point de vue global, le travail actuel se focalise sur les algorithmes de reconstruction des rayonnements γ pour des multiplicités élevées, avec et sans émission de transitions de haute énergie, ce qui implique de traiter en même temps les deux couches. Il faudra aussi s'assurer que l'effet Doppler est bien maîtrisé avant de déterminer la géométrie optimale du détecteur qui dépendra aussi de nombreux autres facteurs : le coût, les contraintes mécaniques, électroniques ... etc.

4.5 Conclusions

Le principe d'un générateur général et réaliste de cascades de rayonnements γ discrets a été détaillé et représente l'une des pièces mise en oeuvre au sein de la collaboration AGATA pour aller vers une chaîne de simulation complète d'une expérience. Les possibilités offertes ont été illustrées au travers une comparaison entre le démonstrateur d'AGATA et EXOGAM.

Il convient cependant d'améliorer ce qui existe et notamment :

- Poursuivre le couplage avec des Monte-Carlo permettant de simuler les mécanismes de réaction.
- Mettre en place une plateforme "accessible" pour qu'un utilisateur puisse préparer l'analyse de son expérience avant sa réalisation.
- Travailler sur la maîtrise du bruit de fond imposé par l'utilisation des faisceaux radioactifs.

Les projets émergents, notamment dans le cadre de SPIRAL2, bénéficieront d'un tel outil parfois même dès la conception. Dans le cadre de PARIS, les études sur l'algorithme de reconstruction des rayonnements γ dans les deux couches de détection pourraient ainsi peser sur la configuration choisie.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Ce mémoire synthétise les travaux que j'ai menés avec les étudiants qui ont effectué leur stage de DEA (Master 2^{ième} année) et leur thèse au sein du groupe Matière Nucléaire de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. J'espère y avoir démontré ma présence et mon implication dans les divers aspects de la physique nucléaire expérimentale. Si j'ai pu leur apprendre quelque chose, l'apprentissage n'a pas pour autant été unidirectionnel !

La spectroscopie γ est une sonde privilégiée pour scruter la structure du noyau notamment pour rechercher des configurations exotiques et les étudier à travers leur réponse à la rotation. Les fortes déformations, qu'elles soient induites par la rotation collective, pour la superdéformation, ou non, pour les noyaux près de la «drip-line» proton, révèlent des comportements inattendus. Nous avons ainsi pu mettre en évidence des effets subtils dus à des ordres multipolaires élevés. Ces mêmes ordres pourraient être observés directement dans les structures tétraédrales : la recherche et l'étude de telles symétries représentent très certainement un important programme qui sera mené dans les années à venir.

À plus long terme, AGATA, dans une configuration plus complète, fournira un outil très puissant pour traquer l'hyperdéformation (forme ellipsoïdale avec un rapport grand axe sur petit axe de trois) qui représente probablement la déformation "ultime" du noyau atomique. La seconde génération de faisceaux radioactifs va ouvrir de nombreuses voies dont pourrait bénéficier l'étude des rotations magnétiques. En effet, il deviendra, par exemple, plus facile de peupler à haut spins les noyaux situés sur la vallée de stabilité et donc d'étudier les noyaux magiques.

Les multidétecteurs de rayonnements γ actuels ont été exposés en mettant en exergue l'apport précieux des systèmes de détection additionnels (multidétecteur de particules légères chargées, filtre de vitesse des noyaux de recul). L'exploitation des données a permis de mettre au point des méthodes novatrices avec notamment l'utilisation prometteuse de la logique floue. Incontestablement, la maîtrise de l'environnement radioactif lors de prises de mesures avec des faisceaux non stables est une clé du succès de telles expériences et représente un challenge fort pour le futur.

Le développement de nouveaux multidétecteurs de rayonnements γ est un enjeu majeur et les deux projets dans lesquels je me suis impliqué, AGATA et PARIS, ont été présentés. 2009 sera une année charnière pour la mise en oeuvre du démonstrateur AGATA qui devra évaluer les performances réelles du «tracking» γ . Le multidétecteur s'enrichira alors progressivement de nouveaux modules (triples «cluster») engageant ainsi un programme de mesures de plus de dix années. Avec PARIS, c'est le challenge des calorimètres de nouvelle génération qui commence et qui devrait se concrétiser avec le démarrage de SPIRAL2 à l'horizon 2013. AGATA, dans sa configuration 4π sera aussi un bon calorimètre. Utilisé seul ou en couplage avec PARIS, on disposera alors de systèmes uniques et très performants pour étudier les phénomènes qui se situent aux limites entre la structure nucléaire et les mécanismes de réaction : la population des états de très haut spins (superdéformation et hyperdéformation) et la fission sont deux exemples qui m'intéressent plus particulièrement.

Les systèmes de mesure (faisceaux, détecteurs) sont de plus en plus complexes, coûteux et engendrent ainsi des collaborations «volumineuses». La tendance est aux dispositifs de détection intégrés. Ainsi, dès le début, la collaboration AGATA a mis en oeuvre un groupe de travail pour assurer le lien avec les systèmes de détection additionnels (couramment appelés «ancillaires»). De même, dans le cadre de SPIRAL2, les premiers contacts entre PARIS, dont une partie du cahier des charges est la modularité pour assurer le couplage notamment avec AGATA, et GASPARD, qui ambitionne de construire un système pour détecter simultanément des particules légères chargées et des rayonnements γ , ont été établis pour dégager des synergies. L'analyse devra aussi être pensée au niveau de larges collaborations.

Dans de telles conditions, la simulation, que ce soit à la conception du détecteur, à la préparation de l'expérience et pour son interprétation, est un atout précieux voire indispensable dont la maîtrise devrait permettre des mesures de spectroscopie γ réalisées dans les meilleures conditions.

Bibliographie

- [AMDC] <http://amdc.in2p3.fr>
- [Azaiez99] F.Azaiez
EXOGAM : a gamma-ray spectrometer for radioactive beams
Nucl. Phys. A 654 (1999) 1003c
- [Bazz.07] D.Bazzacco
Effects of segmentation lines on signals and energy spectra
<http://agata.lnl.infn.it/AgataWeek2007/programAW.htm>
- [Beck03] C.Beck et al.,
Near-barrier fusion of weakly bound ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei with ${}^{56}\text{Co}$
Phys. Rev. C67 (2003) 054602
- [Beck79] F.A.Beck et al.,
Second irregularity in the Yrast line of ${}^{160}\text{Yb}$
Physical Review Letters 42 (1979), 493
- [Berger91] J.F.Berger : Approches de champ moyen et au delà
Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, 1991
- [Bertsch78] G.Bertsch.
Z. Phys. A, 289 (1978) 103
- [Buform00] N.Buform et al.,
Magnetic Properties of the $\nu j_{15/2}$ Intruder Orbital in the Superdeformed Minimum of ${}^{197}\text{Pb}$
Eur. Phys. J. A9 (2000) 29
- [Buform01] N.Buform
Force de Coriolis et déformation nucléaire : résultats dans les isotopes de cadmium et de plomb avec le multidétecteur γ EURO-BALL
Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (2001)
- [Butler93] I.Ahmad and P.A.Butler
Ann. Rev. of Nucl. and part. Sci. 43 (1993) 71
- [Butler96] P.A.Butler et W.Nazarewicz
Rev. of Mod. Phys. 68 (1996) 349
- [Byrski90] T.Byrski et al.,
Observation of Identical Superdeformed Bands in N=86 Nuclei
Physical Review Letters 64 (1990), 1650

