



**HAL**  
open science

# Transition de forme à haut spin dans le noyau octupolaire de thorium 223 et autres aspects méthodologiques de la spectroscopie gamma moderne

Guillaume Maquart

► **To cite this version:**

Guillaume Maquart. Transition de forme à haut spin dans le noyau octupolaire de thorium 223 et autres aspects méthodologiques de la spectroscopie gamma moderne. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSE1135 . tel-01684908

**HAL Id: tel-01684908**

**<https://theses.hal.science/tel-01684908v1>**

Submitted on 15 Jan 2018

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

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



N° d'ordre NNT : xxx

## THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

Réalisée au sein de  
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52  
École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

Spécialité de doctorat : Discipline : Physique Nucléaire

Soutenue publiquement le 17/07/2017 :  
**Maquart Guillaume**

---

# Transition de forme à haut spin dans le noyau octupolaire de thorium 223 et autres aspects méthodologiques de la spectroscopie gamma moderne.

---

Devant le jury composé de :

Michael Bender, Directeur de recherche CNRS, IPNL Lyon

Président

Sandrine Courtin, Professeure des Universités, IPHC Strasbourg

Rapporteure

Amel Korichi, Directrice de recherche CNRS, CSNSM Orsay

Rapporteure

Alain Astier, Chargé de recherche CNRS, CSNSM Orsay

Examineur

Daniel Guinet, Professeur des Universités, IPNL Lyon

Directeur de thèse

Camille Ducoin, Maître de conférence, IPNL Lyon

Co-directrice de thèse

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>12</b>
<b>I Introduction à la Physique Nucléaire</b>	<b>15</b>
<b>Partie I Dispositifs de détection <math>\gamma</math> et techniques d'analyse</b>	<b>19</b>
<b>II Dispositifs de détection <math>\gamma</math></b>	<b>21</b>
II.1 Spectroscopie $\gamma$ et généralités sur les multidétecteurs . . . . .	21
II.1.1 Rappels sur le principe de détection $\gamma$ . . . . .	23
II.1.2 Caractéristiques des détecteurs germanium . . . . .	23
II.1.2.1 Efficacité de détection . . . . .	25
II.1.2.2 Résolution en énergie . . . . .	26
II.1.2.3 Avantages du bouclier anti-Compton . . . . .	27
II.2 Dispositifs utilisés . . . . .	28
II.2.1 Comparaison EUROBALL IV - AGATA . . . . .	28
II.2.1.1 Quelques mots sur la géométrie de EUROBALL IV . . . . .	28
II.2.1.2 Quelques mots sur la géométrie d'AGATA et le "Tracking- $\gamma$ " . . . . .	28
II.2.1.3 Performances de EUROBALL IV et AGATA . . . . .	30
II.2.2 Le couplage AGATA + VAMOS++ . . . . .	32
II.2.2.1 Généralités sur le dispositif expérimental . . . . .	32
II.2.2.2 Méthode d'identification des fragments de fission . . . . .	33
<b>III Nouvelles techniques d'analyse et développement d'outils</b>	<b>37</b>
III.1 Prélude . . . . .	37
III.2 Proposition de formalisme : détermination des intensités relatives . . . . .	38
III.2.1 Motivations . . . . .	38
III.2.2 Théorie des graphes . . . . .	38
III.2.3 Intensités selon les conditions de coïncidences . . . . .	40
III.2.3.1 Définitions . . . . .	40
III.2.3.2 Intensités en simple "gate" . . . . .	41
III.2.3.3 Intensités en "double gate" . . . . .	41
III.2.4 Triple gate et généralisation du formalisme . . . . .	42
III.2.4.1 Cas d'une condition de type "où" . . . . .	43
III.2.5 Application : Mesurer des intensités inconnues . . . . .	48
III.2.5.1 Exemple de méthode traditionnelle . . . . .	48
III.2.5.2 Nouvelle méthode . . . . .	49
III.3 Développement du logiciel Cubix . . . . .	52
III.3.1 Motivations et besoins . . . . .	52
III.3.2 Description des fonctionnalités générales . . . . .	52
III.3.3 Focus sur . . . . .	53
III.3.3.1 Le gain de temps grâce à la connexion avec la base de données ENSDF . . . . .	53
III.3.3.2 Le "Coincidence Finder" . . . . .	54

III.3.3.3 Les ‘‘Gates au click’’ . . . . .	55
III.4 Conclusion des Chapitres II et III . . . . .	56
<b>IV Spectroscopie des noyaux exotiques <math>^{79,81}\text{Ga}</math> avec le logiciel CUBIX</b>	<b>57</b>
IV.1 Introduction . . . . .	57
IV.2 L’expérience $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$ . . . . .	58
IV.3 Spectroscopie des noyaux de $^{79,81}\text{Ga}$ . . . . .	58
IV.3.1 Discrimination des contaminants . . . . .	58
IV.3.2 Résultats obtenus pour les isotopes de $^{79,81}\text{Ga}$ . . . . .	60
IV.4 Perspectives d’interprétation . . . . .	61
IV.4.1 Contexte dans la région du $^{78}\text{Ni}$ . . . . .	61
IV.4.2 Discussion des résultats . . . . .	63
IV.5 Conclusion du Chapitre IV . . . . .	65
<b>Partie II Collectivité octupolaire et changement de forme à haut spin</b>	<b>67</b>
<b>V Eléments théoriques et collectivité octupolaire</b>	<b>69</b>
V.1 Les modèles du noyau . . . . .	69
V.1.1 Modèle de la goutte liquide . . . . .	69
V.1.2 Du moment cinétique classique au modèle quantique du rotateur rigide . . . . .	70
V.1.2.1 Théorème du moment cinétique en mécanique classique . . . . .	70
V.1.2.2 Modèle quantique du rotateur rigide . . . . .	72
V.1.2.3 Approximation du couplage fort . . . . .	74
V.1.2.4 Approximation du couplage faible . . . . .	75
V.1.2.5 Énergies individuelles et rotation : modèle rotor+particule . . . . .	76
V.1.2.6 La rotation nucléaire : paramétrisation de la forme des noyaux . . . . .	79
V.1.2.7 Mélange des orbitales . . . . .	82
V.1.2.8 Moments d’inertie . . . . .	83
V.1.3 Probabilités de transition réduites et moments multipolaires . . . . .	85
V.2 Des noyaux étonnants en forme de poire . . . . .	87
V.2.1 Physique moléculaire et octupolarité . . . . .	87
V.2.2 Collectivité octupolaire en physique nucléaire . . . . .	89
V.2.2.1 Symétries . . . . .	89
V.2.2.2 Bandes rotationnelles de parité alternée dans les noyaux . . . . .	91
V.2.2.3 Les différents comportements : notion de corrélation octupolaire . . . . .	93
V.2.3 Modèles récents . . . . .	100
<b>VI Transition de forme quadrupolaire-octupolaire</b>	<b>105</b>
VI.1 Prélude . . . . .	105
VI.2 Fusion-évaporation et spectroscopie $\gamma$ . . . . .	106
VI.2.1 Deux expériences de fusion-évaporation . . . . .	106
VI.2.2 Spectroscopie $\gamma$ avec EUROBALL IV : résultats sur le noyau de $^{223}\text{Th}$ . . . . .	110
VI.2.2.1 Conditions expérimentales et analyse de données . . . . .	110
VI.2.2.2 Résultats sur le noyau de $^{223}\text{Th}$ . . . . .	112
VI.3 Collectivité octupolaire dans les isotopes de Thorium . . . . .	122
VI.4 Nouveaux aspects sur la structure du noyau de $^{223}\text{Th}$ . . . . .	129
VI.4.1 Structure non yrast de $^{223}\text{Th}$ : particularité des bandes $K = 1/2$ . . . . .	129
VI.4.2 Caractérisation octupolaire des différentes séquences . . . . .	131
VI.4.2.1 Rapport de fréquence $\omega^-(I)/\omega^+(I)$ des états de parité alternée . . . . .	131
VI.4.2.2 Décalage en énergie $\delta E$ des états de parité alternée . . . . .	131
VI.4.3 Phénomène de backbending et transition de forme . . . . .	133
VI.4.3.1 Introduction au phénomène de backbending . . . . .	133
VI.4.3.2 Transitions de forme et backbending dans les noyaux octupolaires . . . . .	135

VI.4.3.3	Prédiction théoriques concernant le $^{222}\text{Th}$ . . . . .	137
VI.4.3.4	Interprétation des nouvelles observations concernant le noyau de $^{223}\text{Th}$ . . . . .	141
VI.5	Perspectives de mesure de déformation . . . . .	143
VI.6	Conclusion de cette Partie . . . . .	148
<b>Conclusion et perspectives de ce manuscrit</b>		<b>148</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>150</b>

# Table des figures

II.1	<i>Sensibilité de détection expérimentale (inverse de l'intensité <math>\gamma</math> observée) en fonction du spin pour le noyau de <math>^{158}\text{Er}</math>. On voit la progression des techniques de détection <math>\gamma</math> et notamment la zone accessible pour les détecteurs de nouvelle génération tels que AGATA et GRETA [RS03]. . . . .</i>	22
II.2	<i>Efficacité photopic pour le multidétecteur AGATA dans sa configuration complète (rouge) et EUROBALL IV (bleu). Pour AGATA, les données simulés proviennent de <math>[A^+ 12]</math> tandis que pour EUROBALL IV, les points sont issus de données expérimentales. . . . .</i>	22
II.3	<i>Section efficace des interactions photon-matière pour le germanium en fonction de l'énergie du photon incident (a) et schéma des trois interactions majeures avec la matière : (b) effet photoélectrique, (c) effet Compton et (d) création de paires [Van10] . . . . .</i>	24
II.4	<i>Efficacité relative des trois couronnes de JUROGAMM II. . . . .</i>	25
II.5	<i>Amélioration du rapport Pic/Total suite à l'ajout d'enceintes anti-Compton. . . . .</i>	27
II.6	<i>Répartition angulaire des couronnes de EUROBALL IV. . . . .</i>	28
II.7	<i>(Gauche) : cristal unique qui compose le multidétecteur AGATA. Chaque cristal est segmenté en 6 tranches, elles-mêmes sous-segmentées en 6 secteurs. (Droite) : configuration définitive avec 180 cristaux de forme hexagonale <math>[A^+ 12]</math>. . . . .</i>	29
II.8	<i>Nombre de cristaux constituant AGATA en fonction de ses différents voyages en Europe. . . . .</i>	29
II.9	<i>Comparaison des performances de différents multidétecteurs. . . . .</i>	30
II.10	<i>(Gauche) : Multidétecteur AGATA (démonstrateur de 5 triple-clusters) dans sa configuration à Legnaro en Italie <math>[A^+ 12]</math>. (Droite) : Multidétecteur EUROBALL IV composé de 239 détecteurs Germanium à la fin de son exploitation à Strasbourg [Sim16] . . . . .</i>	31
II.11	<i>Multidétecteur AGATA (démonstrateur de 32 cristaux) dans sa configuration au GANIL fin 2016. . . . .</i>	31
II.12	<i>Vue globale du dispositif expérimental utilisé pour l'expérience dédiée à la mesure des niveaux d'excitations dans les noyaux de <math>^{82}\text{Ge}</math> et de <math>^{80}\text{Zn}</math>. Ce dispositif, réalisé au GANIL en 2015 couple AGATA (démonstrateur de 32 cristaux) et VAMOS++. . . . .</i>	32
II.13	<i>Représentation des différents détecteurs au plan focal de VAMOS. Dans l'expérience dont nous parlerons dans ce manuscrit, le mur de silicium a été remplacé par une chambre à ionisation supplémentaire. Figure issue de [R+11]. . . . .</i>	33
II.14	<i>Exemple de détermination du numéro atomique d'un ion à l'aide de la corrélation <math>\Delta E - E</math>. . . . .</i>	35
II.15	<i>Principe de reconstruction du numéro atomique (Z), de la masse (M) et de l'état de charge (Q) à partir des différentes mesures effectuées dans VAMOS. . . . .</i>	35
III.1	<i>Schéma de niveaux : graphe dans l'espace des niveaux ou les niveaux <math>N_i</math> sont les sommets et les transitions <math>T_i</math> sont les arêtes. Les nombres sans unité indiquent l'intensité relative, les nombres suivit de % indiquent la valeur du feeding pour chaque état. . . . .</i>	39
III.2	<i>Schéma de transitions : graphe dans l'espace des transitions, où les transitions <math>T_i</math> sont les sommets et les niveaux <math>N_i</math>, les arêtes. . . . .</i>	39
III.3	<i>Schéma de niveaux test. . . . .</i>	41

III.4	<i>Intensités relatives présentes dans le schéma de niveau test.</i> . . . . .	41
III.5	<i>Le sens choisi pour représenter la relation a pour but d'illustrer comment les combinaisons exclusives (contenant au moins une exclusion <math>\bar{x}</math>) peuvent être réexprimées en termes de combinaisons positives, qui n'en contiennent pas.</i> . . . . .	43
III.6	<i>Comparaison simulations/calculs en simple gate.</i> . . . . .	48
III.7	<i>Comparaison simulations/calculs en double et triple gate. Le décalage apparent entre calculs et simulations dans le spectre double gate est due à la présence du doublet à 300 keV.</i> . . . . .	48
III.8	<i>Simulation : Gate 407.588</i> . . . . .	49
III.9	<i>Processus de placement d'une nouvelle transition</i> . . . . .	51
III.10	<i>Carte des noyaux interactive présente dans l'interface graphique de Cubix. Exemple donné pour une expérience de fusion-fission.</i> . . . . .	53
III.11	<i>Fenêtre de construction des spectres interactive dans Cubix.</i> . . . . .	54
III.12	<i>URL des différentes vidéos expliquant l'utilisation du logiciel Cubix.</i> . . . . .	54
III.13	<i>Principe de fonctionnement des bases de données dans Cubix.</i> . . . . .	55
III.14	<i>Interface graphique du "Coincidence Finder". Exemple donné pour une recherche de coïncidence 700/500 keV.</i> . . . . .	55
IV.1	<i>Distributions en Z (pour <math>M=81</math>) et en M (pour <math>Z=31</math>) obtenues après identification des fragments dans VAMOS++ [<math>M^+ 17a</math>].</i> . . . . .	59
IV.2	<i>Spectres conditionnés sur les fragments de <math>^{81}\text{Ga}</math>. L'intégrale de chaque spectre a été normalisée à 1. Bleu : facteurs de qualité restrictifs <math>Z_{ID} = 0.3</math> et <math>M_{ID} = 0.3</math>. Rouge : facteurs de qualité extensifs <math>Z_{ID} = 0.5</math> et <math>M_{ID} = 0.5</math> [<math>M^+ 17a</math>].</i> . . . . .	59
IV.3	<i>Proportion des différents contaminants dans le spectre de chaque noyau. Données calculées avec des facteurs de qualité extensifs <math>Z_{ID} = 0.5</math> et <math>M_{ID} = 0.5</math>. Le nombre d'évènements par noyau est indiqué en bas de chaque case.</i> . . . . .	60
IV.4	<i>Spectre conditionné en charge et en masse sur le noyau de <math>^{79}\text{Ga}</math>. Les transitions en noir sont connues par décroissance <math>\beta</math> [EFH<sup>+</sup> 86], les transitions en bleu ne sont pas encore placées.</i> . . . . .	60
IV.5	<i>Spectre conditionné en charge et en masse sur le noyau de <math>^{81}\text{Ga}</math>. La transition en noir est connue par décroissance <math>\beta</math> [VIB<sup>+</sup> 07, PMG<sup>+</sup> 10], les transitions en bleu sont nouvelles [<math>M^+ 17a</math>].</i> . . . . .	60
IV.6	<i>Schéma de niveaux proposé pour le noyau de <math>^{81}\text{Ga}</math> et comparé avec les niveaux issus d'un calcul de type modèle en couche [<math>S^+ 12</math>].</i> . . . . .	61
IV.7	<i>Evolution des orbitales protons au cours du remplissage de l'orbitale neutron <math>\nu 1g_{9/2}</math>. Le gap <math>Z = 28</math> est réduit à mesure que l'on s'approche de la drip-line neutron.</i> . . . . .	62
IV.8	<i>Systématique des états de parité négative pour les chaînes isotopique des noyaux de gallium, d'arsenic et de brome. Le schéma de niveaux pour le noyau <math>^{81}\text{Ga}</math> (<math>N = 50</math>) est issu de ce travail.</i> . . . . .	63
IV.9	<i>(Rouge) configurations proton pour les noyaux de <math>^{81}\text{Ga}</math> et <math>^{83}\text{As}</math> permettant d'obtenir un spin maximum dans l'espace de valence (<math>\pi f_{5/2}\pi p_{3/2}</math>). (Bleu) première configuration neutron pour une excitation type <math>(1p - 1h)</math> à travers le gap <math>N = 50</math>.</i> . . . . .	64
V.1	<i>Représentation d'un rotateur rigide par deux masses en rotation autour de l'axe <math>e_z</math>.</i> . . . . .	70
V.2	<i>Représentation schématique d'un noyau impair à symétrie axiale en rotation autour de l'axe <math>x</math>. <math>\vec{I}</math> est le vecteur moment angulaire total (bleu), <math>\vec{R}</math> est le moment angulaire du cœur (rouge) et <math>\vec{j}</math> la contribution de la particule célibataire (vert). On notera <math>K</math> la projection du moment angulaire du dernier nucléon sur l'axe de symétrie.</i> . . . . .	73
V.3	<i>Schémas de niveaux caractéristiques correspondant au cas <math>K = 0</math>, <math>K &gt; 1/2</math> et <math>K = 1/2</math> dans le cadre de la déformation quadrupolaire. La couleur orange dans le cas <math>K = 1/2</math> est utilisée pour mettre en évidence le décalage en énergie. Figure extraite et légèrement adaptée de Ch. Theisen [The02].</i> . . . . .	75

V.4	<i>Illustration des deux modes extrêmes de couplage entre le nucléon de valence et la rotation du cœur. Couplage fort à gauche et couplage faible à droite. . . . .</i>	76
V.5	<i>Gauche : Potentiel de l'oscillateur harmonique ainsi que les termes additionnels de spin-orbite et d'effets de bords. Droite : couches nucléaires, dégénérescences et nombres magiques associés à l'Hamiltonien V.27. Figure issue de [Duc16] . . . .</i>	78
V.6	<i>Premières harmoniques sphériques jusqu'à <math>l = 4</math>. Les parties en rouge correspondent aux valeurs négatives de l'harmonique, celles en vert aux valeurs positives. Les harmoniques avec <math>m &lt; 0</math> ne sont pas tracées car elles sont symétriques par rotation de <math>90^\circ</math> et par rapport à <math>m = 0</math>. . . . .</i>	80
V.7	<i>Premières formes associées aux harmoniques sphériques de la Figure V.6. La forme de poire est obtenue par superposition d'une déformation <math>\beta_2 &gt; 0</math> et <math>\beta_3 \neq 0</math>. . . . .</i>	81
V.8	<i>Forme <math>\beta = 1</math> et <math>\gamma = 30^\circ</math>. . . . .</i>	81
V.9	<i>Forme <math>\beta = 1</math> et <math>\gamma = 60^\circ</math>. . . . .</i>	81
V.10	<i>Forme paramétrisée de la poire (<math>\beta_2 = \beta_3 = 0.15</math>). . . . .</i>	82
V.11	<i>Gauche : Mélange des fonctions d'onde des états dû à une interaction non-nulle entre les niveaux [Duc16]. Droite : évolution d'états individuels en fonction d'un paramètre de structure <math>\zeta</math>. . . . .</i>	83
V.12	<i>Représentation de la molécule de chlorure d'hydrogène. La dimension des sphères est représentative du nombre de nucléons de chaque noyau. Pour chaque noyau la charge partielle <math>\delta^\pm</math> est indiquée. . . . .</i>	88
V.13	<i>Schéma de décroissance représentatif de la molécule de chlorure d'hydrogène. Des transitions E1 inter-bandes de forte intensité ainsi que des transitions E2 intra-bandes sont attendues. Données spectroscopiques de [LB74]. . . . .</i>	88
V.14	<i>Représentation schématique de la contribution d'une harmonique sphérique <math>Y_0^3</math> à la forme du noyau. Les zones où les valeurs de l'harmonique sont négatives (positives) sont données en vert (rouge). La forme résultante est une forme octupolaire pure (<math>\beta_i = 0</math> si <math>i \neq 3</math>, <math>\beta_3 = 0.4</math>). . . . .</i>	89
V.15	<i>Centre : carte des noyaux. Sont représentés par des lignes rouges, les noyaux pour lesquels on attend les plus grandes corrélations octupolaires. Les carrés en noir sont les noyaux stables qui forment la vallée de stabilité. Les autres noyaux sont radioactifs et leurs modes de décroissance sont donnés en légende. Haut gauche : niveaux d'énergie du modèle en couche sphérique, les couplages d'orbitales (<math>\Delta l = \Delta j = 3</math>) favorisant l'apparition de la déformation octupolaire sont indiqués. . . .</i>	90
V.16	<i>Récapitulatif des opérations de symétries pour une distribution de densité en rotation autour de l'axe <math>z</math> dans le cadre de : (ligne 1) symétrie quadrupolaire, (lignes 2-4) noyau asymétrique par réflexion. Les colonnes 1-3 résument la valeur des opérations de symétrie : 1 pour identique et D pour Différent. Si une opération de symétrie est équivalente à une des trois symétries testées, elle sera indiquée à la place de "1" ou "D". La colonne 4 donne le spin parité <math>I^\pi</math> des états attendus pour chaque symétrie. . . . .</i>	91
V.17	<i>Symétries discrètes de la distribution de densité d'un noyau contenant deux plans de symétrie (noyau asymétrique par réflexion). La figure illustre la réorientation de la distribution de densité du noyau après les opérations de symétries : <math>\mathcal{R}_z(\pi)</math> ; <math>\mathcal{P}</math> ; <math>\mathcal{T}\mathcal{R}_y(\pi)</math>. La structure des bandes rotationnelles correspondant à chaque symétrie est donnée à droite. Figure extraite de S. Frauendorf [Fra01]. . . . .</i>	91
V.18	<i>Levées successives de dégénérescence suite aux différents effets pris en compte dans la modélisation du noyau (explications dans le texte). . . . .</i>	93
V.19	<i>Haut : surfaces d'énergie potentielle calculées dans le plan <math>\beta_3 - \beta_2</math> pour les isotopes <math>^{220,224,228}\text{Th}</math>. Bas : densité de probabilité pour la localisation de la fonction d'onde [L<sup>+</sup>13]. . . . .</i>	94
V.20	<i>Gauche : déformation <math>\beta_3</math> calculée à l'équilibre (minimum d'énergie potentielle). Droite : quantité <math>\Delta E^{\text{oct}}</math>. Les résultats des calculs théoriques sont donnés pour les isotopes de thorium et plusieurs modèles sont comparés. Voir [AAR16] pour plus de détails sur les modèles utilisés. . . . .</i>	95

V.21	Carte des noyaux pour lesquels il est prédit une déformation octupolaire [AAR16]. Seuls les noyaux pour lesquels $\Delta E^{\text{oct}}$ est non nul sont représentés par des carrés. La couleur des carrés représente la valeur de $\Delta E^{\text{oct}}$ . Ces résultats ont été obtenus en champ moyen relativiste avec une paramétrisation NL3* (voir [AAR16] pour plus de détails). La ligne en bleu pointillé symbolise la limite des noyaux les plus exotiques de la carte des noyaux, c'est à dire pour ceux dont le dernier nucléon ne serait pas lié. . . . .	95
V.22	Effet des corrélations octupolaires sur le schéma de niveaux d'un noyau pair-pair. Gauche : Forme du potentiel nucléaire dans le plan $(\beta_2, \beta_3)$ pour un noyau déformé octupolaire statique (static octupole) et un noyau à vibration octupolaire (soft octupole). Droite : schémas de niveaux caractéristiques dans les noyaux de masse paire. . . . .	96
V.23	Effet des corrélations octupolaires sur le schéma de niveaux d'un noyau impair. Gauche : Forme du potentiel nucléaire dans le plan $(\beta_2, \beta_3)$ pour un noyau déformé octupolaire statique (static octupole) et un noyau à vibration octupolaire (soft octupole). Droite : schémas de niveaux caractéristiques dans les noyaux de masse impaire. . . . .	97
V.24	Carte des déformations dans la région des Actinides (incluant $Z = 86 - 88$ dans cette définition). Les déformations quasi-sphériques, quadrupolaires et octupolaires sont indiquées pour chaque noyau pair-pair, dans leurs états fondamentaux [AAR16][L <sup>+</sup> 16]. Les noyaux représentés par un carré bicolore sont ceux pour lesquels il est prédit un second minimum d'énergie potentielle pour $\beta_3$ non nul ou pour lesquels la déformation suivant $\beta_3$ est dite "molle". Les carrés noirs mettent en évidence les noyaux où l'on a découvert une bande de parité alternée. Le label "HI" indique les noyaux étudiés à haut spin par des réactions d'ions lourds. . . . .	99
V.25	(a) Splitting $\delta E$ entre états de parité opposée dans la séquence yrast du noyau de $^{220}\text{Ra}$ . (b) Moment angulaire en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega(I) = (E(I) - E(I - 2))/2$ pour les bandes de parité négative et positive. Figure issue de [Fra08]. . . . .	100
V.26	Graphique de la différence de la composante moment angulaire sur l'axe de rotation du cœur, $\Delta i_x = i_x^- - i_x^+$ en fonction de la fréquence de rotation pour les isotopes de Radon [But16]. . . . .	101
V.27	Energie des orbitales relatives au niveau de Fermi en fonction de la fréquence de rotation. (c) Comme le panel (a) en tenant compte des anharmonicités. Figure issue de [Fra08]. . . . .	102
V.28	Représentation d'une onde octupolaire (harmonique sphérique $Y_3^3$ sur le panel (a)) se déplaçant à la surface d'un noyau à déformation quadrupolaire. Panel (b) et (c) : résultat issu de la combinaison de l'onde de surface se déplaçant sur le noyau quadrupolaire. Figure issue de [Fra08]. . . . .	102
VI.1	Potentiel moyen effectif du système $^{40}\text{Ar} + ^{109}\text{Ag}$ . À partir d'un certain moment angulaire transféré $l_{\text{crit}}$ , le potentiel ne contient plus de poche attractive. Figure adaptée de [Val89]. . . . .	106
VI.2	Représentation schématique de la décroissance du noyau composé. Le noyau perd d'abord de l'énergie en évaporant trois neutrons ( $\simeq 10$ MeV par neutron) qui emportent chacun une partie du moment angulaire. Il arrive ensuite au seuil d'évaporation et la désexcitation continue via l'émission de photons $\gamma$ d'énergie continue puis discrète. Figure traduite et adaptée de [Gre99] . . . . .	108
VI.3	Estimation de la production des isotopes de Thorium par voie de fusion-évaporation dans l'expérience JUROGAM II avec le projectile $^{16}\text{O}$ (cyan) et $^{18}\text{O}$ (bleu foncé). . . . .	109
VI.4	Spectres en coïncidence avec les transitions 237.8 keV et 365.5 keV du noyau de $^{223}\text{Th}$ . Haut : spectre déterminé à partir du jeu de données JUROGAM II. Bas : spectre déterminé avec le jeu de données EUROBALL IV [MAD <sup>+</sup> 17]. . . . .	111

- VI.5 Schéma de niveaux du noyau de  $^{223}\text{Th}$  déterminé par M. Dahlinger en 1988 [DKH<sup>+</sup> 88]. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité totale des transitions normalisée par rapport à la transition 124.1 keV. La partie noire des flèches est représentative de la pure intensité  $\gamma$  tandis que la largeur de la partie blanche est proportionnelle au coefficient de conversion. . . . . 119
- VI.6 Spectres triplement conditionnés représentatifs des transitions à haut spin observées dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Les conditions de coïncidence sont indiquées en haut de chaque spectre. Par exemple le spectre (a) montre les transitions  $\gamma$  en coïncidence avec le jeu de transitions suivante : 157.2 keV et 181.3 keV et (191.1 ou 213.1) keV. Les transitions présentes dans les séquences 1a et 1b sont indiquées en couleur rouge ; les séquences 2a et 2b sont en vert et enfin les nouvelles séquences 3a et 3b en bleu. La présence de transitions de bandes différentes dans chaque spectre s'explique par l'existence de transitions M1 inter-simplex.[MAC<sup>+</sup> 17] . . . . . 120
- VI.7 Schéma de niveaux déterminé par spectroscopie  $\gamma$  par la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 3n)^{223}\text{Th}$ . La largeur des flèches représente l'intensité des transitions. Les nouvelles transitions observées dans ce travail sont colorées en rouge. Les deux principales bandes de parité alternée sont distinguées en quatre séquences labellées 1a, 1b pour la bande simplex  $s = -i$  et 2a, 2b pour la bande de simplex  $s = +i$  (chaque séquence à une parité fixée). Pour la structure non-yrast, la notation est similaire, les séquences sont labellées 3a et 3b. La parité et le spin insiqué pour les états de ce schéma sont basés sur l'hypothèse d'un état fondamental de spin-parité  $\frac{5}{2}^+$ . Chacune des deux bandes principales contiennent des transitions E1 inter-séquences et des transitions E2 intra-séquence. Des transitions M1 intenses relient les deux bandes principales mais ne sont pas représentées car elles n'ont pas pu être identifiées par spectroscopie  $\gamma$  [MAC<sup>+</sup> 17]. . . . . 121
- VI.8 Surfaces d'énergie potentielle pour les isotopes de thorium dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$ . La pastille blanche indique le minimum d'énergie absolue. L'écart entre les lignes équipotentielles est de 0.5 MeV. Les modèles utilisés dans ces calculs sont décrits dans [AAR16]. . . . . 122
- VI.9 Spin en fonction de la fréquence de rotation pour les séquences yrast des isotopes pair-pair  $^{220,220,224}\text{Th}$  ainsi que leurs isotones de radium respectifs. Les états de parité négative et de parité positive son représentés par des symboles pleins et vides respectivement. Les données pour les noyaux de  $^{218,220}\text{Ra}$  sont tronquées à partir du spin 25. Figure issue de [RJF<sup>+</sup> 14] et surfaces potentielles de [AAR16]. . . . . 124
- VI.10 Représentation schématique de l'effet d'appariement dans les noyaux pairs, et de l'effet de "blocking" dû au nucléon célibataire occupant une orbitale de valence. Figure adaptée de [Duc16]. . . . . 125
- VI.11 Surfaces d'énergie potentielle pour le noyau de  $^{224}\text{Th}$  dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$  pour différentes valeurs du facteur  $f$  représentant l'intensité de la force de pairing. La force de pairing défavorise la déformation octupolaire [AAR16]. . . . . 126
- VI.12 Impact du facteur d'échelle  $f$  sur le gain énergie de liason due à la déformation octupolaire  $|\Delta E_{\text{oct}}|$  [AAR16]. . . . . 126
- VI.13 Tableau récapitulatif des déformations  $(\beta_2, \beta_3)$  et  $|\Delta E_{\text{oct}}|$  dans la chaîne isotopique des thorium d'après les données extraites de [AAR16] (A pair) et [CN91] (A impair). 126
- VI.14 Spin  $I_i$  en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega$  pour les séquences yrast des isotones  $^{221}\text{Th}$  et  $^{219}\text{Ra}$  [(a) et (b)] et pour les isotones  $^{223}\text{Th}$  et  $^{221}\text{Ra}$  [(c) et (d)]. Les états de parité positive et de parité négative sont représentés par des symboles respectivement vides et pleins. Pour les noyaux de  $^{223}\text{Th}$  et  $^{221}\text{Ra}$ , les spins des bandes rotationnelles de simplex  $s = +i$  sont représentés avec un offset de 2 pour plus de clareté. L'absence de la bande de simplex  $+i$  dans  $^{221}\text{Th}$  et  $^{219}\text{Ra}$  est discutée dans le texte. Les nouvelles mesures effectuées sur le noyau de  $^{223}\text{Th}$  ne sont pas représentées ici. Figure issue de [RJF<sup>+</sup> 14]. . . . . 127

VI.15	Moments d'inertie cinématiques pour plusieurs isotopes de thorium et de radon. Les noyaux de $^{221,223}\text{Th}$ sont les seuls dans la région des actinides légers à présenter un backbending dans leur moment d'inertie (en omettant le comportement irrégulier des noyaux de $^{218}\text{Ra}$ et $^{220}\text{Th}$ , à symétrie sphérique; voir Figure VI.9). Données expérimentales issues de [DKH <sup>+</sup> 88]/[THD <sup>+</sup> 13] ( $^{221}\text{Th}$ ), [WDL <sup>+</sup> 83]/[SCS <sup>+</sup> 95] ( $^{222}\text{Th}$ ), [SEH <sup>+</sup> 86] ( $^{224}\text{Th}$ ), [HTB <sup>+</sup> 90] ( $^{225}\text{Th}$ ), [SCS <sup>+</sup> 95] ( $^{220}\text{Ra}$ ), [JNMR <sup>+</sup> 91] ( $^{221}\text{Ra}$ ), [CHA <sup>+</sup> 99] ( $^{222}\text{Ra}$ ). . . . .	128
VI.16	Systématiques des énergies relatives $E_{rel} = E(s = +i) - E(s = -i)$ pour les isotopes impairs $^{219-225}\text{Th}$ ainsi que deux de leurs isotones, $^{219,221}\text{Ra}$ . Carrés : séquences associées en doublets de parité. Triangles : séquences basées sur une configuration $K = 1/2$ . Seules les bandes fondamentales des noyaux de $^{221}\text{Th}$ et $^{219}\text{Ra}$ sont identifiées comme étant des structures $K = 1/2$ . . . . .	130
VI.17	Graphique de $\omega(\pi = -)/\omega(\pi = +)$ en fonction du spin pour les trois bandes du $^{223}\text{Th}$ et pour la séquence yrast du noyau de $^{224}\text{Th}$ . Le rapport de ces deux fréquences doit être égal à un pour des rotors rigides asymétriques par réflexion [MAC <sup>+</sup> 17]. La courbe associée à la vibration octupolaire est également indiquée. . . . .	132
VI.18	Haut : splitting $\delta E = E^- - E_{Int}^-$ entre les états de parité positive et négative appartenant au même simplex en fonction du spin pour la série isotopique du thorium [MAC <sup>+</sup> 17]. Bas : splitting en fonction du spin relatif $I - I_0$ . . . . .	134
VI.19	Représentation schématique du croisement entre deux bandes ( $g$ -band=bande fondamentale et $e$ -band= bande excitée) dans le plan moment angulaire / fréquence de rotation. . . . .	135
VI.20	Représentation schématique du croisement entre deux bandes ( $g$ -band=bande fondamentale et $e$ -band= bande excitée) dans le plan énergie d'excitation / moment angulaire. . . . .	135
VI.21	Moment d'inertie cinématique pour les quatres bandes yrast dans le noyau de $^{223}\text{Th}$ [MAC <sup>+</sup> 17]. Les cercles et triangles représentent les séquences de simplex $s = +i$ et $s = -i$ respectivement. A haut spin, un backbending ainsi qu'un upbending surviennent à une fréquence d'environ $\hbar\omega = 0.23$ MeV, pour les bandes appartenant au même simplex $s = +i$ . . . . .	138
VI.22	Contribution des neutrons (rouge) et des protons (vert) au moment d'inertie cinématique $J^{(1)}$ du noyau en fonction de la fréquence de rotation $\Omega_x$ . Le pairing est traité avec la force Gogny D1S. Pour les détails des calculs, voir [AA13]. . . . .	139
VI.23	Scénario de l'alignement successif dans les bandes du noyau de $^{150}\text{Sm}$ . L'alignement successif d'une paire de neutrons et de protons cause la terminaison de la bande octupolaire [UBN01]. . . . .	139
VI.24	Surfaces d'énergie potentielle dans le plan $(\beta_2, \beta_3)$ pour le noyau de $^{150}\text{Sm}$ et pour trois fréquences de rotation $\hbar\omega = 0, 0.25$ et $0.50$ MeV. Figure extraite de [NT92]. . . . .	139
VI.25	Moment angulaire $I_x$ pour plusieurs configurations dans le noyau de $^{222}\text{Th}$ en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$ . La ligne yrast est représentée en pointillés. La bande octupolaire est (ligne noire épaisse, labellée "g-band") reste yrast jusqu'à $I = 24\hbar$ puis un backbending est prédit à partir de $I \geq 24\hbar$ dû au croisement avec une bande quadrupolaire pure (labellée "e-band") de quatre quasiparticules alignées [NLD87]. Les points noirs sont les données expérimentales du noyau de $^{222}\text{Th}$ . . . . .	140
VI.26	Moment angulaire $I_x$ en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$ pour les quatre séquences dans le noyau de $^{223}\text{Th}$ . La fréquence critique $\omega_c$ pour laquelle le backbending dans le cœur de $^{222}\text{Th}$ est prédit est représentée par la ligne en pointillés verticale. La ligne en pointillés horizontale représente le spin à partir duquel la ligne yrast passe sur la bande quadrupolaire. . . . .	141
VI.27	Récapitulatif des déformations calculées pour l'état fondamental des isotopes de thorium. Le label "HI" indique que le noyau a été étudié par des réactions d'ions lourds et le label "Alternating parity bands" informe de la présence de bande de parité alternée. Pour plus de détails, voir Section V.2.2.3 Figure V.24. . . . .	143

VI.28	Probabilités de transition réduites $B(E3)$ en fonction du nombre de masse pour les noyaux de Rn, Ra, Th, U et Pu. Calculs du type Gogny-HFB. Figure adaptée de [But16]. . . . .	144
VI.29	[KHA <sup>+</sup> 05] . . . . .	144
VI.30	[B <sup>+</sup> 85] . . . . .	144
VI.31	Section efficace des produits de fusion-évaporation dans la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{222}\text{Th}^* \rightarrow ^{217,218}\text{Th} + \langle 5 - 4 \rangle n$ . Simulation issue du code ALICE. . . . .	147



# Remerciements

La plupart des lecteurs me diront que ce manuscrit représente l'aboutissement de 3 ans de travail et, qui plus est, l'aboutissement de 8 ans d'étude. Je leur dirai seulement que je n'ai pas ressenti le côté "travail" de la thèse. La physique nucléaire est pour moi un hobby (il faudra d'ailleurs que j'en trouve un autre après la thèse sinon je vais m'ennuyer... microbrasserie?), une passion, au même titre qu'on peut aimer bricoler ou faire du sport. Il fût donc assez facile de trouver la motivation de se lever chaque matin et je sais combien j'ai de la chance d'aimer mon travail. J'espère que cette motivation se ressentira tout au long de ce manuscrit et elle n'aurait, évidemment, pas été aussi grande sans le soutien quotidien des personnes que je vais remercier dans les lignes qui suivent.

Mes premiers remerciements iront naturellement à mes deux directeurs de thèse, Camille et Daniel. C'est avec vous que j'ai découvert et appris à aimer la physique nucléaire (en M1 avec Daniel et M2 avec Camille). Et c'est aussi grâce à vous que je présente ma thèse aujourd'hui! J'espère que vous m'avez supporté durant ces trois ans et que je ne vous ai pas trop donné de fil à retordre. Je sais que je suis souvent un peu "pressé" et en décalage par rapport aux autres mais qu'importe, tout s'est remarquablement passé!

Daniel : Le problème que tu pose à tous tes doctorants (celui sur les intensités) est maintenant résolu, il faudra en trouver un autre!

Camille : C'est le premier doctorant que tu encadre (du moins officiellement). C'est une réussite! Les prochains aurons de la chance de t'avoir en tant que Co-directrice!

Je remercie tout particulièrement Olivier qui m'a énormément appris. Tu as toujours été disponible pour discuter en profondeur les sujets de ma thèse. Cela a notamment permis l'aboutissement des travaux sur les noyaux de  $^{223}\text{Th}$  et  $^{81}\text{Ga}$ . Que cette thèse soit un hommage à l'enseignement que tu as su me dispenser pendant ces trois années. Je garderais aussi en souvenir les courses qu'on a pu faire ensemble et Marvejols-Mende!

Je remercie énormément Jérémie. Tu m'as aussi beaucoup appris, notamment lors de l'élaboration du logiciel CUBIX. Je pense que nous avons formé une sacrée équipe. Bonne chance à toi avec ton nouveau poste et garde bien mon nounours porte bonheur de la physique!

Je remercie sans compter Alain Astier. Sans toi la longue histoire qui commence par " $^{212}\text{Po}$ " et qui continue par " $^{223}\text{Th}$ " n'aurait jamais commencée.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Michael Bender pour l'intérêt tout particulier qu'il a porté à mon travail de thèse et d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Mesdames Amel Korichi et Sandrine Courtin pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je remercie également Nadine pour la bonne humeur qu'elle apporte dans le groupe Matière Nucléaire.

Je repense aussi à tous les bons moments passés avec Iulia et Clément. Toujours pleins de gaieté, j'ai aimé travailler en votre compagnie.

Il me paraît également impossible de ne pas remercier Sylvie Flores et Dany Davesne qui ont permis que ce travail de thèse se déroule dans de bonnes conditions.

Je tiens également à remercier William Tromeur, Cyrille Guerin et Yannick Zoccarato pour leur bonne humeur quotidienne.

Pour finir, j'adresse un très grand remerciement à toute ma famille et en particulier, à mes parents, qui m'ont donné les moyens d'aller aussi loin. Je remercie également tous mes amis qui ont su être à l'écoute durant ces trois années.

Je dédie cette thèse à toi, ma libellule, et te remercie pour l'immense soutien que tu m'apportes depuis plus de 7 ans.

# Chapitre I

## Introduction à la Physique Nucléaire

Avant d'explorer un peu plus en détail le contenu de ce manuscrit, je vous invite à parcourir cette introduction générale, qui est l'occasion de présenter très brièvement la physique nucléaire. Nous en profiterons également pour exposer les principales parties de ce manuscrit.

Dans le développement qui va suivre, nous allons revoir certaines caractéristiques de la matière dans sa structure subatomique. La physique nucléaire s'intéresse aux propriétés du noyau atomique et se déploie en de multiples champs d'étude, que l'on peut séparer en deux grands axes :

(i) Physique nucléaire appliquée (production d'énergie, médecine nucléaire...);

(ii) Physique nucléaire fondamentale, dont le but premier est la connaissance des phénomènes physiques à l'oeuvre dans les noyaux atomiques. Ces recherches ne sont pas forcément menées dans un but utilitaire. Il est cependant connu que la recherche fondamentale a souvent par le passé conduit à des applications inattendues (comme c'est le cas pour la physique nucléaire qui a pris naissance au début du XXème siècle); par ailleurs, les développements technologiques qu'elle nécessite pour repousser les frontières de la connaissance peuvent avoir d'importantes retombées sur la société (Internet, par exemple).

Le noyau est extrêmement petit, de l'ordre de  $10^{-14}$  à  $10^{-15}$  m de diamètre. Si nous représentions le noyau par une fourmi au milieu d'un terrain de football, le premier électron qui "graviterait" autour du noyau se retrouverait aux limites du terrain. Les échelles de distance mises en jeu sont si différentes qu'elles ont amené la distinction entre deux domaines : la physique atomique et la physique nucléaire. Le noyau de l'atome est constitué de protons et de neutrons. Les protons sont chargés positivement et se repoussent entre eux (interaction Coulombienne), les neutrons ne sont pas chargés. La cohésion du noyau est assurée par l'interaction forte, force attractive qui agit sur les nucléons. Cette force est de courte portée ( $10^{-14}$  à  $10^{-15}$  m) et devient donc inexistante entre deux noyaux distincts, à l'échelle interatomique.

Une des propriétés intéressante du noyau réside dans sa masse. La masse d'un noyau lié est inférieure à celle de tous ses constituants pris séparément. Ce défaut de masse correspond à l'énergie de liaison. Les caractéristiques du graphique représentant l'énergie de liaison par nucléon en fonction de la taille du noyau sont bien connues. D'une part, sa valeur est quasiment constante (autour de 8 MeV), c'est la propriété de saturation de l'interaction nucléaire. D'autre part, les variations autour de cette moyenne sont dominées par deux effets : l'énergie de surface qui défavorise les noyaux légers, et la répulsion coulombienne qui défavorise les noyaux lourds. Ainsi, les noyaux les plus liés sont les noyaux de la région  $A=60$ , notamment les noyaux de  ${}^{62}_{28}Ni$  et de  ${}^{56}_{26}Fe$ . Par ailleurs, des effets plus fins apparaissent nettement : pour certains nombres de neutrons et de protons, appelés nombres magiques, une surstabilité locale est observée (énergie de liaison plus grande). De nombreuses observables sont associées à cet excès de stabilité. On peut citer notamment l'énergie de séparation d'un nucléon au noyau et l'énergie des premiers

états excités. Ces nombres magiques attestent qu'il existe au sein du noyau une structure en couches à l'instar de la structure électronique de l'atome. Il a donc été développé un modèle du noyau qui permet de placer les nucléons sur des «orbites nucléaires» individuelles. Il persiste néanmoins d'importantes difficultés dans la description des couches nucléaires par rapport aux couches électroniques. Dans le cas de l'atome, le potentiel (le puits d'attraction) est créé par le noyau chargé positivement. Dans le cas du noyau, le potentiel est créé par l'interaction forte, portée par les nucléons eux-mêmes. Les protons et les neutrons se déplacent dans un potentiel moyen qu'ils génèrent eux-mêmes. Des méthodes d'approximation de champ moyen doivent être employées afin de résoudre l'équation de Schrödinger pour obtenir les énergies des niveaux sur lesquels seront placés les nucléons. D'importantes corrélations sont à prendre en compte entre les nucléons dits de valence, extérieurs au cœur inerte constitué par des couches fermées, et un couplage avec le cœur doit aussi parfois être pris en compte.

Certains états excités des noyaux impliquent une superposition de nombreuses excitations individuelles. On parle alors de modes collectifs. Ils peuvent parfois être décrits en termes de déformation du noyau, comme c'est le cas pour les états de rotation et de vibration. Ces phénomènes sont plus aisément traités en utilisant des modèles macroscopiques, contrairement au modèle en couches qui décrit le noyau en termes de particules individuelles. Par ailleurs, le modèle en couches sphérique est efficace pour décrire la structure et les propriétés d'un noyau proche des fermetures de couches (nombres magiques), mais lorsque le nombre de nucléons de valence devient important, les corrélations se multiplient et la description du noyau fait intervenir la superposition d'une multitude de configurations individuelles. Les corrélations entre nucléons de valence conduisent à la déformation noyau ; ainsi, à l'écart des fermetures de couche, les noyaux perdent souvent leur sphéricité pour adopter des formes particulières.

Les études sur la déformation des noyaux et sur l'évolution des nombres magiques pour différentes régions de la carte des noyaux sont deux exemples de problématiques importantes dans la physique nucléaire actuelle. Ce sont les thèmes abordés dans ce travail de thèse. Différentes techniques expérimentales peuvent être employées pour sonder les noyaux atomiques. La technique utilisée ici est la spectroscopie  $\gamma$  (basée sur les rayonnements  $\gamma$  émis par les noyaux), dont les développements nécessitent des détecteurs de plus en plus performants.

Ce manuscrit s'organise en trois parties :

Je commencerai par présenter les outils de spectroscopie  $\gamma$  permettant d'étudier la structure des noyaux. Les méthodes employées pour déterminer expérimentalement les caractéristiques du schéma de niveaux, incontestable empreinte génétique du noyau, seront brièvement évoquées. Premièrement, dans le Chapitre II, nous aurons l'occasion de présenter les principales caractéristiques des multidétecteurs  $\gamma$ . Les similitudes et différences entre les détecteurs  $\gamma$  récents comme AGATA et plus anciens, comme EUROBALL IV, seront abordées succinctement. Dans le Chapitre III, la discussion se focalisera sur de nouvelles méthodes qui ont été spécialement développées au cours de ma thèse : j'ai en effet travaillé à l'élaboration d'un formalisme pour déterminer l'intensité dans les schémas de décroissance des noyaux, ainsi qu'à la création d'un nouveau logiciel de spectroscopie  $\gamma$  appelé Cubix.

La partie principale de mon travail de thèse porte sur l'étude des états de haut spin dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Ce noyau appartient à la région des actinides, dans laquelle on rencontre de nombreux cas de noyaux octupolaires. Le  $^{223}\text{Th}$  est un cas très représentatif de noyau en forme de poire, dit piriforme, résultant de la combinaison d'une déformation quadrupolaire et octupolaire. Les notions impliquées dans cette étude seront présentées dans le Chapitre IV. Le Chapitre V est quant à lui dédié à l'analyse de données expérimentales sur le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Cette étude a mis en évidence une transition de forme octupolaire à quadrupolaire (du type poire à ballon de rugby) pour la première fois dans les isotopes de Thorium, à haute fréquence de rotation. Des

perspectives de mesures de déformation dans des isotopes plus légers seront évoquées, au travers d'une proposition d'expérience.

Enfin, le Chapitre VI présentera de nouveaux résultats issus de la campagne expérimentale AGATA+VAMOS réalisée au GANIL en 2015. Ayant pris part à l'analyse des données collectées, j'ai déterminé un nouveau schéma de niveaux pour le noyau magique  ${}_{31}^{81}\text{Ga}_{50}$ . Les mesures effectuées sur ce noyau font apparaître d'importantes différences avec les résultats donnés dans la littérature. Pour cerner les possibles causes de désaccord, des efforts intenses sur l'analyse ont été déployés, et seront présentés dans ce dernier Chapitre. D'éventuelles conséquences sur la double magicité du noyau de  ${}_{28}^{78}\text{Ni}_{50}$  seront évoquées en perspective de cette dernière partie.



Première partie

Dispositifs de détection  $\gamma$  et techniques  
d'analyse



## Chapitre II

# Dispositifs de détection $\gamma$

### II.1 Spectroscopie $\gamma$ et généralités sur les multidétecteurs

La physique nucléaire contemporaine a pour objectif de comprendre les caractéristiques microscopiques des interactions qui régissent la structure du noyau. Pour cela, on cherche souvent à étudier le noyau dans des conditions extrêmes d'isospin (noyaux exotiques), d'énergie d'excitation, de moment angulaire ou bien de charge, pour lesquelles le nombre d'événements obtenus est éventuellement faible. C'est pourquoi des avancées significatives sont nécessaires pour augmenter la sensibilité de détection. Il existe plusieurs types de détecteurs et chacun est adapté à la détection d'un type de particules. En partant des premiers détecteurs à ionisation gazeuse jusqu'aux détecteurs à semiconducteurs, la physique de la détection des rayonnements a connu d'énormes progrès, élargissant le domaine d'étude des physiciens spectroscopistes en physique nucléaire. En ce qui nous concerne, la spectroscopie  $\gamma$  a tout d'abord commencé avec les détecteurs NaI, mais la faible résolution en énergie de ce type de détecteur ( $\simeq 100$  keV à 1.33 MeV) ne permettait pas d'étudier des phénomènes faisant intervenir un grand nombre de transitions. Il a fallu attendre l'arrivée des détecteurs Germanium, avec leur excellente résolution ( $\simeq 1-2$  keV à 1.33 MeV) pour accéder à des structures plus fines dans les spectres. Ces systèmes sont en constante évolution. De nos jours, les multidétecteurs couvrant l'ensemble des directions de l'espace (détecteurs  $4\pi$ ) appelés aussi les "Gamma-Sphères" sont devenues les outils les plus puissants pour la spectroscopie  $\gamma$  de très haute résolution. Une nouvelle génération de détecteurs est déjà en marche depuis plusieurs années : ce sont les détecteurs sensibles à la position d'interaction du photon (tracking  $\gamma$ ). Nous en verrons les principaux avantages à travers le multidétecteur Européen AGATA — nous dirons aussi quelques mots sur le multidétecteur Américain GRETA — et discuterons des différences par rapport à l'ancienne génération symbolisée par un autre multidétecteur Européen, EUROBALL IV.

La Figure II.1 représente le pouvoir de résolution des détecteurs qui ont servi pour la physique nucléaire depuis les années 1960. Cette figure nous permet d'apprécier les avancées techniques en matière de détection  $\gamma$ . L'apparition des enceintes anti-compton avec les détecteurs TESSA et HERA suivie de l'implantation de détecteurs gros volume avec EUROGAM I ont permis d'augmenter la sensibilité. Une augmentation supplémentaire a vu le jour avec les multidétecteurs GAMMASPHERE et EUROBALL IV permettant d'atteindre jusqu'à  $I_\gamma \simeq 10^{-5}$  (où  $I_\gamma$  représente la sensibilité qui est inversement proportionnelle à l'intensité observée), permettant la découverte de structures nucléaires très peu peuplées comme les bandes super-déformées à très haut spin dans le noyau de  $^{156}\text{Dy}$  [KRJ<sup>+</sup>98]. Bien que très puissants, ces détecteurs n'ont qu'une efficacité photopie totale de l'ordre de 10% à 1.33 MeV. C'est pour aller au delà ( $\simeq 40\%$  à 1.33 MeV) et atteindre une sensibilité expérimentale de l'ordre de  $10^{-7}$ , qu'une méthode de suivi des interactions successives d'un photon a été développée : c'est le "Tracking- $\gamma$ ". Les nouveaux multidétecteurs en construction (AGATA en Europe [Sim05], GRETA aux USA [PLM<sup>+</sup>13]) sont conçus pour permettre l'application de cette méthode. La Figure II.2 donne une comparaison des efficacités photopie attendues pour la configuration finale de AGATA avec 180 cristaux de Germanium (simulations issues de [A<sup>+</sup>12],  $M_\gamma = 1$ ) et pour EUROBALL IV dans sa configuration

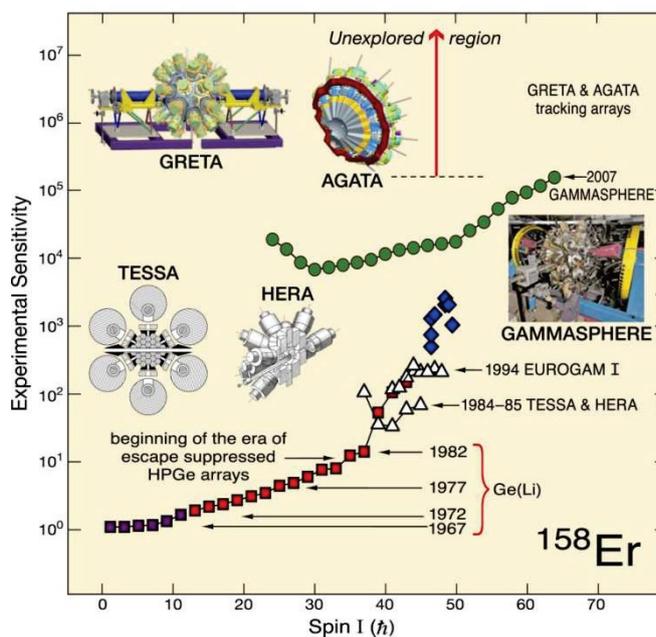


FIGURE II.1 – Sensibilité de détection expérimentale (inverse de l'intensité  $\gamma$  observée) en fonction du spin pour le noyau de  $^{158}\text{Er}$ . On voit la progression des techniques de détection  $\gamma$  et notamment la zone accessible pour les détecteurs de nouvelle génération tels que AGATA et GRETA [RS03].

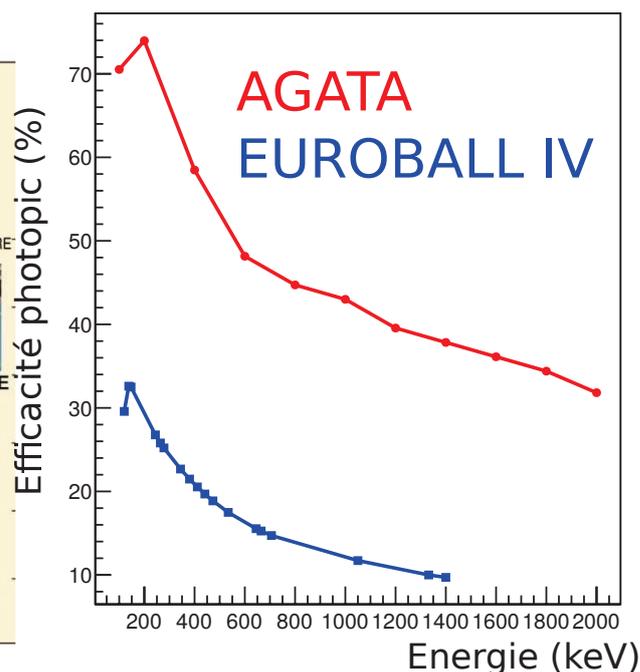


FIGURE II.2 – Efficacité photopique pour le multidétecteur AGATA dans sa configuration complète (rouge) et EUROBALL IV (bleu). Pour AGATA, les données simulées proviennent de  $[A^{+12}]$  tandis que pour EUROBALL IV, les points sont issus de données expérimentales.

effective à la fin de son exploitation en 2002. On constate une nette amélioration de l'efficacité photopique à basse comme à haute énergie. Néanmoins ce n'est pas le seul paramètre qui permet d'évaluer la performance d'un multidétecteur et nous comparerons par la suite, les paramètres suivants :

- L'efficacité photopique totale (à  $M_\gamma = 1$  et  $M_\gamma \gg 1$ ) qui caractérise la capacité du détecteur de déterminer la totalité de l'énergie du rayonnement  $\gamma$
- Le rapport Pic/Total qui représente la proportion de fond pour un pic d'énergie donnée. Plus ce rapport est important et plus les pics de faible intensité vont ressortir dans les spectres ;
- La résolution en énergie affectée par l'effet Doppler. Elle est liée à l'ouverture angulaire  $\Delta\theta$  du multidétecteur ;
- Le taux de comptage. Plus le taux de comptage est élevé, plus l'intensité du faisceau pourra être importante.

Les données que j'ai analysées pendant ma thèse proviennent de trois systèmes de détection différents : JUROGAM II, EUROBALL IV et AGATA+VAMOS++. Dans la suite, je présenterai quelques notions sur le principe de détection  $\gamma$  en m'appuyant sur les résultats de mon travail sur le multidétecteur JUROGAM II. Nous comparerons ensuite les performances des multidétecteurs EUROBALL IV et AGATA. Enfin, nous verrons comment la spectroscopie  $\gamma$  peut bénéficier du couplage avec un détecteur de particules chargées, en présentant le dispositif AGATA + VAMOS++.

### II.1.1 Rappels sur le principe de détection $\gamma$

Un noyau dans l'un de ses états excités est capable de se désexciter vers l'un de ses états de plus faible énergie en émettant spontanément un photon. L'interaction photon-matière est une notion très importante en structure nucléaire puisqu'elle est la clé de la détection de rayonnements énergétiques tel que le rayonnement  $\gamma$ . En traversant la matière, les photons  $\gamma$  sont soit absorbés soit diffusés. Leur atténuation dans la matière suit une loi exponentielle décroissante.

Un photon peut interagir de trois manières différentes avec la matière [Leo93]. La prédominance d'un type d'interaction dépend du domaine d'énergie de ce photon ainsi que du matériau avec lequel celui-ci interagit. Le matériau qui nous intéresse dans cette étude est le germanium car il est l'élément sensible de nos détecteurs.

- La première interaction qu'un photon peut avoir avec la matière est l'effet photo-électrique (Figure II.3). Il prédomine pour des photons d'énergie  $h\nu < 200$  keV (pour le germanium). Lors de ce processus le photon est totalement absorbé par un électron du milieu qui se trouve éjecté du cortège électronique. L'électron possède alors l'énergie du photon diminuée de son énergie de liaison à l'atome dont il était solidaire ;
- Dans le cas du germanium et des énergies mises en jeu dans nos recherches, l'effet Compton est prédominant (Figure II.3). Il domine pour des énergies allant de 200 keV à environ 8 MeV dans le germanium. Il consiste en la diffusion d'un photon sur un électron appartenant à des couches externes. Le photon communique une partie de son énergie à l'électron sous forme d'énergie cinétique et il est diffusé avec un angle  $\theta$  avec une énergie  $h\nu'$ . En appliquant les lois de conservations dans le référentiel du laboratoire, on obtient :

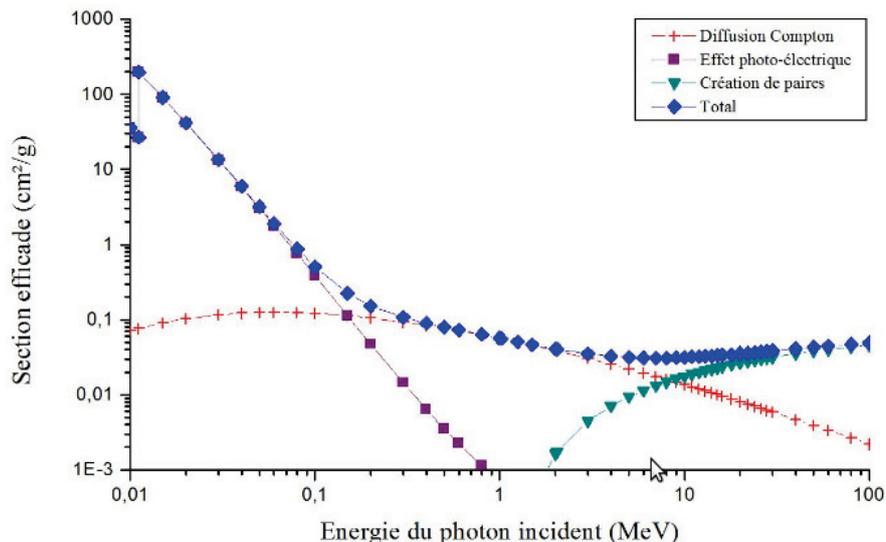
$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (\text{II.1})$$

- Le dernier processus mis en jeu est la matérialisation du photon en une paire électron-positron (Figure II.3). Ce phénomène ne peut apparaître qu'à partir d'une énergie seuil puisque l'énergie de masse d'un électron et d'un positon est de 1022 keV. On ne pourra donc créer des paires au dessous de cette énergie.

Les rayonnements  $\gamma$  que nous étudions en physique nucléaire sont principalement détectés à l'aide de cristaux semiconducteurs qui peuvent avoir des géométries diverses et variées. Le premier développement de ces cristaux pour des applications de physique nucléaire date des années 1950 tandis que la commercialisation a plutôt commencé dans les années 1960 et concernait principalement les cristaux de silicium. Ces dispositifs de mesures ont vite fait l'unanimité dans la communauté de la physique nucléaire. En effet, ces détecteurs présentaient un avantage certain par rapport à leurs prédécesseurs : leur haute résolution en énergie. L'avantage des semiconducteurs réside dans l'énergie qu'il faut apporter pour créer une paire électron-trou qui est dix fois inférieure à l'énergie d'ionisation dans les détecteurs gazeux. Il en résulte une quantité d'ions beaucoup plus importante et donc une résolution en énergie plus importante [Leo93]. Afin de détecter convenablement l'énergie du photon incident, il faut que le photon diffusé dépose toute son énergie dans le détecteur soit par effet photoélectrique soit par de multiples diffusions Compton. Si le photon s'échappe du cristal après une diffusion Compton ou que, suite à une création de paires, un des photons d'annihilation s'échappe, alors l'information devient inutilisable. Nous verrons par la suite que ces détecteurs sont souvent entourés d'un scintillateur de germanate de bismuth (BGO) pour réduire le bruit de fond et qu'ils ont besoin d'un important système de cryogénie pour opérer.

### II.1.2 Caractéristiques des détecteurs germanium

Le principe physique des détecteurs à semiconducteur est le même que celui des détecteurs à ionisation gazeuse. Néanmoins la partie sensible est maintenant un solide au lieu d'un gaz. Le passage d'un rayonnement  $\gamma$  crée des paires électrons-trous (au lieu de paires électrons-ions dans les détecteurs à gaz) qui sont ensuite collectées avec un champ électrique. De plus, à cause de leur



(a)

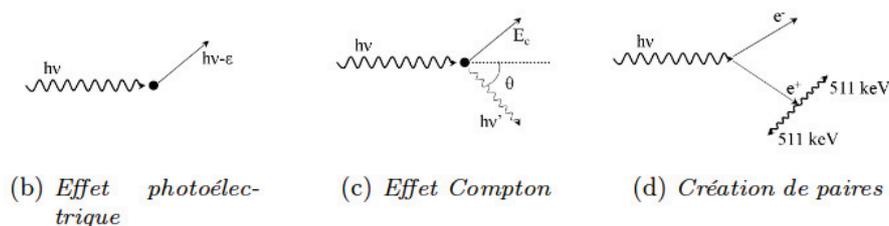


FIGURE II.3 – Section efficace des interactions photon-matière pour le germanium en fonction de l'énergie du photon incident (a) et schéma des trois interactions majeures avec la matière : (b) effet photoélectrique, (c) effet Compton et (d) création de paires [Van10]

densité plus élevée, ils possèdent un pouvoir d'arrêt plus grand et sont donc très compacts en plus de posséder un temps de réponse très court. Les semiconducteurs sont des matériaux cristallins dont les couches atomiques externes possèdent une structure en bandes d'énergie. Leur structure (de manière simplifiée) consiste en une bande de valence, un gap d'énergie et une bande de conduction. L'énergie de gap est l'énergie à fournir à un électron pour qu'il passe de la bande de valence à la bande de conduction.

Le Germanium ( $Z = 32$ ) possède une structure électronique en  $[Ar]3d^{10}4s^22p^4$  soit 4 électrons de valence. La couche  $4sp$  n'est pas pleine et peut contenir 8 électrons, les électrons de valence participent donc à des liaisons covalentes entre atomes du cristal. À température nulle ces quatre électrons de valence participent à des liaisons covalentes entre les atomes du cristal. Quatre liaisons covalentes sont donc formées. Aux températures ambiantes l'énergie thermique est suffisante pour faire passer un électron de la bande de valence dans la bande de conduction, étant donné que le gap est très faible (1 eV). Dans cet état, il est facile pour un autre électron de valence de "sauter" dans cette liaison et remplir le trou ; c'est pourquoi il est nécessaire de refroidir à l'azote liquide. Le détecteur se constitue d'une jonction entre deux dopages différents : P(positif, excès de trous) et N(négatif, excès d'électrons). Le rayonnement  $\gamma$  incident interagit suivant les trois processus mentionnés ci-dessus et la charge ainsi induite par les différentes interactions est collectée par les électrodes. On analyse ensuite le signal électrique qui est proportionnel au nombre de paires électrons-trous produites et donc à l'énergie du rayonnement  $\gamma$ .

### II.1.2.1 Efficacité de détection

Une des caractéristiques les plus importantes pour un détecteur est son efficacité. Deux types d'efficacité sont généralement abordés lorsque l'on parle de détection : l'efficacité intrinsèque (parfois appelée l'efficacité absolue) et l'efficacité photopic. L'efficacité intrinsèque est définie comme étant la fraction d'évènements émis ( $N_{émis}$ ) par la source qui sont enregistrés ( $N_{enregistrés}$ ) par le détecteur :

$$\epsilon_{int} = \frac{N_{enregistrés}}{N_{émis} \times \Omega} \quad (\text{II.2})$$

Où  $\Omega$  est la fraction de l'angle solide couvert par le détecteur. On peut aussi définir une efficacité dite photopic qui correspond à la fraction des rayonnements  $\gamma$  qui ont déposé toute leur énergie dans le cristal/détecteur ( $N_{photopic}$ ) (c'est à dire soit par effet photoélectrique ou par de multiples diffusions Compton sans sortir du volume sensible) par rapport à ceux qui ont été émis ( $N_{émis}$ ).

$$\epsilon_{pho} = \frac{N_{photopic}}{N_{émis} \times \Omega} \quad (\text{II.3})$$

L'efficacité des détecteurs dépend principalement de la section efficace de l'effet photoélectrique qui varie avec l'énergie du photon (voir Figure II.3). L'accès à l'efficacité intrinsèque du détecteur n'est pas toujours évidente car il faut connaître avec exactitude l'activité de la source ( $N_{émis}$ ), l'influence des paramètres extérieurs comme la température et d'éventuelles pannes électroniques. C'est pourquoi on utilise le plus souvent l'efficacité relative qui permet de s'affranchir de tous ces paramètres. Elle peut être définie comme suit :

$$\epsilon_{Rel} = \frac{\epsilon_{pho}}{Eff_{photopic Ref.}} \quad (\text{II.4})$$

Où  $Eff_{photopic Ref.}$  est l'efficacité photopic de référence qui est une raie d'énergie donnée dans le spectre. Un exemple de détermination d'efficacité relative pour les trois couronnes (respectivement à  $75.5^\circ$ ,  $105.5^\circ$  et  $145.5^\circ$ ) du détecteur JUROGAM II est donné en Figure II.4.

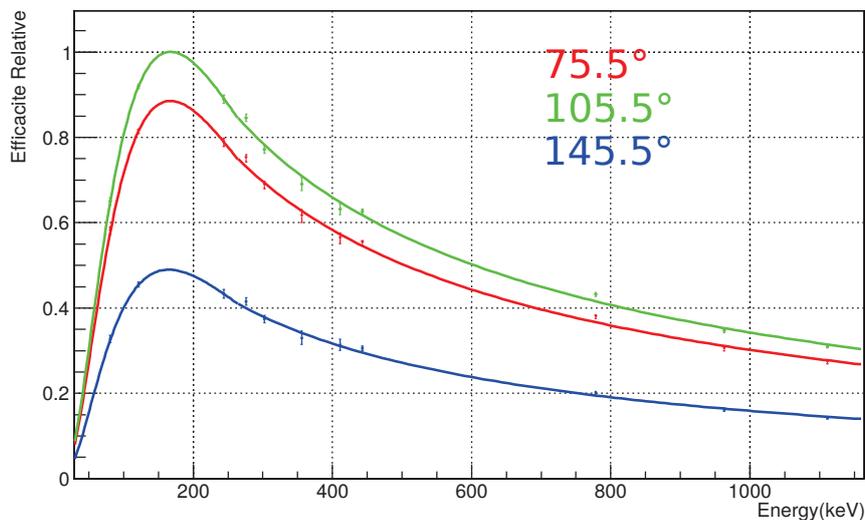


FIGURE II.4 – Efficacité relative des trois couronnes de JUROGAM II.

Le “fit” est réalisé en deux parties avec une fonction définie par :

$$\begin{cases} f(x) = \exp(p_0 + p_1 \ln(\frac{x}{1000}) + p_2 \ln(\frac{x}{1000}) \times \ln(\frac{x}{1000})) \text{ si } x \in [0, 260] \text{ keV} \\ f(x) = \exp(p_3 + p_4 \ln(\frac{x}{1000}) + p_5 \ln(\frac{x}{1000}) \times \ln(\frac{x}{1000})) \text{ si } x \in [260, 1500] \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

Avec  $p_0, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5$ , étant des paramètres de “fit” déterminés numériquement.

### II.1.2.2 Résolution en énergie

Une autre caractéristique importante d’un détecteur est sa résolution en énergie. Elle peut être quantifiée par la largeur à mi-hauteur d’un pic obtenu pour une énergie de rayonnement donnée. Plus la résolution est élevée plus le détecteur sera apte à résoudre des doublets proches en énergie. Pour les premiers détecteurs utilisés en physique nucléaire, comme les détecteurs à scintillation (NaI(Tl), CsI(Tl)) on attend une résolution d’environ 50–100 keV, 10–20 keV pour les détecteur silicium et environ 2 keV pour les détecteurs HPGe (High-Purity Germanium) pour une énergie de 1.332 MeV (source de  $^{60}\text{Co}$ ).

Malheureusement cette résolution intrinsèque est dégradée lors d’une expérience par plusieurs facteurs. La chaîne électronique, les éventuelles fluctuations de température, le décalage de gain entre les différents cristaux du multidétecteur peuvent jouer un rôle non négligeable. La dégradation la plus importante de la résolution provient de la cinématique des noyaux produits lors de la réaction puisque l’effet Doppler ne peut être négligé. En effet, lors des réactions induites par ions lourds, les vitesses atteintes sont de plus de  $\beta \geq 0.02$ . On peut donc calculer le “shift effectif” à partir de la formule suivante :

$$E_\gamma = E_0 \left[ 1 + \frac{v_{ion}}{c} \cos\theta \right] \quad (\text{II.6})$$

Où  $\theta$  est l’angle entre le détecteur et l’axe du faisceau. Le déplacement Doppler est donc maximal pour les angles à  $0^\circ$  et  $180^\circ$  par rapport à l’axe du faisceau. On peut diminuer cet effet par deux principales méthodes :

(i) on choisit une cible épaisse si bien que le temps d’arrêt du noyau est très inférieur à la demie-vie des niveaux émetteurs ; (ii) on ajoute un détecteur ancillaire permettant de déterminer la vitesse du noyau émetteur et donc de corriger l’énergie à un angle  $\theta$  donné.

Cependant les détecteurs Ge ont une ouverture angulaire non nulle, et ceux de la génération du début des années 2000 ne permettent pas de déterminer la position de l’interaction  $\gamma$ -matière à l’intérieur du cristal. Il en résulte une imprécision sur l’énergie :

$$\Delta E_\gamma = E_0 \beta \int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sin\theta d\theta \quad (\text{II.7})$$

Où  $\Delta\theta$  est la demie-ouverture angulaire du détecteur. Cet effet prédomine pour les détecteurs situés aux angles de  $90^\circ$  par rapport à l’axe du faisceau car c’est l’angle où la dérivée de la fonction *cosinus* est maximale. Une certaine ouverture angulaire à  $90^\circ$  aura de plus grandes conséquences sur la résolution que la même ouverture à des angles proches de  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ . Ce n’est pas un hasard si les multidétecteurs que nous présenterons dans la Section II.2 sont pourvus de leurs détecteurs les plus segmentés autour de  $90^\circ$ . Compte tenu de tous ces paramètres, les résolutions accessibles pour les générations de détecteur sans “Tracking- $\gamma$ ” sont bien moins bonnes que les résolutions intrinsèques du Germanium (on passe de 2 keV à presque 8–10 keV pour  $v/c \simeq 0.05$ ).

### II.1.2.3 Avantages du bouclier anti-Compton

Comme nous l'avons déjà remarqué précédemment, les rayonnements que nous étudions se situent aux énergies où le processus d'interaction qui domine est l'effet Compton. Si le rayonnement  $\gamma$  effectue  $n$  diffusions Compton dans le milieu sensible du détecteur et y perd toute son énergie, il sera détecté dans le photopic et son énergie sera correctement enregistrée. Cependant, si une des diffusions Compton l'amène à sortir du cristal, le rayonnement n'aura pas déposé toute son énergie au sein du détecteur. Ce  $\gamma$  contribuera au fond du spectre et "noiera" les pics d'intensité faible. Les boucliers "Anti-Compton" ont été mis au point pour contrecarrer ce phénomène. Les détecteurs sont ainsi entourés d'un scintillateur, le Germanate de Bismuth ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) qui produit de la lumière lors du passage d'un  $\gamma$ . Il possède une très grande efficacité mais une mauvaise résolution, c'est pourquoi il est juste utilisé pour donner une information TOR (Tout Ou Rien) de la diffusion d'un  $\gamma$  hors du cristal (vêto Compton). Le couplage de ces deux détecteurs permettra d'améliorer considérablement le rapport pic/total (voir Figure II.5), qui correspond sur l'intervalle d'énergie d'un pic au rapport entre le nombre de coups attribués à la raie étudiée (obtenu en soustrayant le bruit de fond) et le nombre de coups total (raie + fond) :

$$P/T = \frac{N_{pic}}{N_{Total}} \quad (\text{II.8})$$

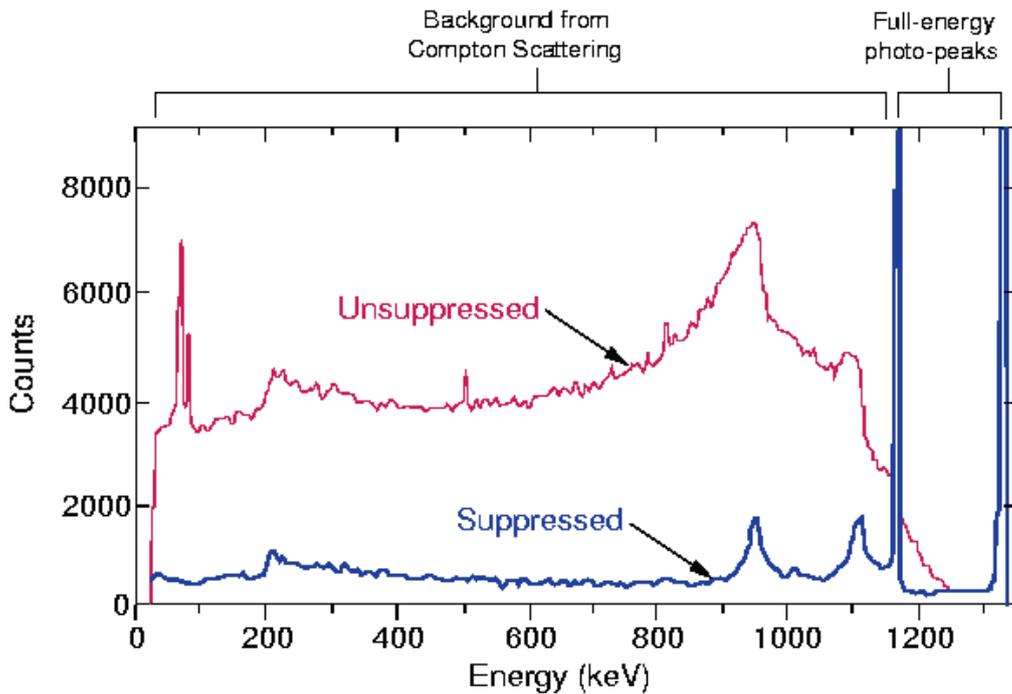


FIGURE II.5 – Amélioration du rapport  $Pic/Total$  suite à l'ajout d'enceintes anti-Compton.

On peut ainsi atteindre des rapports  $P/T$  de l'ordre de 0.5 – 0.6 pour un détecteur Ge équipé de boucliers anti-Compton ce qui est nettement meilleur qu'un détecteur Germanium seul ( $P/T \simeq 0.2$ ) (voir Figure II.5). Cependant il existe d'autres sources de bruit de fond comme l'effet de "pile-up" qui joue un rôle lorsqu'un détecteur est touché pas plusieurs rayonnements  $\gamma$  dans un temps trop court pour que le système de détection puisse les distinguer. Les neutrons émis pendant les différents processus nucléaires sont aussi très néfastes à la qualité des spectres : en effet, ils subissent des diffusions inélastiques du type  $n \rightarrow n' + \gamma$ , et les photons émis contribuent ainsi fortement au bruit de fond.

## II.2 Dispositifs utilisés

### II.2.1 Comparaison EUROBALL IV - AGATA

#### II.2.1.1 Quelques mots sur la géométrie de EUROBALL IV

Le multidétecteur EUROBALL [Sim97] résulte d'un projet Européen de regroupement de plusieurs types de détecteurs. Ce spectromètre a fonctionné dans plusieurs laboratoires Européens tels que Legnaro en Italie et l'IReS de Strasbourg en France. Le détail de la chaîne d'acquisition, des différents types de détecteurs et du fonctionnement des enceintes anti-Compton ne sera pas présenté ici, des informations complémentaires se trouvent dans plusieurs thèses [Doa06, Pre03a] mais aussi dans des documents plus officiels [Sim16, Sim97]. EUROBALL IV était composé de 71 détecteurs Germanium avec enceintes anti-Compton arrangés par rapport à l'axe du faisceau comme suit :

- Aux angles arrières : 15 détecteurs de type cluster, chacun composé de 7 cristaux de Germanium, dans le même cryostat [E<sup>+</sup>96] ;
- Aux angles centraux : 26 détecteurs de type clover, chacun composé de 4 cristaux de Germanium, dans le même cryostat [D<sup>+</sup>99] ;
- Aux angles avants : 30 cristaux uniques de gros volume ("Tapered detectors")

Les 239 cristaux forment 13 couronnes centrées sur l'axe du faisceau à des angles allant de 15.5° à 163.5° (voir Tableau II.6).

Angle de la couronne	15.45°	34.6°	52.3°	72°	81°	99°	107.5°
Nombre de détecteurs	5	10	15	26	26	26	26
Angle de la couronne	122.6°	130.5°	138.7°	148.1°	155.49°	163.5°	-
Nombre de détecteurs	10	30	25	15	15	10	-

FIGURE II.6 – Répartition angulaire des couronnes de EUROBALL IV.

L'efficacité absolue de ce détecteur avoisine les 10% (à  $M_\gamma = 1$ ) et l'électronique d'acquisition est analogique. Ce multidétecteur est équipé d'enceintes anti-Compton, ce qui a le désavantage de réduire la couverture angulaire de l'élément sensible. Ainsi, malgré la géométrie quasi sphérique du dispositif, l'angle solide effectif n'excède pas les  $2\pi$  St. Dans AGATA, il n'y a pas besoin d'enceintes anti-Compton puisque leur rôle est remplacé par les détecteurs Germanium eux-mêmes (via le tracking  $\gamma$ ). La version finale de ce nouveau multidétecteur couvrira ainsi 82% de  $4\pi$  stéradians, d'où une efficacité accrue.

#### II.2.1.2 Quelques mots sur la géométrie d'AGATA et le "Tracking- $\gamma$ "

Le détecteur AGATA a été spécialement développé pour augmenter considérablement deux principaux paramètres : l'efficacité de détection à très haute multiplicité et la résolution  $\Delta E_\gamma$ . La géométrie a été choisie afin de couvrir un maximum d'angle solide possible avec un minimum de formes élémentaires de cristaux. Son maillage sphérique est une décomposition de l'icosaèdre tronqué, autrement dit celle d'un ballon de football contenant 12 pentagones et un nombre variable d'hexagones irréguliers. C'est aussi sur ce principe qu'est bâtie la Géode de la Cité des Sciences et de l'industrie. La géométrie envisagée à terme comprend 180 cristaux tous hexagonaux (voir Figure II.7 à droite) mais avec trois dimensions élémentaires différentes. Ces cristaux élémentaires sont regroupés par trois en "triple-cluster", chaque groupe partageant un même cryostat. La distance nominale de chaque cristal à la cible est de 235 mm. Les 12 espaces pentagonaux sont utilisés uniquement pour la maintenance, l'entrée/sortie faisceau et l'ajout de détecteurs auxiliaires. Chaque cristal est segmenté électriquement en 36 segments (voir Figure II.7 à gauche), auquel s'ajoute le signal du cœur (contact central avec deux gains différents) soit 38 signaux donnant un total de 6840 signaux différents pour la configuration finale. Cette haute segmentation aura une incidence capitale sur la résolution en énergie et la diminution de l'élargissement Doppler.

La configuration d'AGATA a évolué depuis sa mise en route sous forme d'un démonstrateur avec 15 détecteurs Germanium à Legnaro. Un bref historique de l'évolution de sa construction est présenté dans le Tableau II.8.

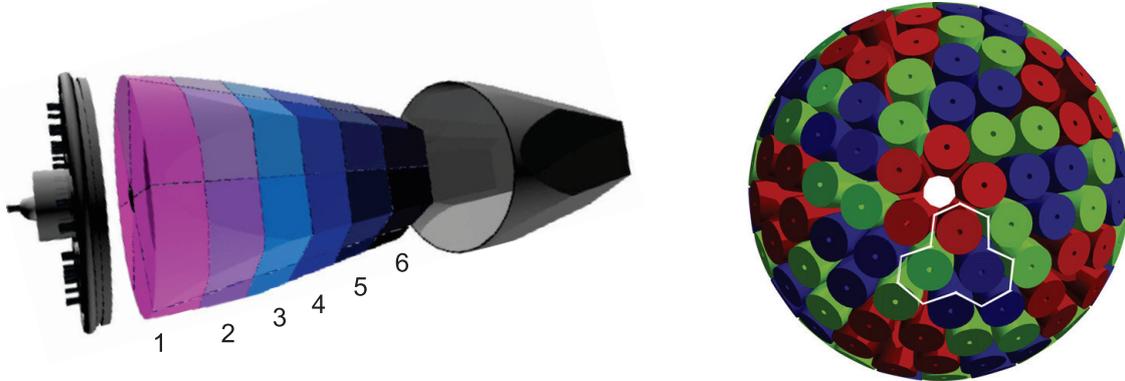


FIGURE II.7 – (Gauche) : cristal unique qui compose le multidétecteur AGATA. Chaque cristal est segmenté en 6 tranches, elles-mêmes sous-segmentées en 6 secteurs. (Droite) : configuration définitive avec 180 cristaux de forme hexagonale [A+ 12].

Laboratoire	LNL (Legnaro)2010-2013	GSI (Darmstadt)2013-2014	GANIL (Caen) 2015-2017
Nombre de détecteurs	15 (Fig. II.10)	21	32 (Fig. II.11)
Angle couvert	$\simeq 7\%4\pi$	$\simeq 10\%4\pi$	$\simeq 14.6\%4\pi$

FIGURE II.8 – Nombre de cristaux constituant AGATA en fonction de ses différents voyages en Europe.

AGATA a été spécialement élaboré pour réaliser des expériences nécessitant une efficacité à haute multiplicité très élevée ainsi qu'une très bonne résolution en énergie. La bonne résolution associée à la position de la première interaction d'un photon est la clé de la performance du détecteur car celle-ci affecte directement l'efficacité, le rapport Pic/Total et la résolution surtout lorsque le noyau de recul se déplace à une grande vitesse. Alors que la position de l'interaction du photon était auparavant essentiellement déterminée par la segmentation des détecteurs, les positions d'interactions peuvent maintenant être extraites à l'intérieur d'un cristal grâce à l'analyse de la forme des signaux dans chacun des 36 segments. Afin de réaliser le "tracking- $\gamma$ ", les signaux sont acquis avec un taux de comptage très élevé (jusqu'à 50 kHz /cristal) [RS03] sur les 6840 canaux (pour la configuration finale). Ces différents signaux de sortie sont ensuite échantillonnés par des convertisseurs analogique numérique (ADC) fonctionnant à très haute fréquence. Ces données pourront ensuite être analysées par un algorithme de PSA (Pulse Shape Analysis) qui reconstruit la position des points d'interaction (majoritairement effet Compton, effet photoélectrique) en identifiant les segments où ces interactions ont eu lieu (signal d'intensité non nulle) et en exploitant les signaux à courant nul induits dans les segments voisins.

La technique de tracking consiste alors à élaborer un algorithme permettant à partir de ces points d'interaction de reconstruire le parcours de chaque photon dans le détecteur (points d'interaction successifs formant une séquence de diffusion). La reconstruction de la trace sera affectée d'une Figure de Mérite (FOM) qui reflétera le fait que la trace suive les lois de diffusion Compton, ou bien qu'il s'agisse d'un effet photoélectrique. Il faut notamment prendre en compte le fait que la section efficace de diffusion Compton est maximale aux petits angles et que le libre parcours moyen du  $\gamma$  décroît au fur et à mesure qu'il interagit. La reconstruction de la trace dans le détecteur entier permet de s'affranchir d'enceintes anti-Compton et d'augmenter considérablement l'efficacité. Des algorithmes de reconstruction de trajectoire ont été développés, celui actuelle-

ment implanté se nomme “OFT” pour “Orsay Forward Tracking” [LMHK<sup>+</sup>04]. Il est notable que l’algorithme de reconstruction joue un rôle majeur dans l’efficacité de reconstruction des trajectoires et donc dans les performances d’AGATA.

### II.2.1.3 Comparaison des performances d’EUROBALL IV et d’AGATA

Le Tableau II.9 donne une comparaison détaillée entre EUROBALL IV, AGATA et GRETA. De manière générale, tous les paramètres importants énoncés dans la Section II.1 ont été améliorés dans AGATA comparé à EUROBALL IV. L’angle solide couvert par le Germanium a nettement augmenté, passant de moins de 40% à 82% notamment grâce à la suppression des enceintes anti-Compton qui limitaient l’angle solide utile dans Euroball IV. Il est aussi notable que dans le cas de GRETA, afin de limiter les coûts de fabrication, la sphère est décomposée en utilisant seulement deux type de cristaux. Cependant l’angle solide couvert est moins important que la configuration à 3 hexagones irréguliers. Le tracking- $\gamma$  est rendu possible grâce à l’acquisition d’une résolution spatiale très fine, de l’ordre de 4 mm. La position de la première interaction permet de déterminer avec une bien plus grande précision le cône d’émission du rayonnement ( $\Delta\theta = 1^\circ$ ), et donc de corriger très efficacement un éventuel élargissement Doppler lorsque AGATA sera couplé avec des détecteurs auxiliaires. De ce fait, la résolution d’AGATA sous faisceau est bien meilleure que celle d’EUROBALL IV pour des réactions donnant un noyau émetteur à grande vitesse de recul. En effet, l’élargissement Doppler dans AGATA passe de 2.3 keV à seulement 3 keV pour une vitesse  $\beta = 4.8\%$  à  $\beta = 20\%$  tandis que pour Euroball, à  $\beta = 4.8\%$ , l’élargissement est déjà égal à 4.7 keV [Doa06]. Étant donné que la résolution énergétique est une fonction linéaire de l’énergie  $\gamma$  (voir Section II.1.2.2), la dégradation de la résolution d’EUROBALL IV par rapport à celle d’AGATA est représentative de la différence d’ouverture angulaire  $\Delta\theta$ .

Détecteur	EUROBALL IV	AGATA	GRETA
Nombre détecteurs (cristaux)	71(239)	60(180)	30(120)
Angle solide ( $\%4\pi$ )	<40%	82%	<75%
$\epsilon_{\text{photopic}} @ \simeq 1 \text{ MeV}$	9.4%(6.5%) $M_\gamma = 1(M_\gamma = 30)$	43%(28%) $M_\gamma = 1(M_\gamma = 30)$	-
P/T	50%(37%) $M_\gamma = 1(M_\gamma = 30)$	59%(45%) $M_\gamma = 1(M_\gamma = 30)$	-
Enceinte anti-Compton	Oui	Non	Non
Electronique d’acquisition	Analogique	Numérique	Numérique
Sensibilité de détection	$10^{-5}$	$\simeq 10^{-7}$	$\simeq 10^{-7}$
Taux de Comptage	10kHz	$\simeq 50\text{kHz/cristal}$	$\simeq 50\text{kHz/cristal}$
Distance nominale (cm)	37.5(T) 26.9(Clo) 44.5(Clu)	23.5 tous	18.5 tous
Résolution position 1 MeV(3 MeV)	>50mm	4.5mm (2.8mm)	$\simeq 2 - 3 \text{ mm}$
Ouverture angulaire ( $\Delta\theta$ )	$\simeq 10^\circ$	$\simeq 1^\circ$	$\simeq 1^\circ$
Elargissement Doppler $\beta = 2.3\%(\beta = 4.8\%) (E_\gamma = 1\text{MeV})$	3(5) keV	1.8(2.3) keV	$\simeq 2\text{keV}$

FIGURE II.9 – Comparaison des performances de différents multidétecteurs.

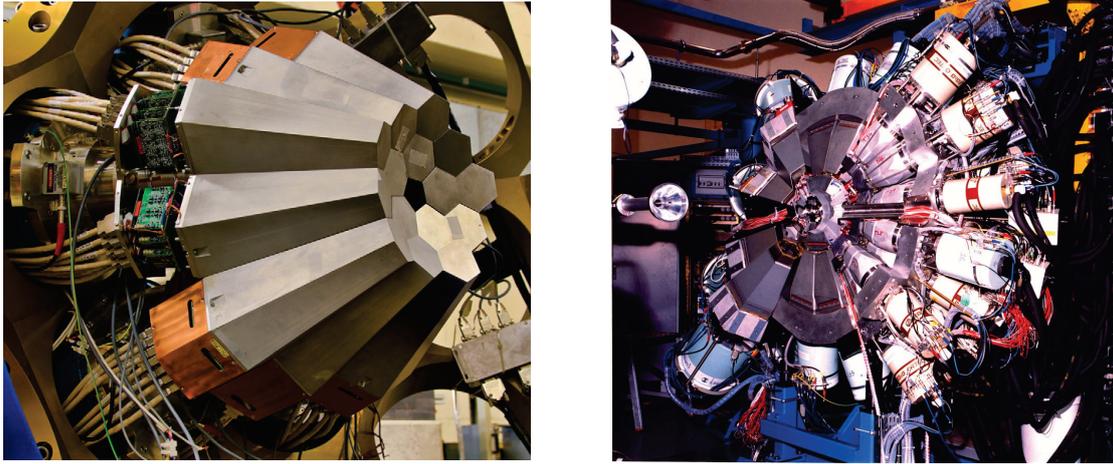


FIGURE II.10 – (Gauche) : Multidétecteur AGATA (démonstrateur de 5 triple-clusters) dans sa configuration à Legnaro en Italie [A<sup>+</sup>12]. (Droite) : Multidétecteur EUROBALL IV composé de 239 détecteurs Germanium à la fin de son exploitation à Strasbourg [Sim16]

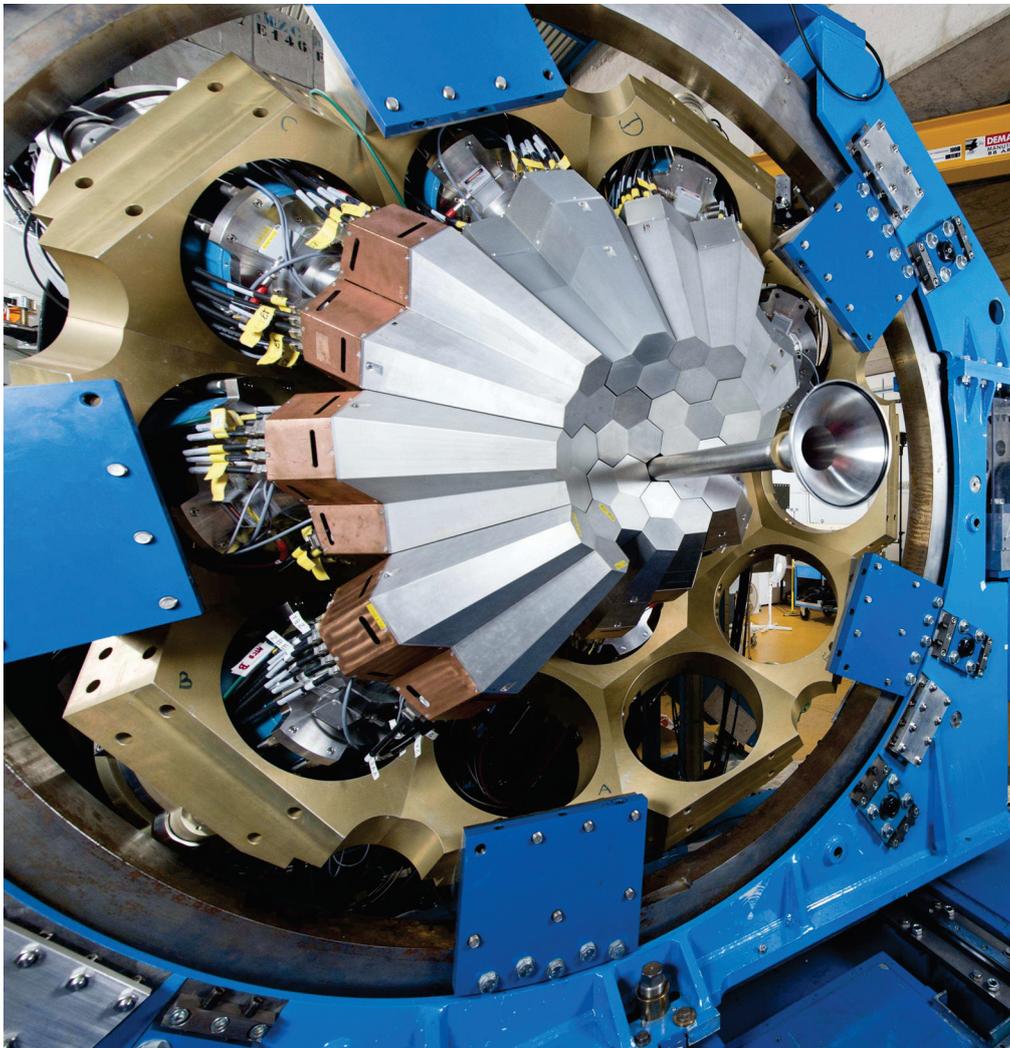


FIGURE II.11 – Multidétecteur AGATA (démonstrateur de 32 cristaux) dans sa configuration au GANIL fin 2016.

## II.2.2 Le couplage AGATA + VAMOS++

Une expérience de mesure des états excités dans les noyaux très riches en neutrons a été menée en 2015 au GANIL. Les noyaux que j'ai étudiés dans ce contexte ( $^{79,81}\text{Ga}$ ,  $^{84,85}\text{As}$ ) seront présentés dans le Chapitre IV. Le dispositif utilisé dans cette expérience comprend le spectromètre VAMOS ainsi que le multidétecteur AGATA détaillé dans la Section précédente. Cette Section est consacrée à la description du couplage de ces deux détecteurs.