- [Chab.97] E.Chabanat, P.Bonche, P.Haensel, J.Meyer et R.Schaeffer
Nuclear Physics A 627 (1997) 710
- [Clark95] R.M. Clark et al.,
Phys. Rev. C 51 (1995) R1052
- [Clark96] R.M. Clark et al.,
Phys. Rev. C 53 (1996) 117
- [Clark98] R.Clark and B.Wadsworth
A new spin on nuclei
Physics World Volume 11N^o7 (July 1998)
- [Dancer96] H. Dancer et al.,
Nuclear Physics A 654 (1996) 655c
- [Dor.] Olivier Dorvaux, communication privée
- [Duc.99] G.Duchêne et al.,
The clover : a new generation of composite Ge detectors
Nucl. Instr. and Meth. A 432 (1999) 90
- [Dudek90] J. Dudek, T.R. Werner et Z. Szymanski
Physical Letter B 248 (1990) 235
- [Dudek06] J.Dudek et al.,
Island of Rare Earth Nuclei with Tetrahedral and Octahedral
Symmetries : Possible Experimental Evidence
Physical Review Letters 97 (2006), 072501
- [Ebe.90] J.Eberth et al.,
Nucl. Instr. and Meth. A 520 (1990) 669c
- [ECOS] High Intensity stable ion Beams in Europe, NuPECC Report
(Juillet 2007)
- [ENSDF] <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
- [EUROBALL] J.Simpson
Z. Phys. A 358 (1997) 139
- [EUROGAMII] F.A. Beck, Prog.Part.Nucl.Phys, 28 (1992) 443
- [Far.] E. Farnea, communication privée
- [Fle.67] G.M. Flerov et al.,
Nucl. Phys. A97 (1967) 444
- [G4] S. Agostinelli e al.,
GEANT4 simulation toolkit
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506
(2003) 250-303; IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No.
1 (2006) 270-278
- [Gall] B.Gall, communication privée
- [Gall94] B.Gall, P.Bonche, J.Dobaczewski, H.Flocard and P.-H.Heenen,
Z. Phys. A 348 (1994) 183

- [GAMMASPHERE] I.Y. Lee
Nucl. Phys. A 520 (1990) 641c
- [Girod] M.Girod
Notes du CEA N-2560
- [Girod] M.Girod, private communication, Bruyères-le-châtel, CEA/DAM
- [Gorg01] A.Görgen et al.,
Nucl. Phys. A 683 (2001) 108
- [Hibb.96] I.M.Hibbert et al.,
Phys. Rev. C 54 (1996) 2253; Z. Phys. A 358 (1997) 199
- [Hill53] D.L.Hill and J.A.Wheeler
Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena
Physical Review 89 (1953) 1102
- [Hu02] Z.Hu, T.Glasmacher, W.F.Mueller, I.Wiedenhöver
Nucl. Instr. and Meth. A 482 (2002) 715
- [Joh.71] A. Johnson, H.Ryde and S.A.Hjorth
Nuclear moment of inertia at high rotational frequencies
Nuclear Physics A 179 (1972) 753
- [Jones01] E.F.Jones et al.,
A new phenomenon : shifted identical yrast bands in neighboring even-even nuclei
Nuclear Physics A 682 (2001) 79c
- [Kor.01] A.Korichi et al.,
Physical Review Letters 86 (2001), 2746
- [Kri.92] S.J.Kruger et al.,
Nucl. Phys. A 542 (1992) 43
- [Lau.02] T.Lauritsen et al.,
Direct Decay from the superdeformed Band to the Yrast Line in ^{152}Dy
Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 042501
- [Lop.96] Lopez-Martens et al.,
Phys. Lett B380 (1996) 18
- [Lop.04] A. Lopez-Martens, K.Hauschild, A. Korichi, J. Roccoz and J.P. Thibaud
Gamma-ray tracking algorithms : a comparison
Nucl. Phys. A 517 (2004) 454
- [McNabb96] D.P. McNabb et al.,
Phys. Rev. C 53 (1996) R541
- [Mec.97] W.Meczynski et al.,
IFL (Krakow) Report No 1782/PL, 1997
- [Meyer95] J. Meyer et al.,
Nuclear Physics A 588 (1995) 597

- [Meyer] J. Meyer, Communication privée
- [Nic.07] R. Nicolini et al.,
Investigation of the properties of a 1" x 1" LaBr3 :Ce scintillator
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 582
(2007) 554-561
- [Nol.85] P.J. Nolan et al.,
Nucl. Instr. and Meth. A 236 (1985) 95
- [PACE] A.Gavron,
Phys. Rev. C 21 (1980) 230
- [Paya91] D. Paya
Les isomères de fission
Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (1991)
- [Per.99] S. Perries
Propriétés de la matière nucléaire superdéformée dans les régions
de masse $A \sim 190$ et $A \sim 130$
Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (1999)
- [Pol.62] S.M. Polikanov et al.,
Spontaneous fission with an anomalously short periode
Soviet Physics J.E.T.P 15 (1962) 1016
- [Prev.01] A.Prévost et al.,
New excited superdeformed bands in heavy Pb nuclei : clue for
an octupole softness near the $N = 118$ gap at large deformation
Eur. Phys. J. A10 (2001) 13-19
- [Prev.03] A.Prévost
Recherche de grandes déformations nucléaires dans les noyaux
exotiques en spin et en isospin à l'aide des multidétecteur γ EU-
ROBALL IV et EXOGAM
Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (2003)
- [Radware] <http://radware.phy.ornl.gov/>
- [Rei.97] S.M.Reimann et al.,
Phys. Lett B56 (1997) 12 147
- [Ring80] P.Ring and P.Schuck.
The nuclear many-body problem.
Springer-Verlag, New York, 1980
- [ROOT] R.Brun and F.Rademakers
Proceedings of the AIHENP'96 Workshop, Lausanne, September
1996 ; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A
389 (1997) 81
- [Ross01] D.Rossbach et al.,
Phys. Lett B513 (2001) 9

- [Ross02] D.Rossbach et al.,
Phys. Rev. C 66 (2002) 024316
- [Rosse] B.Rossé
Détection et faisceaux radioactifs : recherche de noyaux exotiques très déformés
Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (2006)
- [Rosse04] B.Rossé, O.Stézowski et al.,
Structure of polonium isotopes at high spin with RFD + EURO-BALL IV
Int. J. of Mod. Phys. E13 (2004) 47
- [Rosse06] B.Rossé and O.Stézowski
Multidimensional calibration of the EXOGAM segmented clover
Nucl. Instr. and Meth. A 565 (2006) 623
- [Rud.98] D.Rudolph et al.,
Physical Review Letters 80 (1998), 3018
- [Sav.99] H.Savajols
Nucl. Phys. A 654 (1999) 1027c; Nucl. Inst. and Meth. B 204 (2003) 146
- [Sche.97] J.N.Scheurer et al.,
Nucl. Instr. and Meth. A 385 (1997) 501
- [Sch.91] K.Schiffer and B.Herskind
The population of the superdeformed continuum
Phys. Lett B255 (1991) 508
- [Sim.00] J.Simpson et al.,
EXOGAM collaboration, Heavy Ion Phys. 11 (2000) 159
- [Ska.93] J.Skalski et al.
Nuclear Physics A 551 (1993) 109
- [SP2] The scientific Objectives of the SPIRAL2 Project,
<http://www.ganil.fr>, rubrique SPIRAL2
- [Ste] O. Stézowski and J. Wilson : Nuclei at very elongated shapes
Achievements with the Euroball spectrometer 1997-2007
W. Korten and S. Lunardi Eds. on behalf of the Euroball Coordination Committee
- [Ste.99] O.Stézowski et al.,
High fold computer disk storage DATABASE for fast extended analysis of γ -rays events
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424 (1999) 552-560
- [Ste.02] O.Stézowski et al.,
Automatic energy calibration of germanium detectors using fussy set theory

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 488
(2002) 314-322
- [Stoi03] M.V.Stoitsov, J.Dobaczewski, W.Nazarewicz, S.Pittel and
D.J.Dean
Phys. Rev. C 68 (2003) 054321
- [Twin78] P.J.Twin, B.M.Nyako, A.H.Nelson, J.Simpson, M.A.Bentey,
H.W.Cranmer-Gordon, P.D.Foryth, D.Howe, A.R.Mokhtar,
J.D.Morrison, J.F.Sharpey-Schafer and G.Sletten.
Observation of a discrete-line superdeformed band up to $60\hbar$ in
 ^{152}Dy
Physical Review Letters 57 (1986), 811
- [Wil.97] J.NWilson et al.,
Phys. Rev. C 56 (1997) 2502

Chapitre 6

Curriculum vitæ, liste des publications

Situation professionnelle :

Chargés de Recherches 1ère classe au CNRS, affecté à l'Institut de Physiques Nucléaire de Lyon depuis le 01/10/1999.

Cursus scolaire

- 1987 Baccalauréat série C, Soissons
- 1987-90 Classes préparatoires aux grandes écoles, Reims
- 1991 License de Physique, Université de Reims
- 1992 Maîtrise de Physique, Université de Reims
- 1993 DEA Physique Nucléaire, Université Louis Pasteur (Strasbourg)
- 1997 DOCTORAT, Université Louis Pasteur (Strasbourg)

Titre de la thèse :

Contribution à la détermination des propriétés de la superdéformation dans la région des terres rares : étude des isotopes de ^{148}Gd et ^{149}Gd

Stages post doctoraux

- 1997-98 ATER - Université Louis Pasteur de Strasbourg
- 1998-99 Postdoc - University of Liverpool, Nuclear Physics Department

Principales Conférences invitées

1. 2ème Rencontres Franco-Marocaines
Année : 2001 - Lieu : El Jadida (Maroc)
2. Symposium on Nuclear Structure Physics with EUROBALL
Année : 2002 - Lieu : Orsay (France)
(A donné lieu à une contribution dans 'Achievements with the EUROBALL spectrometer 1997-2003' W.Korten and S.Lunardi Eds)
3. Highlights in Nuclear Structure for Bernard Haas' Diamond Anniversary
Année : 2008 - Lieu : Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris
4. Nuclear Physics and Astrophysics : From Stable Beams to Exotic Nuclei
Année : 2008 - Lieu : Cappadocia (Turquie)
(A donné lieu à une contribution dans AIP Conference Proceedings)

Enseignement dispensé

Liste des enseignements dispensés (dans le cadres d'échanges entre CNRS et Maître de Conférences possibles à l'Université Claude Bernard de Lyon) depuis que j'ai intégré le CNRS.

Discipline	Année	Niveau	Heures
Electricité	2007-2008	L1	12 h TD
Electricité	2006-2007	L1	12 h TD
Optique géométrique	2005-2006	L1	12 h TD
Base de l'électricité	2004-2005	L1	21 h TD
Electricité / optique	2001-2003	Licence	15 h TD + 24 h TP
Mécanique des fluides	2000-2001	Licence	18 h TD
Base de l'électricité	1999-2000	Licence	28 h TD

Encadrement de travaux de recherche

Nom de l'étudiant	Discipline	Année	Durée	Publications associées
DOAN (100%)	M2	2006	4 mois	
ROSSE (50%)	Thèse	2003	3 ans	64
ROSSE (50%)	DEA	2003	4 mois	54
PREVOST (50%)	Thèse	2000	3 ans	37
PREVOST (50%)	DEA	2000	4 mois	27, 53

Liste des Publications avec comité de lecture

1 - Favoured neutron excitations in superdeformed 147Gd

Ch. Theisen, N. Khadiri, J.P. Vivien, I. Ragnarsson, C.W. Beausang, F.A. Beck, G. Belier, T. Byrski, D. Curien, G. de France, D. Disdier, G. Duchene, Ch. Finck, S. Flibotte, B. Gall, B. Haas, H. Hamine, B. Herskind, B. Kharraja, J.C. Merdinger, A. Nourreddine, B.M. Nyako, G.E. Perez, D. Prévost, O. Stézowski, V. Rauch, C. Rigollet, H. Savajols, J. Sharpey-Schafer, P.J. Twin, L. Wei and K. Zuber
Phys. Rev. C 54 (1996)

2 - Lifetime measurements of superdeformed bands in 148-149Gd and 152Dy : evidence for structure-dependent elongations.

H. Savajols, A. Korichi, D. Ward, D. Appelbe, G.C. Ball, C.W. Beausang, F.A. Beck, T. Byrski, D. Curien, P. Dagnall, G. de France, D. Disdier, G. Duchene, S. Erturk, Ch. Finck, S. Flibotte, B. Gall, A. Galindo-Uribarri, B. Haas, G. Hackman, V.P. Janzen, B. Kharraja, J.C. Lisle, J.C. Merdinger, S.M. Mullins, S. Pilotte, D. Prévost, D.C. Radford, V. Rauch, C. Rigollet, D. Smalley, M.B. Smith, O. Stézowski, J. Styczen, Ch. Theisen, P.J. Twin, J.P. Vivien, J.C. Waddington, K. Zuber and I. Ragnarsson
Phys. Rev. Lett. 76, 4480 (1996)

3 - Superdeformed band in 147Tb

J.M. Nieminen, S. Flibotte, A. Galindo-Uribarri, G. Viesti, G.C. Ball, D. Bazzacco, M. Cromaz, G. de Angelis, J. DeGraaf, M. De Poli, T.E. Drake, D. Fabris, Ch. Finck, V.P. Janzen, S. Lunardi, M. Lunardon, N.H. Medina, G. Maron, C.M. Petrache, D.C.

Radford, C. Rossi-Alvarez, O. Stézowski, Ch.Theisen, J.C. Waddington, D. Ward, J.N. Wilson
 Phys. Rev. C 54, 2764 (1996)

4 - Single Step Links of the Superdeformed Band in ^{194}Pb : A measure of the absolute excitation energy, spin and parity of the superdeformed states
 A. Lopez-Martens, F. Hannachi, A. Korichi, C. Schuck, E. Gueorguieva, Ch. Vieu, B. Haas, R. Lucas, A.Astier, G. Baldsiefen, M. Carpenter, G.de France, R. Duffait, L. Ducroux, Y.Le Coz, Ch. Finck, A.Gorgen, H. Hubel, T.L. Khoo, T. Lauritsen, M. Meyer, D. Prevost, N. Redon, C. Rigollet, H. Savajols, J.F. Sharpey-Schafer, O. Stézowski, Ch. Theisen, U.Van Severen, J.P. Vivien, A.N.Wilson
 Phys. Lett. B 380, 18 (1996)

5 - Superdeformed bands in ^{153}Ho
 D.E. Appelbe, C.W. Beausang, D.M. Cullen, M.B. Smith, P.J. Twin, D. Curien, G. Duchene, Ch. Finck, B. Kharraja, B. Haas, C. Rigollet, O. Stézowski, A.N. Wilson
 Phys. Rev. C 56, 2490 (1997)

6 - Search for hyperdeformation in ^{168}Yb
 J.N. Wilson, S.J. Asztalos, R.A. Austin, B. Busse, R.M. Clark, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, P.Fallon, S. Flibotte, G. Gervais, D.S. Haslip, I.Y. Lee, R.Kruecken, A.O. Macchiavelli, R.W. MacLeod, J.M. Mieminen, G.J. Schmid, F.S. Stephens, O. Stézowski, C.E. Svensson, K. Vetter, and J.C.Waddington
 Phys. Rev. C 56, 2502 (1997)