### II.2.2.1 Généralités sur le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental qui couple AGATA et VAMOS++ est représenté en Figure II.12. Il comprend le multidétecteur AGATA (32 cristaux) positionné aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau. Le multidétecteur germanium est utilisé pour la détection des rayonnements  $\gamma$  prompts émis directement après la fission. Les fragments sont ensuite transmis dans VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer). Ce spectromètre permet de reconstruire la trajectoire complète d'un noyau après sa sortie de la cible. Une identification isotopique du produit de fission est obtenue grâce aux différentes quantités mesurées (énergie, positions, temps de vol). VAMOS est constitué de plusieurs éléments optiques parmi lesquels on trouve (de droite à gauche sur la Figure II.12) : deux quadripôles (Q1 et Q2) qui permettent de focaliser le faisceau à la manière d'une lentille convergente suivant les axes  $x$  et  $y$ , un filtre de Wien (WF) qui sélectionne la vitesse des particules, un dipôle (D) qui dévie la trajectoire des particules en fonction de leur charge effective et de leur masse et un système de détection complexe au plan focal (MWstop, DCs, ICs) qui sera détaillé par la suite.

Lors d'une réaction d'ions lourds avec cible mince, la conservation de l'impulsion et la loi de composition des vitesses permettent de trouver l'angle le plus probable pour l'émission des fragments. Afin de s'adapter aux différentes cinématiques et d'éviter la transmission du faisceau, VAMOS peut être tourné dans le plan horizontal (voir Figure II.12). Ce spectromètre trouve aussi sa spécificité dans sa grande acceptance angulaire, permise par la large ouverture des quadripôles associée à l'étendue des différents détecteurs au plan focal. Dans la version initiale, les détecteurs du plan focal de VAMOS comprenaient une surface active de  $400 \text{ mm} \times 110 \text{ mm}$  [R<sup>+</sup>11]. Dans la version améliorée, les aires actives ont été augmentées jusqu'à  $1000 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ . L'allongement des détecteurs suivant la direction de déviation des particules (1000 mm) a pour effet l'amélioration directe de l'acceptance en  $B\rho$  (et donc une distribution en vitesse plus importante) en passant d'une valeur de  $\Delta B\rho = ((B\rho/B\rho_0) - 1) \times 100 = 10\%$  à  $\Delta B\rho = 30\%$  où  $B\rho_0$  est la rigidité magnétique de référence correspondant au chemin central dans VAMOS. L'efficacité de détection est donc accrue et un noyau ayant émis un  $\gamma$  dans AGATA aura plus de chance d'être identifié dans VAMOS augmentant ainsi le pouvoir de détection total du dispositif.

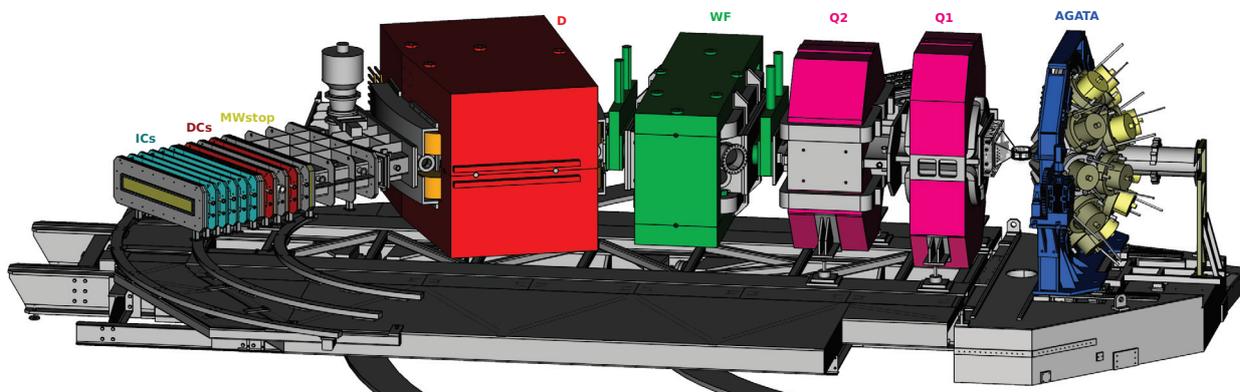


FIGURE II.12 – Vue globale du dispositif expérimental utilisé pour l'expérience dédiée à la mesure des niveaux d'excitations dans les noyaux de  $^{82}\text{Ge}$  et de  $^{80}\text{Zn}$ . Ce dispositif, réalisé au GANIL en 2015 couple AGATA (démonstrateur de 32 cristaux) et VAMOS++.

### II.2.2.2 Méthode d'identification des fragments de fission

Les détecteurs du plan focal de VAMOS permettent de mesurer des quantités telles que le temps de vol, la trajectoire et les pertes d'énergie des ions qui y parviennent. A partir de ces données, on obtient la masse, l'état de charge et le numéro atomique de chaque ion détecté. On résumera ici la procédure d'analyse, ainsi que les principales caractéristiques des détecteurs impliqués, dont une description beaucoup plus détaillée peut être trouvée dans la référence [R<sup>+</sup>11]. Les détecteurs permettant de mesurer les différentes quantités nécessaires sont représentés en Figure II.13. Ils permettent notamment de mesurer le temps de vol  $T$ , la trajectoire des particules au plan focal  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$  et enfin les différentes pertes d'énergie telles que  $E$ ,  $\Delta E$ ,  $E_{res}$ .

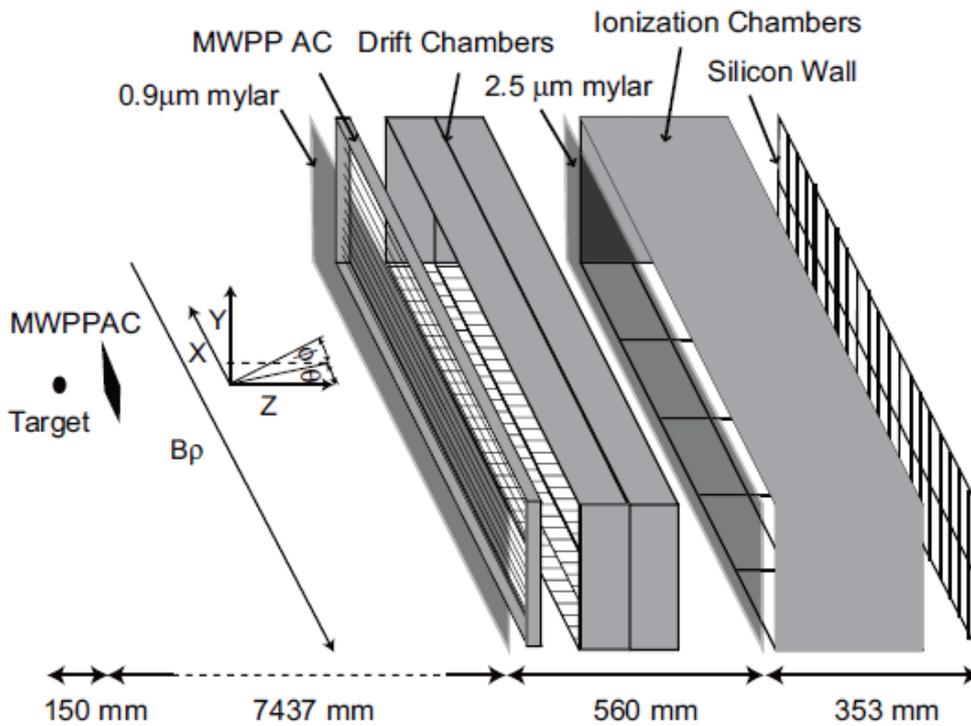


FIGURE II.13 – Représentation des différents détecteurs au plan focal de VAMOS. Dans l'expérience dont nous parlerons dans ce manuscrit, le mur de silicium a été remplacé par une chambre à ionisation supplémentaire. Figure issue de [R<sup>+</sup>11].

#### Mesure du temps de vol

La mesure du temps de vol s'effectue à l'aide de deux chambres à fils ou MWPPAC (Multi Wire Parallel Plate Avalanche Counter). Celles-ci sont espacées d'une distance d'environ 7.3 m, la première étant située à 15 cm de cible, la seconde, au plan focal. La première chambre est composée de deux plans de détection suivant les axes  $x$  et  $y$  permettant d'obtenir les coordonnées du point objet. La seconde MWPPAC se trouve à l'entrée du plan focal de VAMOS et délivre le signal de déclenchement de l'acquisition. Le temps de vol s'obtient à partir de la différence de temps entre les deux signaux obtenus par les deux chambres à fils. Les caractéristiques intrinsèques de ces détecteurs sont très importantes pour obtenir une bonne résolution pour l'estimation de la vitesse et donc pour l'estimation de la masse. Une très bonne résolution en temps (0.5 ns) est nécessaire ainsi qu'un taux de comptage élevé.

### Mesure de la trajectoire

La mesure des coordonnées de la particule ayant atteint le plan focal se fait à l'aide de deux chambres à dérive (Drift Chambers DC). La surface sensible est de dimension caractéristique de tous les détecteurs du plan focal, soit  $1000 \times 150 \text{ mm}^2$ . Dans la suite on appellera  $x$  et  $y$  les directions horizontale et verticale dans le plan perpendiculaire à l'axe du spectromètre. Quand une particule chargée traverse une chambre à dérive, elle ionise le gaz contenu ; les ions positifs se dirigent vers la cathode, et les électrons vers l'anode. La cathode est constituée de 2 rangées de 160 pads permettant de repérer la position  $x$  en mesurant le centre de distribution de charge déposée par les ions sur différents pads ; l'utilisation de deux rangées disposées en quinconce aboutit à deux mesures,  $x$  et  $x'$ , permettant d'obtenir une meilleure résolution en  $x$ . L'anode est constituée d'une rangée de fils vers lesquels se dirigent les électrons avec une vitesse connue ; le temps de dérive des électrons entre l'entrée de la particule dans la chambre (signal donnant le temps de départ) et l'arrivée des électrons sur un fil (signal donnant le temps d'arrivée) permet donc de déterminer la position  $y$  de la trajectoire. En utilisant deux chambres à dérives espacées de 10 cm, on obtient deux jeux de coordonnées  $(x_1, x'_1, y_1)$  et  $(x_2, x'_2, y_2)$  à partir desquels on détermine la position et la direction de la particule lors de son passage au point focal :  $(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$ . Ces quatre coordonnées sont utilisées pour déterminer le paramètre  $B\rho$ , et en déduire la quantité  $Mv/q$ . Par ailleurs, la mesure du temps de vol dans VAMOS donne l'information sur la vitesse  $v$ . L'étude de la trajectoire aboutit donc à la détermination de  $M/q$ . En résumé, les chambres à dérive permettent d'obtenir quatre jeux de coordonnées  $(x_i; y_i)_{i=1\dots 4}$ , fournissant ainsi une information précise sur la distance parcourue par l'ion ainsi que son rayon de courbure en présence du champ magnétique.

### Mesure des pertes d'énergie

L'information sur l'énergie des ions est la dernière quantité mesurée au plan focal de VAMOS. Elle s'effectue à l'aide de quatre rangées de chambres à ionisation (IC), chacune étant segmentée en 5 sections électriquement séparées. L'énergie déposée par la particule dans l'ensemble des quatre rangées est identifiée à son énergie  $E$  (en supposant que la particule a bien été arrêtée dans le dispositif). On mesure aussi une perte d'énergie partielle  $\Delta E$  correspondant à l'énergie déposée dans les trois premières rangées. La corrélation  $\Delta E - E$  permet de déterminer le numéro atomique  $Z$  de l'ion (voir Figure II.14). La connaissance de l'énergie  $E$ , combinée à l'information connue sur  $v$ , permet aussi de remonter à la masse  $M$  de l'ion (et donc à son nombre de masse  $A$ ). On peut enfin déterminer la dernière propriété de l'ion : son état de charge  $q$ , en combinant la connaissance de  $M$  et de  $M/q$ . Remarquons que l'état de charge obtenu doit être un nombre entier : on peut utiliser cette contrainte pour obtenir, une fois  $q$  déterminé, une valeur plus précise de  $M$  donnée par  $q * (M/q)$ .

Le principe de la reconstruction des propriétés de la particule est récapitulé dans la Figure II.15. Sur cette figure, on présente notamment la façon de déterminer la vitesse  $v$ , le rapport  $M/Q$  et la masse approximative  $M$ . Enfin, l'identification finale de l'ion à partir des quantités mesurées au plan focal de VAMOS nécessite un étalonnage précis sans lequel il n'y aurait pas d'analyse possible, mais qui ne sera pas détaillé dans ce manuscrit.

En Chapitre IV, une discussion des données collectées avec le dispositif expérimental AGATA+VAMOS sera présentée dans le cadre d'une réaction de fusion-fission  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, F\gamma)$  à 6.2 MeV/u.

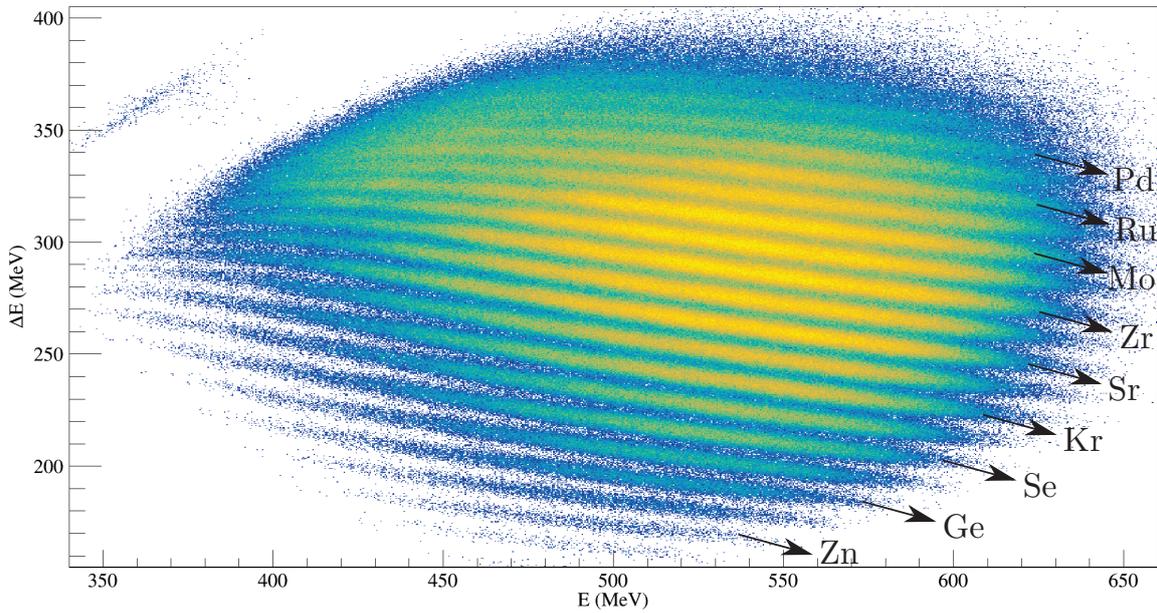


FIGURE II.14 – Exemple de détermination du numéro atomique d'un ion à l'aide de la corrélation  $\Delta E - E$ .

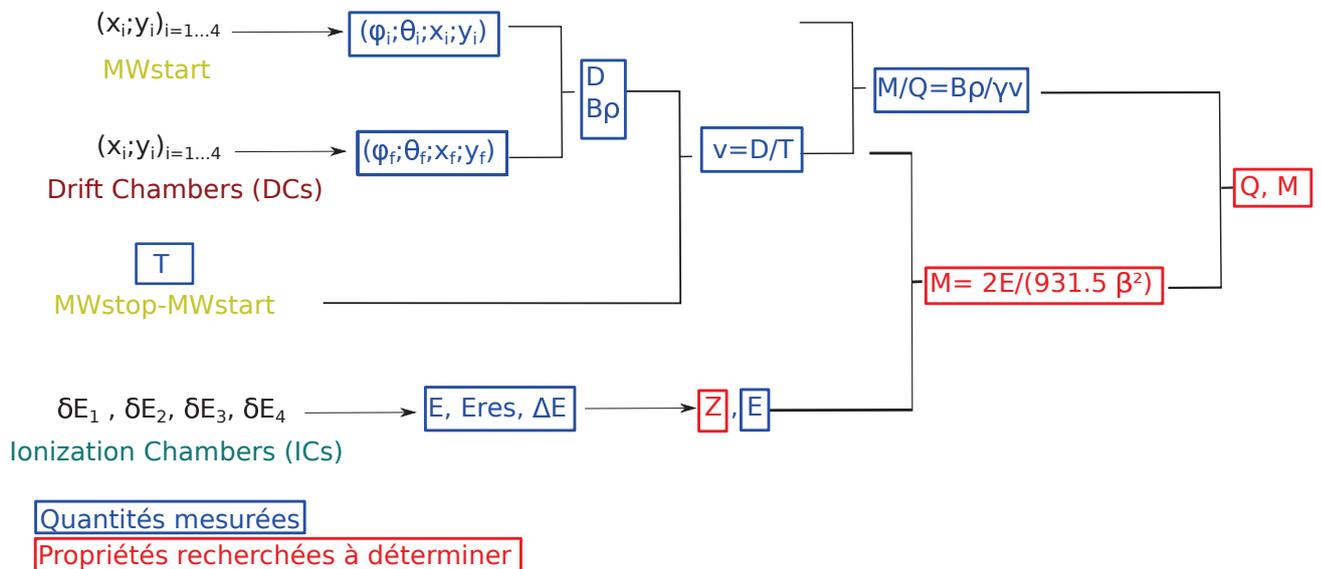


FIGURE II.15 – Principe de reconstruction du numéro atomique (Z), de la masse (M) et de l'état de charge (Q) à partir des différentes mesures effectuées dans VAMOS.



## Chapitre III

# Nouvelles techniques d'analyse et développement d'outils

### III.1 Prélude

Ce chapitre est (traditionnellement) destiné à la présentation des techniques d'analyse en spectroscopie  $\gamma$ . Il a pour but d'exposer le travail préliminaire que le physicien doit effectuer avant de pouvoir analyser des données propres et calibrées : c'est le prétraitement des données. Cette étape est cruciale pour le doctorant puisqu'elle impacte directement la qualité de la physique qui pourra être extraite des données brutes. De nos jours, le prétraitement des données se fait uniquement par traitement informatique. Le processus de calibration et de traitement de ces données peut donc être extrêmement chronophage, c'est pourquoi on demande au physicien de produire à la fois un code propre, versatile et efficace.

De manière à ce que ce manuscrit reflète au mieux les spécificités du travail que j'ai effectué, il ne donnera pas le détail de la plupart des étapes dites "classiques" d'une thèse en physique nucléaire. Même si ce travail a occupé un long moment de ma thèse, il fait néanmoins partie des compétences élémentaires du spectroscopiste  $\gamma$  qui seront considérées comme acquises. De ce fait, les processus de construction d'événements à partir des données brutes, de construction de spectres multidimensionnels multiconditionnés, d'addback, de soustraction de fond, ou concernant le formalisme sur les distributions/corrélations angulaires ne seront pas traités ici. Pour une description de ces étapes, on peut se renseigner dans les références suivantes : [Ast99]p 28-44 (conditionnement, soustraction de fond, addback et distributions angulaires), [Doa06]p 66-68 (addback), [Duc97]p 74-79 (construction de matrice, cube, hypercube, déconvolution et applications), [Pre03b] p 49-54 (addback, construction de matrice, conditionnement). Des informations plus formelles concernant la technique d'incrémentement des histogrammes pour les fold élevés peuvent être trouvées dans la référence [B<sup>+</sup>95].

Dans ce chapitre, l'accent sera mis essentiellement sur deux aspects : une nouvelle technique d'analyse des intensités et le développement du logiciel Cubix. La motivation de mon travail sur ces aspects est la suivante :

Les schémas de niveaux sont à la base de la recherche en structure nucléaire. Ils nous permettent d'extraire des informations essentielles sur le comportement et la forme des noyaux. Leur construction est élaborée à partir d'expériences de spectroscopie  $\gamma$ . Le développement continu des technologies relatives aux spectromètres nous permet d'atteindre une efficacité de détection toujours plus importante. Il en résulte un très grand nombre d'événements de haute multiplicité qui s'avèrent souvent compliqués à trier. Les ensembles de données peuvent contenir des dizaines voire des centaines de désexcitations  $\gamma$  appartenant à un grand nombre de noyaux. La construction du schéma de niveaux relatif à un seul noyau est donc extrêmement chronophage et peut prendre facilement plusieurs mois. Cette démarche doit être effectuée avec rigueur, mais il est important de la traiter le plus efficacement possible afin de pouvoir par la suite consacrer du temps à l'interprétation physique de données fiables. Afin d'optimiser ce travail, des travaux

se sont penchés sur des algorithmes visant à automatiser l'élaboration du schéma de niveaux [DEM09]. Cependant cette automatisation reste très complexe et est à l'état de recherche. A défaut de pouvoir utiliser un outil idéal et opérationnel, je me suis impliqué dans le développement de techniques pour répondre à deux types de problèmes auxquels j'ai été confronté : la difficulté de déterminer l'intensité d'émission d'une raie apparaissant dans un spectre multiconditionné, et les origines multiples des pics présents dans un spectre.

## III.2 Proposition de formalisme pour la détermination des intensités relatives dans les cascades de désintégration

### III.2.1 Motivations

Dans cette partie, nous ne parlerons pas d'automatisation mais nous allons essayer de répondre à un casse-tête du spectroscopiste  $\gamma$  : comment déterminer quantitativement les intensités des transitions après une combinaison de gates ? Cette question peut paraître triviale mais l'intensité "perçue" après application d'une gate dépend de plusieurs facteurs dont principalement le positionnement des transitions par rapport à la ou les transitions choisies comme gate(s).

Le formalisme qui permet de calculer les intensités après le conditionnement d'un spectre sera présenté dans les Parties III.2.2 et III.2.3. En outre, ce calcul permet d'introduire une nouvelle procédure de calcul des intensités inconnues qui sera détaillée en Section III.2.5.2. Les résultats des calculs seront comparés à des simulations effectuées dans l'environnement GAMMAWARE + ROOT. Ces simulations utilisent principalement comme données d'entrée un schéma de niveau dont chaque niveau est affecté d'un taux de peuplement (feeding) caractéristique d'une réaction donnée et un nombre d'évènements simulés. Il se produit ensuite une cascade dont l'occurrence est représentative des rapports de branchement (branching ratios) présents dans ce même schéma. Ces évènements sont ensuite triés et les spectres sont incrémentés selon la procédure définie dans la Ref.[B<sup>+</sup>95]. Pour pouvoir comparer la variation de hauteur des pics d'une combinaison de gate à l'autre, le même nombre d'évènements (un million) sera simulé.

### III.2.2 Théorie des graphes

En physique, les différents états excités d'un atome, d'une molécule ou bien d'un noyau sont habituellement représentés par un schéma de niveaux. Ces niveaux sont reliés entre eux par des transitions correspondant à un apport d'énergie ou à une désexcitation. Nous nous intéresserons ici uniquement aux désexcitations qui se produisent suite à la formation d'un noyau excité dans une réaction nucléaire, donnant lieu à une cascade de rayonnement  $\gamma$ . Nous considérerons ici que l'énergie est toujours emportée par un photon (bien que le raisonnement puisse être généralisé pour tenir compte d'une autre voie de désexcitation possible, la conversion interne). Le schéma de niveaux et les transitions reliant ces niveaux forment un réseau de désexcitation. En mathématiques, les réseaux de ce type peuvent être représentés par des outils très performants appelés "graphes" [Wes00]. Ils sont constitués de deux principaux éléments : les sommets (vertices  $V$ ) et les arêtes (edges  $E$ ). Il existe une multitude de graphes. Les schémas de niveaux que nous étudions ici sont des graphes dits orientés et pondérés. "Orienté" veut dire que l'arête ne peut être parcourue que dans un sens (s'agissant de désexcitation, on va de l'énergie la plus haute vers la plus basse). "Pondéré" vient du fait qu'un état excité peut décroître suivant plusieurs chemins possibles, dont chacun a une probabilité associée (branching ratio).

Dans l'espace des niveaux (représentation habituelle du schéma de niveaux), chaque niveau correspond à un sommet, et chaque transition à une arête. Dans l'espace dual des transitions, c'est l'inverse : les transitions jouent le rôle des sommets. Nous parlerons de "schéma de transitions". Un exemple est donné dans les Figures III.1 et III.2. Dans la Figure III.1, les nombres à côté de chaque transition donnent l'intensité relative, en pourcentage de la somme des transitions vers le fondamental (dans cette figure, l'intensité est normalisée par rapport à la somme des intensités des transitions  $H$  (TH) et  $F$  (TF)). Les nombres associés à chaque niveau indiquent la valeur du "feeding" (probabilité que le point de départ de la cascade de désexcitation discrète parte de ce

niveau ; remarquons que ce nombre dépend de la réaction ayant conduit à la formation du noyau étudié). Nous verrons par la suite que le schéma de transitions est beaucoup plus adapté pour réaliser les calculs d'intensités relatives.

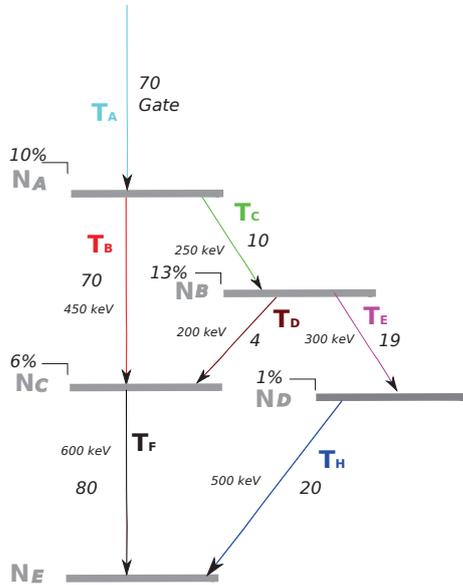


FIGURE III.1 – Schéma de niveaux : graphe dans l'espace des niveaux où les niveaux  $N_i$  sont les sommets et les transitions  $T_i$  sont les arêtes. Les nombres sans unité indiquent l'intensité relative, les nombres suivis de % indiquent la valeur du feeding pour chaque état.

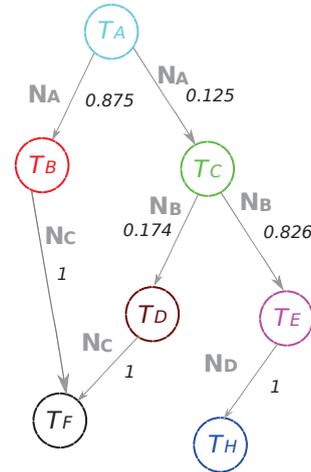


FIGURE III.2 – Schéma de transitions : graphe dans l'espace des transitions, où les transitions  $T_i$  sont les sommets et les niveaux  $N_i$ , les arêtes.

Un schéma de niveaux est correctement transcribable en schéma de transitions si la somme des feedings est égale à l'intensité totale des transitions arrivant sur l'état fondamental (normalisée en général à 100). Dans la Figure III.2 la pondération est indiquée pour chaque arête et représente la probabilité une fois passé par la transition “i” de continuer par la transition “j”. Un graphe  $G = (V, E)$  défini par ses sommets  $V$  et ses arêtes  $E$  peut se représenter en algèbre linéaire par une matrice. Cette matrice est appelée matrice d'adjacence et sera notée  $\mathcal{A}$ . Dans l'espace des transitions, elle est définie comme suit :

$$\mathcal{A}_{ij} = \begin{cases} B_r(ij) & \text{si } (v_i \rightarrow v_j) \in E \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Où  $i$  et  $j$  représentent l'indice des transitions du schéma de transitions.  $B_r$  est le rapport de branchement. La matrice d'adjacence du schéma de transitions de la Figure III.2 est donnée par l'Eq. III.1.

$$\mathcal{A} = \begin{matrix} & \begin{matrix} A & B & C & D & E & F & H \end{matrix} \\ \begin{matrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \\ G \end{matrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0.875 & 0.125 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.174 & 0.826 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (\text{III.1})$$

En utilisant la multiplication de matrices, on peut voir que  $\mathcal{A}_{ij}^2$  donne la probabilité de passer

d'une transition  $i$  à  $j$  en deux étapes, et de façon générale  $\mathcal{A}_{ij}^n$  donne la probabilité de passer de  $i$  à  $j$  en  $n$  étapes. On en déduit donc la probabilité totale de décroître de  $i$  vers  $j$  [DEM09] :

$$\mathcal{P}_{ij} = (\mathcal{A} + \mathcal{A}^2 + \mathcal{A}^3 + \dots)_{ij} \quad (\text{III.2})$$

Grâce à l'identité  $(I - \mathcal{A})^{-1} = \sum_{n=0}^{\infty} \mathcal{A}^n = (I + \mathcal{P})$  on peut réécrire  $\mathcal{P}$  sous une forme finie [DEM09] :

$$\mathcal{P} = (I - \mathcal{A})^{-1} - I. \quad (\text{III.3})$$

La matrice  $\mathcal{P}$  pour le schéma de niveaux de la Figure III.1 est donnée par :

$$\mathcal{P} = \begin{matrix} & \begin{matrix} A & B & C & D & E & F & H \end{matrix} \\ \begin{matrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \\ G \end{matrix} & \left( \begin{array}{ccccccc} 0 & 0.875 & 0.125 & 0.02175 & 0.1032 & 0.8968 & 0.1032 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.174 & 0.826 & 0.174 & 0.826 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{matrix} \quad (\text{III.4})$$

Cette matrice contient toutes les informations nécessaires pour déterminer les intensités relatives lorsqu'on impose des conditions de coïncidences (pour une distribution de feeding donnée). Elle a besoin d'être calculée seulement une fois car elle est unique pour chaque schéma de niveaux. Le raisonnement présenté dans la prochaine Section III.2.3 prend pour hypothèse que la matrice  $\mathcal{P}$ , représentant un schéma de transitions quelconque, est parfaitement définie et connue.

### III.2.3 Intensités selon les conditions de coïncidences

#### III.2.3.1 Définitions

Dans cette partie nous nous intéresserons à l'intensité des raies d'un noyau lorsqu'on applique une condition de coïncidence (gate). En effet, il est simple de déterminer la position d'une nouvelle raie sur un schéma de niveau en "jouant" sur les différentes relations de coïncidences. Cependant, il est plus difficile d'estimer de manière quantitative son intensité en fonction des différentes gates employées. La présente partie va s'intéresser au formalisme généraliste qui permettra de déterminer, sans ambiguïté, les intensités dans un spectre en fonction de n'importe quel jeu de gates.

Ce formalisme s'appuie notamment sur les quantités suivantes :

- $\mathcal{P}_{i \rightarrow j}$  est la probabilité de passer par la transition  $j$  sachant que la transition  $i$  a eu lieu. En notant  $N$  le nombre de transitions possibles, les différentes probabilités  $\mathcal{P}_{i \rightarrow j}$  forment une matrice  $\mathcal{P}$  de dimension  $N \times N$ .
- $R$  est un vecteur de taille  $N$  contenant les intensités relatives associées aux différentes transitions. Autrement dit,  $R_i$  est l'intensité relative de la raie  $i$ , définie par rapport à une raie de référence notée 0 telle que  $R_0 = 100\%$ . Cette intensité relative est proportionnelle à la probabilité qu'un noyau donné se désexcite en passant par la raie  $i$ . Notons  $P_i$  cette probabilité, et remarquons que  $P_0$  n'est pas nécessairement égale à 1. Dans le schéma de niveaux III.3 donné en exemple, la valeur de  $P_0$  est égal à 1 ( $R_0/R_0$ ). On a la relation :  $P_i/P_0 = R_i/R_0$ , soit  $R_i = P_i/P_0$  sachant que  $R_0 = 1$ .
- $I(G)$  est un vecteur de taille  $N$  contenant les intensités des différentes raies dans un spectre réalisé avec la condition  $G$  (ensemble de gates donné). L'intensité  $I_i(G)$  sera définie comme la probabilité, pour chaque évènement, que la transition  $i$  soit incrémentée dans ce spectre. Ainsi, pour  $N_e$  évènements, le nombre de coups total que l'on aura dans le pic  $i$  correspondant est donné par :  $N_i(G) = I_i(G) \times N_e$ .

Le schéma de niveaux qui servira de test est présenté en Figure III.3. Le tableau récapitulatif des énergies et des intensités relatives est donné en Figure III.4. Ce schéma de niveaux a été construit de manière à être représentatif de la complexité d'un schéma de niveau réel.

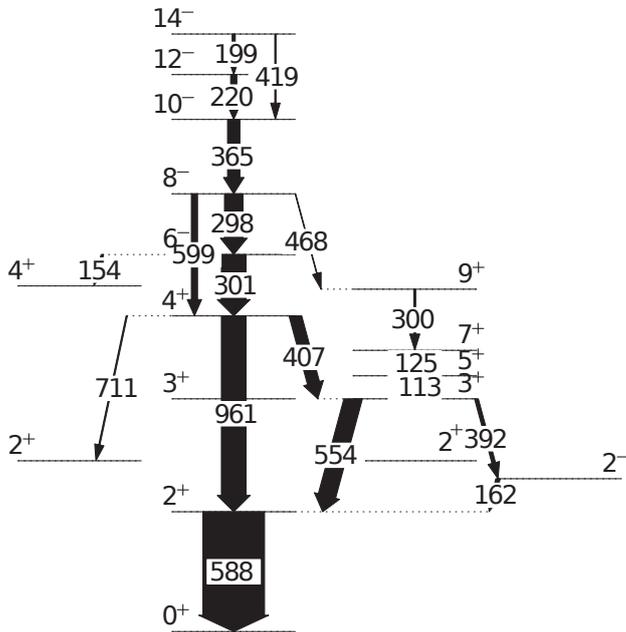


FIGURE III.3 – Schéma de niveaux test.

Energie (keV)	Intensité (%)
113	10
125	5
154	4
162	7
199	5
220	10
298	30
300	3
301	40
365	20
392	6
407	20
419	2
468	1
554	29
588	100
599	10
711	2
961	40

FIGURE III.4 – Intensités relatives présentes dans le schéma de niveau test.

### III.2.3.2 Intensités en simple “gate”

Nous allons maintenant nous focaliser sur le cas le plus simple pour déterminer des intensités après une condition de coïncidence : la simple gate, soit  $G = \{g_1\}$ .

Prenons par exemple une gate à 961 keV ( $g_1 = \text{transition } 4^+ \rightarrow 2^+$ ). En imposant cette condition, on obtient un spectre  $\mathcal{S}(G = \{g_1\})$  à partir duquel on veut déterminer l’intensité relative  $R_i$  de la transition  $i$ . Il convient de distinguer 2 cas :

- la transition  $i$  est au-dessus de la gate  $g_1$ . Son intensité  $I_i(G)$  dans le spectre conditionné est alors donnée par le produit de la probabilité qu’un évènement produise la transition  $i$  par la probabilité que la transition  $i$  soit suivie de la transition  $g_1$ , soit :  $I_i(G) = P_i \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} = R_i \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} / P_0$
- la transition  $i$  est en dessous de la gate  $g_1$ . Son intensité  $I_i(G)$  est alors donnée par :  $I_i(G) = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} = R_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} / P_0$

Dans le premier cas,  $\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i}$  est nul ; dans le second cas,  $\mathcal{P}_{i \rightarrow g_1}$  est nul. On peut alors regrouper ces deux formules en une seule donnant l’expression de  $I_i(G)$  quelle que soit la position de  $i$  :

$$I_i(G) = P_i \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} + P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} \quad (\text{III.5})$$

Des résultats de calculs d’intensités en simple gate sont comparés aux simulations en Figure III.6. Afin de comparer calculs et simulations, les intensités calculées ont été “renormalisées” pour rendre compte du nombre d’évènements simulés.

### III.2.3.3 Intensités en “double gate”

On introduit le vecteur  $\phi$  qui contient l’indice des gates (i.e. pour  $n = 2$ ,  $\phi = (g_1, g_2)$ ) dans l’ordre de la plus “haute” (gate d’indice  $g_1$ ) vers la plus “basse” (gate d’indice  $g_2$ ).

Plus précisément, pour deux indices donnés  $g_1$  et  $g_2$  tels que  $g_1 > g_2$ , le niveau de départ de la transition  $\phi(g_1)$  est supérieur à celui de la transition  $\phi(g_2)$ . Remarquons que cette condition ne signifie pas nécessairement que la transition  $g_1$  peut être suivie de  $g_2$ , car ces transitions sont

susceptibles d'appartenir à des cascades parallèles (un cas qui peut apparaître quand on impose une condition de type "ou", que nous étudierons plus tard). Si on étudie maintenant la raie  $i$  obtenue dans le spectre  $S(G = g_1 \cdot g_2)$ , on doit distinguer 3 cas :

- cas  $i > g_1 > g_2$  :  $I_i(G) = P_i \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2}$
- cas  $g_1 > i > g_2$  :  $I_i(G) = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_2}$
- cas  $g_1 > g_2 > i$  :  $I_i(G) = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow i}$

$$I_i(G) = P_i \times [\mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2}] + P_{g_1} \times [\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_2}] + P_{g_1} \times [\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow i}] \quad (\text{III.6})$$

Des résultats de calculs d'intensités en double gate sont comparés aux simulations en Figure III.7.

### III.2.4 Triple gate et généralisation du formalisme

La méthode pour déterminer les intensités en triple gate suit le raisonnement des deux premières. La succession des indices  $(i, g_1, g_2, g_3)$  pour chacun des quatre cas est donnée pour introduire la généralisation à  $n$  gates.

$$\begin{cases} I_i = P_i \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow g_3} & (i, g_1, g_2, g_3) \\ I_i = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow g_3} & (g_1, i, g_2, g_3) \\ I_i = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow i} \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_3} & (g_1, g_2, i, g_3) \\ I_i = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow g_3} \times \mathcal{P}_{g_3 \rightarrow i} & (g_1, g_2, g_3, i) \end{cases}$$

$$I_i = P_i \times [\mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow g_3}] + P_{g_1} \times [\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow i} \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow g_3}] + P_{g_1} \times [\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow i} \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_3}] + P_{g_1} \times [\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \times \mathcal{P}_{g_2 \rightarrow g_3} \times \mathcal{P}_{g_3 \rightarrow i}] \quad (\text{III.7})$$

Les différents termes de cette expression font intervenir différents arrangements des indices permettant d'identifier les éléments correspondants de la matrice  $\mathcal{P}$ . Afin d'unifier l'expression de ces différents arrangements, ce qui nous permettra de généraliser la relation obtenue, introduisons les vecteurs de cascade  $V^h$ , qui s'écrivent pour le cas d'une transition  $i$  et d'une condition  $G = \{g_1 \cdot g_2 \cdot g_3\}$  :

- $V^0(i, G) = (i, g_1, g_2, g_3)$  (cas  $i > g_1 > g_2 > g_3$ )
- $V^1(i, G) = (g_1, i, g_2, g_3)$  (cas  $g_1 > i > g_2 > g_3$ )
- $V^2(i, G) = (g_1, g_2, i, g_3)$  (cas  $g_1 > g_2 > i > g_3$ )
- $V^3(i, G) = (g_1, g_2, g_3, i)$  (cas  $g_1 > g_2 > g_3 > i$ )

On voit donc que l'indice  $h$  correspond aux différentes positions possibles de la transition  $i$  par rapport aux gates. Pour un nombre de gates imposées  $p$  (avec la condition "et"), les vecteurs de cascades  $V^0(i, G = \{g_1 \cdot g_2 \cdot \dots \cdot g_p\})$  sont de taille  $p + 1$ , et  $h$  peut prendre  $p + 1$  valeurs.

- Dans le cas  $i > g_1$  (soit  $h = 0$ ), l'intensité  $I_i(G)$  est donnée par :  
 $I_i(G) = P_i \times \prod_{j=1}^p \mathcal{P}_{V^0(j-1) \rightarrow V^0(j)}$ , avec  $P_i = P_{V^0(0)}$ .
- Dans le cas  $i < g_1$  (soit  $h > 0$ ), elle est donnée par :  
 $I_i(G) = P_{g_1} \times \prod_{j=1}^p \mathcal{P}_{V^h(j-1) \rightarrow V^h(j)}$ , avec  $P_{g_1} = P_{V^h(0)}$ .

On peut alors écrire, quelle que soit la position de  $i$  :

$$I_i(G) = \sum_{h=0}^p P_{V^h(0)} \prod_{j=1}^p \mathcal{P}_{V^h(j-1) \rightarrow V^h(j)} \quad (\text{III.8})$$

Cette équation donne l'expression générale de l'intensité  $I_i(G)$  quand la condition  $G$  consiste à imposer la totalité des  $p$  gates listées.

### III.2.4.1 Cas d'une condition de type "où"

La description se complique quand on utilise une condition de type "ou", qui sera définie de la façon suivante :  $G = \{g_1 + g_2 + \dots + g_{p'}\}_p$ , où l'on se donne une liste de  $p'$  gates, dont un nombre minimum  $p$  doit être réalisé. Calculer l'intensité d'une raie  $i$  peut dès lors se faire à partir de l'ensemble des combinaisons de ces gates. Si on détaille l'ensemble des combinaisons dans le cas  $p' = 3$  et  $p = 2$  (la condition  $\{g_1 + g_2 + g_3\}_2$  signifie au moins 2 gates parmi 3 fenêtres autorisées), on a :

$$g_1g_2g_3 \quad g_1g_2\bar{g}_3 \quad g_1\bar{g}_2g_3 \quad \bar{g}_1g_2g_3 \quad (III.9)$$

où la notation  $g_1$  signifie que la gate  $g_1$  est présente dans la cascade, et  $\bar{g}_1$  signifie qu'elle est absente. Ces différents cas s'excluent mutuellement. Notons la relation sur laquelle sera basée une grande partie du raisonnement :  $g_1g_2 = g_1g_2g_3 + g_1g_2\bar{g}_3$ . Cette relation est illustrée par la Figure III.5 en utilisant des ensembles représentatifs et où on peut visualiser les différentes intersections possibles.

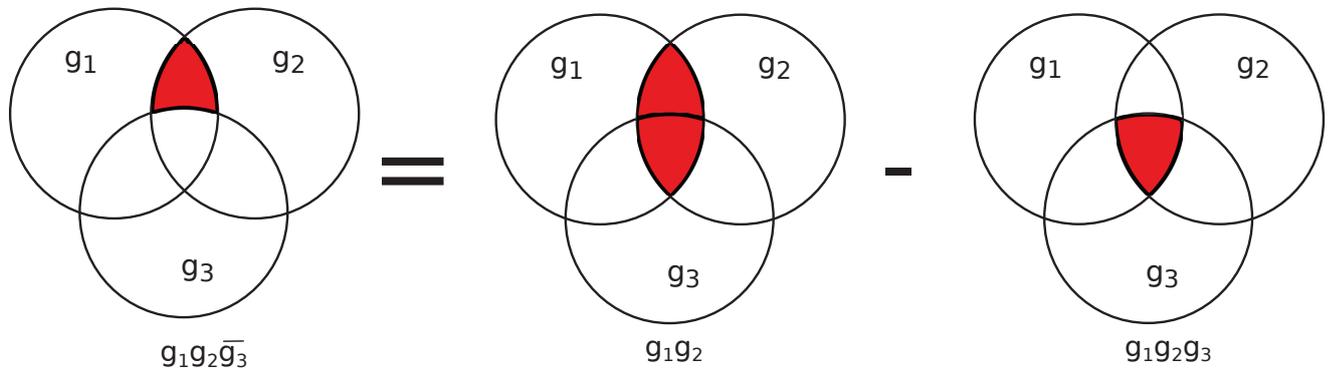


FIGURE III.5 – Le sens choisi pour représenter la relation a pour but d'illustrer comment les combinaisons exclusives (contenant au moins une exclusion  $\bar{x}$ ) peuvent être réexprimées en termes de combinaisons positives, qui n'en contiennent pas.

Construire un spectre somme peut être réalisé à partir des différentes intensités calculées en utilisant les trois combinaisons de deux possibles :

$$S^s = \mathcal{S}_{g_1g_2} + \mathcal{S}_{g_1g_3} + \mathcal{S}_{g_2g_3} \quad (III.10)$$

Notons cependant que pour un tel spectre, cela revient à compter plusieurs fois (trois fois) l'aire  $g_1g_2g_3$  définie en Fig. III.5 et une seule fois seulement les aires restantes ( $g_1g_2\bar{g}_3, g_1\bar{g}_2g_3, \bar{g}_1g_2g_3$ ). Ceci n'est pas sans rappeler la méthode dite "Spikée" qui permet de créer des spectres multiconditionnés à partir d'évènements réels [B<sup>+</sup>95]. C'est pourquoi nous avons noté ce spectre calculé à partir du schéma de niveaux  $S^s$ . Bien évidemment, ce sur-comptage n'a pas lieu d'être et nous pouvons définir un spectre "non Spiké"  $\mathcal{S}^{ns}$  comme suit :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}^{ns}(G = \{g_1 + g_2 + g_3\}_2) &= \mathcal{S}_{g_1g_2g_3} + \mathcal{S}_{g_1g_2\bar{g}_3} + \mathcal{S}_{g_1\bar{g}_2g_3} + \mathcal{S}_{\bar{g}_1g_2g_3} \\ &= \mathcal{S}_{g_1g_2g_3} + (\mathcal{S}_{g_1g_2} - \mathcal{S}_{g_1g_2g_3}) + (\mathcal{S}_{g_1g_3} - \mathcal{S}_{g_1g_2g_3}) + (\mathcal{S}_{g_2g_3} - \mathcal{S}_{g_1g_2g_3}) \end{aligned} \quad (III.11)$$

Il vient donc la relation, pour le cas ( $p = 2, p' = 3$ ), entre les deux types de spectres :

$$\mathcal{S}^{ns} = S^s - 2\mathcal{S}_{g_1g_2g_3} \quad (III.12)$$

### Combinaisons "positives"

Dans le cas "Spiké", le spectre global peut être ainsi décomposé en la somme des différents spectres obtenus pour les différentes conditions permettant de passer la condition  $G$ , à savoir :

$\{g_1.g_2\}$ ,  $\{g_1.g_3\}$ , et  $\{g_2.g_3\}$ . Dans chacun de ces cas, le statut de la troisième gate, non mentionnée, est quelconque (elle peut être présente ou non). On a donc :

$$S^s(G = \{g_1 + g_2 + g_3\}_2) = \mathcal{S}_{g_1g_2} + \mathcal{S}_{g_1g_3} + \mathcal{S}_{g_2g_3} \quad (\text{III.13})$$

Cette relation peut être écrite plus formellement (en vue d'une généralisation) en introduisant des matrices de combinaisons positives  $M(n, G)$  dont chaque ligne  $M_\alpha(n, G)$  décrit une combinaison de  $n$  gates acceptées par la condition  $G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p$ . On rappelle que  $p'$  correspond au nombre de fenêtres possibles et  $p$  au nombre de fenêtres en coïncidence. On a donc nécessairement  $n \geq p$ . Considérons par exemple  $G = \{g_1 + g_2 + g_3\}_2$ . On a alors :

$$M(2, \{g_1 + g_2 + g_3\}_2) = \begin{pmatrix} g_1 & g_2 \\ g_1 & g_3 \\ g_2 & g_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_1(2, G) \\ M_2(2, G) \\ M_3(2, G) \end{pmatrix}$$

$$M(3, \{g_1 + g_2 + g_3\}_2) = (g_1 \quad g_2 \quad g_3) = (M_1(3, G))$$

La matrice  $M(n, G)$  contient  $C_n^{p'}$  lignes et  $n$  colonnes. Un spectre "Spiké" s'exprime à partir de la matrice des combinaisons positives  $M(p, G)$  :

$$S^s(G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p) = \sum_{\alpha=1}^{C_p^{p'}} \mathcal{S}_{M_\alpha(p, G)} \quad (\text{III.14})$$

Où  $\mathcal{S}_{M_\alpha(p, G)}$  désigne le spectre obtenu que on impose la coïncidence avec les gates de la combinaison  $M_\alpha(p, G)$ .

### Combinaisons "exclusives"

L'expression du spectre "non-Spiké" quant à elle fait intervenir des combinaisons exclusives :

$$\mathcal{S}^{ns}(G = \{g_1 + g_2 + g_3\}_2) = \mathcal{S}_{g_1g_2\bar{g}_3} + \mathcal{S}_{g_1\bar{g}_2g_3} + \mathcal{S}_{\bar{g}_1g_2g_3} + \mathcal{S}_{g_1g_2g_3} \quad (\text{III.15})$$

On introduit, pour généraliser, les matrices de combinaisons exclusives  $\mathcal{M}(n, \bar{n}, G)$ , dont chaque ligne  $\mathcal{M}_\alpha(n, \bar{n}, G)$  correspond à une combinaison de  $n$  gates présentes et  $\bar{n}$  gates absentes permettant de vérifier la condition  $G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p$ . On a donc nécessairement  $n \geq p$  et  $\bar{n} \leq (p' - p)$ . La matrice  $\mathcal{M}(n, \bar{n}, G)$  contient  $C_{n+\bar{n}}^{p'} \times C_n^{n+\bar{n}}$  lignes et  $n + \bar{n}$  colonnes. Par exemple, en prenant le cas ( $p = 1, p' = 3$ ) :

$$\mathcal{M}(1, 1, \{g_1 + g_2 + g_3\}_1) = \begin{pmatrix} g_1 & \bar{g}_2 \\ \bar{g}_1 & g_2 \\ g_1 & \bar{g}_3 \\ \bar{g}_1 & g_3 \\ g_2 & \bar{g}_3 \\ \bar{g}_2 & g_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_1(1, 1, G) \\ \mathcal{M}_2(1, 1, G) \\ \mathcal{M}_3(1, 1, G) \\ \mathcal{M}_4(1, 1, G) \\ \mathcal{M}_5(1, 1, G) \\ \mathcal{M}_6(1, 1, G) \end{pmatrix} \quad (\text{III.16})$$

Un spectre "non-Spiké" s'exprime à partir des différentes matrices de combinaisons exclusives telles que  $n + \bar{n} = p'$  (le statut de chaque gate, présente ou absente, devant être précisé). On a alors  $C_{n+\bar{n}}^{p'} \times C_n^{n+\bar{n}} = 1 \times C_n^p$ , soit :

$$\mathcal{S}^{ns}(G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p) = \sum_{n=p}^{p'} \sum_{\alpha=1}^{C_n^{p'}} \mathcal{S}_{\mathcal{M}_\alpha(n, p'-n, G)} \quad (\text{III.17})$$

Par exemple, dans le cas  $G = \{g_1 + g_2 + g_3\}_1$  :

$$\mathcal{I}^{ns} = \underbrace{\mathcal{I}_{g_1 g_2 g_3}}_{\mathcal{M}(3,0,G)} + \underbrace{\mathcal{I}_{g_1 g_2 \bar{g}_3} + \mathcal{I}_{g_1 \bar{g}_2 g_3} + \mathcal{I}_{\bar{g}_1 g_2 g_3}}_{\mathcal{M}(2,1,G)} + \underbrace{\mathcal{I}_{g_2 \bar{g}_1 \bar{g}_3} + \mathcal{I}_{g_1 \bar{g}_2 \bar{g}_3} + \mathcal{I}_{g_3 \bar{g}_2 \bar{g}_1}}_{\mathcal{M}(1,2,G)} \quad (\text{III.18})$$

Cette dernière équation permet de pointer la difficulté supplémentaire pour estimer les intensités avec une combinaison de gates  $p' > p$ . Rappelons que la formule III.8 permet de calculer l'intensité relative d'une raie  $i$  à partir du schéma de niveaux, dans le cas d'une condition de la forme  $G = \{g_1.g_2\dots.g_p\}$ , équivalente à  $G = \{g_1 + g_2 + \dots + g_p\}_p$ . Cette expression fait intervenir des produits d'éléments de matrice  $\mathcal{P}_{i \rightarrow j}$ , c'est à dire des probabilités associées à des combinaisons positives. Ainsi, si l'on veut utiliser la matrice  $\mathcal{P}$  pour calculer des intensités relatives dans le cas général, il faut au préalable réexprimer les combinaisons exclusives en fonction de combinaisons positives (suivant le principe  $g_1 g_2 \bar{g}_3 = g_1 g_2 - g_1 g_2 g_3$ ).

### Principe

Nous avons vu que  $g_1 g_2 \bar{g}_3 = g_1 g_2 - g_1 g_2 g_3$ . Voici un autre exemple avec une combinaison contenant davantage d'exclusions :

$$\begin{aligned} g_1 g_2 \bar{g}_3 \bar{g}_4 &= g_1 g_2 \bar{g}_4 - g_1 g_2 g_3 \bar{g}_4 = g_1 g_2 \bar{g}_3 - g_1 g_2 \bar{g}_3 g_4 \\ &= (g_1 g_2 \bar{g}_4 - g_1 g_2 g_3 \bar{g}_4 + g_1 g_2 \bar{g}_3 - g_1 g_2 \bar{g}_3 g_4)/2 \end{aligned} \quad (\text{III.19})$$

En généralisant, toute combinaison exclusive  $\mathcal{M}(n, \bar{n}, G)$  s'exprime en fonction des combinaisons exclusives  $\mathcal{M}(n, \bar{n}-1, G)$  et  $\mathcal{M}(n+1, \bar{n}-1, G)$ , ce qui permet d'établir une relation de récurrence. L'application de cette relation permet d'obtenir en  $\bar{n}$  étapes l'expression d'une combinaison exclusive  $\mathcal{M}(n, \bar{n}, G)$  uniquement en fonction de matrices de combinaisons positives mais il est possible de montrer que la somme de combinaisons  $\sum_{\alpha} \mathcal{M}(n, \bar{n}, G)$  contient :

- $(p' - (n + \bar{n} - 1))/\bar{n}$  fois chaque combinaison  $\mathcal{M}_{\alpha'}(n, \bar{n} - 1, G)$ , ce qui correspond aux différents choix pour la gate  $g$  qui est passée de "absente" ( $\bar{g}$ ) à "non spécifiée" ;
- $(n + 1)/\bar{n}$  fois chaque combinaison  $\mathcal{M}_{\alpha'}(n + 1, \bar{n} - 1, G)$ , ce qui correspond aux différents choix pour la gate  $g$  qui est passée de "absente" ( $\bar{g}$ ) à "présente" ( $g$ ).

Le facteur  $1/\bar{n}$  provient de la symétrisation, telle qu'on la voit apparaître dans l'exemple donné plus haut :  $g_1 g_2 \bar{g}_3 \bar{g}_4 = (g_1 g_2 \bar{g}_4 - g_1 g_2 g_3 \bar{g}_4 + g_1 g_2 \bar{g}_3 - g_1 g_2 \bar{g}_3 g_4)/2$

Ainsi, nous avons la relation de récurrence suivante :

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha=1}^{C_{n+\bar{n}}^{p'} \times C_n^{n+\bar{n}}} \mathcal{M}_{\alpha}(n, \bar{n}, G) &= \frac{1}{\bar{n}} [(p' - n - \bar{n} + 1) \sum_{\alpha'=1}^{C_{n+\bar{n}-1}^{p'} \times C_n^{n+\bar{n}-1}} \mathcal{M}_{\alpha'}(n, \bar{n} - 1, p') \\ &\quad - (n + 1) \sum_{\alpha'=1}^{C_{n+\bar{n}}^{p'} \times C_{n+1}^{n+\bar{n}}} \mathcal{M}_{\alpha'}(n + 1, \bar{n} - 1, p')] \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

### Exemple avec le cas $G = \{g_1 + g_2 + g_3 + g_4\}_2$

L'expression du spectre "non-spiké" est la suivante :

$$\mathcal{I}^{ns} = \underbrace{\mathcal{I}_{g_1 g_2 g_3 g_4}}_{\mathcal{M}_{\alpha}(4,0,G)} + \underbrace{\left\{ \begin{array}{l} + \mathcal{I}_{g_1 g_2 g_3 \bar{g}_4} \\ + \mathcal{I}_{g_1 g_2 \bar{g}_3 g_4} \\ + \mathcal{I}_{g_1 \bar{g}_2 g_3 g_4} \\ + \mathcal{I}_{\bar{g}_1 g_2 g_3 g_4} \end{array} \right\}}_{\mathcal{M}_{\alpha}(3,1,G)} + \underbrace{\left\{ \begin{array}{l} + \mathcal{I}_{g_1 g_2 \bar{g}_3 \bar{g}_4} \\ + \mathcal{I}_{g_1 \bar{g}_2 g_3 \bar{g}_4} \\ + \mathcal{I}_{\bar{g}_1 g_2 g_3 \bar{g}_4} \\ + \mathcal{I}_{g_1 \bar{g}_2 \bar{g}_3 g_4} \\ + \mathcal{I}_{\bar{g}_1 g_2 \bar{g}_3 g_4} \\ + \mathcal{I}_{\bar{g}_1 \bar{g}_2 g_3 g_4} \end{array} \right\}}_{\mathcal{M}_{\alpha}(2,2,G)} \quad (\text{III.21})$$

En appliquant la relation de récurrence pour supprimer les exclusions, les trois termes se décomposent en une somme de combinaisons non exclusives :

$$\begin{cases} \sum_{\alpha} \mathcal{M}_{\alpha}(4, 0, G) = \sum_{\alpha} M_{\alpha}(4, G) \\ \sum_{\alpha} \mathcal{M}_{\alpha}(3, 1, G) = \sum_{\alpha} M_{\alpha}(3, G) - 4 \sum_{\alpha} M_{\alpha}(4, G) \\ \sum_{\alpha} \mathcal{M}_{\alpha}(2, 2, G) = \sum_{\alpha} M_{\alpha}(2, G) - 3 \sum_{\alpha} M_{\alpha}(3, G) + 6 \sum_{\alpha} M_{\alpha}(4, G) \end{cases} \quad (\text{III.22})$$

avec :

$$M(4, G) = (g_1 g_2 g_3 g_4) ; M(3, G) = \begin{pmatrix} g_1 g_2 g_3 \\ g_1 g_2 g_4 \\ g_1 g_3 g_4 \\ g_2 g_3 g_4 \end{pmatrix} ; M(2, G) = \begin{pmatrix} g_1 g_2 \\ g_1 g_3 \\ g_1 g_4 \\ g_2 g_3 \\ g_2 g_4 \\ g_3 g_4 \end{pmatrix} \quad (\text{III.23})$$

On peut réécrire l'expression du spectre "non-Spiké" (equation III.17) sous une forme plus compacte en introduisant les notations suivantes :

$$\mathcal{S}^{ns}(G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p) = \sum_{m=p}^{p'} \mathcal{S}_m^{ex} \quad \text{avec} \quad \mathcal{S}_m^{ex} = \sum_{\alpha=1}^{C_m^{p'}} \mathcal{S}_{\mathcal{M}_{\alpha}(m, p'-m, G)} \quad (\text{III.24})$$

Où  $\mathcal{S}_m^{ex}$  est le spectre obtenu en sommant toutes les combinaisons exclusives de  $m$  gate parmi les  $p'$  gates possibles de la condition  $G$ . Comme nous l'avons vu, chaque terme  $\mathcal{S}_m^{ex}$  se décompose en une série de combinaisons positives contenant  $m$  conditions de présence avec  $n \leq m \leq p'$  conditions de présence :

$$\mathcal{S}_m^{ex} = \sum_{n=m}^{p'} a_m(n) \mathcal{S}_n^{pos} \quad \text{avec} \quad \mathcal{S}_n^{pos} = \sum_{\alpha=1}^{C_n^{p'}} \mathcal{S}_{\mathcal{M}_{\alpha}(n, G)} \quad (\text{III.25})$$

$\mathcal{S}_n^{pos}$  est le spectre obtenu en sommant toutes les combinaisons positives de  $n$  gates parmi les  $p'$  gates possibles de la condition  $G$ . Remarquons que cette définition de  $\mathcal{S}_n^{pos}$  permet de réécrire le spectre "Spiké" comme  $S^s(G) = \mathcal{S}_p^{pos}$ . Ainsi, on peut décomposer le spectre "non-Spiké" en une somme pondérée de spectres issus de combinaisons positives :

$$\mathcal{S}^{ns}(G) = \sum_{n=p}^{p'} A_n \mathcal{S}_n^{pos} \quad (\text{III.26})$$

Avec

$$A_n = \sum_{m=p}^n a_n(m) \quad (\text{III.27})$$

En réécrivant de façon explicite, cela donne :

$$\mathcal{S}^{ns}(G) = \sum_{n=p}^{p'} \sum_{m=p}^n a_n(m) \left[ \sum_{\alpha=1}^{C_n^{p'}} \mathcal{S}_{\mathcal{M}_{\alpha}(n, G)} \right] \quad (\text{III.28})$$

Où les coefficients  $a_n(m)$  se calculent à partir de la relation de récurrence III.20. Ils ne dépendent que de  $p'$  et leurs valeurs peuvent être tabulées. Ces coefficients apparaissent dans l'équation III.22, que l'on peut réécrire :

$$\begin{cases} \sum_{\alpha} \mathcal{M}_{\alpha}(4, 0, G) = a_4(4) \sum_{\alpha} M_{\alpha}(4, G) \\ \sum_{\alpha} \mathcal{M}_{\alpha}(3, 1, G) = a_3(3) \sum_{\alpha} M_{\alpha}(3, G) - a_4(3) \sum_{\alpha} M_{\alpha}(4, G) \\ \sum_{\alpha} \mathcal{M}_{\alpha}(2, 2, G) = a_2(2) \sum_{\alpha} M_{\alpha}(2, G) - a_3(2) \sum_{\alpha} M_{\alpha}(3, G) + a_4(2) \sum_{\alpha} M_{\alpha}(4, G) \end{cases} \quad (\text{III.29})$$

Nous pouvons donc à nouveau déterminer l'intensité relative d'une raie  $i$  à partir de son pic apparaissant dans un spectre conditionné par  $G$ . Pour cela, nous appliquerons le même type de démarche que celle qui nous a conduit à l'expression III.8 dans le cas d'une condition, mais nous aurons à considérer différentes contributions correspondant aux différentes combinaisons de gates possibles. Pour le calcul de chaque contribution  $\mathcal{S}_n^{pos}$ , les vecteurs de cascade  $V^h(i, G)$  doivent être remplacés par des matrices de cascade  $M^h(i, n, G)$  : la ligne unique du vecteur  $V^h(i, G)$  est remplacée par  $C_n^{p'}$  lignes correspondant aux différents choix de  $n$  gates dans la liste  $\{g_1 + g_2 + \dots + g_{p'}\}$ . Une matrice de cascade  $M^h(i, n, G)$  s'obtient tout simplement à partir de la matrice de combinaisons positives  $M(n, G)$  où l'on insère une colonne de transition  $i$  à la position  $h$ . Par exemple, dans le cas  $G = \{g_1 + g_2 + g_3\}_2$  :

$$M^0(i, 2, G) = \begin{pmatrix} i & g_1 & g_2 \\ i & g_1 & g_3 \\ i & g_2 & g_3 \end{pmatrix}; \quad M^1(i, 2, G) = \begin{pmatrix} g_1 & i & g_2 \\ g_1 & i & g_3 \\ g_2 & i & g_3 \end{pmatrix}; \quad M^2(i, 2, G) = \begin{pmatrix} g_1 & g_2 & i \\ g_1 & g_3 & i \\ g_2 & g_3 & i \end{pmatrix} \quad (\text{III.30})$$

Sous la condition  $G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p$ , l'intensité de la raie  $i$  dans le spectre spiké  $S^s(G) = \mathcal{S}_n^{pos}$  sera alors donnée par :

$$I_i^s(G) = \sum_{\alpha=1}^{C_p^{p'}} \sum_{h=0}^p P_{M_{\alpha,0}^h} \prod_{\beta=1}^p \mathcal{P}_{M_{\alpha,\beta-1}^h \rightarrow M_{\alpha,\beta}^h} \quad (\text{III.31})$$

Rappelons que les matrices  $\mathcal{M}^h$  apparaissant dans cette formule sont les matrices de cascade  $\mathcal{M}^h(i, p, G)$ , dont chaque ligne  $\mathcal{M}_{\alpha}$  correspond à une suite de transitions  $\mathcal{M}_{\alpha,\beta}^h$  liée à une combinaison de gates; elles dépendent notamment de la condition  $G$ .

Dans le cas du spectre non-spiké, sous la condition  $G = \{g_1 + \dots + g_{p'}\}_p$  on obtient pour la raie  $i$  :

$$I_i^{ns}(G) = \sum_{n=p}^{p'} A_n I_n(i, G) \quad (\text{III.32})$$

avec

$$I_n(i, G) = \sum_{\alpha=1}^{C_n^{p'}} \sum_{h=0}^n P_{M_{\alpha,0}^h} \prod_{\beta=1}^p \mathcal{P}_{M_{\alpha,\beta-1}^h \rightarrow M_{\alpha,\beta}^h} \quad (\text{III.33})$$

Où les matrices  $\mathcal{M}^h$  sont les matrices de cascade  $\mathcal{M}^h(i, n, G)$ .

Des comparaisons entre calculs et simulations sont données en Figure III.6 et III.7. Les étoiles bleues correspondent aux simulations effectuées dans l'environnement ROOT+GAMMAWARE, le calcul est représenté par des gaussiennes. On remarque un parfait accord entre calculs et simulations. Le décalage apparent entre calculs et simulations dans le spectre en Figure III.7 est due à la présence du doublet à 300 keV. Pour comparer plus facilement les deux spectres, on a décidé de représenter l'aire totale du pic par le maximum de la gaussienne. La procédure a été appliquée sur diverses conditions en simple gate (Figure III.6) et en double et triple gate (Figure III.7) afin de vérifier la robustesse du formalisme.

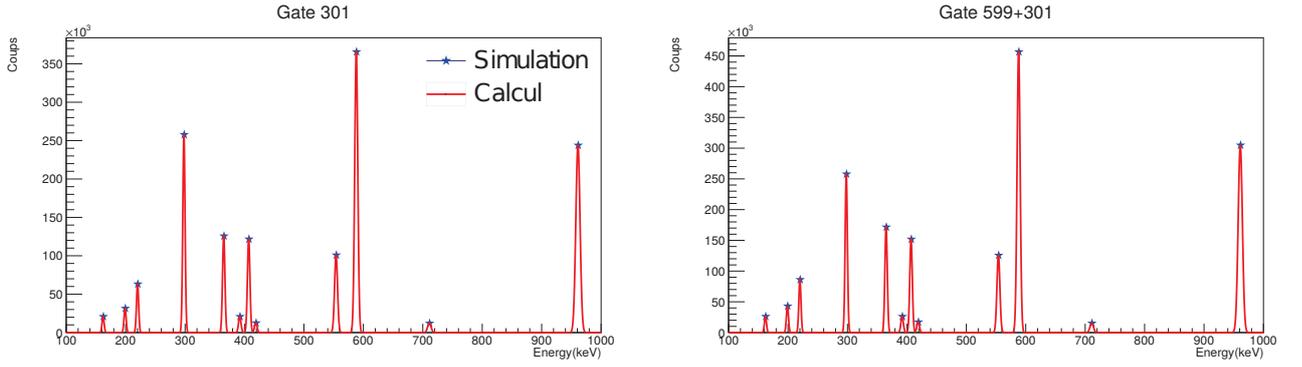


FIGURE III.6 – Comparaison simulations/calculs en simple gate.

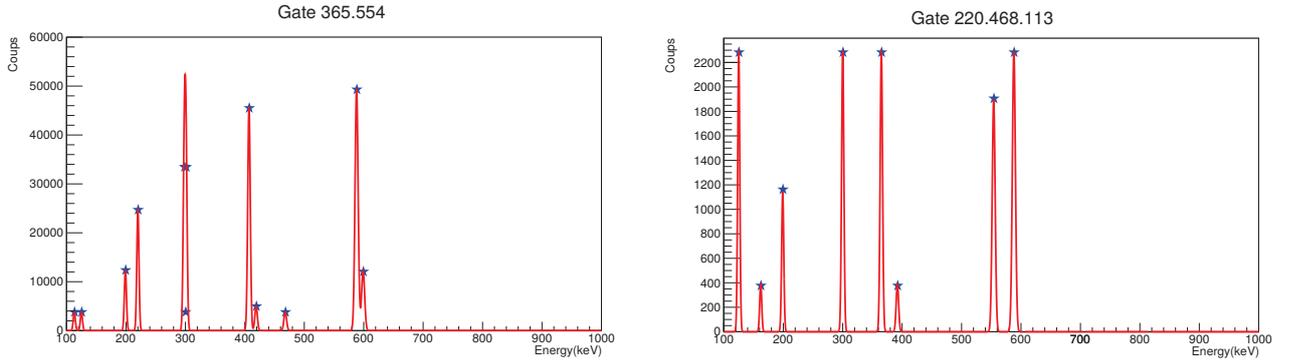


FIGURE III.7 – Comparaison simulations/calculs en double et triple gate. Le décalage apparent entre calculs et simulations dans le spectre double gate est due à la présence du doublet à 300 keV.

### III.2.5 Application : Mesurer des intensités inconnues

#### III.2.5.1 Exemple de méthode traditionnelle

Il existe sûrement une multitude de “méthodes traditionnelles” différentes pour calculer les intensités relatives, ici nous allons en détailler une en particulier et montrer qu’elle présente des limites. Imaginons que nous voulons déterminer l’intensité de la transition à 301 keV ( $6^- \rightarrow 4^+$ ) et celle à 599 keV ( $8^- \rightarrow 4^+$ ). On choisit de déterminer ces intensités avec un spectre conditionné par les gates à 407 keV et 588 keV. Une simulation de ce spectre est représentée sur la Figure III.8. Dans ce spectre, 100 % des événements passent par le niveau  $3^+$  qui se désexcite en faisant soit une transition à 554 keV (82.86 % des cas) soit une transition à 392 keV (17.14 % des cas). Pour déterminer l’intensité relative d’une transition  $i$  à partir de ce spectre, on compare le nombre de coups dans la raie  $i$  au nombre de coups dans une transition de référence  $r$ , et on considère que le rapport obtenu correspond au rapport de leurs intensités relatives :

$$\frac{N_i}{N_r} = \frac{R_i}{R_r} \quad \text{soit} \quad R_i = \frac{N_i}{N_r} R_r \quad (\text{III.34})$$

Par exemple, si on prend comme référence  $r$  la raie à 554 keV (156000 coups dans le spectre III.8, et une intensité relative de 0.29 d’après le tableau III.4), on obtient :

$$R(301) = 0.29 \times 121000/156000 = 0.225 \quad R(599) = 0.29 \times 30000/156000 = 0.056 \quad (\text{III.35})$$

On ne retrouve donc pas les valeurs connues indiquées dans le tableau III.4 :  $R(301) = 0.4$ ,  $R(599) = 0.2$ . Le problème vient du fait que la relation III.34 n’est valable que si la gate imposée

permet de voir la totalité des transitions  $i$ . Ce n'est en générale pas le cas : par exemple, une partie des transitions à 301 keV sont suivies par une transition à 961 keV ou à 711 keV, et ne peuvent être comptées dans le spectre étudié. L'intensité perçue est donc tronquée, c'est pourquoi les intensités relatives sont sous-estimées. Remarquons que l'on retrouve ici le bon rapport  $R(301)/R(599)$  : cela est dû au fait (fortuit) que ces deux transitions aboutissent sur le même niveau, impliquant que leur intensité dans le spectre conditionné subit le même taux d'occultation.

On pourrait bien sûr résoudre ce problème en écrivant  $R_i$  comme la somme des contributions obtenues avec des jeux de gates sélectionnant les différentes cascades possibles après  $i$ . Cependant cette démarche peut s'avérer très longue et il n'est pas toujours possible d'obtenir un spectre exploitable si on est amené à placer une gate sur une transition peu intense. C'est ici que le formalisme que nous avons introduit apporte une solution efficace. Pour l'illustrer, nous nous tiendrons au cas simple qui ne fait pas intervenir de condition de type "ou".

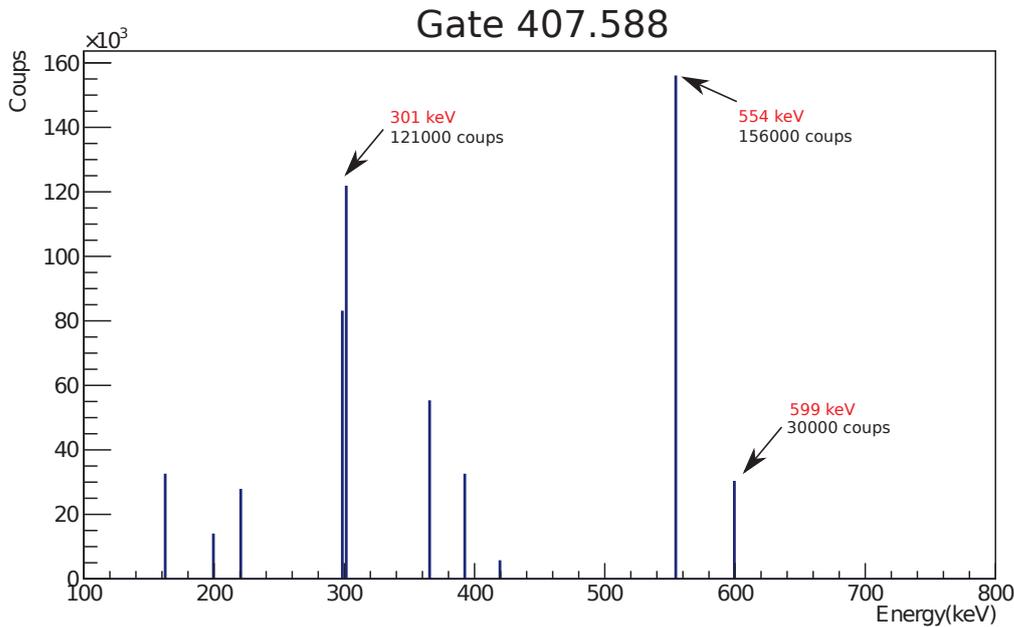


FIGURE III.8 – Simulation : Gate 407.588

### III.2.5.2 Nouvelle méthode

Reprenons l'exemple précédent, dans lequel on étudie un spectre conditionné par  $G = \{g_1 \cdot g_2\}$  où  $g_1$  est la transition à 407 keV et  $g_2$  celle à 588 keV. Les deux transitions  $i$  étudiées (301 keV et 599 keV) étant au-dessus des gates, leur intensité dans le spectre conditionné est donnée par :

$$I_i(G) = \frac{N_i(G)}{N_e} = P_i \times \mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} \quad (\text{III.36})$$

où  $N_i(G)$  est le nombre de coups dans le pic  $i$  du spectre conditionné et  $N_e$  le nombre total d'événements. Nous pouvons à nouveau comparer cette intensité avec celle d'une raie de référence  $r$ . En choisissant comme référence la raie à 554 keV, on a  $g_1 > r > g_2$ , et l'intensité de la raie  $r$  dans le spectre conditionné est donnée par :

$$I_r(G) = \frac{N_r(G)}{N_e} = P_{g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow r} \times \mathcal{P}_{r \rightarrow g_2} \quad (\text{III.37})$$

Rappelons que  $P_i = R_i P_0$  et  $P_{g_1} = R_{g_1} P_0$  où  $P_0$  représente la probabilité pour qu'un événement produise la raie de normalisation notée 0 (choisie ici à 588 keV). En prenant le rapport des deux

intensités conditionnées, on a donc la relation :

$$\frac{I_i(G)}{I_r(G)} = \frac{N_i(G)}{N_r(G)} = \frac{R_i}{R_k} \times \frac{\mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2}}{\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow r} \times \mathcal{P}_{r \rightarrow g_2}} \quad (\text{III.38})$$

ce qui permet de déterminer l'intensité relative de la raie  $i$  selon :

$$R_i = R_k \times \frac{\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow r} \times \mathcal{P}_{r \rightarrow g_2}}{\mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} \times \mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2}} \times \frac{N_i(G)}{N_r(G)} \quad (\text{III.39})$$

On peut alors effectuer le calcul en utilisant :

- $R_{g_1} = R(407) = 0.2$
- $\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow r} = R(554)/(R(554) + R(392)) = 29/(29 + 6) = 0.8286$ ,  $\mathcal{P}_{r \rightarrow g_2} = 1$
- $\mathcal{P}_{i \rightarrow g_1} = R(407)/(R(407) + R(961) + R(711)) = 20/(20 + 40 + 2) = 0.3226$ ,  $\mathcal{P}_{g_1 \rightarrow g_2} = 1$
- $N(301) = 121000$ ,  $N(599) = 30000$ ,  $N(554) = 156000$

On obtient :

$$R(301) = 0.2 \times (0.8286/0.3226) \times (121000/156000) = 0.398 \simeq 40\%$$

$$R(599) = 0.2 \times (0.8286/0.3226) \times (30000/156000) = 0.099 \simeq 10\%$$

Indépendamment du fait que cette méthode permette de retrouver les intensités relatives exactes du schéma de niveaux, elle est aussi beaucoup plus efficace car un seul spectre est nécessaire pour déterminer toutes les intensités des transitions “au-dessus” de la plus haute des gates. Cet atout est non négligeable puisque, dans la méthode traditionnelle, les erreurs sur les intensités sont accumulées à cause de son caractère itératif. Cette nouvelle méthode peut aussi être utilisée avec toutes les combinaisons de gate permettant la détermination d'intensités relatives très faibles.

Habituellement, le processus d'attribution d'une nouvelle raie au schéma de décroissance est le suivant (voir Figure III.9, carrés bleus) :

- (i) Placement de la nouvelle transition grâce à des tests de présence et d'extinction ;
- (ii) Estimation de son intensité relative par comparaison avec une raie d'intensité connue. Cette deuxième étape ne prend en compte que partiellement le biais introduit par la condition imposée, comme nous l'avons vu dans l'exemple précédent.

Avec une détermination plus rigoureuse de l'intensité relative associée à la nouvelle raie, permise par le formalisme que nous avons présenté, une étape de vérification supplémentaire est permise : l'intensité relative calculée à partir d'un spectre donné doit pouvoir être retrouvée à partir d'un spectre affecté d'un autre jeu de gates. Si ce n'est pas le cas, le placement est erroné.

La détermination quantitative par le calcul des intensités après un conditionnement permet de rajouter une étape de vérification et une boucle de rétroaction qui permet de changer le positionnement si cette étape n'est pas validée (voir Figure III.9).

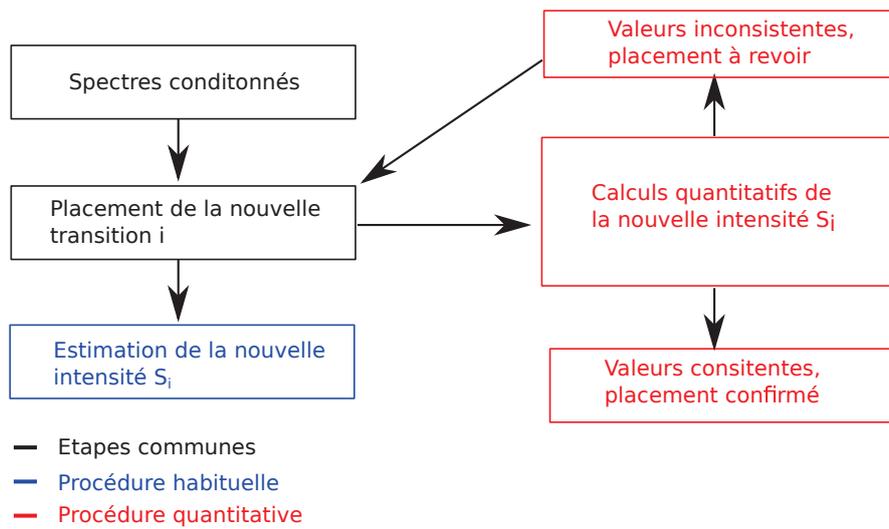


FIGURE III.9 – *Processus de placement d'une nouvelle transition*

### III.3 Développement du logiciel d'analyse pour la spectroscopie $\gamma$ : Cubix

#### III.3.1 Motivations : les besoins de la physique nucléaire moderne

La puissance des multidétecteurs ayant considérablement augmenté ces dernières décennies, des volumes de données de plus en plus importants sont à analyser. La mise en place d'une procédure automatique est, naturellement, vivement recommandée. À titre d'exemple, les temps cumulés de calibration et d'analyse peuvent atteindre 2 ans pour une personne ne maîtrisant pas correctement la programmation contre 6 mois - 1 an dans le cas contraire. L'apprentissage des techniques de codage dans une thèse est donc très important, il peut occuper jusqu'à 50% du temps. Même si les étapes de calibrations sont souvent spécifiques au dispositif de détection utilisé, les étapes d'analyse sont sensiblement similaires d'une expérience à l'autre (conditionnement, soustraction fond, identification des polluants, fits,...), c'est pourquoi il est indispensable de les automatiser. C'est dans ce but qu'il a été entrepris en collaboration avec Jérémie Dudouet, Olivier Stézowski et moi-même le développement d'un logiciel d'analyse de spectroscopie  $\gamma$  nommé Cubix. L'élaboration de ce logiciel est une des mes idées et j'ai passé une partie importante de ma thèse à le développer. Ce logiciel a été développé dans l'environnement ROOT et utilise les bibliothèques de classes GAMMAWARE [StADAT17] et KALIVEDA [Kal17]. Son principal but est d'allier ergonomie et rapidité lors de l'étape d'analyse des spectres  $\gamma$ . Son fonctionnement s'est inspiré de son prédécesseur Américain RADWARE [Rad95] mais la présence de fonctionnalités novatrices en font un logiciel à part entière. Certaines de ces fonctionnalités découlent directement du formalisme présenté en Section III.2. De plus, Cubix est relativement modulable puisqu'il peut être utilisé pour différents types d'expériences, pourvu que les données sources soient classées dans un arbre ROOT.

Cette section sera consacrée à la présentation générale de ce logiciel. Nous donnerons ensuite plus de détails sur les fonctionnalités spécialement développées dans Cubix. Il est bien entendu inapproprié de donner ici une description exhaustive des outils proposés par Cubix. Pour cela, un manuel d'utilisation est en cours de rédaction. Nous focaliserons donc notre discussion sur les outils présentant un atout majeur par rapport au logiciel bien connu RADWARE.

#### III.3.2 Description des fonctionnalités générales

Comme nous venons de le mentionner, ce logiciel a été conçu pour faciliter l'analyse des spectres  $\gamma$ . L'interface graphique a été pensée pour répondre aux besoins standards (et évolués) du physicien spectroscopiste nucléaire.

Ce programme est constitué de deux fenêtres distinctes : une carte des noyaux interactive qui permet de sélectionner le noyau étudié (voir Figure III.10) et un canevas de construction des spectres équipé de menus, d'une boîte de dialogue et de quelques icônes (voir Figure III.11). Ces éléments permettent d'effectuer notamment les opérations suivantes :

- sélection des données calibrées ;
- sélection du noyau étudié et/ou de son complémentaire ;
- affichage des pics référencés dans la base de données ENSDF (parmi plus de 3000 noyaux) ;
- affichage du schéma de niveaux ;
- sélection d'éventuels facteurs de qualités concernant l'identification du noyau ;
- chargement de l'arbre ROOT associé au noyau sélectionné ;
- choix d'une condition de coïncidence ;
- soustractions/additions multiples de spectres ;
- soustraction de fond utilisant la classe TSpectrum de ROOT [MKM<sup>+</sup>97] ;
- traçage de la courbe d'efficacité ;
- ouverture de l' "IPNL Coincidence Finder", dont nous reparlerons dans la suite ;
- utilisation de raccourcis de fits (ajustement paramétrique de fonctions polynomiales) ;

Le canevas possède également les fonctionnalités intrinsèques des canevas ROOT (dont, par

exemple, un éditeur). Nous l'avons de plus équipé d'une aide sous forme de liens vers des vidéos commentées et classées par thème. Ces vidéos sont consultables sur les liens donnés dans le Tableau III.12.

Le canevas possède – en plus des fonctionnalités intrinsèques de ROOT – quatre icônes permettant de charger le “TreeView” du noyau courant, d'ouvrir le schéma de niveaux, d'utiliser les raccourcis de fit, et d'ouvrir l'aide. Cette dernière se présente sous forme de vidéos commentées et classées par thème.

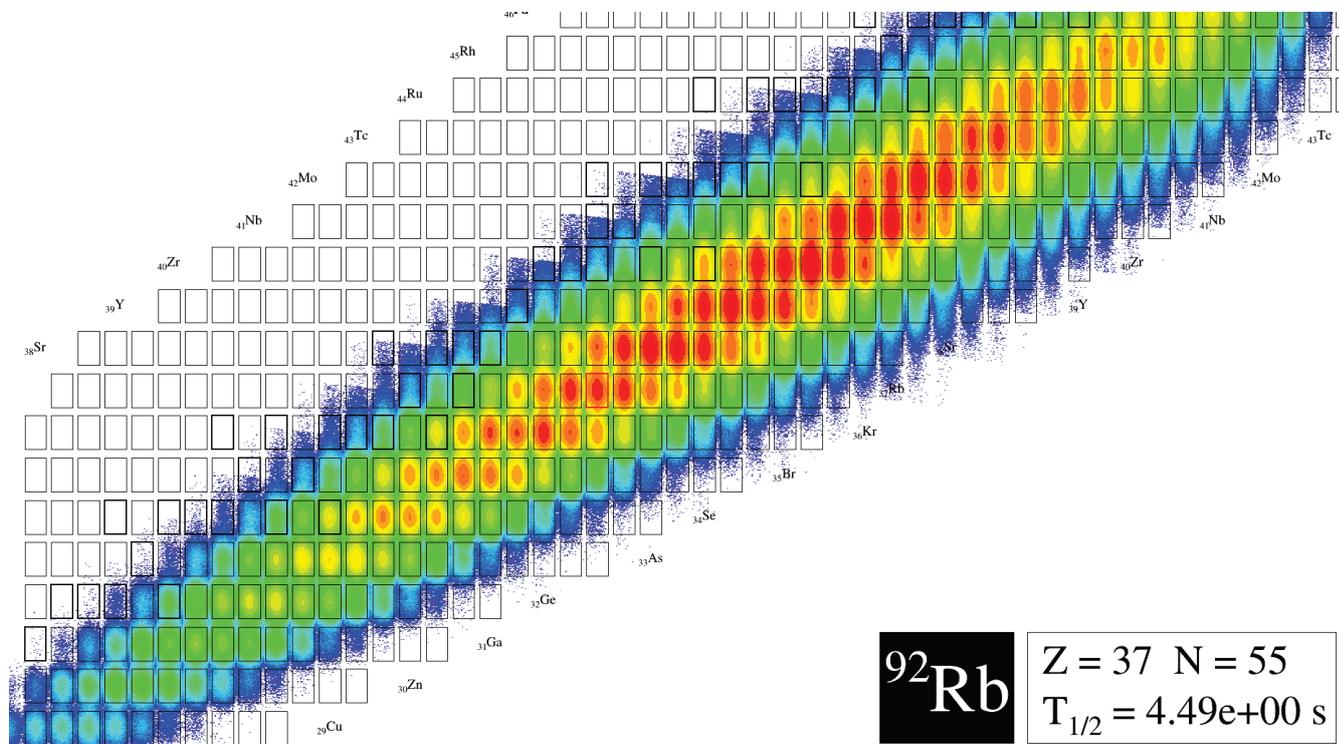


FIGURE III.10 – Carte des noyaux interactive présente dans l'interface graphique de Cubix. Exemple donné pour une expérience de fusion-fission.

### III.3.3 Focus sur ...

Cette section détaille certaines options particulièrement originales de Cubix. Ces options sont aussi celles où ma contribution a été très importante.

#### III.3.3.1 Le gain de temps grâce à la connexion avec la base de données ENSDF

Le site de l'ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) [ENS17] et le spectroscopiste  $\gamma$  ont toujours été de bons amis. Parce que le physicien nucléaire doit obligatoirement se renseigner sur l'état des connaissances actuelles avant de commencer une nouvelle recherche, l'accès à une base de données lui est essentiel. La présence d'une base de données interne peut donc lui permettre de gagner un temps précieux. Elle lui est aussi utile afin de mieux trier les informations qu'il juge pertinentes.

La base de données de Cubix est divisée en deux parties : la base de données dite locale ou expérimentale qui est alimentée par l'utilisateur et la base de données ENSDF. Cette dernière concentre les informations sur plus de 3000 noyaux allant de  $Z=4$  à  $Z=110$ . La connexion entre les deux différentes bases et le principe d'utilisation des données est donné de manière schématique en Figure III.13. La lecture des fichiers sources “.ens” et “.ags” est effectuée à l'aide de la bibliothèque de classes GAMMAWARE [StADAT17]. Ces données peuvent ensuite être utilisées de deux manières différentes :

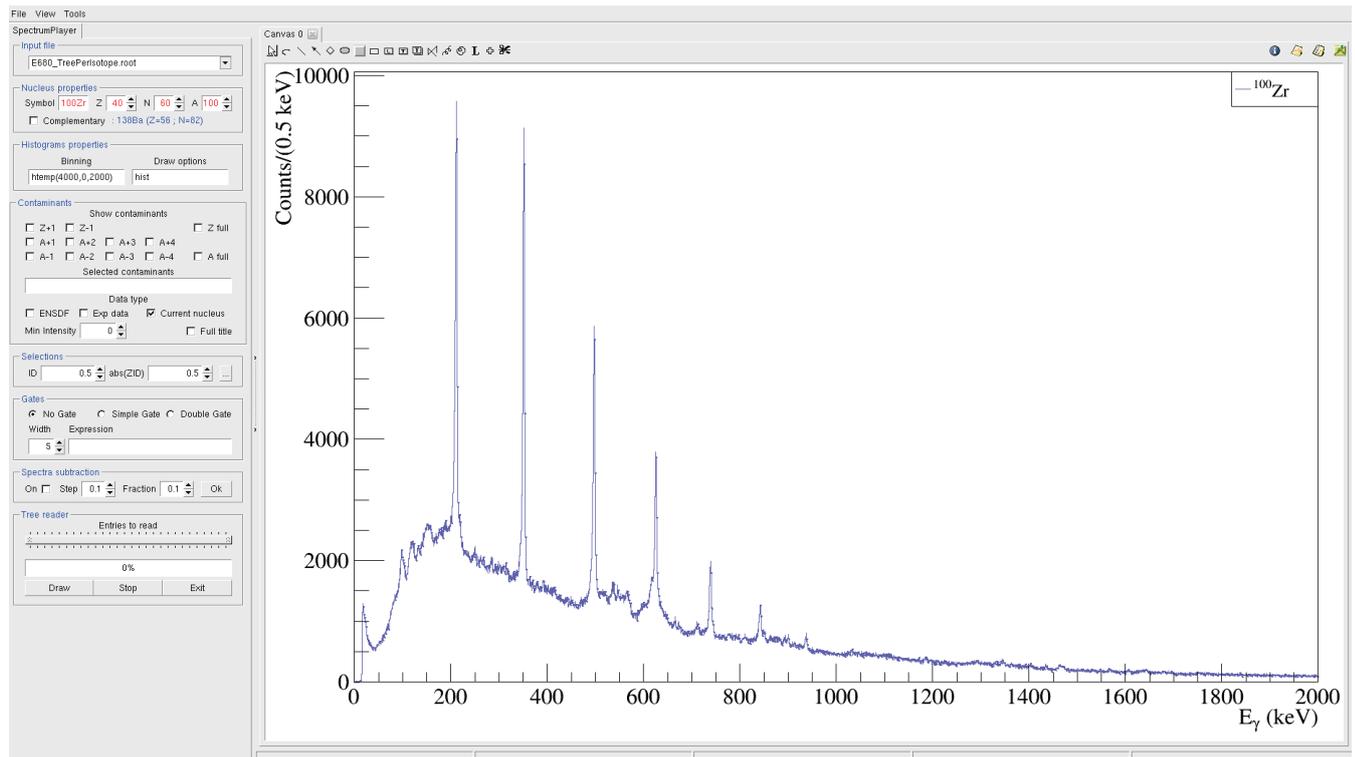


FIGURE III.11 – Fenêtre de construction des spectres interactive dans Cubix.

Thème	URL 
Creation basique de spectres	<a href="https://www.youtube.com/watch?v=B3a56NceYJ0">https://www.youtube.com/watch?v=B3a56NceYJ0</a>
Utilisation des gates	<a href="https://www.youtube.com/watch?v=8eAXKkZpyok">https://www.youtube.com/watch?v=8eAXKkZpyok</a>
“Gates au click”	<a href="https://www.youtube.com/watch?v=M6dAhU9Op1Q">https://www.youtube.com/watch?v=M6dAhU9Op1Q</a>
Fit des intensités	<a href="https://www.youtube.com/watch?v=kpGsV1h0Zho">https://www.youtube.com/watch?v=kpGsV1h0Zho</a>
Recherche de polluants	<a href="https://www.youtube.com/watch?v=veZWMBWu6So">https://www.youtube.com/watch?v=veZWMBWu6So</a>
Coincidence Finder	<a href="https://www.youtube.com/watch?v=wm0ixRLeksg">https://www.youtube.com/watch?v=wm0ixRLeksg</a>

FIGURE III.12 – URL des différentes vidéos expliquant l'utilisation du logiciel Cubix.

(i) L'utilisateur veut afficher les rayonnements  $\gamma$  connus pour un ou plusieurs noyaux ;  
(ii) L'utilisateur a besoin d'utiliser des corrélations entre les différents  $\gamma$  pour établir les relations de coïncidence : dans ce cas, la reconstruction informatique du schéma de niveaux est nécessaire. L'utilisateur a la possibilité d'ajouter des niveaux sur un schéma de décroissance et d'effectuer une sauvegarde dans la base locale. La base locale est ensuite automatiquement sollicitée lors de prochaines recherches.

### III.3.3.2 Le “Coincidence Finder”

Le “Coincidence Finder” est un outil original de Cubix qui utilise le formalisme développé en Section III.2. Un aperçu de son interface graphique est donné en Figure III.14. Beaucoup d'algorithmes de recherche de coïncidence entre deux rayonnements  $\gamma$  existent, on peut citer notamment le “RadWare Coincidence Finder” [RAD17] ou encore le site de NuDat [NUD17]. Malheureusement ces algorithmes ont deux principaux défauts :

- les données utilisées ne correspondent pas toujours à la version la plus récente des données répertoriées dans l'ENSDF, et l'utilisateur n'a pas de contrôle sur la fréquence de rafraîchissement.

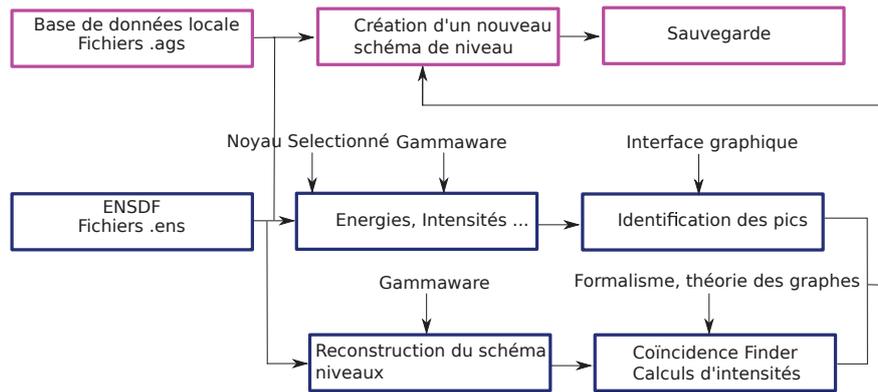


FIGURE III.13 – Principe de fonctionnement des bases de données dans Cubix.

- les informations, abondantes, sur les raies émises par les différents noyaux ne sont pas classées par pertinence, et il est fastidieux pour l'utilisateur d'identifier les raies susceptibles d'apparaître dans le spectre étudié.

Dans Cubix, la base de donnée est maîtrisée par l'utilisateur, il peut à chaque moment l'actualiser lui-même. De plus, lors d'une recherche de coïncidence entre deux rayonnements  $\gamma$ , les noyaux sont classés par probabilité de passer par la transition "j" sachant la transition "i" (voir Figure III.14). Cette dernière précision n'est pas présente dans les "Coïncidence Finder" en ligne et permet de gagner un temps précieux. Le lecteur peut se référer à la video "Coïncidence Finder" du Tableau III.12 pour s'en convaincre.

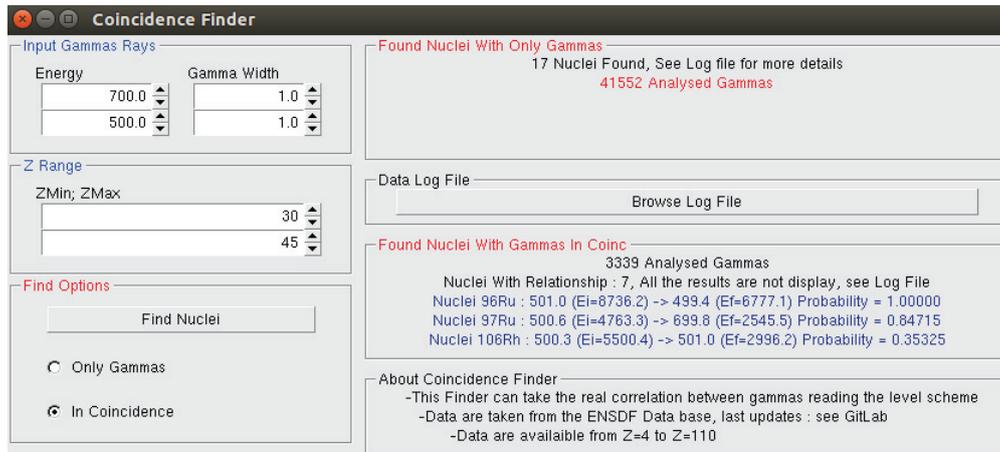


FIGURE III.14 – Interface graphique du "Coïncidence Finder". Exemple donné pour une recherche de coïncidence 700/500 keV.