7 - Observation of the single step Links of the yrast superdeformed band in ^{194}Pb
 F. Hannachi, A. Lopez-Martens, A. Korichi, C. Schuck, E. Gueorguieva, Ch. Vieu, B. Haas, R. Lucas, A.Astier, G. Baldsiefen, M. Carpenter, G.de France, R. Duffait, L. Ducroux, Y.Le Coz, Ch. Finck, A.Gorgen, H. Hubel, T.L. Khoo, T. Lauritsen, M. Meyer, D. Prevost, N. Redon, C. Rigollet, H. Savajols, J.F. Sharpey-Schafer, O. Stézowski, Ch. Theisen, U.Van Severen, J.P. Vivien, A.N.Wilson
 Z. Phys. A 358, 183 (1997)

8 - Identical bands and proton pair alignments in heavy Europium nuclei : Superdeformation in $^{147-148}\text{Eu}$
 D.S. Haslip, S. Flibotte, R.A.E. Austin, G. de France, M. Devlin, Ch. Finck, A. Galindo-Uribarri, G.Gervais, G. Hackman, D.R. LaFosse, T. Lampman, I.Y. Lee, F. Lerma, A.O. Macchiavelli, R.W.MacLeod, S.M. Mullins, J.N. Nieminen, T. Rodinger, D.G. Sarantites, O. Stézowski, C. Svensson, J.C. Waddington, D. Ward, J.N. Wilson
 Phys. Rev. C 57, 2196 (1998)

9 - Extended spectroscopy in the superdeformed well of $^{148-149}\text{Gd}$
 Th. Byrski, O. Stézowski, K. Zuber, D. Appelbe, C.W. Beausang, F.A. Beck, A. Bouguettoucha D.Cullen, D.Curien, G. de France, G. Duchene, S. Erturk, Ch. Finck, B. Gall, B. Haas, A.Z. Kiss, N.Khadiri, B.Kharraja, D. Prévost, H. Savajols, M. Smith, P.J. Twin, J.P. Vivien
 Phys. Rev. C 57, 1151 (1998)

10 - Population of superdeformed bands at extreme angular momenta

J.M. Nieminen, S. Flibotte, G. Gervais, D.S. Haslip, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, R.W. MacLeod, O. Stézowski, C.E. Svensson, J.C. Waddington, J.N. Wilson
Phys. Rev. C 58, R1 (1998)

11 - Quadrupole moment of superdeformed bands in ^{151}Tb

Ch. Finck, O. Stézowski, K. Zuber, F.A. Beck, D. Appelbe, Th. Byrski, D. Cullen, D. Curien, G. de France, G. Duchene, S. Erturk, U. Garg, B. Haas, N. Khadiri, B. Kharraja, N. Kintz, D. Prévost, C. Rigollet, P.J. Twin, J.P. Vivien
Eur. Phys. J A 2, 123 (1998)

12 - Systematic Survey of $\Delta I = 4$ Bifurcation in $A \sim 150$ Superdeformed Nuclei

D.S. Haslip, S. Flibotte, R.A.E. Austin, G. de France, M. Devlin, Ch. Finck, A. Galindo-Uribarri, G. Gervais, N. Kintz, D.R. LaFosse, T.J. Lampman, F. Lerma, S.M. Mullins, J.N. Nieminen, T. Roderger, D.G. Sarantites, O. Stézowski, C. Svensson, J.P. Vivien, J.C. Waddington, J.N. Wilson
Phys. Rev. C 58, R2649 (1998)

13 - Role of deformation in the decay of ^{56}Ni and ^{40}Ca di-nuclei

C. Bhattacharya, M. Rousseau, C. Beck, V. Rauch, R. Nouicer, R.M. Freeman, O. Stézowski, D. Mahboub, S. Belhabib, A. hachem, E. Martin, A. Dummer, S.J. Sanders, A. Szanto De Toledo
Nucl. Phys. A 654, 841c (1999)

14 - New high fold disk storage database for fast extended analysis of γ -rays events

O. Stézowski, Ch. Finck, D. Prévost
NIM A 424, 552-560 (1999)

15 - First evidence for linking transitions between the superdeformed yrast band and the normal deformed states in ^{149}Gd

Ch. Finck, O. Stézowski, J.P. Vivien, K. Zuber, A. Nourredine, D.E. Appelbe, C.W. Beausang, F.A. Beck, T. Byrski, S. Courtin, D. Curien, G. de France, G. Duchene, S. Erturk, B.J.P. Gall, B. Haas, N. Khadiri, N. Kintz, E. Pachoud, C. Rigollet, M. Smith and P.J. Twin
Phys. Lett. B 467, 15 (1999)

16 - Improvement of high fold γ data processing : the spherical gate method

Ch. Theisen, N. Kintz, O. Stézowski, J.P. Vivien
NIM A 432, 249-264 (1999)

17 - Deformed rotational cascades in ^{152}Dy : Further evidence for shape coexistence at high spin

M.B. Smith, D.E. Appelbe, P.J. Twin, C.W. Beausang, F.A. Beck, M.A. Bentley, D.M. Cullen, D. Curien, P.J. Dagnall, G. de France, G. Duchene, S. Erturk, Ch. Finck, B. Haas, I.M. Hibbert, J.C. Lisle, B.M. Nyako, C.D. O'Leary, C. Rigollet, H. Savajols, J. Simpson, O. Stézowski, J. Styczen, J.P. Vivien, and K. Zuber
Phys. Rev. C 61, 034314 (2000)

18 - Evidence for Deformation in 113-116Cd Isotopes

N.Bufern, A.Astier, J.Meyer, M.Meyer, S.Perries, N.Redon, O. Stézowski, M.G.Porquet, I.Deloncle, A.Bauchet, J.Duprat, B.J.P.Gall, C.Gautherin, E.Gueorguieva, F.Hoellinger, T.Kutsarova, R.Lucas, A.Minkova, N.Schulz, H.Sergolle, Ts.Venkova, A.N.Wilson
European Physical Journal A7, 347 (2000)

19 - Cluster emission of 8Be in the 28Si+12C fusion reaction at low T

M. Rousseau, C. Bhattacharya, C. Beck, V. Rauch, S. Belhabib, A. Dummer, R.M. Freeman, A. Hachem, D. Mahboub, E. Martin, R. Nouicer, S.J. Sanders, O. Stézowski, A. Szanto de Toledo. Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamis, eds. M. Korolija, Z.Basrak, and R. Caplar
World Scientific, 189 (2000).