### III.3.3.3 Les "Gates au click"

Les "Gates au click" sont sans doute l'exemple le plus représentatif d'un logiciel ergonomique. Certains physiciens nucléaires ont sûrement déjà utilisé cette option, présente depuis longtemps dans RADWARE. Un tel confort d'analyse pour le spectroscopiste a aussi été imaginé dans Cubix. Les événements sont déconvolués suivant la méthode standard décrite dans la référence [B<sup>+</sup>95] et une soustraction de fond est disponible. La soustraction de fond utilise des "gates de fond" qui permettent de construire des spectres qui seront retranchés au spectre en coïncidence avec la raie d'intérêt. Des améliorations pour pouvoir choisir parmi plusieurs types de soustraction de fond sont envisageables afin de parfaire l'utilitaire de construction de spectres multiconditionnés. On peut citer par exemple la soustraction présente dans RADWARE [Rad95] (principe détaillé dans [Ast99] p 31-32) ou bien la méthode "SNIP" [RCG<sup>+</sup>88].

### III.4 Conclusion des Chapitres II et III

Au travers de cette Partie nous avons présenté les dispositifs de détection  $\gamma$  ainsi que des nouvelles techniques d'analyse développées spécialement dans cette thèse. Nous avons commencé par un premier Chapitre II sur les trois dispositifs de détection  $\gamma$  d'intérêt pour ma thèse. Le Chapitre III, quant à lui, a mis l'accent sur la proposition d'un formalisme pour le calcul des intensités relatives dans un spectre, après application d'une condition de coïncidence. Ce formalisme est issu d'une de mes idées et a été proposé pour la première fois dans ce manuscrit. J'y ai contribué de manière très importante. Il permet notamment d'introduire une nouvelle technique de détermination des intensités relatives dans les schémas de niveaux. Il est aussi de grand intérêt dans les années à venir pour l'élaboration d'algorithmes qui visent à automatiser la construction des schémas de niveaux. Une contribution dans une revue à comité de relecture est envisagée. Enfin, le logiciel Cubix a été présenté et certaines de ces fonctionnalités ont été détaillées. Le travail collaboratif qui a été mené sur ce logiciel a permis d'aboutir à une version ergonomique, complète et incluant des fonctionnalités inédites. Le groupe MatNuc de l'IPNL met ainsi à disposition un logiciel performant et novateur pour la collaboration internationale. Je remercie encore J. Dudouet et O. Stézowski qui m'ont beaucoup appris durant ce travail.

## Chapitre IV

# Spectroscopie des noyaux exotiques $^{79,81}\text{Ga}$ avec le logiciel CUBIX

### IV.1 Introduction

Durant ma thèse, j'ai aussi participé à l'analyse d'une expérience dont l'intérêt était très différent de l'étude de la collectivité octupolaire dans les actinides. Cette expérience, réalisée en avril 2015 au GANIL, est dédiée à l'étude des noyaux riches en neutrons proches du  $^{78}\text{Ni}$ , supposé doublement magique. L'avantage de sonder la structure nucléaire dans cette région est double :

- (i) les informations sur les niveaux d'excitation des noyaux de  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{81}\text{Ga}$ ,  $^{80}\text{Zn}$ , sont d'un grand intérêt pour estimer le caractère magique de la fermeture de couche à  $N = 50$  ;

- (ii) Les systématiques des états de bas spin des chaînes isotopiques au delà de  $Z = 28$  ont révélé une inversion des orbitales proton  $f_{5/2}$  et  $p_{3/2}$  lorsque l'on s'approche de la drip line neutron. Cette migration est d'ailleurs peu connue au delà de  $N = 46$  [D<sup>+</sup>14].

Dans ce chapitre, les noyaux qui feront l'objet d'une étude approfondie sont produits par fission induite lors de la collision d'un faisceau d' $^{238}\text{U}$  sur une cible de  $^9\text{Be}$ . Le dispositif expérimental couplant AGATA et VAMOS++ (détaillé en Chapitre II) a été utilisé pour détecter les fragments de fission et les rayonnements  $\gamma$  émis lors de la réaction.

Ce chapitre sera aussi l'occasion de présenter des applications du logiciel d'analyse de données Cubix qui a été introduit dans le Chapitre III.

Finalement, nous prendrons plus de temps pour présenter les résultats obtenus pour les noyaux de  $^{79,81}\text{Ga}$ . Nous présenterons les résultats de cette expérience, minutieusement calibrée par J.Dudouet et analysée grâce à Cubix, nous ont permis d'établir de nouveaux schémas de niveaux pour de nombreux noyaux. Une étude systématique sera présentée dans ce chapitre et des éléments d'interprétation seront exposés.

## IV.2 L'expérience <sup>238</sup>U + <sup>9</sup>Be avec le système de détection AGATA+VAMOS

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les noyaux très riches en neutrons ont été produits par réaction d'un faisceau d' <sup>238</sup>U (E=6.2 MeV/u, intensité moyenne 0.2 pnA) sur une cible de <sup>9</sup>Be d'épaisseur 10mg/cm<sup>2</sup>. La fission d'actinides est connue pour être un moyen efficace pour la production de noyaux exotiques, loin de la stabilité et difficiles à atteindre par d'autres types de réactions. La cinématique inverse a été choisie ici pour deux raisons principales :

(i) les fragments de fission sont focalisés vers l'avant, augmentant ainsi la transmission dans VAMOS++ ;

(ii) leur grande énergie cinétique leur permet de traverser la totalité du spectromètre et surtout de traverser au moins deux des quatre chambres permettant l'identification du numéro atomique. Compte tenu de la cinématique de réaction et des noyaux d'intérêt de l'expérience (e.g. <sup>82</sup>Ge, <sup>80</sup>Zn) VAMOS était placé à 28° par rapport au faisceau incident. La transmission des fragments de fission légers était ainsi optimisée [DLD<sup>+</sup>17].

Les rayonnements  $\gamma$  prompts étaient enregistrés par le multidétecteur AGATA qui se composait de 8 triple clusters en géométrie compacte (à 13.3 cm de la cible). Une analyse événement par événement permettait ensuite de relier les rayonnements  $\gamma$  prompts émis suite à la fission avec leurs fragments respectifs, identifiés dans VAMOS. La correction Doppler a été effectuée à partir de deux données complémentaires : la vitesse mesurée grâce au temps de vol et l'angle de détection du premier point d'interaction des rayonnements  $\gamma$  dans AGATA. Sans cette correction, aucune analyse de spectroscopie  $\gamma$  n'aurait pu être réalisée car la vitesse des particules, très importante ( $0.095 \leq \beta \leq 0.135$ ), mène à un élargissement Doppler colossal ( $> 100$  keV pour  $E_\gamma = 1$  MeV). Le couplage d'AGATA avec un spectromètre de grande acceptation comme VAMOS représente donc un avantage considérable lorsque les noyaux émetteurs ont des vitesses élevées.

## IV.3 Spectroscopie des noyaux de <sup>79,81</sup>Ga

### IV.3.1 Discrimination des contaminants

L'analyse des données provenant du système de détection AGATA+VAMOS++ a permis d'identifier les fragments de fission selon leur masse M, leur numéro atomique Z et leur état de charge Q. Afin d'identifier un noyau en particulier (Z et M donné) il convient d'identifier ces quantités sur les graphes (dE-E) et (Q-M/Q) respectivement. Il est possible, après projection, d'obtenir les distributions de masse et de numéro atomique de tous les fragments détectés. La résolution obtenue après ce type d'analyse est très bonne ( $\Delta M/M = 0.6\%$  and  $\Delta Z/Z = 1.5\%$ ) par rapport à la résolution théorique attendue pour ce spectromètre. On peut aussi se restreindre à une distribution isotopique ou bien isobarique, comme nous le montre la Figure IV.1. Dans l'analyse sur les isotopes de <sup>79,81</sup>Ga, beaucoup d'efforts ont été dédiés à l'identification des contaminants dans les spectres. Nous détaillerons donc particulièrement cet aspect.

Il contient des options spécialement développées pour ce type d'analyse. Pour chaque événement, il est possible de donner un Z réel et un M réel. Chaque spectre peut alors être conditionné sur une gamme de valeurs de Z et de M donnés dont la largeur est quantifiée par un facteur de qualité (noté respectivement  $Z_{ID}$  et  $M_{ID}$ ). Par exemple, si les événements dans la fenêtre ( $M - 0.5; M + 0.5$ ) et ( $Z - 0.5; Z + 0.5$ ) sont sélectionnés, le spectre ainsi obtenu aura les facteurs de qualité suivants :  $Z_{ID} = 0.5$  et  $M_{ID} = 0.5$  (voir Figure IV.1 et IV.2, code couleur rouge). Un spectre conditionné avec les événements ( $M - 0.3; M + 0.3$ ) et ( $Z - 0.3; Z + 0.3$ ) aura les facteurs de qualité  $Z_{ID} = 0.3$  et  $M_{ID} = 0.3$  (voir Figure IV.1 et IV.2, code couleur bleu). Un spectre avec des facteurs de qualité grands aura ainsi tendance à contenir plus de contaminants puisqu'il contient les événements en queue de distribution de Z et de M. À l'inverse, un spectre avec des facteurs de qualité petits prend les événements au centre des distributions et contiendra, a priori, moins de contaminants. En superposant des spectres ayant des facteurs de qualité différents, et en normalisant, afin de comparer, l'intégrale à 1, il est possible de discriminer les contaminants,

comme le montre la Figure IV.2. Ce type d'analyse a permis notamment d'identifier les raies à 659 et 1424 keV comme étant des contaminants dus aux fragments de  $^{80}\text{Ge}$  et  $^{81}\text{Ge}$  respectivement. Le contrôle de la proportion de "contaminants" est très important avant d'assigner des nouvelles transitions à un noyau, c'est pourquoi il a été entrepris d'estimer quantitativement la contribution des noyaux voisins dans le spectre d'un noyau donné.

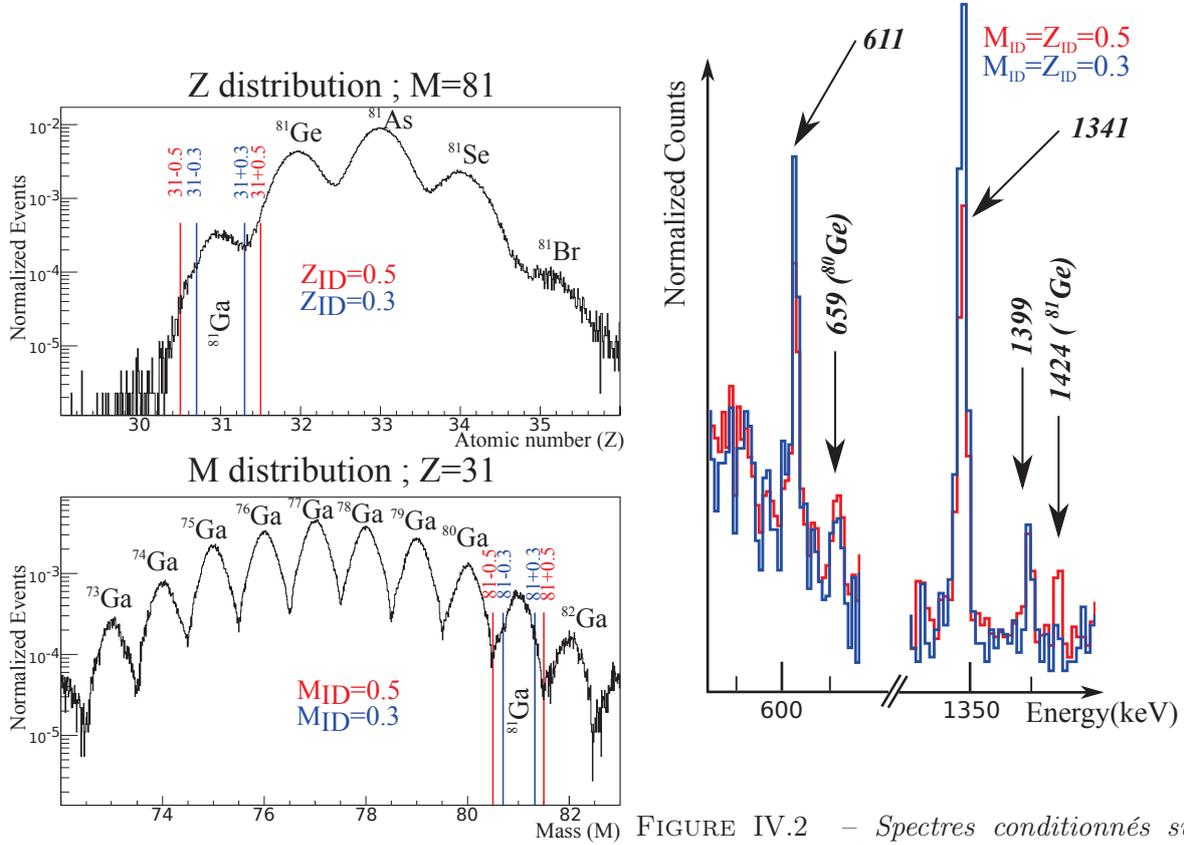


FIGURE IV.1 – Distributions en  $Z$  (pour  $M=81$ ) et en  $M$  (pour  $Z=31$ ) obtenues après identification des fragments dans VAMOS++ [ $M^+ 17a$ ].

FIGURE IV.2 – Spectres conditionnés sur les fragments de  $^{81}\text{Ga}$ . L'intégrale de chaque spectre a été normalisée à 1. Bleu : facteurs de qualité restrictifs  $Z_{ID} = 0.3$  et  $M_{ID} = 0.3$ . Rouge : facteurs de qualité extensifs  $Z_{ID} = 0.5$  et  $M_{ID} = 0.5$  [ $M^+ 17a$ ].

Il est possible d'estimer le taux de contamination d'un spectre conditionné sur un noyau d'intérêt  $X$ . Pour chaque noyau contaminant  $C$ , on détermine un rapport  $R(C \rightarrow X)$  défini de la façon suivante :

$$R(C \rightarrow X) = \frac{[\text{nombre d'évènements dus à } C \text{ dans le spectre conditionné par } X]}{[\text{nombre d'évènements total dans le spectre conditionné par } X]} \quad (\text{IV.1})$$

Dans le cas du  $^{81}\text{Ga}$  contaminé par le noyau de  $^{81}\text{Ge}$ , la formule utilisée se présente sous la forme :

$$R(^{81}\text{Ge} \rightarrow ^{81}\text{Ga}) = \frac{N_{\text{Pic } ^{81}\text{Ge dans } ^{81}\text{Ga}}}{N_{\text{Pic } ^{81}\text{Ge dans } ^{81}\text{Ga}}} \times \frac{\text{Evts dans } ^{81}\text{Ge}}{\text{Evts dans } ^{81}\text{Ga}} \quad (\text{IV.2})$$

Où des facteurs de qualité identiques sont utilisés pour les deux spectres conditionnés. Il a aussi été vérifié que la valeur du rapport  $R(^{Z\pm 1}C \rightarrow ^Z X) / (R_{(A\pm 1}C \rightarrow_A X))$  diminue lorsque le facteur de qualité  $Z_{ID}(M_{ID})$  diminue.

La Figure IV.3 synthétise les mesures effectuées dans la région des isotopes de gallium riches en neutrons. On peut notamment voir qu'on attend que 23% des 61019 évènements présents dans le spectre du  $^{81}\text{Ga}$  soient, en réalité, des évènements dus au  $^{81}\text{Ge}$ . Plus l'on s'écarte de la

		<b>As81</b>	<b>As82</b>	<b>As83</b>
		Evs: 1.34M	Evs: 1.28M	Evs: 1.26M
	<b>Ge80</b>	<b>Ge81</b>	<b>Ge82</b>	<b>Ge83</b>
		0.036(6) $^{81}\text{As}$ 0.077(8) $^{80}\text{Ge}$	0.031(3) $^{82}\text{As}$ 0.077(4) $^{81}\text{Ge}$	0.15(5) $^{83}\text{As}$ 0.12(5) $^{82}\text{Ge}$
	Evs: 873904	Evs: 627287	Evs: 406821	Evs: 180463
<b>Ga79</b>	<b>Ga80</b>	<b>Ga81</b>	<b>Ga82</b>	
	0.10(5) $^{80}\text{Ge}$ 0.033(8) $^{79}\text{Ge}$	0.23(3) $^{81}\text{Ge}$ 0.072(8) $^{80}\text{Ga}$ 0.014(7) $^{80}\text{Ge}$ <0.005 $^{82}\text{Ge}$	0.33(6) $^{82}\text{Ge}$ 0.10(7) $^{81}\text{Ga}$	
Evs: 249355	Evs: 129093	Evs: 61019	Evs: 22014	
<b>Zn79</b>	<b>Zn80</b>	<b>Zn81</b>		
	0.28(10) $^{80}\text{Ga}$ <0.1 $^{79}\text{Ga}$			
Evs: 9765	Evs: 6007	Evs: 818		

FIGURE IV.3 – Proportion des différents contaminants dans le spectre de chaque noyau. Données calculées avec des facteurs de qualité extensifs  $Z_{ID} = 0.5$  et  $M_{ID} = 0.5$ . Le nombre d'évènements par noyau est indiqué en bas de chaque case.

vallée de stabilité, plus la pollution est importante. En effet, les noyaux plus proches de la vallée de stabilité sont produits en plus grande quantité, c'est pourquoi les noyaux  $(Z, M+1)(Z+1, M)$  et  $(Z+1, M+1)$  se retrouvent en plus grande proportion dans les spectres. Cette contamination dépend de la manière avec laquelle on identifie le numéro atomique  $Z$  et la masse  $M$ . Le numéro atomique est identifié grâce au graphe  $dE-E$  où chaque "banane" correspondant à un  $Z$  donné est voisine d'une autre "banane" correspondant à  $(Z \pm 1)$ . Les contaminants  $(Z \pm 1)$  sont donc les plus probables. Par contre, l'identification de la masse  $M$  est réalisée à partir des graphes  $Q-M/Q$  où chaque "blob" (gaussienne à 2 dimensions) correspond à un couple  $(Q; M/Q)$  donné. Les "blobs" immédiatement voisins d'un "blob" de coordonnées  $(Q; M/Q)$  correspondent aux masses  $(M \pm 1; M \pm 2; M \pm 3; M \pm 4)$ . On s'attend donc à une diversité de noyaux contaminants assez importante, notamment le long des chaînes isotopiques du noyau d'intérêt et des éléments voisins.

### IV.3.2 Résultats obtenus pour les isotopes de $^{79,81}\text{Ga}$

Après vérification de la robustesse de la sélection des fragments de fission, les spectres relatifs aux isotopes de  $^{79,81}\text{Ga}$  ont été reconstruits.

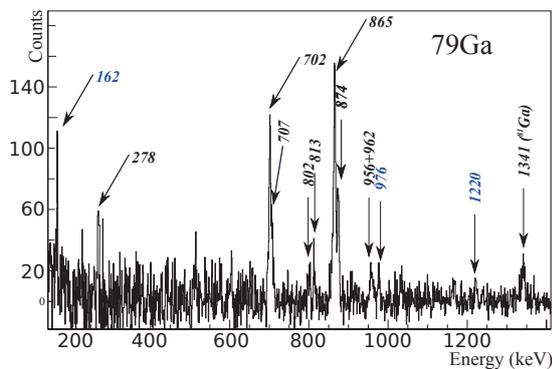


FIGURE IV.4 – Spectre conditionné en charge et en masse sur le noyau de  $^{79}\text{Ga}$ . Les transitions en noir sont connues par décroissance  $\beta$  [EFH<sup>+</sup> 86], les transitions en bleu ne sont pas encore placées.

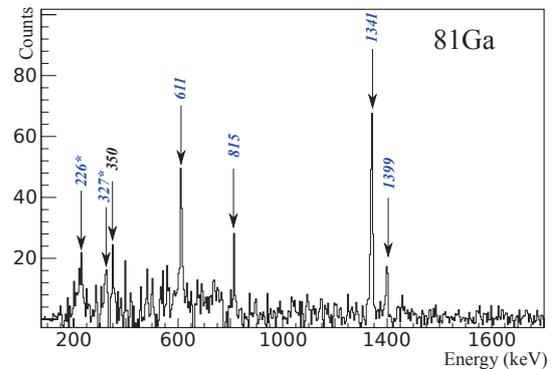


FIGURE IV.5 – Spectre conditionné en charge et en masse sur le noyau de  $^{81}\text{Ga}$ . La transition en noir est connue par décroissance  $\beta$  [VIB<sup>+</sup> 07, PMG<sup>+</sup> 10], les transitions en bleu sont nouvelles [M<sup>+</sup> 17a].

Les spectres relatifs à ces deux isotopes sont donnés en Figure IV.4 et IV.5. Ils ont été construits avec des facteurs de qualité  $Z_{ID} = 0.3$  et  $M_{ID} = 0.3$  et la contribution au spectre des différents contaminants calculée précédemment (voir Figure IV.3) a été soustraite. Les nouvelles transitions sont indiquées en bleu. Ces nouvelles transitions ont ensuite permis de proposer un nouveau schéma de niveaux pour le noyau de  $^{81}\text{Ga}$ , sa construction s'appuie principalement sur des arguments d'intensité (voir Figure IV.6). On pourra trouver les détails de sa construction dans la Ref. [M<sup>+</sup>17a]. À titre de comparaison, un calcul de type modèle en couche extrait de E. Sahin et al. [S<sup>+</sup>12] est présenté en Figure IV.6. Pour le noyau de  $^{79}\text{Ga}$ , même si des nouvelles transitions sont observées, il est pour le moment difficile de compléter le schéma de niveaux connu faute de statistique et de pouvoir comparer les nouvelles raies avec des calculs type modèle en couche dédiés. Nous allons maintenant discuter de quelques perspectives d'interprétation des nouveaux états d'excitation identifiés dans le noyau de  $^{81}\text{Ga}$ .

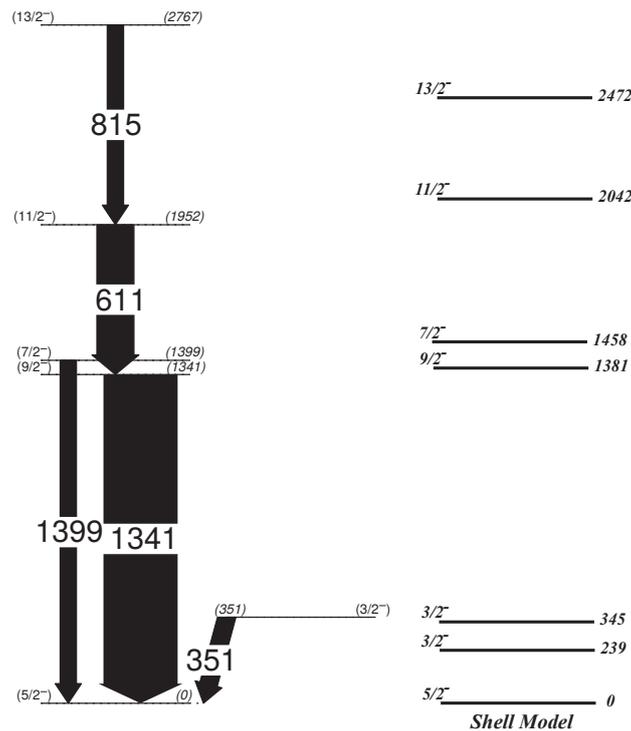


FIGURE IV.6 – Schéma de niveaux proposé pour le noyau de  $^{81}\text{Ga}$  et comparé avec les niveaux issus d'un calcul de type modèle en couche [S<sup>+</sup>12].

## IV.4 Perspectives d'interprétation

### IV.4.1 Contexte dans la région du $^{78}\text{Ni}$

Le modèle en couche a été inspiré par la structure en couche du noyau. Ce modèle a été créé en analogie avec la structure en couches des niveaux électroniques de l'atome afin de rendre compte de l'existence de nombres magiques associés aux nombres de nucléons. Grâce à la prise en compte du couplage spin-orbite (S.O.) (un nucléon de spin  $s$  qui occupe une orbite de moment angulaire  $l$  va pouvoir diminuer son énergie par alignement de  $\vec{s}$  et  $\vec{l}$ ), le modèle proposé par M. Mayer et H. D. Jensen [May49, HJS49] en 1949 permet de reproduire les nombres magiques connus 2,8,20,28,50,82,126,... Ces nombres ont d'abord été considérés comme constants. Ce modèle marche bien pour les noyaux stables et leurs voisins, il est néanmoins fortement remis en question lorsque l'on s'écarte de la vallée de stabilité.

Plus on ajoute de neutrons au noyau (cas des noyaux exotiques), plus la structure est amenée à changer, déplaçant ainsi les niveaux individuels dont la position détermine les nombres magiques.

La migration des niveaux individuels peut alors affaiblir les fermetures de couches connues et éventuellement faire apparaître de nouveaux nombres magiques.

Les interactions entre nucléons peuvent être développées en interactions multipolaires. L'interaction quadrupolaire est la force existante entre des nucléons occupant des orbitales  $\Delta l = \Delta j = 2$ , octupolaire entre les orbitales  $\Delta l = \Delta j = 3$ , etc... Pour les noyaux exotiques, les interactions de type monopolaire (faisant intervenir des orbitales  $\Delta l = \Delta j \neq 2, 3, \dots$ ) sont majoritairement responsables de l'évolution de la structure nucléaire [OT16]. Ces dernières prennent en compte les forces effectives proton-proton, neutron-neutron et proton-neutron. L'interaction monopolaire a un effet linéaire, c'est à dire que plus une orbitale neutron  $j_n$  est remplie, plus l'énergie d'une orbitale proton  $j_p$  est modifiée [OSF<sup>+</sup>05, OSH<sup>+</sup>10]. La partie tenseur de cette interaction est amenée à jouer un rôle important dans la région du <sup>78</sup>Ni et plus généralement dans les noyaux riches en neutrons [OT16].

Dans notre région d'intérêt cet effet a été mis en évidence dans les isotopes de cuivre [FVA<sup>+</sup>09]. Il a été montré qu'avec le remplissage de l'orbitale  $\nu g_{9/2}$ , l'orbitale proton  $\pi f_{5/2}$  baisse en énergie, réduisant ainsi le gap  $Z = 28$ , comme le montre la Figure IV.7. De même dans les isotopes de Ni, on attend à ce que l'écart entre les orbitales  $\pi f_{7/2}$  et  $\pi f_{5/2}$  (formant le gap  $Z = 28$ ) se réduise de 2 MeV lorsque N passe de 40 à 50 [OSH<sup>+</sup>10]. La mise en évidence expérimentale de la réduction du gap  $Z = 28$  dans les isotopes de cuivre riches en neutron met donc en doute le caractère doublement magique du noyau de <sup>78</sup>Ni<sup>50</sup> [VIB<sup>+</sup>07].

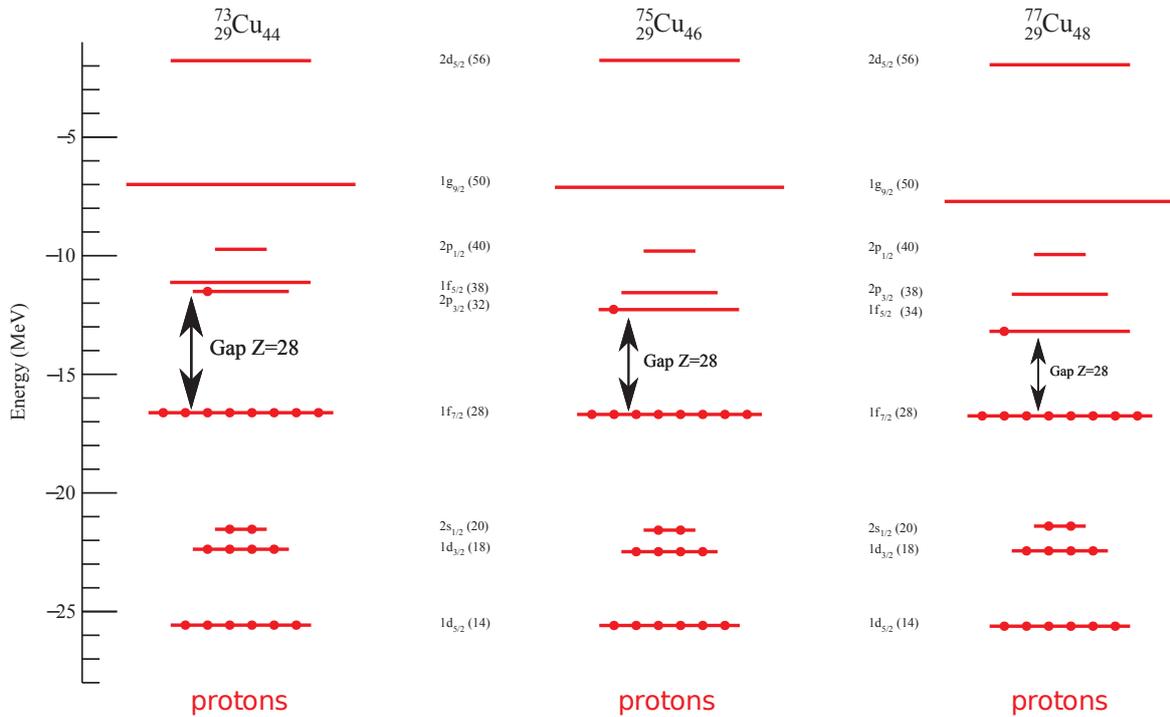


FIGURE IV.7 – Evolution des orbitales protons au cours du remplissage de l'orbitale neutron  $\nu 1g_{9/2}$ . Le gap  $Z = 28$  est réduit à mesure que l'on s'approche de la drip-line neutron.

La Figure IV.8 montre la systématique des états de parité négative pour les isotopes de gallium, d'arsenic et de brome. Les données pour le noyau de <sup>81</sup>Ga sont extraites de ce travail. Le schéma de niveaux déterminé pour ce noyau s'accorde bien avec la systématique des noyaux de gallium impairs à condition d'extrapoler le comportement des niveaux de  $N = 46$  à  $N = 50$  car les états yrast de l'isotope de <sup>79</sup>Ga sont peu connus. Les niveaux proposés pour le noyau de <sup>81</sup>Ga sont aussi en accord avec ceux des isotones  $N = 50$ .

Dans les isotopes de gallium, 3 protons occupent les orbitales au dessus du gap  $Z = 28$ . On s'attend à ce que le proton célibataire (configuration  $\pi p_{3/2}$ ) donne le spin de l'état fondamental,  $I = 3/2$ . Cependant l'inversion des orbitales  $\pi f_{5/2}$  et  $\pi p_{3/2}$  provoque un changement de confi-

guration de l'état fondamental. Cette inversion prend place dans les noyaux de gallium entre  $N = 48$  et  $N = 50$  (voir Figure IV.8)[PMG<sup>+</sup>10, CMB<sup>+</sup>10]. Pour les isotopes d'arsenic et de brome, la situation est différente, 5 et 7 protons de valence dans l'espace ( $\pi f_{5/2}\pi p_{3/2}$ ) peuvent s'arranger pour créer un spin  $I = 3/2; 5/2$ .

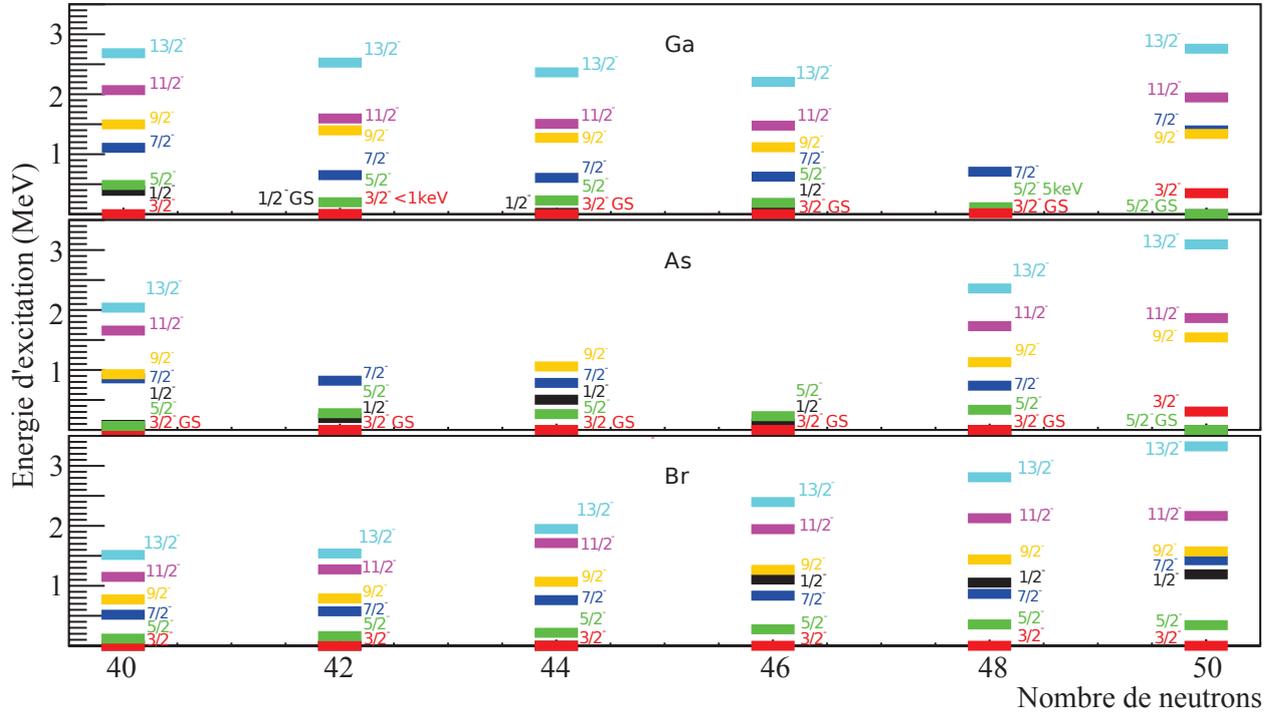


FIGURE IV.8 – Systématique des états de parité négative pour les chaînes isotopiques des noyaux de gallium, d'arsenic et de brome. Le schéma de niveaux pour le noyau  $^{81}\text{Ga}$  ( $N = 50$ ) est issu de ce travail.

#### IV.4.2 Discussion des résultats

Avec 50 neutrons, le noyau de  $^{81}\text{Ga}$  présente un intérêt tout particulier. Avec le noyau de  $^{80}\text{Zn}$ , il est le noyau le plus riche en neutrons sur la ligne  $N = 50$  à avoir été étudié par spectroscopie  $\gamma$ . L'analyse et l'interprétation des états d'excitation dans ce noyau nous permettra donc d'apporter des informations nécessaires à l'évaluation du caractère magique de la fermeture de couche  $N = 50$  pour  $Z = 31$ . Afin de "sonder" le caractère magique de cette fermeture, il faut évaluer la différence en énergie des orbitales  $\nu 2d_{5/2}$  et  $\nu 1g_{9/2}$  qui forment le gap (voir Figure IV.9, code couleur bleu pour les orbitales neutron). Cette différence d'énergie est liée à l'énergie des excitations particule-trou ( $1p - 1h$ ) à travers le gap  $N = 50$  [S<sup>+</sup>12, ZPA<sup>+</sup>04, UBN01, SN12, PPA<sup>+</sup>04]. Dans ce type d'excitation, un neutron issu de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  est promu sur l'orbitale  $\nu 2d_{5/2}$ , donnant une configuration  $[(\nu 1g_{9/2})^9(\nu 2d_{5/2})^1]$ . L'énergie des états basés sur une telle configuration d'excitation est donc directement reliée à la valeur du gap. Le défi expérimental est de taille : il faut produire des noyaux très riches en neutrons à une énergie d'excitation assez importante (haut spin) et pouvoir étudier leur décroissance par spectroscopie  $\gamma$ . En effet, il va de soi qu'il est énergétiquement très coûteux de créer une excitation particule-trou à travers le gap (si celui-ci est maintenu), c'est pourquoi seuls les états de moyen-haut spin et à assez haute énergie sont concernés par ce type de configuration.

Dans la Figure IV.9, on donne certaines des configurations protons et neutrons possibles pour les noyaux de  $^{81}\text{Ga}$  et  $^{83}\text{As}$ . Avec respectivement 3 et 5 protons de valence dans l'espace ( $\pi f_{5/2}\pi p_{3/2}$ ), ces deux noyaux peuvent générer des états de spin maximum  $I = 11/2$  et  $I = 13/2$  (1 paire brisée pour  $^{81}\text{Ga}$  et deux paires pour  $^{83}\text{As}$ ). Pour les neutrons, une brisure de paire du type ( $1p - 1h$ )

permet déjà de générer un spin maximum de  $7\hbar$ . Dans le cas du noyau de <sup>81</sup>Ga, l'excitation de plus basse énergie (proton dans  $f_{5/2}$  et une excitation neutron à travers le gap  $N = 50$ ) mènera donc aux spins suivants :

- Excitation  $\nu(1p-1h)$  :  $(\nu g_{9/2} \otimes \nu d_{5/2}) \rightarrow J = 2, 3, 4, 5, 6, 7$ .
- Couplage avec le proton célibataire dans  $f_{5/2}$  :  $\nu(1p-1h) \otimes \pi f_{5/2} \rightarrow 1/2; 3/2; 5/2; 7/2; 9/2; 11/2; 13/2; 15/2; 17/2; 19/2$ .

Le schéma de niveaux proposé pour le noyau de <sup>81</sup>Ga a été établi jusqu'au spin  $13/2^-$  (voir Figure IV.6). Comme nous l'avons mentionné auparavant, il n'est pas possible de créer un tel spin uniquement à partir d'excitations proton. En effet, les études sur les isotones  $N = 50$  ont montré qu'il était nécessaire d'introduire des excitations à travers le gap neutron pour obtenir un meilleur accord calculs/expérience pour certains états :  $I > 5, 6$  dans le noyau de <sup>82</sup>Ge [UBN01],  $I > 11/2^-$  dans le noyau de <sup>83</sup>As [S+12] et  $I > 11/2^-$  dans le noyau de <sup>85</sup>Br [ZPA+04]. On s'attend donc à ce que le dernier niveau proposé ( $13/2^-$ ; 2767 keV) puisse contenir une composante  $(1p-1h)$  suffisante pour sonder le gap  $N = 50$  à  $Z = 31$ . Les calculs de type modèle en couche prédisent déjà une fermeture de couche  $N = 50$  importante pour ce noyau, et le fait que l'énergie de l'état ( $13/2^-$ ; 2767 keV) observé soit environ 300 keV au dessus de celui prédit renforce l'hypothèse du maintien de la fermeture de couche à  $N = 50$  pour  $Z = 31$ . D'autres calculs de type modèle en couche sont néanmoins nécessaires pour déterminer l'importance de cette composante. L'obtention d'un jeu de donnée contenant une meilleure statistique et la comparaison des états d'excitation avec des calculs dédiés pour le noyau de <sup>81</sup>Ga fait partie des perspectives de ce travail.

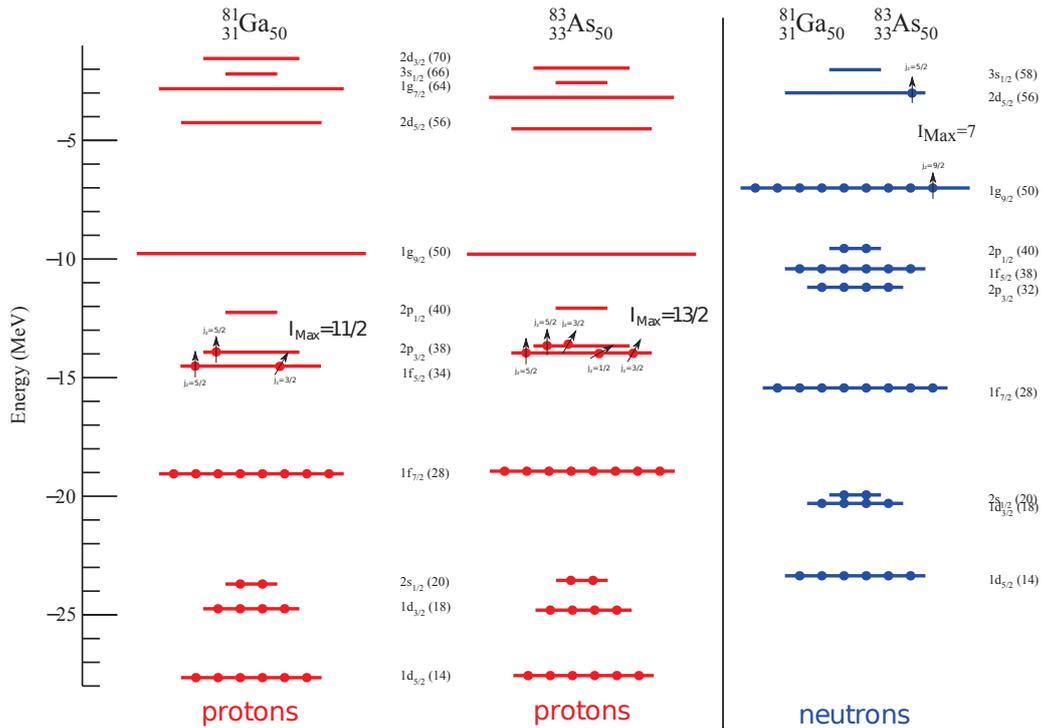


FIGURE IV.9 – (Rouge) configurations proton pour les noyaux de <sup>81</sup>Ga et <sup>83</sup>As permettant d'obtenir un spin maximum dans l'espace de valence ( $\pi f_{5/2}\pi p_{3/2}$ ). (Bleu) première configuration neutron pour une excitation type  $(1p-1h)$  à travers le gap  $N = 50$ .

## IV.5 Conclusion du Chapitre IV

Cette partie nous a permis de présenter les résultats obtenus pour l'expérience  $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$  avec le système de détection AGATA+VAMOS. Nous avons particulièrement détaillé les méthodes qui permettent d'identifier les contaminants dans les spectres grâce au logiciel Cubix. Ces méthodes nous ont permis de valider la robustesse de notre analyse et donc, de découvrir de nouvelles transitions  $\gamma$  pour les noyaux de  $^{79,80}\text{Ga}$ . Ces nouvelles transitions ont ensuite permis de proposer un nouveau schéma de niveaux pour le noyau de  $^{81}\text{Ga}$ . Il a été étendu jusqu'au spin  $13/2^-$  et construit à partir des intensités observées et de comparaisons avec les calculs type modèle en couche. Le dernier niveau observé ( $13/2^-$ ; 2767 keV) est un bon candidat pour l'évaluation du gap neutron  $N = 50$  pour  $Z = 31$  car il est nécessaire d'inclure au moins une excitation neutron pour produire ce spin. La possibilité d'une fermeture de couche  $N = 50$  robuste a été évoquée. La réalisation de calculs théoriques dédiés nous permettrait d'aller plus loin dans ce travail et aussi dans la construction du schéma de niveaux du noyau de  $^{79}\text{Ga}$ .

Le travail présenté dans cette Partie a fait l'objet d'un article en préparation :

- New level scheme for the neutron-rich Gallium isotope  $^{81}_{31}\text{Ga}^{50}$ . Hint of a robust  $N = 50$  shell closure at  $Z = 31$  [M<sup>+</sup>17a].

Dans les deux chapitres qui suivent, nous allons voir comment les données des deux expériences sur les détecteurs JUROGAM II et EUROBALL IV ont permis de découvrir de nouveaux états d'excitation à très haut spin dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Nous commencerons par rappeler les éléments théoriques nécessaires à la compréhension du phénomène observé. Nous verrons ensuite, que ces nouveaux états permettent de mettre en évidence, pour la première fois à haut spin, un backbending.



## Deuxième partie

# Collectivité octupolaire et changement de forme à haut spin



# Chapitre V

## Eléments théoriques et collectivité octupolaire

### V.1 Les modèles du noyau

#### V.1.1 Modèle de la goutte liquide

Une des premières caractéristiques intéressantes des noyaux à laquelle on accède par la mesure est la masse  $M(A, Z)$  [Val89]. Elle nous donne accès à l'énergie de liaison  $B(A, Z)$  des noyaux définie par l'équation V.1 :

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - B(A, Z) \quad (\text{V.1})$$

Cette relation traduit l'équivalence masse-énergie et met en évidence que la masse du noyau lié est plus faible que celle de ses constituants ( $Z$  protons et  $N$  neutrons) pris à part. En 1935, C.F. Von Weisäcker [Wei35] élabore le modèle de la goutte liquide, qui permettra de décrire de façon macroscopique l'énergie de liaison des noyaux. Ce modèle est né de la comparaison des nucléons avec les molécules d'une petite quantité de liquide dont l'énergie totale est inférieure à celle des constituants pris individuellement. Historiquement, il fut créé suite à la découverte en 1932 du neutron par Chadwick [Cha32] qui mit un terme à l'image d'un noyau composé uniquement de protons et d'électrons. Il en découla ensuite une description du noyau nucléaire par Heisenberg [Hei32] comme un assemblage de protons et de neutrons qu'on appellera ensuite les nucléons. Weisacker propose naturellement de décrire la cohésion du noyau par analogie avec les molécules d'une goutte d'eau dans un potentiel créé par la force de Van Der Waals. Dans son modèle, le potentiel est créé par la force d'interaction forte et la densité nucléaire est supposée constante. Parmi les expressions qui reproduisent le mieux les résultats expérimentaux, une des plus utilisées est l'équation V.2 :

$$B(N, Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} - \delta(A) \quad (\text{V.2})$$

Où [RS80] :

$a_v = 15.68$  MeV,  $a_s = 18.56$  MeV,  $a_c = 0.717$  MeV,  $a_a = 28.1$  MeV.

$$\delta(A)(\text{MeV}) = \begin{cases} +34A^{-\frac{3}{4}} : \text{pour } (N, Z) \text{ (impair, impair)} \\ 0 : \text{pour } (N, Z) \text{ (pair, impair) / (impair, pair)} \\ -34A^{-\frac{3}{4}} : \text{pour } (N, Z) \text{ (pair, pair)} \end{cases} \quad (\text{V.3})$$

$a_v$  correspond au terme volumique. Il est proportionnel au volume (dimension  $\propto A$ ) et représente l'énergie à apporter pour évaporer un nucléon dans une matière nucléaire infinie et sans charge. Le terme  $a_s$  traduit les effets de surface supportés par les nucléons périphériques qui sont privés d'une partie des interactions qu'ils auraient eues dans le volume. Macroscopiquement l'analogie vient de la tension de surface dans une goutte d'eau. Le troisième terme,  $a_c$ , provient de la répulsion coulombienne (proportionnelle à  $r^{-1} \propto A^{-\frac{1}{3}}$ ) entre protons. Le quatrième terme ( $a_a$ ), dit d'asymétrie, concerne les noyaux ayant un nombre différent de neutrons et de protons, il prend en compte le fait que la répulsion électrostatique rentre en compétition avec l'interaction forte. Cela implique notamment —en appliquant principe d'exclusion de Pauli—l'occupation de niveaux énergétiques plus élevés pour les neutrons. Et enfin le dernier terme appelé terme d'appariement ( $\delta(A)$ ), caractérise l'effet du même nom qui stabilise les noyaux ayant un nombre pair de nucléons.

Ce modèle convient bien pour décrire dans ses grandes lignes l'évolution de l'énergie de liaison en fonction de la taille et de l'asymétrie neutron/proton. Le terme d'appariement apporte une première prise en compte des effets de structure. Cependant il échoue pour reproduire la surstabilité au voisinage des nombres magiques (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Il ne convient pas non plus pour certains noyaux qui ne suivent pas la loi en  $A^{\frac{2}{3}}$  comme par exemple les noyaux à halos (e.g  $^{11}\text{Li}$ ) qui ont une surface moyenne bien plus importante [THH<sup>+</sup>85].

## V.1.2 Du moment cinétique classique au modèle quantique du rotateur rigide

### V.1.2.1 Théorème du moment cinétique en mécanique classique

Afin d'introduire les notions de la rotation quantique, nous allons parler de la rotation classique et voir comment elle a influencé le domaine de la physique moléculaire et nucléaire. Le développement suivant s'appuie sur des bases de la mécanique classique et notamment le théorème du moment cinétique. Considérons tout d'abord deux masses en rotation autour d'un axe  $z$  (voir Figure V.1).

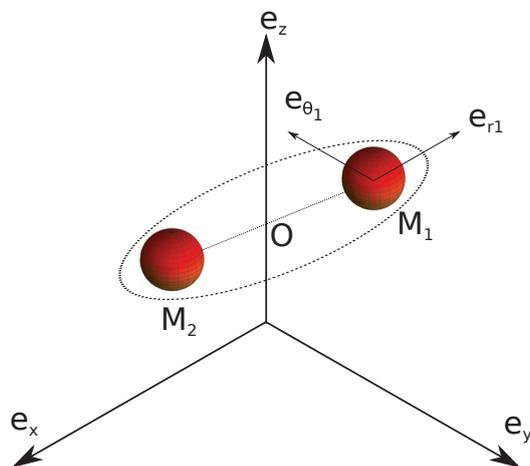


FIGURE V.1 – Représentation d'un rotateur rigide par deux masses en rotation autour de l'axe  $e_z$ .