20 - High-Spin Study of Neutron-Deficient 114Xe

E.S.Paul, H.C.Scraggs, A.J.Boston, O.Dorvaux, P.T.Greenlees, K.Helariutta, P.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpaa, H.Kettunen, M.Muikku, P.Nieminen, P.Rahkila, O. Stézowski
Nucl.Phys. A673, 31 (2000)

21 - Low-Spin Structure of 115Xe

E.S.Paul, A.J.Boston, S.Courtin, P.J.Dagnall, J.L.Durel, C.Finck, B.Gall, B.Haas, F.Haas, F.Hannachi, F. Hoellinger, J.C.Lisle, A.Lopez-Martens, J.C.Merdinger, N.Rowley, H.C.Scraggs, O.Stézowski, B.J.Varley, J.P.Vivien
Eur.Phys.J. A7, 449 (2000)

22 - High-Spin Study of 111I

E.S.Paul, K.Starosta, A.J.Boston, C.J.Chicara, M.Devlin, O.Dorvaux, D.B.Fossan, P.T.Greenlees, K.Helariutta, P.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpaa, H.Kettunen, D.R.LaFosse, G.J.Lane, I.Y.Lee, A.O.Macchiavelli, M.Muikku, P.Nieminen, P.Rahkila, D.G.Sarantites, H.C.Scraggs, J.M.Sears, A.T.Semple, J.F.Smith, O. Stézowski
Phys. Rev. C 61, 064320 (2000)

23 - High-Spin Study of 113Xe : Smooth band termination in valence space

H.C.Scraggs, E.S.Paul, A.J.Boston, C.J.Chicara, M.Devlin, O.Dorvaux, D.B.Fossan, P.T.Greenlees, K.Helariutta, P.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpaa, H.Kettunen, D.R.LaFosse, G.J.Lane, I.Y.Lee, A.O.Macchiavelli, M.Muikku, P.Nieminen, P.Rahkila, D.G.Sarantites, J.M.Sears, A.T.Semple, J.F.Smith, K.Starosta, O. Stézowski
Phys. Rev. C 61, 064316 (2000)

24 - Magnetic Properties of the $n\ j_{15/2}$ Intruder Orbital in the Superdeformed

Minimum of 197Pb. N.Bufern, A.Astier, R.Duffait, M.Meyer, S.Perries, A.Prevost, N.Redon, O.Stézowski, A.Gorgen, H.Hubel, E.Mergel, S.Neumann, D.Rossbach, N.Nenoff, G.Schonwasser, A.Bauchet, I.Deloncle, M.G.Porquet, A.N.Wilson, R.Lucas, F.A.Beck, D.Curien, G.Duchene, B.J.P.Gall, N.Kintz, J.P.Vivien, D.M.Cullen
Eur.Phys.J. A 9, 29 (2000)

25 - Recoil isomer tagging in the proton-rich odd-odd $N=77$ isotones, ^{142}Tb and ^{144}Ho

C.Scholey, D.M.Cullen, E.S.Paul, A.J.Boston, P.A.Butler, T.Enquist, C.Fox, H.C.Scraggs, S.L.Shepherd, O.Stézowski, A.M.Bruce, P.M.Walker, M.Caamano, J.Garces Narro, M.A.Bentley, D.T.Joss, O.Dorvaux, P.T.Greenlees, K.Helariutta, P.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpaa, H.Kettunen, P.Kuusiniemi, M.Leino, M.Muikku, P.Nieminen, P.Rahkila and J.Uusitalo
Phys. Rev. C 63, 034321 (2001)

26 - Recoil-Isomer Tagging Near the Mass 140 Proton Drip Line

D.M.Cullen, C.Scholey, C.Fox, A.J.Boston, E.S.Paul, H.C.Scraggs, S.L.Shepherd, O.Stézowski, T.Enqvist, P.A.Butler, A.M.Bruce, P.M.Walker, M.Caamano, J.Garces Narro, M.A.Bentley, D.T.Joss, P.T.Greenlees, K.Helariutta, P.M.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kettunen, M.Leino, M.Muikku, O.Dorvaux, P.Rahkila, J.Uusitalo, P.Nieminen
Nucl.Phys. A682, 264c (2001)

27 - New Excited Superdeformed Bands in Heavy Pb Nuclei : Clue for an octupole softness near the $N = 118$ gap at large deformation

A.Prévost, N.Bufoin, A.Astier, R.Duffait, M.Meyer, S.Perries, N.Redon, O.Stézowski, A.Bauchet, I.Deloncle, M.G.Porquet, A.Gorgen, H.Hubel, E.Mergel, S.Neumann, D.Rossbach, N.Nenoff, G.Schonwasser, A.N.Wilson, R.Lucas, F.A.Beck, D.Curien, G.Duchene, B.J.P.Gall, N.Kintz, J.P.Vivien, D.M.Cullen
Eur.Phys.J. A 10, 13 (2001)

28 - A semiclassical approach to the sequential α -emission in the (96 MeV) $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ and (133 MeV) $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ deep inelastic collisions

R. Barna, D. De Pasquale, A. Italiano, A. Trifiro, M. Trimarchi, A. Strazzeri, V. Rauch, D. Disdier, C.Beck, T. Bellot, R.M. Freeman, R.Nouicer, M. Rousseau, O.Stézowski
Phys. Rev. C 64, 054601 (2001)

29 - Evidence for Octupole Vibration in Superdeformed ^{196}Pb

D.Rossbach, A.Gorgen, H.Hubel, E.Mergel, G.Schonwasser, A.N.Wilson, F.Azaiez, A.Astier, D.Bazzacco, M.Bergstrom, C.Bourgeois, N.Bufoin, F.Hannachi, K.Hauschild, A.Korichi, W.Korten, T.Kroll, A.Lopez-Martens, R.Lucas, H.J.Maier, N.Redon, P.Reiter, C.Rossi-Alvarez, O.Stézowski, P.Thirolf
Phys.Lett. 513B, 9 (2001)

30 - Deformation effects in ^{56}Ni nuclei produced in $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ at 112 MeV

C. Bhattacharya, M. Rousseau, C. Beck, V. Rauch, R. M. Freeman, D.Mahboub, R.Nouicer, P. Papka, O.Stézowski, A.Hachem, E. Martin, A. K. Dummer, S. J. Sanders, and A. Szanto De Toledo
Phys. Rev. C 65, 014611 (2002)

- 31 - Enhanced Population of Superdeformation in the Mass $A = 150$ Region
Th.Byrski, F.A.Beck, P.Bednarczyk, N.Kintz, K.Zuber, J.P.Vivien, S.Courtin,
D.Curien, G.Duchene, C.Finck, B.Gall, A.Nourreddine, A.Odahara, O.Stézowski,
Ch.Theisen
Phys.Rev. C 65, 034324 (2002)
- 32 - Proton and alpha sequential emission in $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$
M.Trimarchi, R.Barna, D. De Pasquale, A.Italiano, A.Trifiro, V. Rauch, C.Beck,
F.Haas, M.Rousseau, O.Stézowski, A. Strazzeri
Heavy Ion Physics 16 (vol.3-4), p.281-289 (2002)
- 33 - Spectroscopy of transfermium nuclei : ^{252}No
R.-D.Herzberg, N.Amzal, F.Becker, P.A.Butler, A.J.C.Chewter, J.F.C.Cocks,
O.Dorvaux, K.Eskola, J.Gerl, P.T.Greenlees, N.J.Hammond, K.Hauschild,
K.Helariutta, F.Hessberger, M.Houry, G.D.Jones, P.M.Jones, R.Julin, S.Juutinen,
H.Kankaanpaa, H.Kettunen, T.L.Khoo, W.Korten, P.Kuusiniemi, Y.Le Coz,
M.Leino, C.J.Lister, R.Lucas, M.Muikku, P.Nieminen, R.D.Page, P.Rahkila, P.Reiter,
Ch.Schlegel, C.Scholey, O.Stézowski, Ch.Theisen, W.H.Trzaska, J.Uusitalo,
H.J.Wollersheim
Phys.Rev. C 65, 014303 (2002)
- 34 - Lifetimes in the yrast and an octupole-vibrational superdeformed band in ^{196}Pb
D.Rossbach, A.Gorgen, H.Hubel, E.Mergel, G.Schonwasser, F.Azaiez, C.Bourgeois,
F.Hannachi, A.Korichi, A.Lopez-Martens, A.Astier, N.Bufoin, N.Redon, O.Stézowski,
D.Bazzacco, T.Kroll, C.Rossi-Alvarez, K.Hauschild, W.Korten, R.Lucas, H.J.Maier,
P.Reiter, P.G.Thirolf
Phys.Rev. C 66, 024316 (2002)
- 35 - Highly deformed ^{40}Ca configurations in $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$
M. Rousseau, C. Beck, C. Bhattacharya, V. Rauch, O. Dorvaux, K. Eddahbi,
C.Enaux, R.M. Freeman, F. Haas, D. Mahboub, R. Nouicer, P. Papka, O.Stézowski,
S. Szilner, A. Hachem, E. Martin S.J. Sanders, A.K. Dummer, A. Szanto de Toledo
Phys. Rev. C 66, 034612 (2002)
- 36 - Detailed Study of Magnetic Rotation in ^{196}Pb
A.K.Singh, N.Nenoff, D.Rossbach, A.Gorgen, S.Chmel, F.Azaiez, A.Astier,
D.Bazzacco, M.Belleguic, S.Bouneau, C.Bourgeois, N.Bufoin, B.Cederwall,
I.Deloncle, J.Domscheit, F.Hannachi, K.Hauschild, H.Hubel, A.Korichi, W.Korten,
T.Kroll, Y.LeCoz, A.Lopez-Martens, R.Lucas, S.Lunardi, H.J.Maier, E.Mergel,
M.Meyer, C.M.Petrache, N.Redon, P.Reiter, C.Rossi-Alvarez, G.Schonwasser,
O.Stézowski, P.G.Thirolf, A.N.Wilson
Nucl.Phys. A707, 3 (2002)
- 37 - Automatic Energy Calibration of Germanium Detectors Using Fuzzy Set Theory
O.Stézowski, A. Astier, A. Prévost, A.G. Smith and R.Wall
NIM A 488 (2002) 314