Chaque masse  $i$  est animée d'une quantité de mouvement  $\vec{p}_i = M_i \vec{v}_i$  et son moment cinétique par rapport au point  $O$  est défini par :

$$\vec{L}_i = O\vec{M}_i \wedge \vec{p}_i = \vec{r}_i \wedge \vec{p}_i \quad (\text{V.4})$$

Où  $r_i$  est la distance séparant une masse, supposée ponctuelle, par rapport au centre  $O$ . On peut maintenant étudier le système dans les coordonnées polaires :

$$\begin{cases} \vec{OM}_i = r_i \cdot \vec{e}_{r_i} & \text{pour la position} \\ \vec{v}_i = r_i \dot{\theta}_i \vec{e}_{\theta_i} + \dot{r}_i \vec{e}_{r_i} & \text{pour la vitesse} \end{cases} \quad (\text{V.5})$$

La composante en  $\vec{e}_{r_i}$  est non nulle uniquement si la distance  $r_i$  n'est pas constante. L'expression du moment cinétique total devient alors ( $\theta_2 = \theta_1 + \pi, \dot{\theta}_1 = \dot{\theta}_2 = \dot{\theta}$ ) :

$$\begin{aligned} \vec{L} = \vec{r}_1 \wedge M_1 \vec{v}_1 + \vec{r}_2 \wedge M_2 \vec{v}_2 &= M_1 r_1 \vec{e}_{r_1} \wedge (\dot{r}_1 \vec{e}_{r_1} + r_1 \dot{\theta} \vec{e}_{\theta_1}) + M_2 r_2 \vec{e}_{r_2} \wedge (\dot{r}_2 \vec{e}_{r_2} + r_2 \dot{\theta} \vec{e}_{\theta_2}) \\ &= [M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2] \dot{\theta} \vec{e}_z \end{aligned} \quad (\text{V.6})$$

En introduisant le moment d'inertie  $= J = \sum_i M_i r_i^2$ , on a la relation

$$\vec{L} = J \dot{\theta} \vec{e}_z \quad (\text{V.7})$$

L'énergie cinétique du système s'écrit :

$$E_c = \frac{1}{2} \sum_i M_i v_i^2 = \frac{1}{2} \sum_i M_i (\dot{r}_i^2 + r_i^2 \dot{\theta}^2) \quad (\text{V.8})$$

$$E_c = \frac{1}{2} J \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} \sum_i M_i \dot{r}_i^2 \quad (\text{V.9})$$

L'énergie cinétique du système peut donc se réduire sous la forme :

$$E_c = \underbrace{\frac{1}{2} \sum_i M_i \dot{r}_i^2}_{\text{Distorsion centrifuge}} + \underbrace{\frac{L^2}{2J}}_{\text{Rotation pure}} \quad (\text{V.10})$$

Si on s'intéresse uniquement à l'aspect rotateur rigide, le terme de distorsion centrifuge est absent. Quantiquement, on peut alors définir un Hamiltonien de rotation pure où le moment cinétique classique devient un opérateur :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\hat{L}^2}{2J} \rightarrow \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} \quad (\text{V.11})$$

Avec  $\hbar^2 l(l+1)$  la valeur propre de l'opérateur  $\hat{L}^2$ . Pour un noyau en rotation sans spin intrinsèque, en rotation collective, le moment angulaire  $L$  est assimilé au spin total noté  $I$  :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\hat{I}^2}{2J} \rightarrow \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J} \quad (\text{V.12})$$

### V.1.2.2 Modèle quantique du rotateur rigide

Briser la symétrie par rotation autour de l'axe  $e_x$  (direction du moment angulaire, vertical dans la Figure V.2) est un prérequis pour voir apparaître des bandes de rotations [Fra01]. Toute rotation autour de l'axe de symétrie est interdite car aucune brisure de symétrie ne sera engendrée par cette transformation. Le concept des bandes de rotation a vu le jour pour la première fois en physique moléculaire. Il vient du fait que la topologie de la molécule et le placement des différents atomes la composant peuvent créer un moment polaire non nul. La molécule possède donc un axe autour duquel la rotation est énergétiquement favorisée et les niveaux d'énergies peuvent être décrits par l'expression classique [Fra01] :

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^{i=3} \frac{R_i^2}{2J_i} \quad (\text{V.13})$$

Où  $\mathcal{H}$  est l'Hamiltonien de rotation,  $R_i$  le moment angulaire généré par le mouvement des noyaux de la molécule et  $J_i$  les moments d'inertie déduits de la position et de la masse (considérée comme ponctuelle) de chaque atome. Ce concept a été adapté par Bohr et Mottelson [BM75] pour la physique nucléaire en 1975. De la même manière que en physique moléculaire, les déformations du noyau définissent une orientation privilégiée qui permet à celui-ci d'exécuter une rotation quantique. Cependant, même s'il existe des similitudes frappantes entre ces deux domaines de la physique, il existe une différence fondamentale en physique nucléaire : les nucléons n'occupent pas des positions fixes comme les atomes d'une molécule, il est donc beaucoup plus difficile de définir une relation entre position, masse et rotation dans le noyau atomique. De simples modèles dits "rotor rigide" surestiment de plus de trois fois [Val89] la valeur expérimentale du moment d'inertie alors qu'ils s'avèrent efficaces dans le domaine moléculaire. On peut néanmoins envisager un mode collectif où la totalité des nucléons tournent de façon cohérente autour de l'axe privilégié. L'Hamiltonien nucléaire d'un noyau pair-pair ( $I = R$ ) rigide en rotation pure peut s'écrire en remplaçant  $I$  par  $R$  dans la formule V.13. Le spectre rotationnel va donc suivre la loi :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J} \quad (\text{V.14})$$

On peut étendre cette formule au cas des noyaux impairs : cette fois-ci l'état fondamental du noyau pair-pair +1 nucléon est associé à un nucléon supplémentaire occupant une couche  $(n, l, j)$  immédiatement au dessus cœur qui remplit toutes les couches en-dessous du niveau de Fermi. La contribution de ce cœur, pair en nucléons, au moment cinétique est [Val89] :

$$I = I_{cœur} + j = 0 + j = j \quad (\text{V.15})$$

Où  $j$  est le moment cinétique du nucléon célibataire. C'est ce dernier qui va déterminer la plupart des propriétés quantiques du noyau comme le spin, ainsi que sa projection sur l'axe de symétrie. Contrairement aux noyaux pair-pair où les bandes rotationnelles sont construites sur un état apparié ( $I_{cœur} = 0$ ), dans les noyaux impairs, les bandes rotationnelles sont construites sur des états individuels. Le moment cinétique total du noyau sera exprimé en fonction du spin du nucléon célibataire et du moment cinétique du cœur  $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$  (voir Figure V.2).

L'Hamiltonien de rotation dans le cas d'un noyau impair peut donc se réécrire :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{(\hat{I} - \hat{j})^2}{2J} \quad (\text{V.16})$$

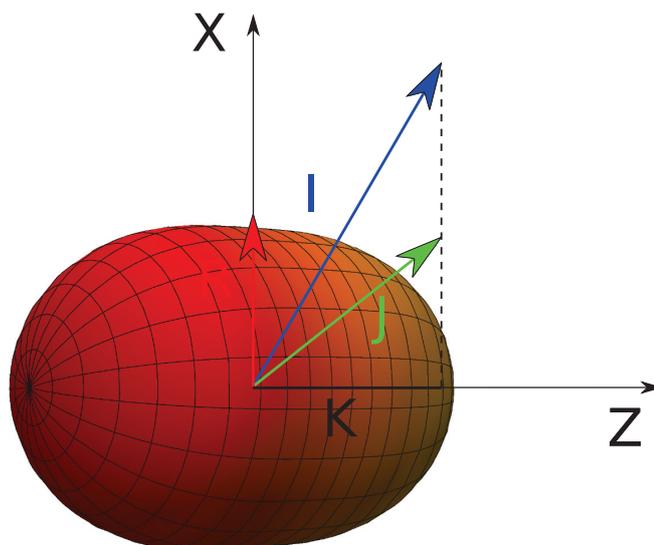


FIGURE V.2 – Représentation schématique d'un noyau impair à symétrie axiale en rotation autour de l'axe  $x$ .  $\vec{I}$  est le vecteur moment angulaire total (bleu),  $\vec{R}$  est le moment angulaire du cœur (rouge) et  $\vec{j}$  la contribution de la particule célibataire (vert). On notera  $K$  la projection du moment angulaire du dernier nucléon sur l'axe de symétrie.

En explicitant le produit scalaire, on obtient :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{(\hat{I}^2 + \hat{j}^2 - 2\hat{I} \cdot \hat{j})}{2J} \quad (\text{V.17})$$

Sachant que  $2I_z j_z = I_z^2 + j_z^2$  et que  $2(I_x j_x + I_y j_y) = I_+ j_- + I_- j_+$  alors on obtient l'expression suivante :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\overbrace{(\hat{I}^2 - \hat{I}_z^2)}^{\text{Rotation}} + \overbrace{(\hat{j}^2 - \hat{j}_z^2)}^{\text{Recul}} - \overbrace{(I_+ j_- + I_- j_+)}^{\text{Coriolis}}}{2J} \quad (\text{V.18})$$

Le premier terme de la formule V.18 dépend uniquement du moment angulaire total du noyau ainsi que de sa projection sur l'axe  $z$  ( $I_z = K$ ). Le second terme  $\hat{j}^2 - \hat{j}_z^2$  est souvent appelé terme de recul et concerne uniquement l'état quantique du nucléon célibataire : il sera donc constant tout au long de la bande rotationnelle. Le troisième et dernier terme ( $I_+ j_- + I_- j_+$ ) provient du couplage entre le nucléon de valence et la rotation collective du cœur. Le nom de "terme de Coriolis" lui a été donné en analogie avec l'expression classique de la force subie par un objet de vitesse  $\vec{v}$  dans un référentiel tournant. Ce dernier terme augmente avec l'augmentation du moment angulaire total ( $I$ ) du noyau. Il est aussi fortement dépendant de l'orbitale sur laquelle se trouve le nucléon de valence : plus  $j$  est élevé et  $K$  petit, plus le terme de Coriolis sera grand. Cela nous permet d'envisager deux modes du couplage du nucléon célibataire à la rotation collective :

(i) Couplage fort (déformation-aligné) : l'orbitale du nucléon célibataire est fortement influencée par la déformation du cœur. Ce cas de figure correspond à une faible influence du terme de Coriolis et donc une faible influence de la rotation du noyau ;

(ii) Couplage faible (rotation-aligné) : le nucléon célibataire est fortement influencé par le terme de Coriolis, qui s'oppose à l'alignement de l'orbitale sur la déformation du noyau en imposant un alignement sur l'axe de rotation.

Nous allons maintenant détailler un peu plus ces deux modes.

### V.1.2.3 Approximation du couplage fort

La limite de l'approximation du couplage fort est justifiée lorsque les éléments de matrices de la force de Coriolis sont négligeables devant l'énergie séparant les niveaux de différentes valeurs de  $\Omega$  [RS00]. Cette approximation sera d'autant plus valide que la déformation sera grande, car le terme de Coriolis est inversement proportionnel à la déformation ( $\propto \beta^{-2}$ ). À grande déformation, le "splitting" de Nilsson éloigne les orbitales  $\Omega = \pm 1/2, \Omega = \pm 3/2, \dots$  si bien qu'elles ne pourront plus se coupler entre-elles. Dans le cadre du couplage fort,  $K$  est un bon nombre quantique et l'énergie totale peut s'écrire sous la forme :

$$E_{tot} = E_K + E_{rot} + E_{Coriolis} \quad (\text{V.19})$$

Où  $E_K$  représente l'énergie du nucléon célibataire par rapport au niveau de Fermi.  $E_{rot}$  est l'énergie de rotation collective pour laquelle on ne peut plus utiliser la formule V.14 lorsque  $K \neq 0$ . On obtient dans ce cas :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 [I(I+1) - K^2]}{2J} \quad (\text{V.20})$$

Une valeur de  $K$  non nulle aura pour effet de "dédoubler" la bande rotationnelle, ce qui se produit pour les noyaux ayant un nucléon de valence ou pour les noyaux pairs-pairs ayant une paire brisée (voir Figure V.3). Les bandes rotationnelles pour les noyaux impairs sont construites sur l'état individuel de nombre quantique  $K$ , puis  $I$  augmente par pas de 1 ce qui donne lieu à la séquence  $I = K, K+1, K+2, K+3, \dots$  (voir Figure V.3). Pour l'énergie de Coriolis, il faut appliquer les opérateurs  $I_{\pm}, j_{\pm}$  sur une base définie par les fonctions d'ondes  $|IKM\rangle$  (pour le formalisme on pourra se référer à [Nil55]), et on obtient :

$$E_{Coriolis} = \langle IKM | I_+ j_- + I_- j_+ | IKM \rangle \quad (\text{V.21})$$

Le terme de Coriolis est non-nul uniquement pour les orbitales  $K = 1/2$  et couple les états  $\Delta K = \pm 1$ . Pour ces noyaux là, l'énergie totale prend une forme plus compliquée où l'intensité de l'énergie de Coriolis est donnée à travers le paramètre  $a$  qui est le paramètre de découplage (ainsi nommé car plus le terme de coriolis est important, plus l'orbitale du nucléon va se découpler de la déformation du noyau) :

$$E_{tot} = E_K + \frac{\hbar^2 [I(I+1) - K^2 + \delta_{K,1/2} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2})]}{2J} \quad (\text{V.22})$$

Le paramètre de découplage  $a$  va causer un décalage en énergie vers le haut ou vers le bas, suivant la valeur de  $a$  (qui peut être positive ou négative) et celle de  $I$  (décalage de la bande de signature  $\alpha = 1/2$  (voir Equation V.23 et Figure V.3)). Dans le cadre des noyaux à déformation quadrupolaire, les bandes sont caractérisées par un nombre quantique  $\alpha$  appelé signature, liée à la valeur propre de l'opérateur rotation autour de l'axe  $x$  d'un angle  $\pi$  [Fra01] :

$$\mathcal{R}_x |j\rangle = r |j\rangle \quad \text{avec } r = e^{-i\alpha\pi} = (-1)^I. \quad (\text{V.23})$$

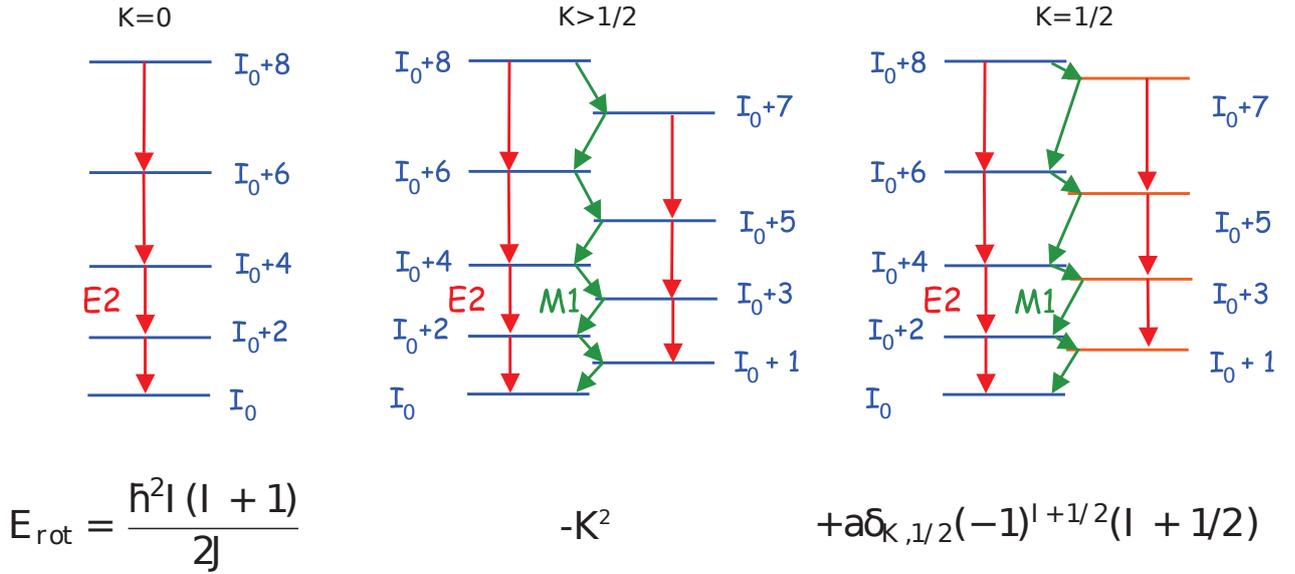


FIGURE V.3 – Schémas de niveaux caractéristiques correspondant au cas  $K = 0$ ,  $K > 1/2$  et  $K = 1/2$  dans le cadre de la déformation quadrupolaire. La couleur orange dans le cas  $K = 1/2$  est utilisée pour mettre en évidence le décalage en énergie. Figure extraite et légèrement adaptée de Ch. Theisen [The02].

Une valeur donnée de  $\alpha$  correspond à une séquence de valeurs du spin, par exemple  $\alpha = 1$  correspond à  $I = 1, 3, 5, \dots$ , de telle sorte que les niveaux d'une même bande sont affectés dans le même sens par le terme de découplage. Ce terme a donc pour effet de décaler les bandes l'une par rapport à l'autre. Dans ce manuscrit nous utiliserons la formule V.22 ainsi que la figure V.3 pour comprendre qualitativement le comportement des bandes dans le cas des noyaux à déformation octupolaire.

Le cas d'un nucléon dans la situation d'un couplage fort est illustré dans la Figure V.4 à gauche. La rotation du cœur affecte très peu l'état quantique du nucléon si bien que son état est considéré comme constant lorsque la fréquence de rotation augmente. Il existe cependant des situations où l'approximation de couplage fort ne peut être appliquée. Lorsque la force de Coriolis ne pourra plus être négligée, le nucléon sera très fortement influencé par la rotation du cœur et les approximations faites précédemment devront être revues.

#### V.1.2.4 Approximation du couplage faible

Cette approximation est justifiée lorsque les éléments de matrices représentant la force de Coriolis ne sont plus négligeables devant le "splitting de Nilsson". Le moment angulaire du nucléon célibataire va alors s'aligner sur celui de la rotation collective. Ce cas de figure intervient notamment pour les noyaux possédant une déformation très faible. Les orbitales issues de la même couche en  $\pm\Omega$  (pour la définition de ce nombre quantique, voir Section V.1.2.5) sont très proches en énergie et pourront se coupler. Une représentation schématique du couplage faible est faite en Figure V.4 à droite. Dans ce cas-là, le noyau va pouvoir diminuer son énergie (minimisation de  $\hat{H}_{\text{rot}} = \frac{(\hat{I}^2 + \hat{j}^2 - 2\hat{I}\cdot\hat{j})}{2J}$ ) en alignant  $\vec{j}$  avec  $\vec{R}$ .  $j$  reste alors constant et devient un bon nombre quantique.

Dans ce cas,  $\vec{j}$  et  $\vec{I}$  sont quasiment alignés sur l'axe de rotation  $x$  et on peut utiliser l'approximation  $\vec{I}\cdot\vec{j} = I\rho$ , où  $\rho$  est la projection de  $j$  sur l'axe  $x$ . L'énergie de rotation s'écrit alors :

$$E_{\text{rot}} = \hbar^2 \frac{[I(I+1) + j(j+1) - 2I\rho]}{2J} \quad (\text{V.24})$$

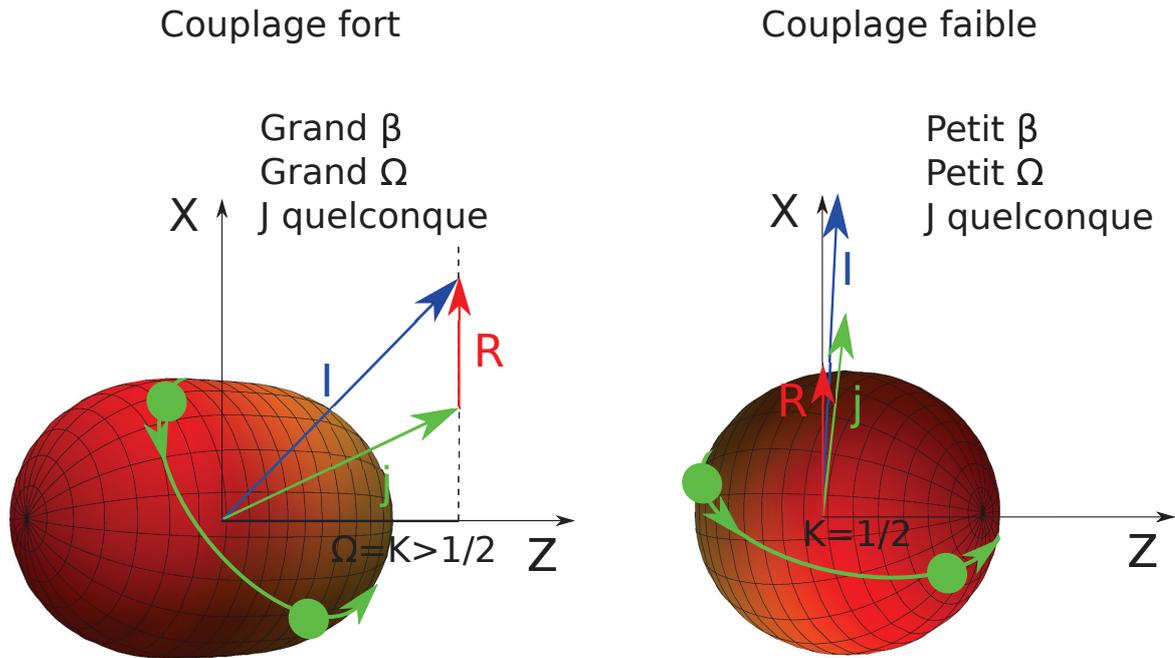


FIGURE V.4 – Illustration des deux modes extrêmes de couplage entre le nucléon de valence et la rotation du cœur. Couplage fort à gauche et couplage faible à droite.

On voit bien que plus  $\vec{j}$  est colinéaire avec  $\vec{R}$ , plus la valeur de  $\rho$  sera grande et l'énergie minimisée. L'équation V.24 peut se mettre aussi sous la forme :

$$E_{rot} = \hbar^2 \frac{[(I - \rho)(I - \rho + 1) + 2\rho]}{2J} = \hbar \frac{R(R + 1)}{2J} + Cste \quad (V.25)$$

Où  $R = I - j$ . Les énergies de la bande rotationnelle ainsi formée sont uniquement fonction du mouvement collectif du cœur. Elles auront les mêmes caractéristiques que celles des bandes du noyau pair-pair voisin à une constante près. Nous avons maintenant introduit les différentes notions concernant la rotation dans les noyaux en physique nucléaire. Cependant ce formalisme ne permet pas à lui seul de décrire l'énergie totale du noyau et des compléments sont requis.

### V.1.2.5 Énergies individuelles et rotation : modèle rotor+particule

À l'instar de la physique moléculaire, la physique nucléaire décrit l'énergie totale du noyau comme étant égale à la somme des énergies individuelles (remplissage des couches nucléaires) et de l'énergie de rotation. C'est pourquoi une description plus complète a été proposée par A. Bohr et B. R. Mottelson dans les années 50 [BM75]. Le modèle qui a été introduit prend en compte un cœur en rotation autour duquel peuvent graviter des nucléons. Depuis qu'il a été inventé, il s'est avéré très efficace pour décrire les spectres rotationnels des noyaux de masse impaire. Ces nucléons sont plus ou moins couplés à la rotation et à la déformation du cœur comme il a été vu dans l'introduction. Rappelons que dans ce modèle, le moment angulaire  $\vec{I}$  est la somme de deux contributions : le moment angulaire  $\vec{R}$  du cœur ainsi que le spin  $\vec{j}$  du nucléon célibataire. Dans le cadre de ce modèle on considèrera que le noyau admet une symétrie axiale ce qui donne la condition d'orthogonalité de  $\vec{R}$  avec l'axe de symétrie  $z$  du noyau. On notera  $\Omega$  la projection du spin  $\vec{j}$  sur l'axe  $z$  (voir Figure V.4), celle du spin total  $K$ . Pour une symétrie axiale,  $K = \Omega$ . L'Hamiltonien du système se décompose donc en deux parties :

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{H}_{s.p.} \quad (\text{V.26})$$

L'Hamiltonien  $\hat{H}_{rot}$  est celui défini dans la formule V.16 et correspond aux mouvements collectifs du noyau tandis que l'Hamiltonien  $\hat{H}_{s.p.}$  concerne uniquement les énergies de particules individuelles. Pour ce dernier, une expression a été proposée par S. G. Nilsson en 1955. Pour les noyaux déformés situés loin des fermetures de couches sphériques, la déformation quadrupolaire est importante et un champ moyen sphérique ne permet plus de décrire convenablement les comportements observés. Le potentiel de l'oscillateur harmonique modifié non déformé peut s'écrire :

$$\hat{H}_{s.p.} = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 - D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N) - C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (\text{V.27})$$

Cet Hamiltonien est composé de plusieurs termes :

- Le potentiel de l'oscillateur harmonique qui dépend uniquement de la distance par rapport au centre. Il reproduit à lui seul les trois premiers nombres magiques sphériques (voir Figure V.5).
- Le second terme  $D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N)$ , appelé aussi terme d' "effets de bords" permet de se rapprocher d'un potentiel type Woods-Saxon. Ce potentiel type a été sondé expérimentalement par Roger Woods et David Saxon [WS54] lors de la diffusion de protons sur le noyau atomique.
- Le dernier terme également présent en physique atomique et consiste à considérer un couplage entre le moment orbital de la particule et son spin. L'association de ce dernier avec le terme de Woods-Saxon permet de reproduire l'intégralité des nombres magiques observés expérimentalement : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (voir Figure V.5).

Pour les autres noyaux situés loin des fermetures de couches, l'hypothèse d'un puits de potentiel à symétrie sphérique n'est plus valable. Afin d'étudier l'effet de la déformation sur la structure du noyau, S. G. Nilsson propose de reprendre le modèle en couche en remplaçant le potentiel sphérique par un potentiel déformé. Il introduit une déformation axiale selon l'axe de symétrie  $z$  :

$$\hat{H}_{s.p.} = \overbrace{\frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}\omega_z^2 z^2}^{\text{Osc. Anharmonique}} - C\vec{l} \cdot \vec{s} - D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N) \quad (\text{V.28})$$

Où  $\omega_{\perp}$  est la pulsation propre selon les axes  $x$  et  $y$  tandis que  $\omega_z$  est la pulsation selon l'axe de déformation. Ces deux pulsations peuvent s'exprimer en fonction de  $\omega_0$ , la pulsation de l'oscillateur harmonique, et d'un paramètre  $\delta$  caractérisant la déformation :

$$\begin{cases} \omega_x = \omega_y = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{2}{3}\delta} \\ \omega_z = \omega_{\parallel} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{4}{3}\delta} \end{cases} \quad (\text{V.29})$$

Il est ensuite possible de relier le paramètre  $\delta$  aux variables de Hill et Wheeler, notées  $\beta_2$  et  $\gamma$  (voir Section V.1.2.6). Il est possible de relier les deux jeux de paramètres à partir de [JRH72a]. Les valeurs propres de l'Hamiltonien V.28 permettent d'établir les énergies des niveaux individuels, c'est à dire les diagrammes de Nilsson. Les états propres de l'Hamiltonien de Nilsson sont labellés par leurs valeurs asymptotiques (i.e. à déformation nulle)  $|N, n_z, \Lambda, \Omega\rangle_{\pi}$  :

- $N$  est le nombre quantique principal composé de deux parties :  $N = n_z + n_{\perp}$ .
- $n_z$  est le nombre de nœuds de la fonction d'onde radiale sur l'axe de symétrie.
- $\Lambda$  est la projection du moment orbital  $L$  sur l'axe de symétrie.

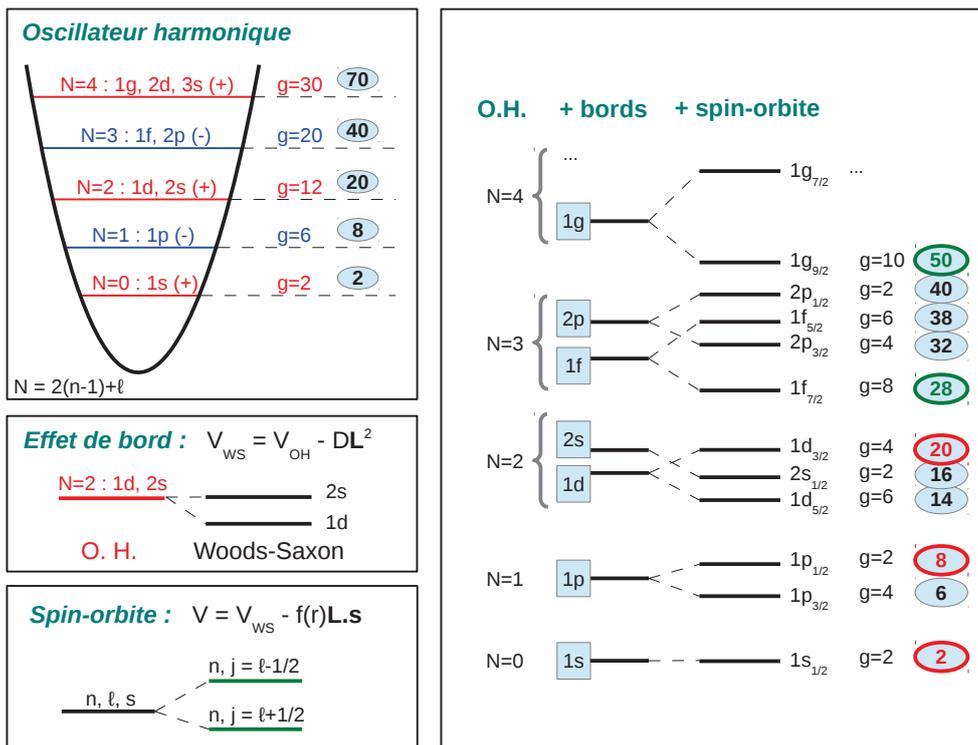


FIGURE V.5 – Gauche : Potentiel de l'oscillateur harmonique ainsi que les termes additionnels de spin-orbite et d'effets de bords. Droite : couches nucléaires, dégénérescences et nombres magiques associés à l'Hamiltonien  $V_{27}$ . Figure issue de [Duc16]

- $\Omega$  est la projection du moment angulaire  $J$  sur l'axe de symétrie.
- $\pi$  est la parité de l'état considéré :  $\pi = (-1)^N$ .

Nous avons introduit les nombres quantiques pertinents dans le cas d'un noyau déformé axialement. Dans le cas d'un noyau sphérique, la dégénérescence de chaque niveau est  $(2j + 1)$ , c'est à dire que toutes les projections du moment angulaire total sur un axe de quantification sont équivalentes d'un point de vue énergétique. Lorsqu'on introduit une déformation axiale, l'énergie de l'orbitale dépend de son orientation spatiale. On lève ainsi la dégénérescence en  $\Omega$ . Par exemple, pour une orbitale  $g_{9/2}$ , il y a dix composantes de projection de  $\Omega$  allant de  $-\frac{9}{2}$  à  $+\frac{9}{2}$ . Les couples d'orbitales  $\pm\Omega$  ont la même énergie. La dégénérescence est passée de  $(2j + 1)$  à seulement 2.  $\Omega$  est un bon nombre quantique car c'est une quantité conservée dans le mouvement orbital du nucléon contrairement à  $j$ . En effet, une orbitale  $\Omega$  peut s'exprimer comme une combinaison linéaire de différentes valeurs de  $j$ . Dans le cas  $\Omega = \frac{5}{2}$  provenant de la couche  $2f_{7/2}$ , on peut exprimer la fonction d'onde de l'état comme la combinaison d'états  $(Nlj)$  suivante [Kra88] :

$$\Psi(\Omega) = a(53\frac{5}{2})\Psi_{53\frac{5}{2}} + a(53\frac{7}{2})\Psi_{53\frac{7}{2}} + a(55\frac{9}{2})\Psi_{55\frac{9}{2}} + a(55\frac{11}{2})\Psi_{55\frac{11}{2}} \quad (V.30)$$

Les coefficients  $a(Nlj)$  étant différents pour chaque déformation  $\beta$  donnée (Voir Section V.1.2.6). Pour une déformation  $\beta = 0$  on attend, évidemment, que la valeur de  $a(53\frac{5}{2})$  approche 1, vu que l'orbitale considérée est originaire de  $2f_{7/2}$ . Dans la Référence [Kra88], on donne les coefficients  $a(Nlj)$  pour une déformation  $\beta = 0.3$  :

$$\begin{cases} a(53\frac{5}{2}) = 0.267 & a(53\frac{7}{2}) = 0.832 \\ a(55\frac{9}{2}) = 0.415 & a(55\frac{11}{2}) = -0.255 \end{cases} \quad (V.31)$$

Il faut donc identifier de quelle couche (sphérique) principale est issue chaque orbitale  $\Omega$ . Nous verrons ensuite en Section V.1.2.7 que ces orbitales peuvent perdre leur caractère unique en  $\Omega$

et se mixer à leur tour.

### V.1.2.6 La rotation nucléaire : paramétrisation de la forme des noyaux

Afin de visualiser la symétrie d'un noyau et d'en étudier sa forme, il est pratique de considérer la forme généralisée de Rayleigh qui est donnée par un développement en harmoniques sphériques pour décrire la surface nucléaire[Boh52] :

$$R(\theta, \phi) = c(\alpha) \left[ 1 + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\mu}^{\lambda}(\theta, \phi) \right] \quad (\text{V.32})$$

$$\text{avec } \begin{cases} c(\alpha) : \text{déterminé par la conservation du volume et } R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}. \\ \alpha_{\lambda\mu} : \text{paramètres d'intensité de la déformation.} \\ Y_{\mu}^{\lambda}(\theta, \phi) : \text{harmoniques sphériques.} \end{cases}$$

Les harmoniques sphériques sont des fonctions très utilisées en physique atomique. En effet elles apparaissent naturellement dans la partie angulaire de la fonction d'onde de l'atome d'hydrogène lors de la résolution de l'équation de Schrödinger. Ce sont elles qui donnent la forme de la fonction d'onde et donc l'enveloppe où il est possible de trouver l'électron. On s'en sert donc naturellement pour décrire les symétries dans le noyau atomique. La forme générale des harmoniques sphériques normalisées est donnée par la Formule V.33. Une représentation graphique des premières harmoniques est donnée en Figure V.6.

$$Y_{\mu}^{\lambda}(\theta, \phi) = (-1)^{\frac{1}{2}(\mu+|\mu|)} \sqrt{\frac{(2\lambda+1)(\lambda-|\mu|)!}{4\pi(\lambda+|\mu|)!}} P_{\mu}^{\lambda}(\cos\theta) \cos(\mu\phi) \quad (\text{V.33})$$

Les harmoniques sphériques peuvent comporter des domaines sur  $(\theta, \phi)$  où leur valeur est négative. Les zones où la valeur des harmoniques est négative sont données en rouge dans la Figure V.6. Ces zones auront pour effet de "creuser" le volume sphérique de départ tandis que les zones vertes (où la valeur de l'harmonique est positive) "rajouteront" de la matière au volume. En combinant l'équation V.32 et les harmoniques sphériques de la Figure V.6, on obtient les formes paramétrisées de la Figure V.7. Les trois déformations dipolaires,  $\alpha_{1,\pm 1}$  et  $\alpha_{1,0}$  correspondent à des translations du système qui permettent de fixer le centre de masse au centre du repère [BN96] (Formule V.34(a)). On peut réduire le nombre de paramètres  $\alpha_{\lambda\mu}$  en considérant uniquement les formes à symétrie axiale par rapport à l'axe  $z$  (pris par définition comme l'axe de symétrie) et en imposant le centre de masse comme étant le centre du repère. Les déformations  $\alpha_{\lambda,0}$  restantes sont appelées plus couramment  $\beta_{\lambda}$  et sont données par la Formule V.34 :

$$\beta_{\lambda} = \alpha_{\lambda,0} ; \lambda = 2, 3, 4, \dots \quad (\text{V.34})$$

Les harmoniques d'ordre  $\lambda = 2, 3$  et  $4$  engendrent les déformations usuellement appelées quadrupolaires, octupolaires et hexadécapolaires. Ces termes sont utilisés quelle que soit la valeur de  $\mu$ , mais ils peuvent aussi se restreindre à décrire des déformations du type  $\beta_{\lambda}$ . Toutes les autres symétries s'obtiennent en définissant des contraintes sur les paramètres  $\alpha_{\lambda,\mu}$  si bien qu'une infinité de formes peuvent être décrites.

Bien que ce manuscrit ait pour vocation de se focaliser sur les noyaux en forme de poire, il est néanmoins utile de détailler au préalable des déformations moins "exotiques" comme par exemple la déformation quadrupolaire : c'est la déformation qui brise la symétrie sphérique la plus répandue sur la carte des noyaux. Elle inclut les paramètres  $\alpha_{2,0} \alpha_{2,\pm 1} \alpha_{2,\pm 2}$  correspondant à la

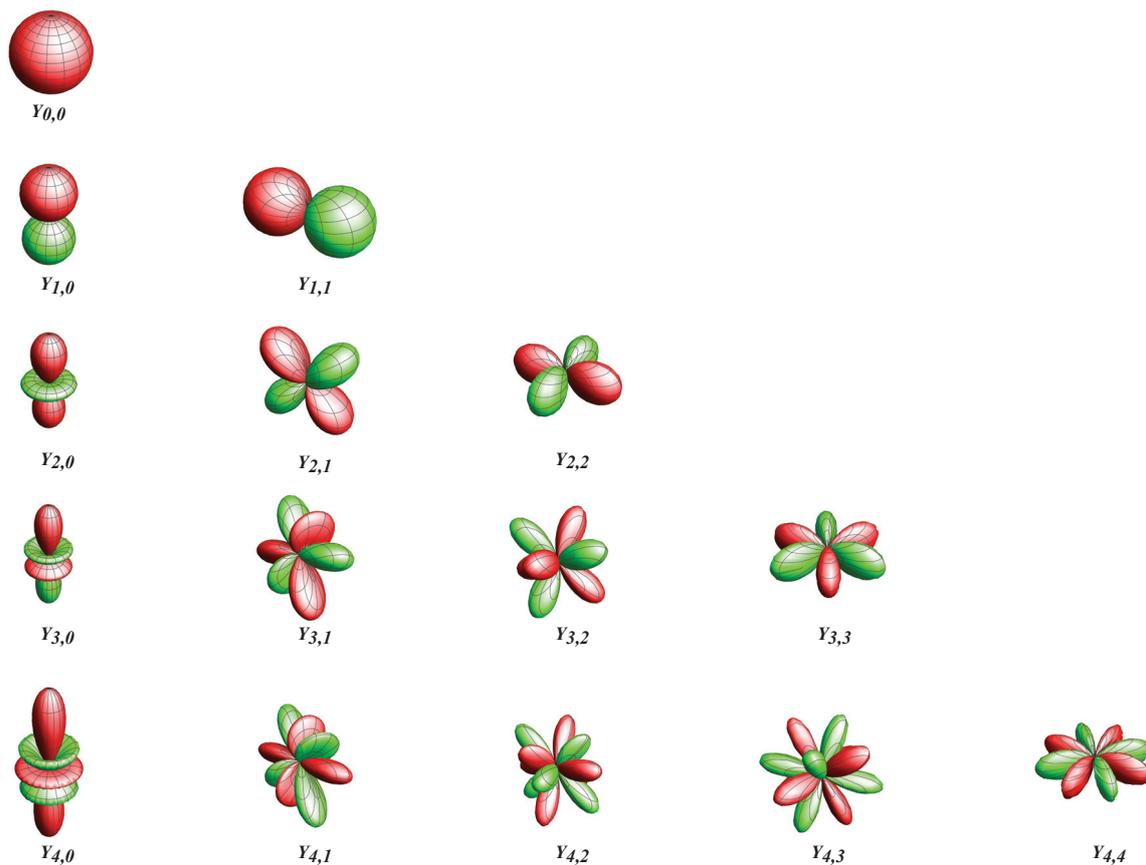


FIGURE V.6 – Premières harmoniques sphériques jusqu'à  $l = 4$ . Les parties en rouge correspondent aux valeurs négatives de l'harmonique, celles en vert aux valeurs positives. Les harmoniques avec  $m < 0$  ne sont pas tracées car elles sont symétriques par rotation de  $90^\circ$  et par rapport à  $m = 0$ .

déformation d'ordre le plus bas dans le développement de la Formule V.32. Pour ces déformations (voir Figure V.7) on remarque que seul le terme  $\alpha_{2,0}$  est invariant par rotation autour de l'axe  $z$ . En ajustant le choix d'orientation des axes, on peut réduire le nombre de paramètres à deux :  $\beta$  un paramètre d'élongation suivant l'axe  $z$  et  $\gamma$  un paramètre d'asymétrie axiale (appelé paramètre de triaxialité). On adopte la convention de Hill et Wheeler [HW53] :

$$\begin{cases} \alpha_{2,0} = \beta \cos \gamma \\ \alpha_{2,\pm 1} = 0 \\ \alpha_{2,\pm 2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{cases} \quad (\text{V.35})$$

Sur les Figures V.8 et V.9 on a tracé les formes relatives à  $\beta = 1$  et  $\gamma = 30^\circ$  ou  $60^\circ$ . Le paramètre d'élongation  $\beta = 1$  est volontairement surestimé et ne reflète pas des déformations déjà observées. Les noyaux classés comme Normalement Déformés (ND) ont un paramètre  $\beta = 0.2$  tandis que les noyaux Super-Déformés (SD) correspondent à  $\beta = 0.6$  [Ste08][Pay91][FPP<sup>+</sup>67]. L'intervalle  $\gamma = 0^\circ - 60^\circ$  suffit à décrire toutes les déformations quadrupolaires. Au delà de  $\gamma = 60^\circ$ , on retrouve une forme déjà décrite dont seule l'orientation des axes a changé.

Voici les formes associées aux différentes valeurs de  $\gamma$  :

- (i)  $\gamma = 0^\circ$  : le noyau a une forme allongée de ballon de rugby plus couramment appelée prolate. C'est la forme correspondant au coefficient  $\alpha_{2,0}$  dans la Figure V.7 ;
- (ii)  $\gamma = 60^\circ$  : le noyau a une forme de disque aussi appelée oblate ;
- (iii)  $0^\circ \leq \gamma < 60^\circ$  : le noyau a une forme triaxiale (forme de manche).

Dans l'exemple de la Figure V.8, donner la valeur  $30^\circ$  à  $\gamma$  permet de générer la forme catégorisée

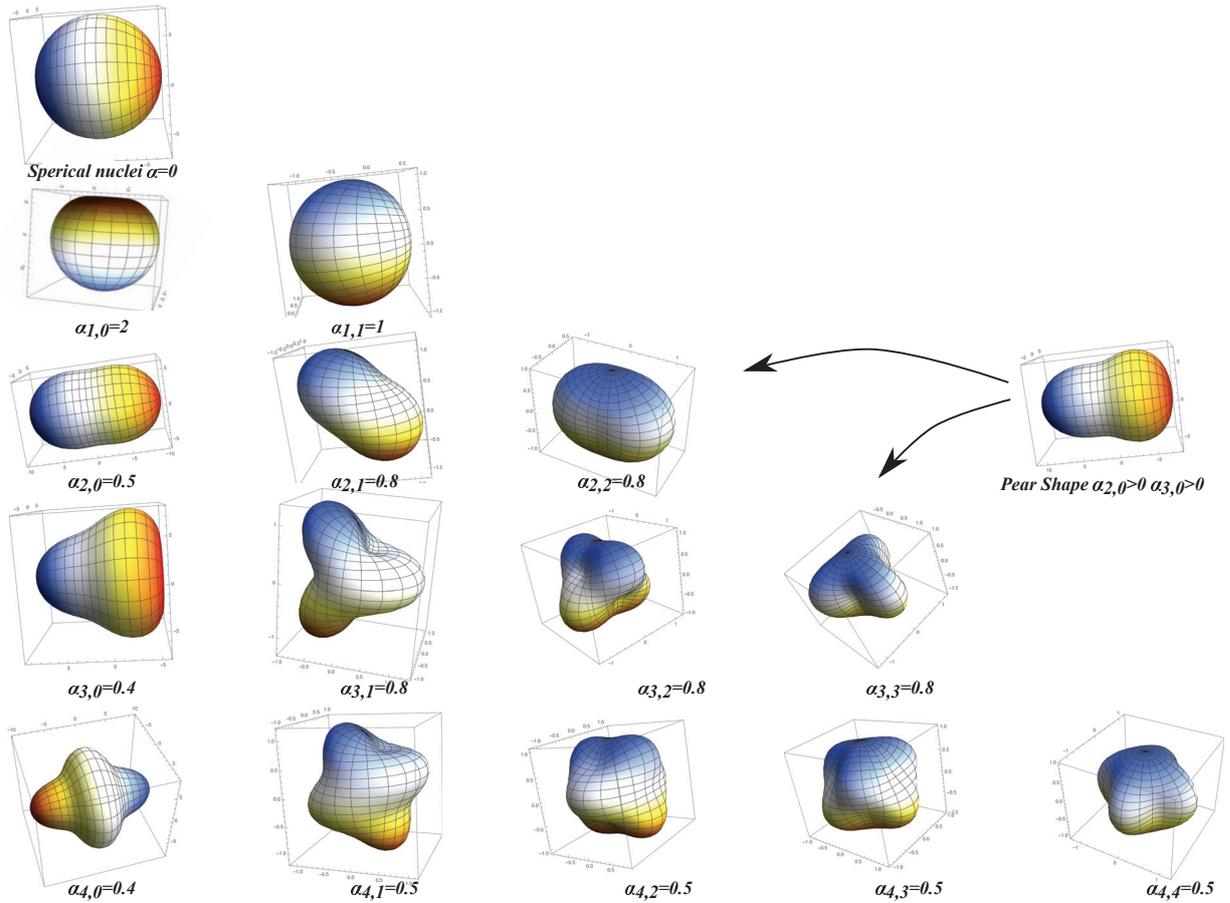


FIGURE V.7 – Premières formes associées aux harmoniques sphériques de la Figure V.6. La forme de poire est obtenue par superposition d’une déformation  $\beta_2 > 0$  et  $\beta_3 \neq 0$ .

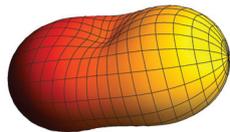


FIGURE V.8 – Forme  $\beta = 1$  et  $\gamma = 30^\circ$ .

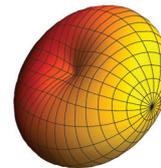


FIGURE V.9 – Forme  $\beta = 1$  et  $\gamma = 60^\circ$ .

comme “triaxiale pure”.

D’autres types de formes peuvent être obtenues en considérant différents ordres  $\lambda$  pour les harmoniques sphériques, comme le montre la Figure V.7 ou l’on monte jusqu’à  $\lambda = 4$ . Pour générer la forme de poire des noyaux auxquels nous allons nous intéresser, il faut monter à l’ordre  $\lambda = 3$  (déformation octupolaire). La forme de poire s’obtient par la combinaison des harmoniques sphériques  $Y_0^2$  (quadrupole axial) et  $Y_0^3$  (octupole pure) [Fra08][BN96] selon la formule V.32 :

$$R(\theta, \phi) = c(\alpha) [1 + \alpha_{2,0} Y_0^2 + \alpha_{3,0} Y_0^3] \tag{V.36}$$

En explicitant la valeur des harmoniques sphériques mises en jeu, on obtient :

$$R(\theta, \phi) = c(\alpha) \left[ 1 + \alpha_{2,0} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3\cos^2\theta - 1) + \alpha_{3,0} \sqrt{\frac{21}{48\pi}} (5\cos^3\theta - 3\cos\theta) \right] \quad (\text{V.37})$$

La déformation relative à cette équation est présentée en Figure V.7 de manière exagérée pour mieux en apprécier les détails. On peut cependant s'imaginer de manière proportionnée l'allure qu'aurait un noyau de déformation  $\beta_3 = 0.15$  en le comparant à une poire (voir Figure V.10). Cette déformation est attendue dans les noyaux présentant les plus fortes corrélations octupolaires, comme par exemple le noyau de  $^{144}\text{Ba}$  dont l'étude très récente a permis une mesure directe de  $\beta_3$  [BZW<sup>+</sup>16]. La valeur  $\beta_3 = 0.17(_{-6}^{+4})$  extraite est au-dessus de toute attente théorique. Cependant une telle déformation est rare et les ordres de grandeurs attendus pour la déformation octupolaire dans la région des Actinides (incluant  $Z = 86 - 89$ ) sont plutôt de l'ordre de  $\beta_3 = 0.1$ , comme l'ont indiqué les mesures récentes sur les noyaux de  $^{220}\text{Rn}$  et  $^{224}\text{Ra}$  [GB<sup>+</sup>13].

L'ajout du terme octupolaire implique une brisure de symétrie (perte du plan de symétrie perpendiculaire à un des axes principaux, comme on peut le voir en comparant une poire et un ballon de rugby). Cette brisure de symétrie apportera des différences significatives entre les niveaux d'énergie accessibles pour les noyaux quadrupolaires et octupolaires (voir Partie V.2).

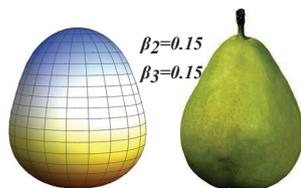


FIGURE V.10 – *Forme paramétrisée de la poire* ( $\beta_2 = \beta_3 = 0.15$ ).

### V.1.2.7 Mélange des orbitales

En physique moléculaire, des bandes de rotation peuvent être construites sur le niveau fondamental, ou sur des niveaux excités électroniques, formés par le déplacement d'un électron vers une orbitale individuelle plus élevée. Cet état d'excitation individuelle est appelé tête de bande ; sa configuration donne celle des différents niveaux de la bande rotationnelle qu'il génère. La même situation se retrouve en physique nucléaire, où une bande de rotation sera caractérisée par une configuration donnée ; pour un nucléon de valence, cette configuration pourra être caractérisée par l'orbitale qu'il occupe  $|N, n_z, \Lambda, \Omega\rangle_\pi$ . Néanmoins cette configuration n'est pas toujours pure et les états propres de Nilsson se retrouvent "mixés" ou mélangés en fonction des différents paramètres de structure (voir Figure V.11).

La Figure V.11 à gauche résume le mélange des états dû à une perturbation (interaction résiduelle) entre les niveaux. Les états se repoussent et un décalage des niveaux est attendu. La situation peut se formaliser en introduisant un terme non diagonal à l'Hamiltonien de Nilsson menant à l'équation aux valeurs propres [Cas05] :

$$\hat{H}_{s.p.} + \hat{V}_{Res} \rightarrow \begin{pmatrix} \epsilon_a & v_{res} \\ v_{res} & \epsilon_b \end{pmatrix} \Psi_i = E_i \Psi_i \quad (\text{V.38})$$

Où  $\epsilon_a$  et  $\epsilon_b$  sont les énergies propres de l'Hamiltonien. La diagonalisation de l'équation mène aux valeurs propres  $E_i$  :

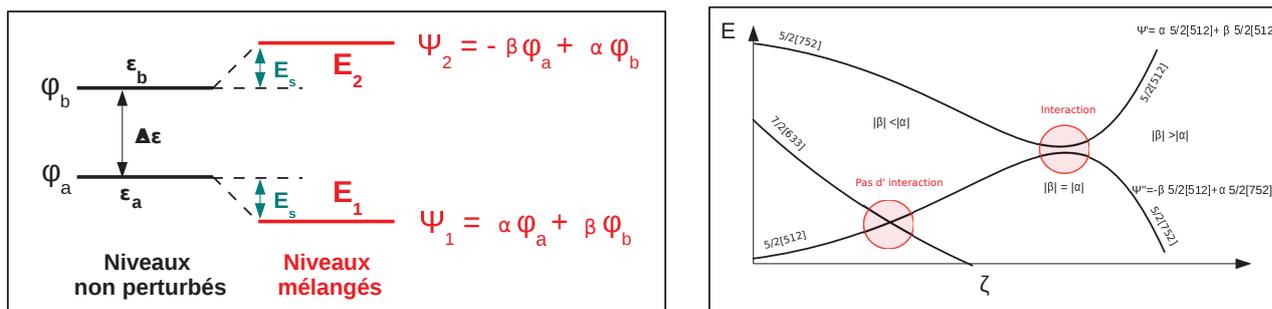


FIGURE V.11 – Gauche : Mélange des fonctions d'onde des états dû à une interaction non-nulle entre les niveaux [Duc16]. Droite : évolution d'états individuels en fonction d'un paramètre de structure  $\zeta$ .

$$E_i = \frac{\epsilon_a + \epsilon_b}{2} \pm \frac{\epsilon_b - \epsilon_a}{2} \sqrt{1 + \frac{4v_{res}^2}{(\epsilon_b - \epsilon_a)^2}} \quad (V.39)$$

En posant  $\Delta\epsilon = \epsilon_b - \epsilon_a$ , le déplacement des états défini par  $E_s = (E_2 - \epsilon_b) = (\epsilon_a - E_1)$  est donné par :

$$E_s = \frac{\Delta\epsilon}{2} \left[ \sqrt{1 + \frac{4v_{res}^2}{\Delta\epsilon^2}} - 1 \right] \quad (V.40)$$

Ce décalage est d'autant plus grand que les niveaux sont proches en énergie et que l'interaction entre eux est forte ( $E_s \rightarrow 0$  si  $v \ll \Delta\epsilon$ ,  $E_s \rightarrow v$  si  $v \gg \Delta\epsilon$ ). Finalement, les états propres s'obtiennent en posant comme vecteur propre  $\vec{X} = (\alpha, \beta)$  avec la condition  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ . Dans le cas d'un couplage fort entre les états ( $|v| \gg \Delta\epsilon$ ) les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  peuvent atteindre la valeur limite de  $1/\sqrt{2}$ , mixant totalement les deux niveaux non perturbés. Ainsi, lorsque deux orbitales de mêmes nombres quantiques se rapprochent en énergie en fonction d'un paramètre de structure, leurs fonctions d'ondes se mélangent et leurs niveaux se repoussent. Cette situation est illustrée par la Figure V.11 (à droite), en fonction du paramètre  $\zeta$ , qui peut représenter par exemple l'intensité d'une déformation dans un noyau ou encore sa vitesse de rotation ( $\beta_2, \beta_3, \hbar\omega, \dots$ ). La dégénérescence accidentelle créée par l'évolution des orbitales en fonction de  $\zeta$  est levée par l'interaction résiduelle. On gardera donc toujours en mémoire que les configurations perdent leur caractère (les configurations ne sont pas pures) au fur et à mesure qu'elles interagissent, même si on note toujours les orbitales par rapport à leurs valeurs asymptotiques.

### V.1.2.8 Moments d'inertie

La loi en  $I(I + 1)$  permet de définir une bande rotationnelle dont les niveaux suivent une loi parabolique en fonction du spin. Elle peut se simplifier dans le cas des noyaux pairs-pairs car la valeur moyenne de  $I_z$  est nulle ( $K = 0$ ). Expérimentalement, on observe le rayonnement  $\gamma$  des niveaux consécutifs formant une bande (cascade de désintégration  $\gamma$ ). Chaque niveau est relié au suivant par l'émission d'un photon quadrupolaire (E2), la différence de spin entre deux états étant de  $2\hbar$ . On peut donc retrouver l'énergie du rayonnement émis à partir de l'équation V.14 :

$$E_\gamma = E(I) - E(I - 2) = \frac{\hbar^2}{2} \frac{4I - 2}{J} \quad (V.41)$$

Afin d'apprécier le caractère rigide de la rotation d'un noyau, on peut calculer la différence entre les énergies de deux rayonnements  $\gamma$  consécutifs, qui est constante si le moment d'inertie  $J$  est constant (corps rigide) :

$$\Delta E_\gamma \propto \frac{\hbar^2}{J} = Cste \quad (\text{V.42})$$

Dans cette approximation, le rapport entre les énergies des premiers niveaux prend des valeurs particulières :  $\frac{E_2}{E_4} = 10/3$ ;  $\frac{E_6}{E_2} = 7/1$ ;  $\frac{E_8}{E_2} = 12/1$ . De toute évidence, le noyau ne se comporte pas comme un rotor rigide et le moment d'inertie est une des quantités les plus difficiles à calculer, n'étant pas constante en fonction de la fréquence de rotation. Pour étudier l'évolution de la déformation d'un système en fonction de sa vitesse de rotation  $\omega$  et de son moment angulaire  $I$ , les quantités souvent utilisées aussi bien en physique moléculaire qu'en physique nucléaire sont les moments d'inertie. Il en existe deux différents : le moment d'inertie cinématique et le moment d'inertie dynamique, nous les détaillerons l'un après l'autre. Par analogie avec la mécanique classique, l'énergie d'un solide indéformable en rotation autour d'un axe (e.g l'axe  $x$ ) est donnée par :

$$E_{class} = \frac{1}{2}I\omega = \frac{1}{2}J\omega^2 \quad \text{avec } J = \frac{I}{\omega} \quad (\text{V.43})$$

On peut donc définir le moment d'inertie cinématique pour le noyau atomique (spin  $I$  sans unité,  $\omega$  en  $MeV/\hbar$ ,  $J^{(1)}$  en  $\hbar^2 MeV^{-1}$ ) :

$$J^{(1)}(I) = \hbar \frac{I}{\omega(I)} \quad (\text{V.44})$$

La fréquence de rotation pour un noyau de masse impaire peut se déterminer par la relation suivante [BF79] :

$$\hbar\omega(I) = \frac{dE(I)}{dI_x}; \quad \hbar\omega(I) = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)}; \quad I_x(I) = \sqrt{(I + \frac{1}{2})^2 - K^2} \quad (\text{V.45})$$

Où  $I_x$  est la projection du spin  $I$  sur l'axe de rotation. Son expression tient compte d'une projection  $K$  non nulle de  $I$  sur l'axe de symétrie. Une approximation de la dérivé par une différence finie entre les énergies et les spins de deux états consécutifs est nécessaire. En notant  $E$  l'énergie d'une transition  $\gamma$ , nous obtenons la relation suivante :

$$J^{(1)}(\omega) = \hbar \frac{I_x}{\omega} = \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{dE}{d(I_x^2)} \right)^{-1} \quad \text{avec } I_x = \frac{1}{2} \frac{d(I_x^2)}{dI_x} \quad (\text{V.46})$$

Pour obtenir le moment d'inertie cinématique (appelé aussi moment d'inertie statique) il est obligatoire de connaître le spin des états qui se désexcitent. Cependant si cette mesure ne peut être effectuée pour des raisons expérimentales, il reste possible d'extraire le moment d'inertie dynamique  $J^{(2)}$ . Contrairement à  $J^{(1)}$  celui-ci ne requiert pas de connaître le spin des états :

$$J^{(2)}(\omega) = \hbar \frac{dI_x}{d\omega} = \hbar^2 \left( \frac{d^2 E}{d^2 I_x} \right)^{-1} \quad (\text{V.47})$$

Le moment d'inertie dynamique  $J^{(2)}$  permet de quantifier la sensibilité du noyau à l'augmentation du moment angulaire lors d'une augmentation de fréquence de rotation. Une relation reliant les deux quantités  $J^{(1)}$  et  $J^{(2)}$  peut être déduite en différenciant l'équation V.44 :

$$\hbar \frac{dI_x}{d\omega} = J^{(1)}(\omega) + \frac{\omega dJ^{(1)}}{d\omega} = J^{(2)}(\omega) \quad (\text{V.48})$$

Le moment d'inertie dynamique est aussi relié aux contributions individuelles. On peut l'exprimer en fonction de la courbure en fonction de la fréquence de rotation  $\omega$  des niveaux des orbitales occupées (reperées par l'indice  $\nu$ ) :

$$J^2(\omega) = \hbar \sum_{\nu} \frac{\partial i_{\nu}}{\partial \omega} = -\hbar \sum_{\nu} \frac{\partial^2 e_{\nu}^{\omega}}{\partial^2 \omega} \quad (\text{V.49})$$

Où  $i_{\nu}$  désigne l'alignement porté par l'orbitale  $\nu$  et  $e_{\nu}^{\omega}$  son énergie.

### V.1.3 Probabilités de transition réduites et moments multipolaires

Toute transition  $\gamma$  obéit à des règles de sélection impliquant la parité et le moment cinétique de l'état initial et de l'état final [Val89]. Afin de connaître le caractère multipolaire d'une transition susceptible d'avoir lieu entre un état initial et un état final, il importe de préciser les conditions que doivent remplir le spin  $J$  et la parité  $\pi$  des états connectés.

Pour la parité :  $\pi_{\gamma} = \pi_i \pi_f$

$\pi_{\gamma} = (-1)^l$  : pour une transition  $2^l$  polaire électrique

$\pi_{\gamma} = (-1)^{l+1}$  : pour une transition  $2^l$  polaire magnétique

Le moment orbital emporté par le photon  $\gamma$  est défini par les spins des états mis en jeu :

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f$$

En appliquant ces règles pour le premier état excité  $2^+$  d'un noyau pair-pair se désexcitant vers  $0^+$ , le photon émis emporte nécessairement  $l = 2$  et  $\pi = +1$  : la transition est purement quadrupolaire. Mais quand la transition a lieu entre deux états excités, il faut s'attendre à des traces d'autres multipôles. La probabilité de transition associée est donc la somme des probabilités de chaque type de transition, par exemple pour une transition de  $\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$  :

$$\lambda_{tot} = \lambda(M1) + \lambda(E2) + \lambda(M3) + \lambda(E4) + \varepsilon$$

$\lambda_{tot}$  à la dimension  $s^{-1}$  et dépend des probabilités associées à chaque type de transition. On note  $\lambda_{\gamma}(E1, I \rightarrow I - 1)$  la probabilité de transition dipolaire électrique,  $\lambda_{\gamma}(M1, I \rightarrow I - 1)$  la probabilité de transition dipolaire magnétique etc... Lorsqu'on a accès aux intensités absolues des transitions, ou bien au temps de vie de l'état initial, on peut les comparer aux prédictions théoriques à travers les probabilités de transitions réduites  $B(E1), B(E2), B(E3)...$  [Por99] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda(E1, I \rightarrow I - 1) = 1.59 \times 10^{15} \times E_{\gamma}(E1)^3 B(E1, I \rightarrow I - 1) e^2 f m^2 \\ \lambda(M1, I \rightarrow I - 2) = 1.76 \times 10^{13} \times E_{\gamma}(M1)^3 B(M1, I \rightarrow I - 1) \mu_N^2 \\ \lambda(E2, I \rightarrow I - 2) = 1.22 \times 10^9 \times E_{\gamma}(E2)^5 B(E2, I \rightarrow I - 2) e^2 f m^4 \\ \lambda(E3, I \rightarrow I - 3) = 5.67 \times 10^2 \times E_{\gamma}(E3)^7 B(E3, I \rightarrow I - 3) e^2 f m^6 \end{array} \right. \quad (\text{V.50})$$

Ces différentes quantités peuvent être reliées à la déformation du noyau, qui quant à elle, n'est pas directement observable. En effet le noyau s'apparente à un sphéroïde composé d'une certaine distribution de neutrons et de protons et donc de charges électriques. Lorsque le noyau tourne, ces charges électriques forment un courant (comme des électrons dans un fil conducteur) qui produit à son tour des champs électriques et magnétiques. Ces champs possèdent des variations spatiales qui leur sont propres et reflètent la répartition spatiale des charges au sein du noyau. La variation du champ électrique est en  $\frac{1}{r^2}$  pour une charge ponctuelle (monopolaire),  $\frac{1}{r^3}$  pour un dipôle, etc... de telle manière que le champ électrique produit peut se décomposer sur la base des fonctions  $\frac{1}{r^n}$  [Por99]. L'intensité de chaque terme est proportionnelle au moment multipolaire associé, et celui-ci est relié à la déformation intrinsèque du noyau.

Les probabilités de transition réduites  $B(E_\lambda)$  pour une désexcitation  $I_i \rightarrow I_f$  sont reliées aux moments multipolaires électriques notés  $Q_\lambda$  [But16] :

$$B(E_{\lambda, I_i \rightarrow I_f}) = \frac{(2\lambda + 1)}{16\pi} Q_\lambda^2 (I_i K_i \lambda 0 | I_f K_f)^2 \quad (\text{V.51})$$

Où  $(I_i K_i \lambda 0 | I_f K_f)^2$  est un élément de matrice qui caractérise la transition quantique  $I_i \rightarrow I_f$ . Dans le cadre d'une forme uniformément chargée, les paramètres  $Q_\lambda$  sont reliés aux intensités de déformation  $\beta_\lambda$  [LC88] :

$$Q_\lambda = \frac{3}{\sqrt{(2\lambda + 1)\pi}} Z R_0^\lambda \bar{\beta}_\lambda \quad \text{avec } \bar{\beta}_\lambda = f(\beta_2, \beta_3, \dots) \quad (\text{V.52})$$

Dans cette expression, on utilise  $R_0 = 1.2A^{\frac{1}{3}}$  pour le rayon du noyau. L'équation V.52 permet de relier les paramètres de déformation vus dans la Section V.1.2.6 directement avec les probabilités de transition entre les états. Il faut toutefois rester prudent car ce lien comporte une dépendance par rapport au modèle employé. Concernant les noyaux en forme de poire, l'étude des transitions octupolaires ( $E3$ ) s'avère un des meilleurs moyens de mesurer directement les déformations octupolaires [But16] étant donné que les probabilités de transition  $B(E3; 3^- \rightarrow 0^+)$  sont reliées aux paramètres intrinsèques de déformation  $\alpha_{3,\mu}$  [RB12].

## V.2 Collectivité octupolaire : des noyaux étonnants en forme de poire

### V.2.1 Physique moléculaire et octupolarité

La physique moléculaire a permis d'introduire une bonne partie des concepts utilisés en physique nucléaire. De nombreuses analogies existent entre ces deux domaines : moment d'inertie (voir Section V.1.2.8), états vibrationnels et rotationnels, et même l'existence de plusieurs "centres" dans le système (en physique nucléaire, on rencontre par exemple des noyaux moléculaires, des noyaux à halos, des états "clustérisés",...). Malgré ces analogies, il existe des différences fondamentales qui rendent l'estimation de la forme du noyau plus difficile que celle de la molécule. Les noyaux dans les molécules occupent des positions fixes (on néglige la distortion centrifuge inter-atomique) et leurs dimensions sont souvent  $10^5$  fois inférieures aux distances inter-atomiques, si bien qu'à l'échelle moléculaire, ils peuvent être assimilés à des masses ponctuelles. À l'échelle du noyau, les constituants élémentaires sont les nucléons et ils n'occupent pas des positions fixes. Il est par conséquent plus difficile de prédire un moment d'inertie par des considérations classiques, mais aussi de définir leur forme.

On peut néanmoins introduire notre étude en s'intéressant au spectre d'une molécule présentant une symétrie octupolaire. c'est le cas des molécules formées de 2 atomes différents (telles que HCl, Figure V.12) : contrairement aux molécules homonucléaires (telles que  $C_2$ ), elles n'ont pas de plan de symétrie par rapport à l'axe reliant les 2 atomes. La charge partielle de chaque noyau ( $\delta^+$  : déficit d'électrons,  $\delta^-$  excédent d'électrons) est due à la forte électronégativité du chlore par rapport à l'hydrogène. Il existe alors une différence importante entre le centre de masse et le centre de charge qui va avoir pour conséquence de créer un moment dipolaire non nul. Celui-ci peut se mettre sous la forme [AP11] :

$$D = \sum_{i=1}^p e_i (r_i - R_{cm}) \quad (V.53)$$

où  $p$  est le nombre charges,  $(r_i - R_{cm})$  est l'écart entre la position des charges  $e_i$  et le centre de masse  $R_{cm}$  du système porté par les noyaux. Il en résulte un spectre de rotation spécifique formé de deux bandes, comme indiqué sur la Figure V.13 : des transitions  $E2$  relient entre eux les niveaux interbandes et des transitions  $E1$  relient les 2 bandes. Un tel schéma de niveaux est typique d'un objet rigide à symétrie octupolaire : en physique nucléaire, c'est la signature expérimentale recherchée pour identifier des noyaux octupolaires [SCS<sup>+</sup>95].

On peut rappeler la séquence des niveaux observables dans le cas des molécules homonucléaires et hétéronucléaires :

- $J = 0, 2, 4, 6, 8, \dots$  (molécule homonucléaire, une bande formée par des transitions  $E2$ ).
- $J = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$  (molécule hétéronucléaire, deux bande reliées par des transitions  $E2$  et  $E1$ ).

Il en est de même pour les noyaux, lorsque ceux-ci sont sphériques la distribution de charge est isotrope et le centre de masse confondu avec le centre de charge. Quand le noyau brise la symétrie sphérique la distribution de charge sera intrinsèquement liée aux moments multipolaires statiques. La vibration ou rotation du noyau pourra alors induire des changements de direction et d'intensité de ces moments multipolaires, et créer un rayonnement multipolaire. Cet effet peut être démontré en résolvant les équations de Maxwell pour un dipôle tournant.

Les déviations par rapport à ce comportement idéal seront présentées dans la Section V.2.2.

Maintenant, il serait légitime de se demander pourquoi les noyaux adoptent spontanément une forme de poire. Peuvent-ils gagner de l'énergie en choisissant cette forme si particulière ? On rencontre ici un autre effet connu dans le domaine de la physique moléculaire sous le nom d'effet Jahn-Teller [JT37]. Il décrit le fait qu'une molécule ayant un état fondamental électronique dégénéré puisse réduire son énergie totale en brisant une symétrie. Cette diminution d'énergie

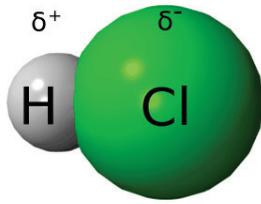


FIGURE V.12 – Représentation de la molécule de chlorure d’hydrogène. La dimension des sphères est représentative du nombre de nucléons de chaque noyau. Pour chaque noyau la charge partielle  $\delta^\pm$  est indiquée.

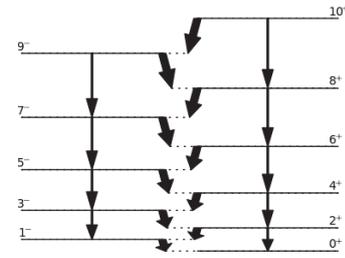


FIGURE V.13 – Schéma de décroissance représentatif de la molécule de chlorure d’hydrogène. Des transitions  $E1$  inter-bandes de forte intensité ainsi que des transitions  $E2$  intra-bandes sont attendues. Données spectroscopiques de [LB74].

est attribuée à un couplage entre les états électroniques et un mode collectif de vibration. Le concept a été étendu plus tard à la physique nucléaire, où il a même été proposé d’interpréter la déformation quadrupolaire comme un effet Jahn-Teller nucléaire [RO84]. Ce concept s’étend aussi aux autres brisures spontanées de symétrie et plus particulièrement aux déformations octupolaires [But16].

Comme discuté précédemment, il est possible de créer la forme octupolaire en ajoutant à un cœur sphérique la contribution d’une harmonique sphérique  $Y_0^3$ . Les parties négatives de l’harmonique sphérique vont avoir pour effet de creuser la forme sphérique, tandis que les parties positives vont “apporter de la matière” à la sphère (voir Figure V.14). Il en résulte un objet à déformation octupolaire (déformation  $\beta_3$ ). En physique atomique, les harmoniques sphériques permettent de décrire la forme des orbitales électroniques. Elles apparaissent naturellement dans les fonctions d’ondes lors de la résolution de l’équation de Schrödinger dans le cadre de l’atome d’hydrogène. Dans le cas d’une particule unique dans un potentiel coulombien, le problème est exactement soluble et la fonction  $Y_0^3$  est obtenue en promouvant l’électron sur une couche ( $n = 4$ ;  $l = 3$ ;  $m = 0$ ). L’enveloppe de l’atome est donc directement représentable par la forme de l’harmonique  $Y_0^3$  sur la Figure V.14. Dans le cas d’un noyau composé de  $N$  nucléons la résolution exacte du problème n’est plus envisageable. Il est cependant possible d’imaginer dans une image simplifiée deux contributions à la fonction d’onde totale du noyau : une contribution de cœur (de forme sphérique ou éventuellement quadrupolaire), et la contribution d’un nucléon de valence occupant une orbitale  $l = 3$ . De façon plus générale, des corrélations octupolaires (déformations statiques ou dynamiques) sont attendues quand les nucléons occupent des orbitales telles que  $\Delta l = \Delta j = 3$ , proches en énergie [But16]. Cela nous permet d’envisager de nouveaux nombres magiques pour la forme octupolaire qui correspondront aux nombres pour lesquels l’occupation et l’espacement de ces orbitales sont les plus favorables.

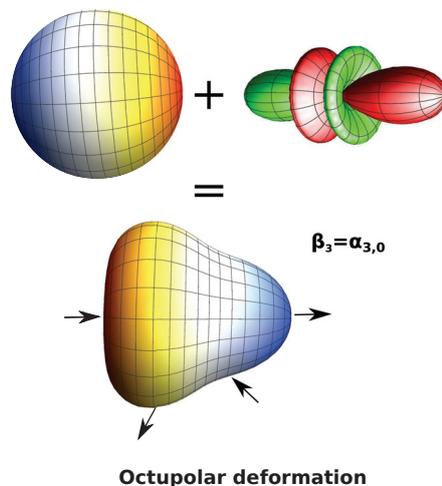


FIGURE V.14 – Représentation schématique de la contribution d'une harmonique sphérique  $Y_0^3$  à la forme du noyau. Les zones où les valeurs de l'harmonique sont négatives (positives) sont données en vert (rouge). La forme résultante est une forme octupolaire pure ( $\beta_i = 0$  si  $i \neq 3$ ,  $\beta_3 = 0.4$ ).

## V.2.2 Collectivité octupolaire en physique nucléaire

Dans la Section V.2.1 nous avons évoqué l'existence de nombres magiques pour la déformation octupolaire. Ces nombres magiques sont donnés dans la Figure V.15 et correspondent aux endroits où les orbitales  $\Delta l = \Delta j = 3$  approchent la surface de Fermi (34, 58, 88, 134) [But16]. L'énergie de ces orbitales diminue fortement en fonction de la déformation octupolaire et leur occupation minimisera l'énergie du noyau : le noyau subit l'effet Jahn-Teller.

### V.2.2.1 Symétries

Les noyaux en forme de poire (aussi appelés noyaux asymétriques par réflexion) obéissent à une certaine symétrie. En physique, il existe un très fort lien entre symétries et quantités conservées. La mathématicienne Emmy Noether a fait l'une des principales découvertes théoriques concernant ce sujet : "L'invariance par symétrie d'un modèle est équivalente à la conservation et l'existence d'une quantité". Ainsi, l'invariance par rotation est associée à la conservation du moment angulaire. Il en résulte que les symétries caractérisant la forme d'un noyau apportent des contraintes sur les valeurs de spin et de parité des états formant les bandes rotationnelles. La condition minimale pour que le noyau présente une bande rotationnelle est qu'il brise la symétrie par rotation d'un angle quelconque autour d'un axe (porté par la direction de son moment angulaire). La première forme concernée correspond à la déformation la plus courante dans les noyaux : la déformation quadrupolaire qui donne lieu à des bandes de rotation de spin parité  $I^+$ ,  $(I + 2)^+$ ,  $(I + 4)^+$ , .... Afin d'étudier des formes plus complexes, et les bandes rotationnelles associées, il convient de connaître en détails les symétries mises en jeu. On définit alors les transformations suivantes [BF79] :

- $\mathcal{P}$  : la parité. Elle correspond à la transformation  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ;
- $\mathcal{R}_z$  : rotation d'un angle  $\pi$  autour de l'axe  $z$ . ;
- $\mathcal{TR}_y$  : rotation autour de l'axe  $y$  d'un angle  $\pi$  suivi du renversement du temps. Le renversement du temps s'obtient par l'opération  $t \rightarrow -t$ .

Le tableau donné en Table V.16 indique, pour une sélection de symétries, les états rotationnels correspondants. On reconnaît par exemple, à la première ligne, le cas des noyaux quadrupolaires. La troisième ligne renvoie au cas des molécules de type HCl qui est aussi celui des noyaux

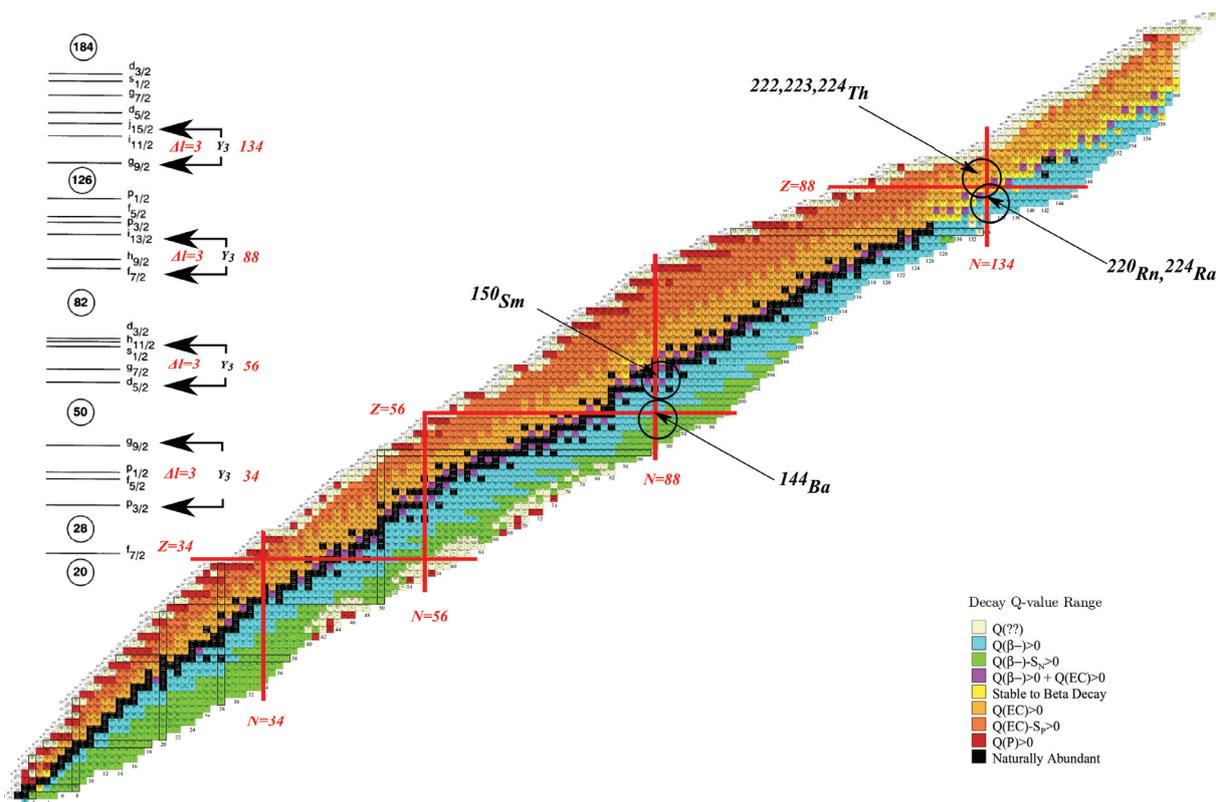


FIGURE V.15 – Centre : carte des noyaux. Sont représentés par des lignes rouges, les noyaux pour lesquels on attend les plus grandes corrélations octupolaires. Les carrés en noir sont les noyaux stables qui forment la vallée de stabilité. Les autres noyaux sont radioactifs et leurs modes de décroissance sont donnés en légende. Haut gauche : niveaux d'énergie du modèle en couche sphérique, les couplages d'orbitales ( $\Delta l = \Delta j = 3$ ) favorisant l'apparition de la déformation octupolaire sont indiqués.

pairs-pairs à symétrie octupolaire axiale (forme de poire), avec deux bandes de parité alternée. La dernière ligne correspond au cas où l'axe de rotation n'est pas contenu dans le plan de symétrie, ni perpendiculaire à un plan de symétrie. C'est le cas des noyaux impairs à symétrie octupolaire axiale, avec une projection de  $K$  non nulle du spin total sur l'axe de symétrie. Nous nous y intéresserons particulièrement, car le noyau de  $^{223}\text{Th}$  en fait partie. La Figure V.17 illustre l'effet des différentes opérations de symétrie ( $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{R}_z$ ,  $\mathcal{I}\mathcal{R}_y$ ) dans le cas d'un noyau ayant deux plans de symétrie ( $xy$  et  $xz$ ). Quand l'axe de rotation correspondant est situé dans les deux plans de symétrie (encadré haut de la Figure V.17), une séquence d'états  $I^\pm, (I+2)^\pm, (I+4)^\pm, \dots$  est attendue avec une dégénérescence en parité de chaque état. Remarquons que ce type de rotation est interdit pour les noyaux en forme de poire, pour lesquels l'axe  $z$  correspond alors à un axe de symétrie par rotation continue. On peut par contre envisager les deux cas suivants. Si maintenant l'axe de rotation se retrouve perpendiculaire à l'un des plans de symétrie du noyau (encadré du milieu de la Figure V.17), on retrouve la séquence caractéristique "quasi-moléculaire" de la molécule HCl :  $I^+, (I+1)^-, (I+3)^+, \dots$  constitue la principale signature expérimentale d'un noyau asymétrique par réflexion. La symétrie respectée est la combinaison d'une rotation d'un angle  $\pi$  autour de l'axe  $z$  et de l'opération de parité. Elle sera noté  $\mathcal{S} = \mathcal{P}\mathcal{R}_z(\pi) = 1$ . En revanche si l'axe de rotation se retrouve dans un des plans de symétrie mais n'est pas perpendiculaire au second (encadré bas de la Figure V.17), la symétrie  $\mathcal{S}$  est brisée et il y aura un doublet de parité pour chaque spin  $I^\pm$ .

Par la suite, des cas concrets de spectres expérimentaux seront confrontés à la théorie.

$\mathcal{P}$	$\mathcal{R}_z(\pi)$	$\mathcal{I}\mathcal{R}_y(\pi)$	Niveaux observés
1	1	1	$I^+, (I+2)^+, (I+4)^+, \dots$
$\mathcal{I}\mathcal{R}_y(\pi)$	1	D	$I^\pm, (I+2)^\pm, (I+4)^\pm, \dots$
$\mathcal{R}_z(\pi)$	D	$\mathcal{R}_z(\pi)$	$I^+, (I+1)^-, (I+3)^+, \dots$
$\mathcal{I}\mathcal{R}_y(\pi)$	D	D	$I^\pm, (I+1)^\pm, (I+3)^\pm, \dots$

FIGURE V.16 – Récapitulatif des opérations de symétries pour une distribution de densité en rotation autour de l'axe  $z$  dans le cadre de : (ligne 1) symétrie quadrupolaire, (lignes 2-4) noyau asymétrique par réflexion. Les colonnes 1-3 résument la valeur des opérations de symétrie : 1 pour identique et D pour Différent. Si une opération de symétrie est équivalente à une des trois symétries testées, elle sera indiquée à la place de "1" ou "D". La colonne 4 donne le spin parité  $I^\pi$  des états attendus pour chaque symétrie.

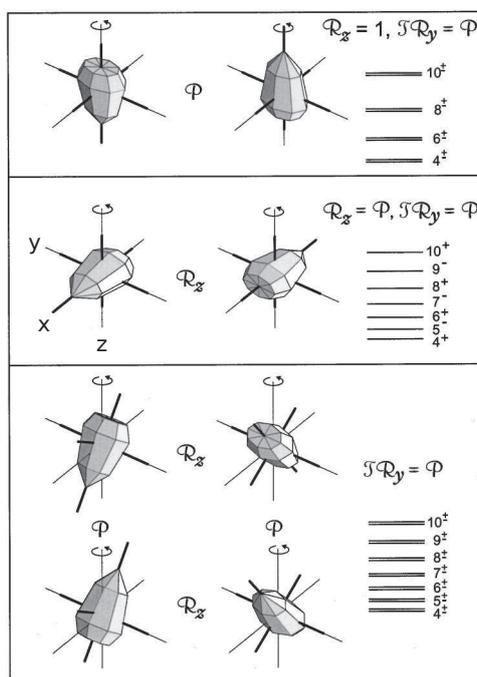


FIGURE V.17 – Symétries discrètes de la distribution de densité d'un noyau contenant deux plans de symétrie (noyau asymétrique par réflexion). La figure illustre la réorientation de la distribution de densité du noyau après les opérations de symétries :  $\mathcal{R}_z(\pi)$ ;  $\mathcal{P}$ ;  $\mathcal{I}\mathcal{R}_y(\pi)$ . La structure des bandes rotationnelles correspondant à chaque symétrie est donnée à droite. Figure extraite de S. Frauendorf [Fra01].

### V.2.2.2 Bandes rotationnelles de parité alternée dans les noyaux

Il a été mis en évidence en 1980 que la preuve expérimentale de la déformation octupolaire dans les noyaux impairs serait l'apparition de doublets de parité [Cha80]. Cette dégénérescence est causée par la présence de deux bandes rotationnelles construites sur deux têtes de bande très proches en énergie, de même valeur  $K$  mais de parités opposées. Le noyau de  $^{223}\text{Th}$  a fait l'objet des premières observations expérimentales de déformation octupolaire dans les noyaux avec un nombre de nucléons impair [DKH<sup>+</sup>88]. Concernant les premières observations expérimentales de bandes rotationnelles de parité alternée dans les isotopes pairs-pairs, elles datent de 1982 ( $^{218}\text{Ra}$  [NPRT83]) et 1983 ( $^{222}\text{Th}$  [WDL<sup>+</sup>83][B<sup>+</sup>85]) pour la région  $Z \simeq 88, N \simeq 134$  tandis que dans la région des masses intermédiaires  $Z \simeq 60, N \simeq 88$  ces caractéristiques ont été mises en évidence quelques années plus tôt : en 1975 dans le noyau de  $^{152}\text{Gd}$  [DKGS75] et en 1977 dans le noyau

de  $^{150}\text{Sm}$  [SCdV<sup>+</sup>77]. Cependant le premier lien entre le comportement des niveaux d'énergie et la déformation octupolaire n'a été établi qu'en 1986 [PAE<sup>+</sup>86] grâce à l'étude par fission des isotopes de barium.

Pour les noyaux asymétriques par réflexion, l'invariance par rapport à la symétrie  $\mathcal{S} = \mathcal{P}\mathcal{R}_z(\pi)$  permet de définir un nombre quantique, le simplex, défini de la manière suivante [NOR<sup>+</sup>84][BM75] :

$$\mathcal{S} | \rangle = s | \rangle \quad (\text{V.54})$$

Il existe plusieurs conventions pour définir cette quantité, nous utiliserons celle introduite par Nazarewicz et al. [NOR<sup>+</sup>84]. La relation entre le simplex  $s$ , le spin  $I$  et la parité  $p$  est alors donné par :

$$ps = e^{i\pi I} \quad (\text{V.55})$$

Ainsi, pour un noyau pair-pair où les valeurs de  $s$  sont  $\pm 1$ , les niveaux peuvent être classés selon 4 séquences de simplex et de parité donnés [NOR<sup>+</sup>84][FP84] :

$$\begin{cases} s = +1 ; p = + , I^\pi = 0^+ , 2^+ , 4^+ , \dots \\ s = +1 ; p = - , I^\pi = 1^- , 3^- , 5^- , \dots \\ s = -1 ; p = + , I^\pi = 1^+ , 3^+ , 5^+ , \dots \\ s = -1 ; p = - , I^\pi = 0^- , 2^- , 4^- , \dots \end{cases} \quad (\text{V.56})$$

Expérimentalement dans la bande de simplex  $s = +1$ , les niveaux de parité négative sont localisés à plus haute énergie relativement à ceux de parité positive. Cet effet est attribué à l'abaissement de la barrière à  $\beta_3 = 0$  [BN96]. En effet, si la barrière admet un minimum à  $\beta_3 = 0$  (le noyau est en moyenne non déformé octupolaire) mais il existe un certain degré de liberté qui est la vibration octupolaire. Cette vibration collective est associée à un phonon octupolaire de moment angulaire  $L = 3\hbar$ . Si l'axe de symétrie du noyau est défini comme étant l'axe  $x$  alors il existe plusieurs projections du moment angulaire  $K = L_x$  avec  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ . Il devient alors possible de construire des bandes rotationnelles sur des états de vibration particuliers. Il en résulte une énergie plus élevée pour les états de parité négative ainsi créés par le couplage avec la vibration octupolaire ( $\simeq 200\text{keV}$  pour la région  $224 \leq A \leq 230$  [Cha80]). Dans les isotopes pair-pair la bande de simplex  $s = -1$  est attendue à beaucoup plus haute énergie par rapport à celle de simplex  $s = +1$  [But16].

Pour les noyaux de masse impaire, la particule célibataire apportera au noyau un moment angulaire  $j$  qui aura une certaine projection suivant l'axe de symétrie  $K = j_x$ . À cause des deux valeurs de  $K$  possibles, deux bandes  $K^\pm$  sont attendues à une énergie très proche :

$$\begin{aligned} (s, p) = (-i, -) & : I^\pi = \frac{1}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \dots \\ (s, p) = (-i, +) & : I^\pi = \frac{3}{2}^+, \frac{7}{2}^+, \dots \\ (s, p) = (+i, -) & : I^\pi = \frac{3}{2}^-, \frac{7}{2}^-, \dots \\ (s, p) = (+i, +) & : I^\pi = \frac{1}{2}^+, \frac{5}{2}^+, \dots \end{aligned} \quad (\text{V.57})$$

Seuls les niveaux ayant  $I \geq K$  sont possibles. Les quatre bandes formeront un schéma de décroissance très caractéristique, comportant à la fois des transitions quadrupolaires (E2,  $\Delta I = 2$ ) intra-bandes et des transitions dipolaires inter-bandes (E1,  $\Delta I = 1$ ) très intenses. Le comportement de ces niveaux constitue la principale source d'information du spectroscopiste  $\gamma$  pour étudier les noyaux en forme de poire.

Nous pouvons à ce stade récapituler les étapes successives de levée de dégénérescence qu'il peut y avoir lorsqu'on étudie le noyau (Figure V.18). En partant par exemple de la couche  $N = 6\hbar\omega$  calculée à partir d'un potentiel de type OH (Oscillateur Harmonique), la dégénérescence est  $(N + 1)(N + 2)$ . Lorsqu'on ajoute les effets de bords ( $l^2$ ) et de spin-orbite ( $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ), on réduit le

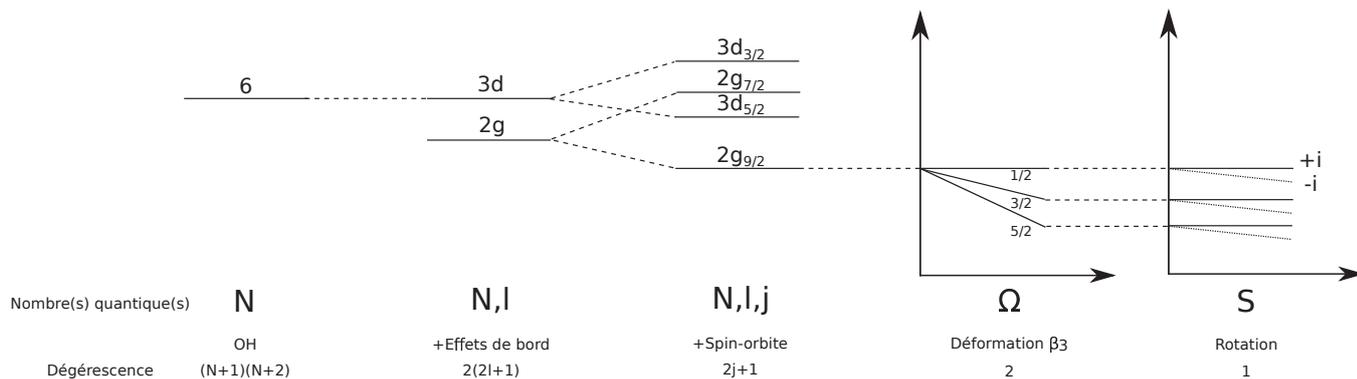


FIGURE V.18 – Levées successives de dégénérescence suite aux différents effets pris en compte dans la modélisation du noyau (explications dans le texte).

nombre de particules par état à  $2j + 1$ . Si maintenant on ajoute une déformation  $\beta_3$ , les nombres quantiques  $Nlj$  ne sont plus suffisants pour caractériser un seul état en particulier.

La dégénérescence sera levée d'autant plus que la déformation est grande et on pourra mettre 2 particules dans chaque orbitale ( $\pm\Omega$ ). La dernière étape concerne l'ajout du degré de liberté de rotation au noyau. Cette fois-ci la dégénérescence en  $\pm\Omega$  de chaque orbitale est levée pour donner deux orbitales labellées par leur simplex. Le simplex ( $s$ ) devient un bon nombre nombre quantique quand on inclut la rotation. On gardera néanmoins en mémoire l'orbitale  $\Omega$  dont est issue chaque orbitale  $s$  ( $s = \pm i$  pour un noyau impair) :  $\Omega$  est un nombre quantique asymptotique.

### V.2.2.3 Les différents comportements : notion de corrélation octupolaire

Plusieurs paramètres peuvent influencer la forme des noyaux. Tout d'abord, le nombre de nucléons, protons et neutrons : les régions de fermeture de couches (nombres magiques) sont associées à des noyaux sphériques, tandis que des déformations (le plus souvent quadrupolaires) se développent quand on s'en écarte. Comme nous l'avons vu, certains nombres de nucléons peuvent aussi favoriser une déformation octupolaire. De plus, pour un noyau donné, le comportement des états excités ne reflètent pas toujours celle de l'état fondamental : elle dépend en effet de la configuration des particules individuelles occupant les différentes orbitales. A cela, il faut ajouter que la fréquence de rotation influe sur la forme du noyau, celui-ci ne se comportant pas comme un rotateur rigide. L'influence de ces paramètres va compliquer significativement l'étude de la déformation au cours de la désexcitation du noyau.

Revenons d'abord sur les paramètres de déformation. Comme il a été précédemment discuté, la forme de poire se construit grâce à la superposition d'une déformation quadrupolaire  $\beta_2$  et d'une déformation octupolaire  $\beta_3$ . Ces deux déformations pourront ensuite évoluer plus ou moins indépendamment selon les isotopes étudiés. Afin d'étudier les intensités et les stabilités des déformations  $\beta_2, \beta_3$  on utilise les cartes d'énergie équipotentielle. Elles se lisent de la même manière que les isocontours d'une carte géographique pour retrouver l'altitude d'un point.

Ces cartes sont données en haut de la Figure V.19 pour les isotopes  $^{220,224,228}\text{Th}$ . Le bas de la figure concerne la densité de probabilité de la fonction d'onde et n'est pas directement comparable à la forme. Le noyau de  $^{220}\text{Th}$  est quasi-sphérique (son minimum d'énergie potentiel est localisé à  $\beta_3 = \beta_2 = 0$ ). Par contre, en augmentant le nombre de neutrons l'allure du puits de potentiel évolue. Dans le cas du  $^{224}\text{Th}$ , on aura des degrés de liberté supplémentaires :

- (i) la vibration quadrupolaire (minimum très étalé suivant l'axe  $\beta_2$ );
- (ii) la vibration octupolaire (barrière de potentiel faible entre le puits octupolaire ( $\beta_2 \neq 0$  et  $\beta_3 \neq 0$ ) et le puits quadrupolaire pur ( $\beta_3 = 0$ )).

L'état fondamental du noyau de  $^{224}\text{Th}$  correspond vraisemblablement à une coexistence de forme quadrupolaire pure et octupolaire-quadrupolaire. En revanche, pour le noyau de  $^{228}\text{Th}$ , on constate que le minimum d'énergie potentielle absolu est localisé dans le puits octupolaire-quadrupolaire

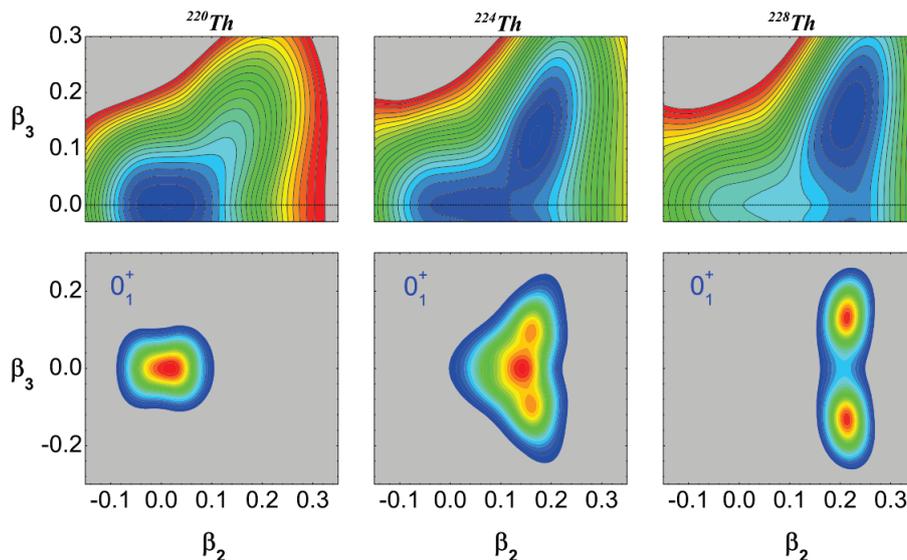


FIGURE V.19 – Haut : surfaces d'énergie potentielle calculées dans le plan  $\beta_3$ – $\beta_2$  pour les isotopes  $^{220,224,228}\text{Th}$ . Bas : densité de probabilité pour la localisation de la fonction d'onde [ $L^+ 13$ ].

uniquement, avec une barrière de potentiel élevée à  $\beta_3 = 0$ . Ce noyau a donc une déformation beaucoup plus statique, où les degrés de liberté de vibration sont fortement atténués.