- 38 - Evidence for triaxial deformation near $N = 86$: Collective bands in $^{152,153}\text{Dy}$ and ^{153}Ho
 D.E.Appelbe, P.J.Twin, C.W.Beausang, D.M.Cullen, D.Curien, G.Duchene, S.Erturk, Ch.Finck, B.Haas, E.S.Paul, D.C.Radford, C.Rigollet, M.B.Smith, O.Stézowski, J.C.Waddington, A.N.Wilson
 Phys.Rev. C66, 044305 (2002)
- 39 - Comparison between alpha and proton sequential emission in $^{160}(132\text{MeV})+^{58}\text{Ni}$ deep inelastic collisions
 R.Barna, D.De Pasquale, A.Italiano, A.Trifiro, M.Trimarchi, V.Rauch, C.Beck, T.Bellot, C.Bhattacharya, D.Disdier, R.M.Freeman, F.Haas, R.Nouicer, P.Papka, M.Rousseau, O.Stézowski, A.Strazzeri
 Phys.Rev. C 66, 054607 (2002)
- 40 - In-beam spectroscopy of $^{253,254}\text{No}$
 R.D.Herzberg, N.Amzal, J.E.Bastin, F.Becker, P.M.T.Brew, P.A.Butler, A.J.C.Chewter, J.F.C.Cocks, O.Dorvaux, K.Eskola, J.Gerl, P.T.Greenlees, N.J.Hammond, K.Hauschild, K.Helariutta, F.Hessberger, M.Houry, A.Hurstel, R.D.Humphreys, G.D.Jones, P.M.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpaa, H.Kettunen, T.L.Khoo, W.Korten, P.Kuusiniemi, Y.Le Coz, M.Leino, A.P.Leppanen, C.J.Lister, R.Lucas, M.Muikku, P.Nieminen, R.D.Page, T.Page, P.Rahkila, P.Reiter, Ch.Schlegel, C.Scholey, G.Sletten, O.Stézowski, Ch.Theisen, W.H.Trzaska, J.Uusitalo, H.J.Wollersheim
 Eur.Phys.J. A 15, 205 (2002)
- 41 - High-Spin study of odd-A ^{49}In isotopes beyond the neutron mid-shell
 R.Lucas, M.-G.Porquet, Ts.Venkova, I.Deloncle, M.Houry, Ch.Theisen, A.Astier, A.Bauchet, S.Lalkovski, G.Barreau, N.Buform, T.P.Doan, L.Donadille, O.Dorvaux, J.Durell, Th.Ethvignot, B.P.J.Gall, D.Grimwood, W.Korten, Y.Le Coz, M.Meyer, A.Minkova, A.Prevost, N.Redon, A.Roach, N.Schulz, A.G.Smith, O.Stézowski, B.J.Varley
 Eur.Phys.J. A 15, 315 (2002)
- 42 - Candidates for chiral doublet bands in ^{136}Nd
 E.Mergel, C.M.Petrache, G.Lo Bianco, H.Hubel, J.Domscheit, D.Rossbach, G.Schonwasser, N.Nenoff, A.Neusser, A.Gorgen, F.Becker, E.Bouchez, M.Houry, A.Hurstel, Y.Le Coz, R.Lucas, Ch.Theisen, W.Korten, A.Bracco, N.Blasi, F.Camera, S.Leoni, F.Hannachi, A.Lopez-Martens, M.Rejmund, D.Gassmann, P.Reiter, P.G.Thirolf, A.Astier, N.Buform, M.Meyer, N.Redon, O.Stézowski
 Eur.Phys.J. A 15, 417 (2002)
- 43 - Lifetimes of magnetic-rotational bands in ^{196}Pb
 A.K.Singh, H.Hubel, D.Rossbach, S.Chmel, A.Gorgen, E.Mergel, G.Schonwasser, F.Azaiez, C.Bourgeois, F.Hannachi, A.Korichi, A.Lopez-Martens, A.Astier, N.Buform, N.Redon, O.Stézowski, D.Bazzacco, T.Kroll, C.Rossi-Alvarez, K.Hauschild, W.Korten, R.Lucas, H.J.Maier, P.Reiter, P.G.Thirolf, A.N.Wilson
 Phys.Rev. C 66, 064314 (2002)

- 44 - High-spin structure of the neutron-rich $^{109,111,113}\text{Rh}$ isotopes
Ts.Venkova, M.-G.Porquet, A.Astier, A.Bauchet, I.Deloncle, S.Lalkovski, N.Bufoin, L.Donadille, O.Dorvaux, B.J.P.Gall, R.Lucas, M.Meyer, A.Minkova, A.Prevost, N.Redon, N.Schulz, O.Stézowski
Eur.Phys.J. A 15, 429 (2002)
- 45 - Near-barrier fusion of weakly bound ^6Li and ^7Li nuclei with ^{59}Co
C.Beck, F.A.Souza, N.Rowley, S.J.Sanders, N.Aissaoui, E.E.Alonso, P.Bednarczyk, N.Carlin, S.Courtin, A.Diaz-Torres, A.Dummer, F.Haas, A.Hachem, K.Hagino, F.Hoellinger, R.V.F.Janssens, N.Kintz, R.Liguori Neto, E.Martin, M.M.Moura, M.G.Munhoz, P.Papka, M.Rousseau, A.Sanchez i Zafra, O.Stézowski, A.A.Suaide, E.M.Szanto, A.Szanto de Toledo, S.Szilner, J.Takahashi
Phys.Rev. C 67, 054602 (2003)
- 46 - Influence of fusion barrier distributions on spin populations
S.Courtin, N.Rowley, F.Haas, D.Ackermann, D.Bazzacco, A.J.Boston, M.Cinausero, J.Durell, F.Hannachi, F.Hoellinger, A.Lopez-Martens, T.Martinez, J.C.Merdinger, E.S.Paul, C.Rossi-Alvarez, M.Rousseau, H.C.Sraggs, P.Spolaore, A.M.Stefanini, O.Stézowski, B.Varley, G.Viesti, J.-P.Vivien
Nucl.Phys. A724, 125 (2003)
- 47 - Fusion of light weakly bound nuclei
A. Szanto de Toledo, E. E. Alonso, N. Carlin, R. Liguori Neto, M. M. Moura, M.G.Munhoz, A. A.Suaide, F. A. Souza, E. M. Szanto, J.Takahashi, C. Beck, M. Rousseau, P. Bednarczyk, S. Courtin, F. Haas, O.Stézowski, S. Szilner and S. J. Sanders
Nucl. Phys. A722, 248c (2003)
- 48 - Two-quasiparticle and collective excitations in transitional $^{108,110}\text{Pd}$ nuclei
S.Lalkovski, A.Minkova, M.-G.Porquet, A.Bauchet, I.Deloncle, A.Astier, N.Bufoin, L.Donadille, O.Dorvaux, B.P.J.Gall, R.Lucas, M.Meyer, A.Prevost, N.Redon, N.Schulz, O.Stézowski
Eur.Phys.J. A 18, 589 (2003)
- 49 - Evolution of the $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$ configuration in the neutron-rich $^{110, 112}\text{Rh}$ and $^{114, 116}\text{Ag}$ isotopes
M.-G.Porquet, Ts.Venkova, A.Astier, A.Bauchet, I.Deloncle, N.Bufoin, L.Donadille, O.Dorvaux, B.J.P.Gall, S.Lalkovski, R.Lucas, M.Meyer, A.Minkova, A.Prevost, N.Redon, N.Schulz, O.Stézowski
Eur.Phys.J. A 18, 25 (2003)
- 50 - Spin distributions at the Coulomb barrier in the $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$ fusion reaction from γ -ray multiplicity measurements
S. Courtin, F. Haas, N. Rowley, D. Ackermann, D. Bazzacco, A. J. Boston, M. Cinausero, A. Lopez-Martens, E. S. Paul, C. Rossi-Alvarez, M. Rousseau, H. C. Scraggs, P. Spolaore, O. Stézowski and G. Viesti
Nucl. Phys. A 722, 190c (2003)

51 - Evolution of the $\pi g_{9/2} \nu h_{211/2}$ multiplet in the neutron-rich ^{49}In isotopes : Evidence for the gradual filling of the neutron sub-shell

M.-G.Porquet, A.Astier, I.Deloncle, O.Dorvaux, B.J.P.Gall, R.Lucas, M.Meyer, A.Prevost, N.Redon, N.Schulz, O.Stézowski
Eur.Phys.J. A 20, 245 (2004)

52 - Medium-spin excitations of the neutron-rich ^{84}Se isotope : Possible decrease in energy of the $N = 50$ neutron-core excitation

A.Prevost, M.G.Porquet, A.Astier, I.Deloncle, F.Azaiez, A.Buta, D.Curien, O.Dorvaux, G.Duchene, B.J.P.Gall, F.Khalfallah, I.Piqueras, M.Rousseau, M.Meyer, N.Redon, O.Stézowski, Ts.Venkova, R.Lucas, A.Bogachev
Eur.Phys.J. A 22, 391 (2004)

53 - Superdeformed nuclear matter in nuclei with $Z > 82$: Magnetic properties and neutron shell gap

N.Redon, N.Bufoin, R.Duffait, P.Lautesse, M.Meyer, A.Prevost, O.Stézowski, A.Astier, A.Bauchet, I.Deloncle, M.G.Porquet, J.Domscheit, A.Goergen, H.Hubel, E.Mergel, S.Neumann, D.Rossbach, N.Nenoff, G.Schoenwasser, A.N.Wilson, R.Lucas, F.A.Beck, P.Bednarczyk, D.Curien, G.Duchene, O.Dorvaux, B.J.P.Gall, N.Kintz, J.P.Vivien, D.M.Cullen
Eur.Phys.J. A 20, 31 (2004)

54 - Structure of polonium isotopes at high spin with RFD + Euroball IV

B.Rosse, O.Stézowski, M.Meyer, A.Prevost, N.Redon, J.Styczen, M.Brekiesz, J.Grebosz, A.Maj, W.Meczynski, T.Pawlat, M.Zieblinski, K.Zuber, P.Bednarczyk, D.Curien, O.Dorvaux, B.Gall, P.Papka, J.Robin, J.P.Vivien, A.Astier, I.Deloncle, M.-G.Porquet, K.Keyes, A.Papenberg, K.M.Spohr, H.Hubel, A.Bracco, F.Camera, J.Bastin, M.Gorska
Int.J.Mod.Phys. E13, 47 (2004)

55 - Measurement of the E1/E3 phase in ^{226}Ra

N. Amzal, P.A. Butler, D.Hawcroft, N.J.Hammond, R.-D.Herzberg, G.D. Jones, C.Scholel, O.Stézowski, T. Czosnyka, J. Iwanicki, P.J. Napiorkowski, R. Julin, H. Mach, J. Cerderkall, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo and ISOLDE Collaboration
Nucl. Phys. A 734, 465 (2004)

56 - High-spin structures of $^{121,123,125,127}\text{Sb}$ nuclei : Single proton and core-coupled states

M.-G.Porquet, Ts.Venkova, R.Lucas, A.Astier, A.Bauchet, I.Deloncle, A.Prevost, F.Azaiez, G.Barreau, A.Bogachev, N.Bufoin, A.Buta, D.Curien, T.P.Doan, L.Donadille, O.Dorvaux, G.Duchene, J.Durell, Th.Ethvignot, B.P.J.Gall, D.Grimwood, M.Houry, F.Khalfallah, W.Korten, S.Lalkovski, Y.Le Coz, M.Meyer, A.Minkova, I.Piqueras, N.Redon, A.Roach, M.Rousseau, N.Schulz, A.G.Smith, O.Stézowski, Ch.Theisen, B.J.Varley
Eur.Phys.J. A 24, 39 (2005)

57 - Highest spin discrete levels in $^{131,132}\text{Ce}$: Spin generation near the mesoscopic limit

E.S.Paul, P.T.W.Choy, C.Andreoiu, A.J.Boston, A.O.Evans, C.Fox, S.Gros, P.J.Nolan, G.Rainovski, J.A.Sampson, H.C.Scraggs, A.Walker, D.E.Appelbe, D.T.Joss, J.Simpson, J.Gizon, A.Astier, N.Buorn, A.Prevost, N.Redon, O.Stézowski, B.M.Nyako, D.Sohler, J.Timar, L.Zolnai, D.Bazzacco, S.Lunardi, C.M.Petrache, P.Bednarczyk, D.Curien, N.Kintz, I.Ragnarsson
Phys.Rev. C 71, 054309 (2005)

58 - A semi-classical analysis of the proton sequential emission in $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ deep inelastic collisions

L.Auditore, R.Barna, D.De Pasquale, A.Italiano, A.Trifiro, M.Trimarchi, V.Rauch, C.Beck, T.Bellot, C.Bhattacharya, D.Disdier, R.M.Freeman, F.Haas, R.Nouicer, P.Papka, M.Rousseau, A.Sanchez i Zafra, O.Stézowski, A.Strazzeri
Int.J.Mod.Phys. E14, 239 (2005)

59 - New high-spin states of ^{147}Nd and ^{145}Ce : Octupole correlation in the $N = 87$ isotones

Ts.Venkova, M.-G.Porquet, A.Astier, I.Deloncle, P.Petkov, A.Prevost, F.Azaiez, A.Bogachev, A.Buta, D.Curien, O.Dorvaux, G.Duchene, J.Durell, B.J.P.Gall, M.Houry, F.Khalfallah, R.Lucas, M.Meyer, I.Piqueras, N.Redon, A.Roach, M.Rousseau, O.Stézowski, Ch.Theisen
Eur.Phys.J. A 26, 315 (2005)

60 - Excitation Energies of Superdeformed States in ^{196}Pb : Towards a Systematic Study of the Second Well in Pb Isotopes

A.N.Wilson, A.K.Singh, H.Hubel, P.M.Davidson, A.Gorgen, D.Rossbach, A.Korichi, A.Astier, F.Azaiez, D.Bazzacco, C.Bourgeois, N.Buorn, A.P.Byrne, G.D.Dracoulis, F.Hannachi, K.Hauschild, W.Korten, T.Kroll, G.J.Lane, A.Lopez-Martens, N.Redon, P.Reiter, C.Rossi-Alvarez, G.Schonwasser, O.Stézowski, P.G.Thirolf
Phys.Rev.Lett. 95, 182501 (2005)

61 - High-spin states in $^{92-96}\text{Zr}$ nuclei

D.Pantelica, I.Gh.Stefan, N.Nica, M.-G.Porquet, G.Duchene, A.Astier, S.Courtin, I.Deloncle, F.Hoellinger, A.Bauchet, N.Buorn, L.Donadille, O.Dorvaux, J.Duprat, B.J.P.Gall, C.Gautherin, T.Kutsarova, S.Lalkovski, R.Lucas, M.Meyer, A.Minkova, A.Prevost, N.Redon, N.Schulz, H.Sergolle, O.Stézowski, Ts.Venkova, A.Wilson
Phys.Rev. C 72, 024304 (2005)

62 - Recoil-fission tagging of the transfermium nucleus ^{252}No

A. -P. Leppänen, J. Uusitalo, P. T. Greenlees, R. -D. Herzberg, N. Amzal, F. Becker, P. A. Butler, A.J.C.Chewter, J. F. C. Cocks, O. Dorvaux, S. Eeckhaudt, K. Eskola, J. Gerl, T. Grahn, N. J. Hammond, K.Hauschild, K. Helariutta, F. P. Heßberger, M. Houry, G. D. Jones, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, H.Kankaanpää, H. Kettunen, T. L. Khoo, W. Korten, P. Kuusiniemi, Y. Le Coz, M. Leino, C. J. Lister, R.Lucas,

M. Muikku, P. Nieminen, M. Nyman, R. D. Page, J. Pakarinen, P. Rahkila, P. Reiter, J. Sarén, Ch. Schlegel, C. Scholey, O. Stézowski, Ch. Theisen, W. H. Trzaska and H. J. Wollersheim

Eur. Phys. J. A (2006)

63 - Beyond the $N = 50$ shell closure : High-spin excitations of ^{87}Kr and ground-state spin of ^{87}Br

M.-G.Porquet, Ts.Venkova, A.Astier, I.Deloncle, A.Prevost, F.Azaiez, A.Buta, D.Curien, O.Dorvaux, G.Duchene, B.J.P.Gall, F.Khalfallah, I.Piqueras, M.Rousseau, M.Meyer, N.Redon, O.Stézowski, R.Lucas, A.Bogachev

Eur.Phys.J. A 28, 301 (2006)

64 - Multidimensional calibration of the EXOGAM segmented clover

B. Rossé and O. Stézowski

NIM A565, 623 (2006)

65 - High-spin excitations of $^{8435}\text{Br}49$ and $^{8535}\text{Br}50$: Mapping the proton sub-shells towards ^{78}Ni

A.Astier, M.-G.Porquet, Ts.Venkova, I.Deloncle, F.Azaiez, A.Buta, D.Curien, O.Dorvaux, G.Duchene, B.J.P.Gall, F.Khalfallah, I.Piqueras, M.Rousseau, M.Meyer, N.Redon, O.Stezowski, R.Lucas, A.Bogachev

Eur.Phys.J. A 30, 541 (2006)

66 - The highest spin discrete levels in $^{131}, ^{132}\text{Ce}$

E.S.Paul, P.T.W.Choy, C.Andreoiu, A.J.Boston, A.O.Evans, C.Fox, S.Gros, P.J.Nolan, G.Rainovski, J.A.Sampson, H.C.Scraggs, A.Walker, D.E.Appelbe, D.T.Joss, J.Simpson, J.Gizon, A.Astier, N.Buform, A.Prevost, N.Redon, O.Stezowski, B.M.Nyako, D.Sohler, J.Timar, L.Zolnai, D.Bazzacco, S.Lunardi, C.M.Petrache, P.Bednarczyk, D.Curien, N.Kintz, I.Ragnarsson

Phys.Scr. T125, 115 (2006)

67 - Probing the maximally deformed light rare-earth region around the drip-line nucleus ^{130}Sm

M.Petri, E.S.Paul, P.J.Nolan, A.J.Boston, R.J.Cooper, M.R.Dimmock, S.Gros, B.M.McGuirk, H.C.Scraggs, G.Turk, B.Rosse, M.Meyer, N.Redon, Ch.Schmitt, O.Stezowski, D.Guinet, Ph.Lautesse, G.De France, S.Bhattacharyya, G.Mukherjee, F.Rejmund, M.Rejmund, H.Savajols, J.N.Scheurer, A.Astier, I.Deloncle, A.Prevost, B.M.Nyako, J.Gal, J.Molnar, J.Timar, L.Zolnai, K.Juhasz, V.F.E.Pucknell, R.Wadsworth, P.Joshi, G.La Rana, R.Moro, M.Trotta, E.Vardaci, G.Hackman, G.Ball

Phys.Scr. T125, 214 (2006)

68 - Fission fragment properties obtained in the ψ - ψ - ψ coincidence method in the reaction $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, f)$

A.Bogachev, L.Krupa, O.Dorvaux, E.Kozulin, M.Itkis, M.-G.Porquet, A.Astier, D.Curien, I.Deloncle, G.Duchene, B.J.P.Gall, F.Hanappe, F.Khalfallah, M.Rousseau, L.Stuttge, N.Redon, O.Stezowski

Eur.Phys.J. A 34, 23 (2007)

69 - New high-spin states of Ce-142(58) and Ba-140(56) from fusion-fission reactions :
Proton excitations in the N=84 isotones

T.Venkova, M. G. Porquet, I. Deloncle, P. Petkov, A. Astier, A. Prevost, F. Azaiez,
A. Bogachev, A. Buta, D. Curien, G. Dorvaux, G. Duchene, J. Durell, B. J. P. Gai,
M. Houry, F. Khalfallah, R. Lucas, M. Meyer, I. Piqueras, N. Redon, A. Roach, M.
Rousseau, O. Stezowski and C. Theisen
Eur.Phys.J. A 34, 349 (2007)

70 - Extended investigation of superdeformed bands in Tb-151, Tb-152 nuclei

J.Robin, T. Byrski, G. Duchene, F. A. Beck, D. Curien, N. Dubray, J. Dudek, A.
Gozdz, A. Odahara, N. Schunck, N. Adimi, D. E. Appelbe, P. Bednarczyk, A. Bracco,
B. Cederwall, S. Courtin, D. M. Cullen, O. Dorvaux, S. Ertueck, G. De France, B.
Gall, P. Joshi, S. L. King, A. Korichi, K. Lagergren, G. Lo Bianco, S. Leoni, A.
Lopez-Martens, S. Lunardi, B. Million, A. Nourredine, E. Pachoud, E. S. Paul, C.
Petrache, I. Piqueras, N. Redon, A. Saltarelli, J. Simpson, O. Stezowski, R.
Venturelli, J. P. Vivien and K. Zuber
Phys.Rev. C 77, 014308 (2008)