Cette introduction sur les différents comportements présents dans les isotopes de thorium nous permet de définir les deux principales caractéristiques auxquelles s'intéresse la physique nucléaire des noyaux en forme de poire. La première d'entre elles concerne l'intensité des déformations  $\beta_3$  et  $\beta_2$  qui est directement reliée aux coordonnées du minimum d'énergie potentielle. La seconde concerne le caractère statique de la déformation qui est rattaché à la profondeur du puits de potentiel et son étalement dans les coordonnées considérées. Afin de quantifier cette staticité, on utilise la quantité  $|\Delta E^{oct}|$  qui est le gain en énergie de liaison lorsqu'on autorise la déformation octupolaire. Elle définit la position et l'étendue des zones de la déformation octupolaire :

$$\Delta E^{oct} = E^{oct}(\beta_2, \beta_3) - E^{quad}(\beta'_2, \beta'_3 = 0) \quad (\text{V.58})$$

Cette quantité est représentée pour la chaîne isotopique des Thorium sur la Figure V.20 à droite, en fonction du nombre de neutrons. La valeur de  $\Delta E^{oct}$  varie rapidement en fonction du nombre de neutrons. Le minimum dans les isotopes de  $^{226,228}\text{Th}$  nous indique que les déformations les plus stable sont attendues dans ces isotopes. Dans la Figure V.20 à gauche est représentée la déformation  $\beta_3$  en fonction du nombre de neutrons. Elle reste assez stable pour ces isotopes ( $\beta_3 \simeq 0.13$ ).

Sur la Figure V.21, se trouvent les valeurs de  $\Delta E^{oct}$  non nulles calculées pour tous noyaux de la carte. On retrouve les régions correspondant aux endroits où les paires d'orbitales  $\Delta l = \Delta j = 3$  approchent la surface de Fermi (34, 58, 88, 134), dont fait partie la région bien connue de la déformation octupolaire dans les actinides  $Z \simeq 90$ ,  $N \simeq 134$ . Une nouvelle région où la déformation octupolaire augmenterait l'énergie de liaison du noyau a été prédite pour la première fois autour de  $Z \simeq 98$ ,  $N \simeq 196$  [AAR16] (2016). La déformation octupolaire dans cette région vient cette fois-ci des orbitales  $2h_{\frac{11}{2}}$  et  $1k_{\frac{7}{2}}$  ( $\Delta l = \Delta j = 3$ ) pour les neutrons et  $1i_{\frac{13}{2}}$  et  $2f_{\frac{7}{2}}$  pour les protons. L'îlot de stabilité octupolaire serait de même ampleur que celui des actinides légers et ouvre de nouvelles perspectives pour l'étude de la déformation octupolaire dans les super-lourds. La quantité  $\Delta E^{oct}$  n'est malheureusement pas accessible directement à partir des données spectroscopiques. Afin de comparer les prédictions théoriques avec l'expérience, nous utilisons une autre quantité : "le parity splitting" qui sera noté  $\delta E$ . Le "parity splitting" permet de mesurer

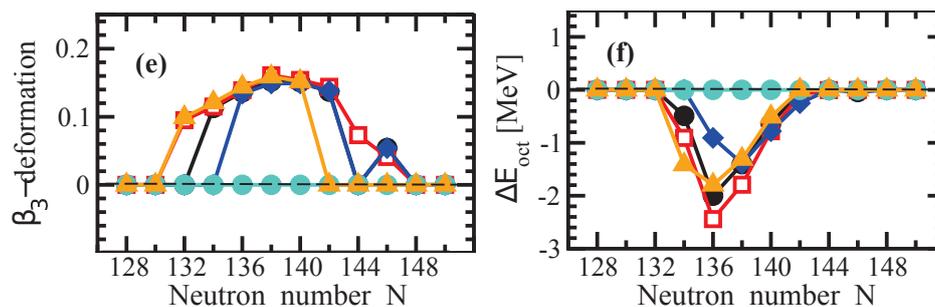


FIGURE V.20 – Gauche : déformation  $\beta_3$  calculée à l'équilibre (minimum d'énergie potentielle). Droite : quantité  $\Delta E^{oct}$ . Les résultats des calculs théoriques sont donnés pour les isotopes de thorium et plusieurs modèles sont comparés. Voir [AAR16] pour plus de détails sur les modèles utilisés.

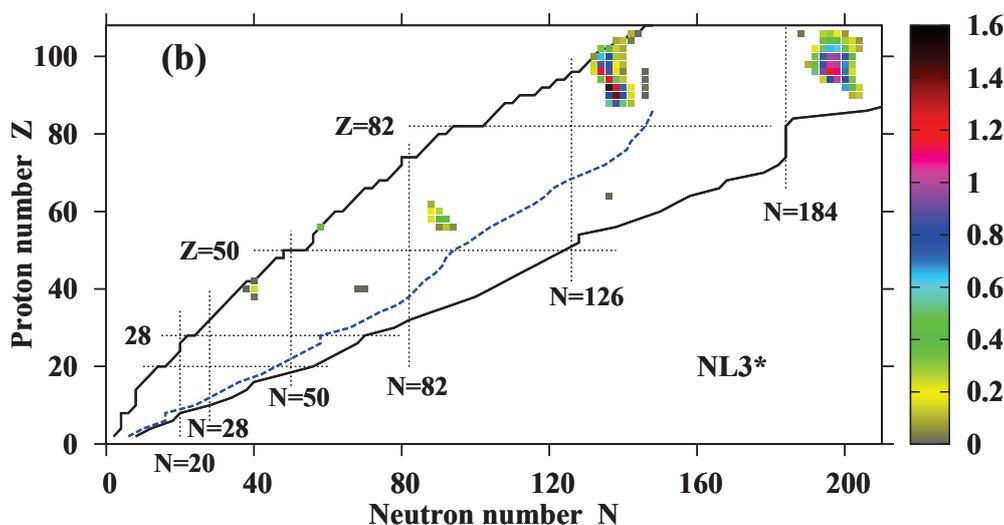


FIGURE V.21 – Carte des noyaux pour lesquels il est prédit une déformation octupolaire [AAR16]. Seuls les noyaux pour lesquels  $\Delta E^{oct}$  est non nul sont représentés par des carrés. La couleur des carrés représente la valeur de  $\Delta E^{oct}$ . Ces résultats ont été obtenus en champ moyen relativiste avec une paramétrisation NL3\* (voir [AAR16] pour plus de détails). La ligne en bleu pointillé symbolise la limite des noyaux les plus exotiques de la carte des noyaux, c'est à dire pour ceux dont le dernier nucléon ne serait pas lié.

l'écart énergétique entre le niveau de parité négative considéré et le niveau interpolé de parité positive de même spin. Pour une molécule respectant la symétrie octupolaire, l'énergie des niveaux suit la loi en  $I(I + 1)$  du rotateur rigide et  $\delta E$  est égal à zéro. En effet, pour un noyau ayant une déformation stable, les minima d'énergie potentielle dans le plan  $V(\beta_2, \beta_3)$  sont séparés par une barrière infinie : il en résulte que les états de parité positive et négative de même spin doivent être dégénérés. Lorsque la barrière est finie, l'effet tunnel entre les deux minima aura pour conséquence de créer un décalage énergétique entre les niveaux de parité opposés. Cette quantité notée  $\delta E$  se calcule à partir de la formule suivante[MAC<sup>+</sup>17] :

$$\delta E(I^-) = E(I^-) - \frac{[(I + 1)E(I + 1)^+ - IE(I - 1)^+]}{2I + 1} \quad (\text{V.59})$$

Suivant les corrélations octupolaires présentes dans le noyau, un potentiel octupolaire statique (Static octupole) ou octupole mou (soft octupole) peut être énergétiquement favorable au noyau. Dans le cas limite d'une déformation octupolaire statique, il existe une barrière de potentiel

entre les déformations  $\beta_3$  positive et négative. On a alors un cas proche du rotateur rigide octupolaire, avec deux bandes de parité alternée présentant un faible  $\delta E$  (parity splitting). Dans le cas d'un noyau impair ( $K \neq 0$ ), ces deux bandes sont dédoublées, formant des doublets de parité quasi-dégénérés. Considérons maintenant le cas d'un noyau quadrupolaire dans son état fondamental ( $\beta_2 \neq 0; \beta_3 = 0$ ), mais facilement déformable dans la direction  $\beta_3 \neq 0$  (octupole mou). Dans ce cas, des états de vibration octupolaire peuvent apparaître, couplés à la rotation de la forme quadrupolaire : il en résulte des états de parité négative. On attend dans ce cas à nouveau deux bandes de parité alternée, avec cette fois-ci un  $\delta E$  important, la bande de parité négative étant plus élevée en énergie. A nouveau, un dédoublement en parité de ces deux bandes se produit dans le cas des noyaux impairs, avec une levée de dégénérescence plus importante entre états d'un doublet de parité. On peut noter que la montée des niveaux de parité négative va augmenter la compétition entre les transitions  $E1$  et  $E2$  et une extinction des transitions dipolaires d'une bande de parité donnée vers l'autre parité est à prévoir. Ces quatre cas (octupole statique/mou, noyau pair/impair) sont illustrés sur les Figures V.22 et V.23. Les cartes de potentiel qui apparaissent sont représentées pour  $\beta_3 > 0$  ; la partie  $\beta_3 < 0$  s'en déduit par symétrie.

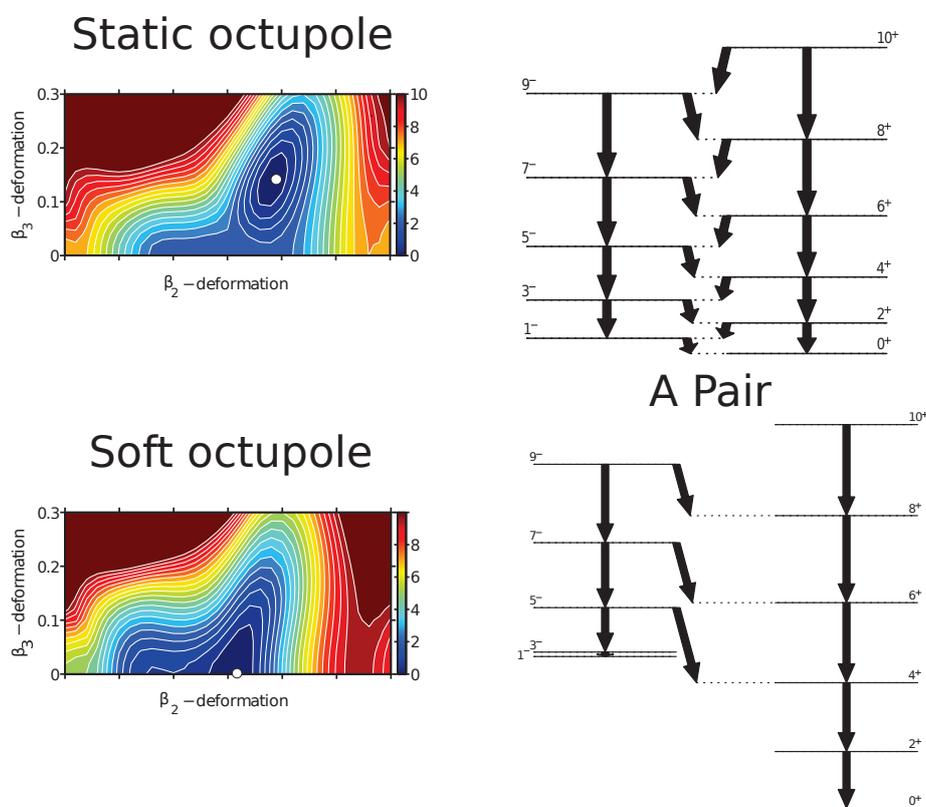


FIGURE V.22 – Effet des corrélations octupolaires sur le schéma de niveaux d'un noyau pair-pair. Gauche : Forme du potentiel nucléaire dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$  pour un noyau déformé octupolaire statique (static octupole) et un noyau à vibration octupolaire (soft octupole). Droite : schémas de niveaux caractéristiques dans les noyaux de masse paire.

La présence de bandes de parité alternée est une des meilleurs indications de la présence de corrélations octupolaires au sein du noyau. Pour ces bandes il est possible de déterminer les probabilités de transition réduites  $B(E1)$ ,  $B(E2)$ . Les transitions  $E1$  sont généralement accélérées en unités de Weisskopf ( $10^{-3}W.u$  au lieu de  $10^{-6}W.u$ ) par le fort moment dipolaire provenant de la symétrie particulière du noyau. La déformation  $\beta_3$  est reliée au rapport de ces probabilités de transitions [NO85] :

$$\frac{B(E1)}{B(E2)} \simeq 2.694c_{LD}^2 A^{2/3} < \beta_3^2 > fm^{-4} \quad (V.60)$$

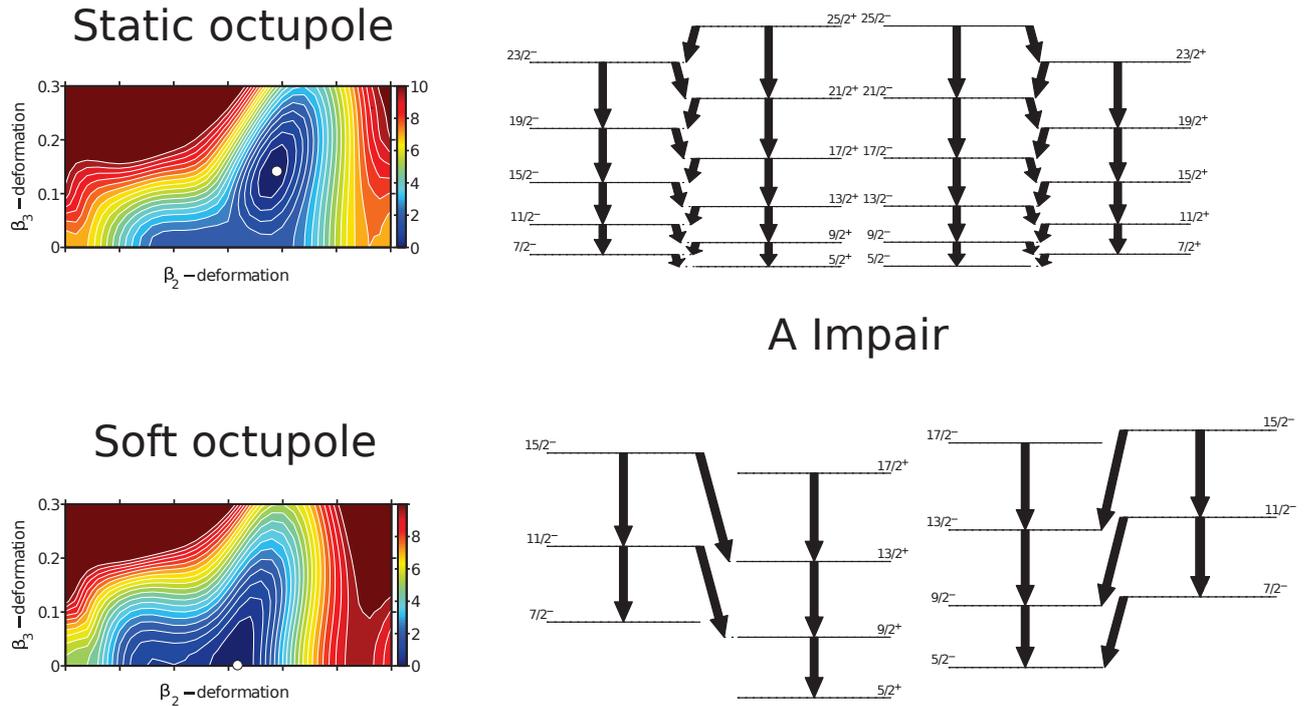


FIGURE V.23 – Effet des corrélations octupolaires sur le schéma de niveaux d’un noyau impair. Gauche : Forme du potentiel nucléaire dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$  pour un noyau déformé octupolaire statique (static octupole) et un noyau à vibration octupolaire (soft octupole). Droite : schémas de niveaux caractéristiques dans les noyaux de masse impaire.

Où  $c_{LD} = 6.9 \times 10^{-4} fm$  est une constante du type “goutte-liquide”[NO85]. La valeur  $\langle \beta_3^2 \rangle$  est la déformation au carré moyenne, indépendante du spin. La valeur du rapport des probabilités de transition réduites  $\frac{B(E1)}{B(E2)}$  est attendue aux alentours de  $10^{-6} e.f.m^2$  pour la région des actinides [LC88][BN96]. On peut aussi extraire d’autres informations à partir des probabilités de transition réduites  $B(E3)$ . En effet, pour un noyau piégé dans un puits de potentiel octupolaire profond, le noyau comporte un moment octupolaire non nul. Le moment octupolaire intrinsèque est relié à la fonction de déformation octupolaire  $\bar{\beta}_3$  (voir Section V.1.3, Formule V.52) [LC88] :

$$Q_{3,0} = \frac{3}{\sqrt{7\pi}} Z R_0^3 \bar{\beta}_3 \quad (V.61)$$

où  $\bar{\beta}_3$  est donné à travers l’expression :

$$\bar{\beta}_3 = \beta_3 + \frac{5}{\sqrt{4\pi}} \left[ \frac{4\sqrt{5}}{15} \beta_2 \beta_3 + \frac{6}{11} \beta_3 \beta_4 + \frac{60\sqrt{7}}{91\sqrt{11}} \beta_4 \beta_5 + \dots \right] \quad (V.62)$$

Dans la limite du couplage fort, les probabilités de transition réduites  $B(E3) \uparrow \equiv B(E3; 0^+ \rightarrow 3^-)$  peuvent être directement reliées à la déformation octupolaire  $\beta_3$  [BN96] :

$$\beta_3 = \frac{4\pi}{Z R_0^3} \left[ \frac{B(E3) \uparrow}{e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (V.63)$$

Où la valeur de  $B(E3) \uparrow$  peut être déterminée à partir du temps de vie partiel  $\mathcal{T}_{E3}$  et de l'émission du photon  $E3$  vers l'état fondamental :

$$\mathcal{T}_{E3}(s) = (0.0123)E(\text{MeV})^{-7}[B(E3) \uparrow / e^2 fm^6]^{-1} \quad (\text{V.64})$$

Bien que la mesure du temps de vie partiel d'un tel état puisse nous renseigner directement sur les corrélations octupolaires du noyau, il est rare de trouver des transitions  $E3$  dans les actinides à cause de la compétition avec des transitions d'ordre inférieur. On peut maintenant résumer les principaux indices de la déformation octupolaire dans les noyaux :

Noyau de masse pair	Bandes de parité alternée, parity splitting faible	Rapports $\frac{B(E1)}{B(E2)}$ élevés	$B(E3) \simeq 30 - 50 \text{ s.p.u}$
Noyau de masse impair	Bandes de parité alternée, parity splitting faible, doublets de parité quasi dégénérés	Rapports $\frac{B(E1)}{B(E2)}$ élevés	$B(E3) \simeq 30 - 50 \text{ s.p.u}$

TABLE V.1 – Résumé des indices de la présence de corrélations octupolaires au sein du noyau (*s.p.u.* = *single particle units*).

Un travail de synthèse a été effectué afin de faire un état des lieux des connaissances sur la structure des actinides (on inclut  $Z = 86 - 88$  dans cette définition). Cette compilation est présentée sous forme de carte des noyaux légendée (Figure V.24). Cette carte a été établie en utilisant les calculs systématiques dans les noyaux pairs-pairs de S. E. Agbemava et al [AAR16], Z. P. Li et al [L<sup>+</sup>16]. Ces données ont aussi été recoupées avec la carte de P. A. Butler [But16]. Le reste des informations expérimentales comme la présence de bandes de parité alternée et/ou l'étude des noyaux par réactions d'ions lourds provient de diverses sources :

- (avant 2000) : principalement de [BN96], [CHA<sup>+</sup>99] et [LC88] ;
- (après 2000) :  $^{216}\text{Rn}$  [DDD<sup>+</sup>06],  $^{218,220}\text{Fr}$  [DCH<sup>+</sup>00][LPS92],  $^{219,223}\text{Ra}$  [RCF<sup>+</sup>00][JBHJ98],  $^{219,220,221}\text{Th}$  [RSC<sup>+</sup>09][RCM<sup>+</sup>06][THD<sup>+</sup>13][RJF<sup>+</sup>14],  $^{231}\text{Pa}$  [LDBG<sup>+</sup>96],  $^{236,238,240}\text{Pu}$  [AST<sup>+</sup>05][Wan07][WJC<sup>+</sup>09],  $^{226}\text{U}$  [Gre99][GAB<sup>+</sup>98] ;
- base de données actualisée : ENSDF [ENS17].

Ces informations nous donnent une vision rapide de l'étendue des savoirs sur cette région et ce qu'il reste à trouver. On peut notamment remarquer un manque d'informations expérimentales concernant le noyau de  $^{228}\text{U}$  : aucune expérience de réactions d'ions lourds n'a produit ce noyau laissant peut être une possibilité de découvrir des bandes de parité alternée.

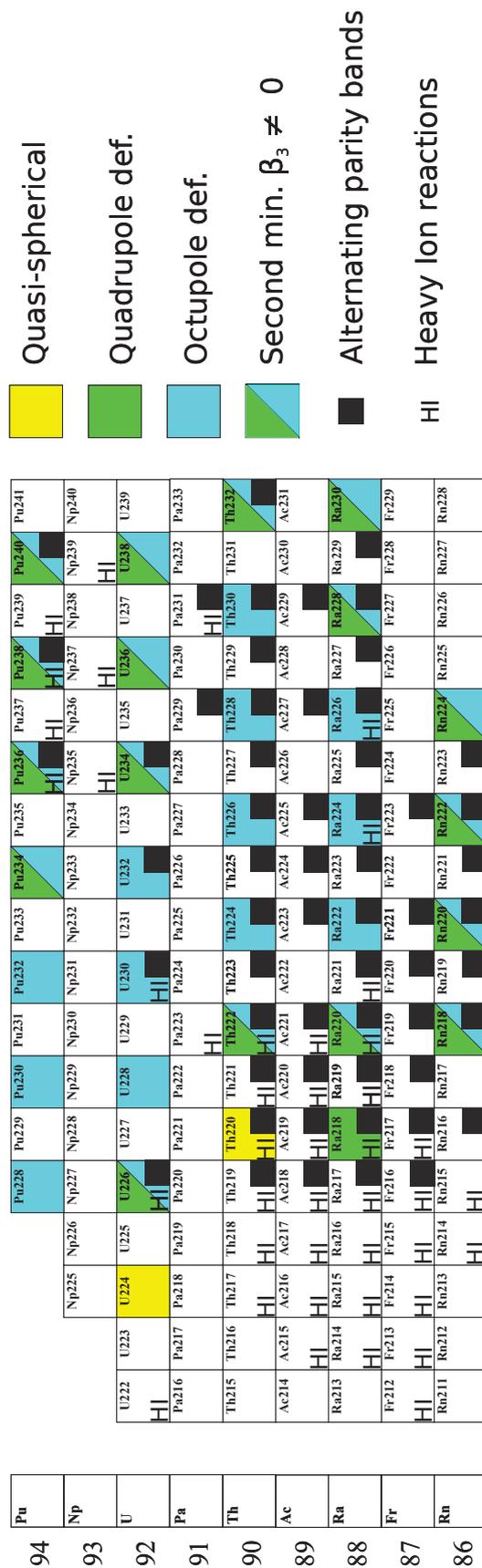


FIGURE V.24 – Carte des déformations dans la région des Actinides (incluant  $Z = 86 - 88$  dans cette définition). Les déformations quasi-sphériques, quadrupolaires et octupolaires sont indiquées pour chaque noyau pair-pair, dans leurs états fondamentaux  $[AAR16]/[L^+ 16]$ . Les noyaux représentés par un carré bicolore sont ceux pour lesquels il est prédit un second minimum d'énergie potentielle pour  $\beta_3$  non nul ou pour lesquels la déformation suivant  $\beta_3$  est dite "molle". Les carrés noirs mettent en évidence les noyaux où l'on a découvert une bande de parité alternée. Le label "HI" indique les noyaux étudiés à haut spin par des réactions d'ions lourds.

### V.2.3 Modèles récents

L'apparition de bandes de parité alternée a été la première signature expérimentale de la déformation octupolaire dans les noyaux, comme nous l'avons vu dans la Section V.2.2. Le déplacement (positif) en énergie de la bande de parité négative par rapport à la bande de parité positive dans les noyaux pair-pair a été interprété comme le fait qu'il existe un mode de vibration entre les deux formes, respectivement  $\beta_3$  et  $-\beta_3$ . Avec la rotation, on considérait habituellement que la forme octupolaire est stabilisée : les effets de vibration disparaissent jusqu'à aboutir à une forme quasi-statique [BN96][JvB99]. Cependant dans toutes les bandes de parité alternée des noyaux pair-pair ( $s = +1$ ), l'écart énergétique entre les bandes de parité opposées ne tend pas vers zéro mais croise la valeur  $\delta E = 0$  (e.g.  $^{220}\text{Ra}$  Figure V.25). En effet avec le développement des multidétecteurs de nouvelle génération dans les années 1990-2000 tels que Gammasphere ou EUROBALL IV, la structure de ces noyaux a pu être sondée à plus grande fréquence de rotation permettant de mettre évidence des comportements inattendus. Par conséquent, puisque l'ancienne interprétation ne permettait plus d'expliquer la "remontée" du  $\delta E$ , S. Frauendorf [Fra08] proposa une interprétation différente : la condensation de phonons octupolaires ayant leurs moments angulaires alignés avec celui d'un coeur déformé quadrupolaire.

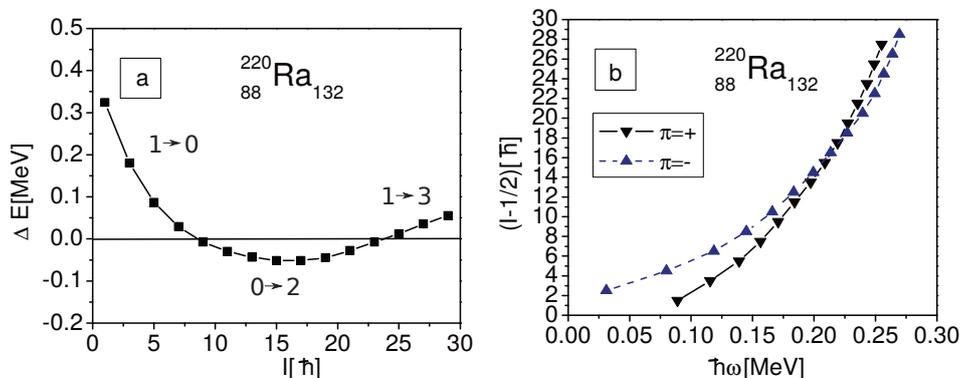


FIGURE V.25 – (a) Splitting  $\delta E$  entre états de parité opposée dans la séquence yrast du noyau de  $^{220}\text{Ra}$ . (b) Moment angulaire en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega(I) = (E(I) - E(I-2))/2$  pour les bandes de parité négative et positive. Figure issue de [Fra08].

Cette idée trouve ses racines dans la mesure de la différence de moment angulaire entre bandes de parités opposées  $\Delta i_x = i_x^- - i_x^+$ . La bande de parité négative amène un surplus de moment angulaire de  $3\hbar$  par rapport à son homologue de parité positive. Cela soutient l'hypothèse d'une bande bâtie sur un état de phonon octupolaire aligné avec  $L = 3\hbar$ . Les mesures expérimentales de  $\Delta i_x$  sont données pour les isotopes de  $^{218,220,220}\text{Rn}$  en Figure V.26. On remarque aussi que la bande de parité négative de la Figure V.25 commence avec un moment angulaire supérieur d'environ  $3\hbar$  à celui de la bande de parité positive.

S. Frauendorf propose un premier modèle qui décrit l'énergie du noyau comme étant la somme d'une contribution vibrationnelle à  $n$  - phonons alignés et d'une contribution rotationnelle d'un coeur déformé quadrupolaire. La vibration octupolaire est supposée harmonique de telle sorte que l'énergie d'un état  $n$  peut s'écrire :

$$E_n = \hbar\Omega_3(n + 1/2) + \frac{\omega^2 J}{2} \quad (\text{V.65})$$

Les états de plus grands moments angulaires pour une énergie donnée sont par définition, les états yrast. Ils peuvent être générés en alignant le spin des bosons sur l'axe de rotation. Lorsque chaque boson apporte  $i \simeq 3\hbar$ , le moment angulaire total s'écrit :

$$I = ni + \omega J \quad (\text{V.66})$$

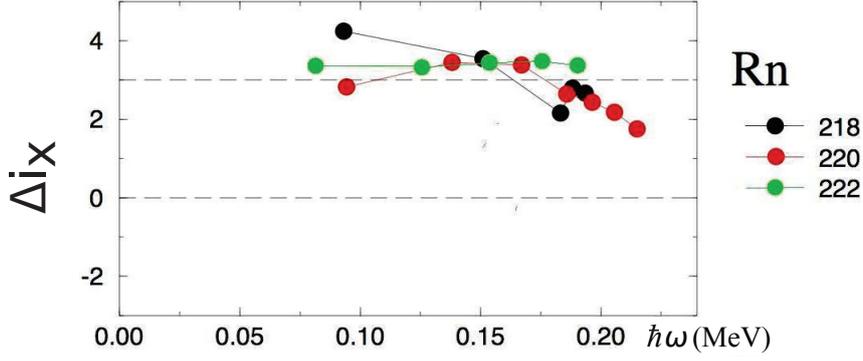


FIGURE V.26 – Graphique de la différence de la composante moment angulaire sur l’axe de rotation du cœur,  $\Delta i_x = i_x^- - i_x^+$  en fonction de la fréquence de rotation pour les isotopes de Radon [But16].

$$E_n = \hbar\Omega_3(n + 1/2) + \frac{(I - ni)^2}{2} \quad (\text{V.67})$$

On peut maintenant calculer la différence entre deux états de bosons alignés et trouver l’expression du moment angulaire qui minimisera l’énergie :

$$E_n(I) - E_{n+1}(I) = 0 \quad \rightarrow \quad I_n = \frac{\hbar\Omega_3 J}{i} + i(n + 1/2) \quad (\text{V.68})$$

Il devient donc énergétiquement favorable, au spin  $I_n$ , d’exciter un phonon supplémentaire plutôt que d’augmenter la fréquence de rotation du cœur. La Figure V.27 encart (a) montre les états d’énergie de multiphonons en fonction du spin  $I$ . On peut y voir clairement une succession de croisements dans le plan  $(E^*, I)$  due au fait que les bandes multiphonons deviennent yrast l’une après l’autre. Il est possible de tracer les “Routhians”, c’est-à-dire l’énergie des bandes par rapport au niveau de Fermi dans le repère  $(E^* - E_0, \hbar\omega)$  en soustrayant la contribution du cœur :

$$E'(w) = E_n(I) - \omega I = \hbar\Omega_3(n + 1/2) - ni\omega - \frac{\omega^2}{2} J \quad (\text{V.69})$$

Dans le cadre de ce premier modèle, les bandes multiphonons se croisent toutes à la même fréquence critique  $\omega_c = \Omega_3/i$  (Figure V.27 encart (b)) : c’est la condensation de phonons octupolaires. Toujours est-il que ce scénario est idéal et ne prend pas en compte les interactions entre les bosons — autrement dit une certaine anharmonicité. Lorsque les anharmonicités sont incluses, les bandes multiphonons de même parité vont interagir entre elles (voir Figure V.27 encart (c)). Les croisements (ou pseudo croisements) successifs de ces bandes permettent d’expliquer qualitativement le comportement de la différence d’énergie  $\delta E = E_- - E_+$  (voir Figure V.25, droite). La bande zéro-phonon est yrast à bas spin (bande de parité positive) puis croise sans interaction la bande un-phonon (parité négative) qui devient yrast. À ce moment,  $\delta E$  devient négatif. La situation se complique un peu quand la bande zéro-phonon croise la bande deux-phonons, les bandes se “mangent” entre elles et échangent leur caractère, la configuration résultante n’est plus pure, mais un état superposé ( $\alpha$  zéro +  $\beta$  deux)-phonons (voir Section V.1.2.5). Cette bande composite devient à son tour yrast par rapport à la bande 1-phonon ce qui provoque la remontée de la quantité  $\delta E$  redevient positif au moment du croisement  $1 \rightarrow 2$ . Enfin, à très haut spin, l’interaction entre les bandes  $1 \rightarrow 3$  provoque une atténuation de l’évolution de  $\delta E$  qui peut se voir sur le tout dernier point expérimental de la Figure V.25, à gauche.

Classiquement, la vibration octupolaire correspond à une oscillation de l'intensité de la déformation  $\alpha_{3,3}$  liée à l'harmonique sphérique  $Y_3^3$ . Une représentation de l'harmonique sphérique  $Y_3^3$  rapellé en Figure V.28. La combinaison de cette harmonique avec un cœur déformé quadrupolaire nous donne une forme de cœur (heart-shape) dont la représentation est donnée dans les encarts (a1,b) et (a1,c) (tournée de  $120^\circ$  par rapport à (a1,b)). Ces oscillations de surface peuvent être vues selon S. Frauendorf comme une onde de surface se propageant sur une forme de ballon rugby ayant une vitesse angulaire  $\omega_3 = \Omega_3/3$  (facteur 1/3 à cause de la symétrie par rotation de  $120^\circ$ ). Elles sont appelées "tidal-waves" car elle ressemblent au mouvement des ondes de surface au niveau de la mer [FGS11].

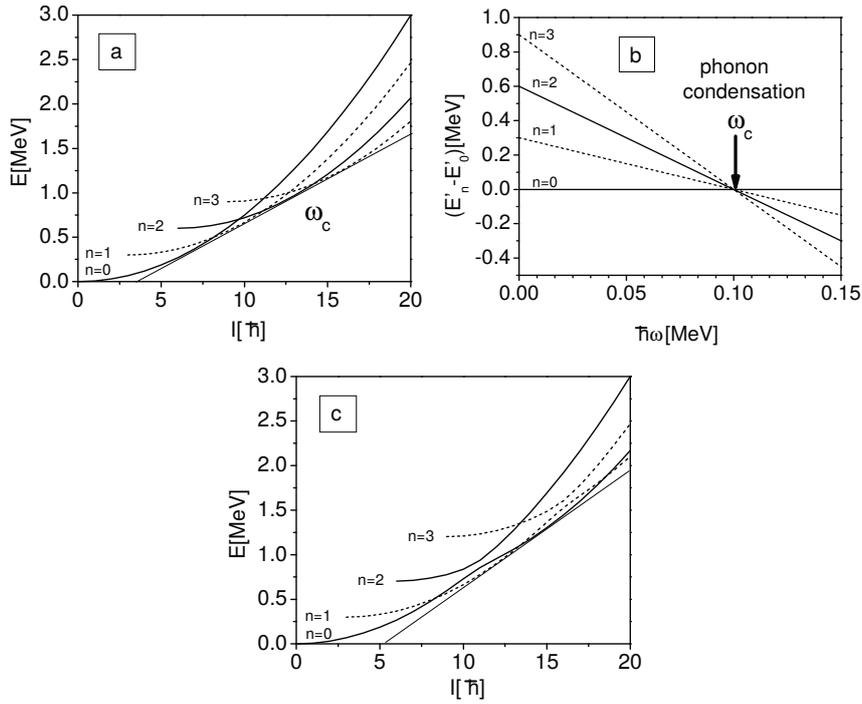


FIGURE V.27 – Energie des orbitales relatives au niveau de Fermi en fonction de la fréquence de rotation. (c) Comme le panel (a) en tenant compte des anharmonicités. Figure issue de [Fra08].

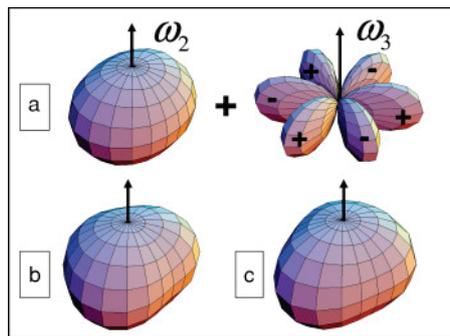


FIGURE V.28 – Représentation d'une onde octupolaire (harmonique sphérique  $Y_3^3$  sur le panel (a)) se déplaçant à la surface d'un noyau à déformation quadrupolaire. Panel (b) et (c) : résultat issu de la combinaison de l'onde de surface se déplaçant sur le noyau quadrupolaire. Figure issue de [Fra08].

Dans ce manuscrit nous aurons l'occasion d'interpréter le comportement des bandes de parité alternée à travers le concept des ondes de surface. Le modèle de S. Frauendorf donne une piste possible pour l'interprétation de nos observations expérimentales. Il faut cependant noter que ces

travaux sont récents (2008) et que des améliorations sont en cours. D'autres modèles sont aussi à l'étude pour expliquer le "parity-shift" des bandes dans les noyaux octupolaires. Des modèles collectifs arrivent même à décrire la structure fine des actinides avec un écart-type de moins de 20 keV sur la reproduction des niveaux [M<sup>+</sup>06].



# Chapitre VI

## Transition de forme quadrupolaire-octupolaire dans les actinides : spectroscopie du noyau de $^{223}\text{Th}$

### VI.1 Prélude

Par beaucoup d'aspects, la région des actinides (du radon jusqu'au thorium) est très riche pour étudier les corrélations octupolaires, c'est la plus grande région de la carte manifestant de tels comportements [GB<sup>+</sup>13][BN96]. Notre connaissance de la carte des noyaux s'étend de plus en plus, spécialement grâce au développement continu des multidétecteurs  $\gamma$  —et l'apparition de nouveaux faisceaux radioactifs—, les nouvelles mesures deviennent par conséquent, de plus en plus complexes. Il faut sans cesse innover pour trouver une réaction qui aura une section efficace plus grande ou bien effectuer l'expérience sur un détecteur plus performant. C'est pourquoi dans la suite de ce chapitre, nous discuterons des techniques expérimentales qui ont été développées afin de mesurer les décroissances  $\gamma$  du noyau de  $^{223}\text{Th}$ .

Dans cette thèse nous étudierons particulièrement la chaîne isotopique des noyaux de thorium. Le thorium, sous sa forme atomique, est un métal de la famille des actinides. Il a été découvert en 1829 par le chimiste Jöns Jacob Berzelius et son nom lui vient du dieu du tonnerre, Thor. Nous nous intéresserons au noyau de  $^{223}\text{Th}$  qui est souvent cité comme étant un des meilleurs exemples de la déformation octupolaire dans les noyaux de masse impaire [DKH<sup>+</sup>88]. Ce noyau a été étudié en 1987 à moyen spin par M. Dahlinger mais aucune expérience à très haut spin n'a été faite avant notre étude. Cette région de masse a pourtant suscité un nouvel engouement ces dernières années notamment grâce aux découvertes importantes sur l'octupolarité dans les noyaux de radon et radium [GB<sup>+</sup>13]. En ce qui nous concerne, l'utilisation des multidétecteurs modernes EUROBALL IV et JUROGAM II a permis d'étendre considérablement les connaissances sur la structure du noyau de  $^{223}\text{Th}$ . L'étude des états de haut spin du noyau de  $^{223}\text{Th}$  a été menée en utilisant la réaction de fusion-évaporation  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 3n)^{223}\text{Th}$  qui sera détaillée par la suite. La découverte des nouveaux états d'excitation dans ce noyau s'est déroulée en deux temps. L'analyse du jeu de données relatif à l'expérience qui s'est déroulée en 2010 à l'université de Jyväskylä sur le détecteur JUROGAM II a permis d'identifier quelques nouvelles transitions. Plus tard, le travail sur les données EUROBALL IV (expérience réalisée à l'IReS de Strasbourg en 2002) a permis de confirmer toutes ces nouvelles transitions et d'en ajouter beaucoup d'autres.

La seconde partie de ce chapitre est dédiée à la présentation de résultats issus de ces deux expériences ainsi qu'à leur interprétation théorique. Nous commencerons par expliciter les conditions expérimentales, puis nous dirons quelques mots sur la collectivité octupolaire dans les noyaux de thorium. Pour finir, cette section s'intéressera à l'interprétation des résultats qui nous indiquent une transition de forme à haut spin dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  et se cloturera par des perspectives

d'autres mesures de déformation octupolaire.

## VI.2 Fusion-évaporation et spectroscopie $\gamma$ : comparaison des expériences EUROBALL IV et JUROGAM II

### VI.2.1 Deux expériences de fusion-évaporation

Comme nous l'avons mentionné en introduction, les noyaux étudiés ont été produits par voie de fusion-évaporation  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 3n)^{223}\text{Th}$ . Dans cette collision d'ions lourds, le projectile fusionne avec la cible aboutissant à la formation d'un noyau composé. L'idée d'une étape intermédiaire dans la réaction nucléaire vient de Niels Bohr [Boh36]. L'énergie cinétique du projectile est alors convertie en énergie d'excitation qui est répartie homogènement entre tous les nucléons, dont certains peuvent ensuite être évaporés. Afin que le noyau composé puisse être formé, il faut que le projectile et la cible remplissent deux principaux critères :

- Le projectile doit avoir une énergie suffisante pour passer la barrière coulombienne (effet tunnel compris), qui peut être estimée selon la relation [Gre99] :

$$E_{Coul}(MeV) = \frac{1.44Z_{proj}Z_{cible}}{1.16(A_{proj}^{1/3} + A_{cible}^{1/3} + 2)} \quad (\text{VI.1})$$

- le moment angulaire transféré doit être assez faible pour limiter l'effet repulsif de la barrière centrifuge, de manière à ce que le potentiel résultant présente une poche attractive (voir Figure VI.1) Pendant les tout premiers instants de la collision, le potentiel moyen effectif est donné par l'expression :

$$V_l(r) = V_N(r) + V_c(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (\text{VI.2})$$

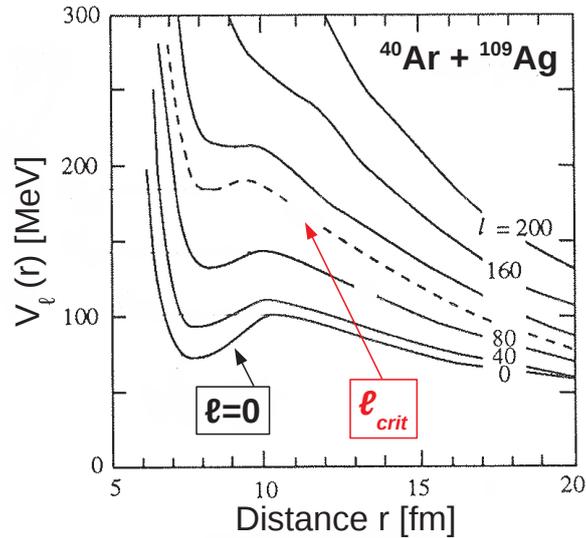
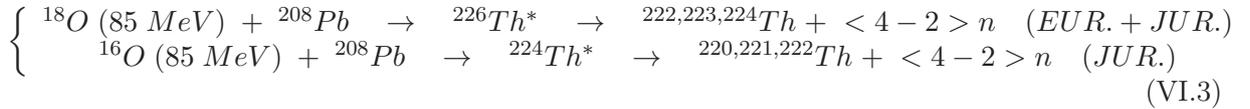


FIGURE VI.1 – Potentiel moyen effectif du système  $^{40}\text{Ar} + ^{109}\text{Ag}$ . À partir d'un certain moment angulaire transféré  $l_{crit}$ , le potentiel ne contient plus de poche attractive. Figure adaptée de [Val89].

Il existe donc une valeur critique  $l_{crit}$  pour laquelle le potentiel ne possède plus de minimum. En dessous de cette valeur critique, le projectile transfère son énergie cinétique au noyau composé

qui se retrouve dans un état d'extrême excitation. Les simulations à l'aide de la bibliothèque de classes Kaliveda [Kal17] ont permis d'estimer l'énergie d'excitation des noyaux composés étudiés dans la suite :  $E^* = 30 - 35 \text{ MeV}$  avec un moment angulaire maximum d'environ  $30\hbar$ . Lors de sa formation, le noyau entre dans le plan  $(E^*, I)$  avec des coordonnées variées qui dépendent notamment du paramètre d'impact et de l'énergie du projectile. Il va alors perdre son énergie par plusieurs voies. Il commence son parcours dans le plan  $(E^*, I)$  par l'évaporation de trois neutrons comme montré sur la Figure VI.2. C'est le mode de décroissance qui permet la perte d'énergie la plus rapide, tant que l'énergie est suffisante pour la séparation d'un neutron. Le noyau peut aussi évaporer des particules légères chargées comme les protons ou les alphas mais leur émission est soumise au franchissement de la barrière coulombienne. Toutes les particules évaporées emportent une certaine partie du moment angulaire total du noyau et une grande partie de l'énergie ( $\simeq 8 - 10 \text{ MeV}$  pour un neutron). Quand le noyau arrive sous le seuil d'évaporation de particules, la désexcitation par émission de photons  $\gamma$  domine le processus. Le noyau chaud possède à ce moment-là une densité d'états quasi continue si bien que les cascades  $\gamma$  peuvent être considérées comme statistiques. En se refroidissant, le noyau rejoint les états discrets (où les transitions sont résolues par le système de détection). Ce sont les états discrets qui intéressent particulièrement dans cette thèse : ils sont représentés par la cascade yrast sur la Figure VI.2. Cependant la voie de fusion-évaporation n'est pas la seule voie de sortie de la réaction. En effet, pour les noyaux lourds étudiés, le noyau possède assez d'énergie pour passer la barrière de fission. La section efficace de fusion-fission est donc importante et la présence de désexcitation  $\gamma$  appartenant aux produits de fission constituera pour nous un bruit de fond important. Les isotopes de thorium d'intérêt pour cette thèse ont été produits par fusion-évaporation et deux expériences distinctes ont permis de les étudier : l'une s'est déroulée sur le détecteur JUROGAM II et l'autre sur le détecteur EUROBALL IV. L'expérience EUROBALL IV n'a utilisé qu'un seul faisceau d'  $^{18}\text{O}$  tandis que l'expérience JUROGAM II a la particularité d'avoir utilisé deux faisceaux différents ( $^{16}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ ) :



Nous verrons aussi par la suite comment le système de détection ainsi que le temps de faisceau alloué peut jouer sur les mesures effectuées.

Le jeu de données sur le détecteur JUROGAM II nous fournit l'avantage de pouvoir comparer la production des isotopes de thorium avec des projectiles différant de deux unités de masse. Une estimation de la production relative des isotopes de thorium a été entreprise via la relation VI.4 :

$$N_{\text{Prod}} = \frac{N_{\text{Spectre}}}{I_{\text{gate}} I_{\text{raie}} \epsilon_{\text{gate}} \epsilon_{\text{raie}}} (1 + \alpha_{\text{gate}}) (1 + \alpha_{\text{raie}}) \quad (\text{VI.4})$$

Avec :

- $N_{\text{Spectre}}$  le nombre de coups du pic intégré dans le spectre conditionné une fois.
- $I_{\text{gate,raie}}$  l'intensité relative de la gate et de la raie dans le schéma de niveaux.
- $\alpha_{\text{gate,raie}}$  le coefficient de conversion de la gate et de la raie dans le schéma de niveaux.

Afin de comparer les deux réactions ( $^{16}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ ), les matrices de coïncidence  $\gamma\gamma$  ont été construites avec le même nombre d'évènements. Au regard du nombre de protons identique pour les deux projectiles, on attend une section efficace de production de l'état  $3^-$  du  $^{208}\text{Pb}$  par excitation coulombienne similaire dans les deux cas. En prenant le même nombre d'évènements et en intégrant le pic correspondant à la transition  $3^- \rightarrow 0^+$  sur le spectre projeté total, la production est identique à 10% près. Cela permet de normaliser par rapport à l'intensité des différents faisceaux.

Les gates employées ainsi que les références utilisées pour connaître les énergies et intensités des transitions sont données dans la Table VI.1. À chaque fois que possible, les transitions dont

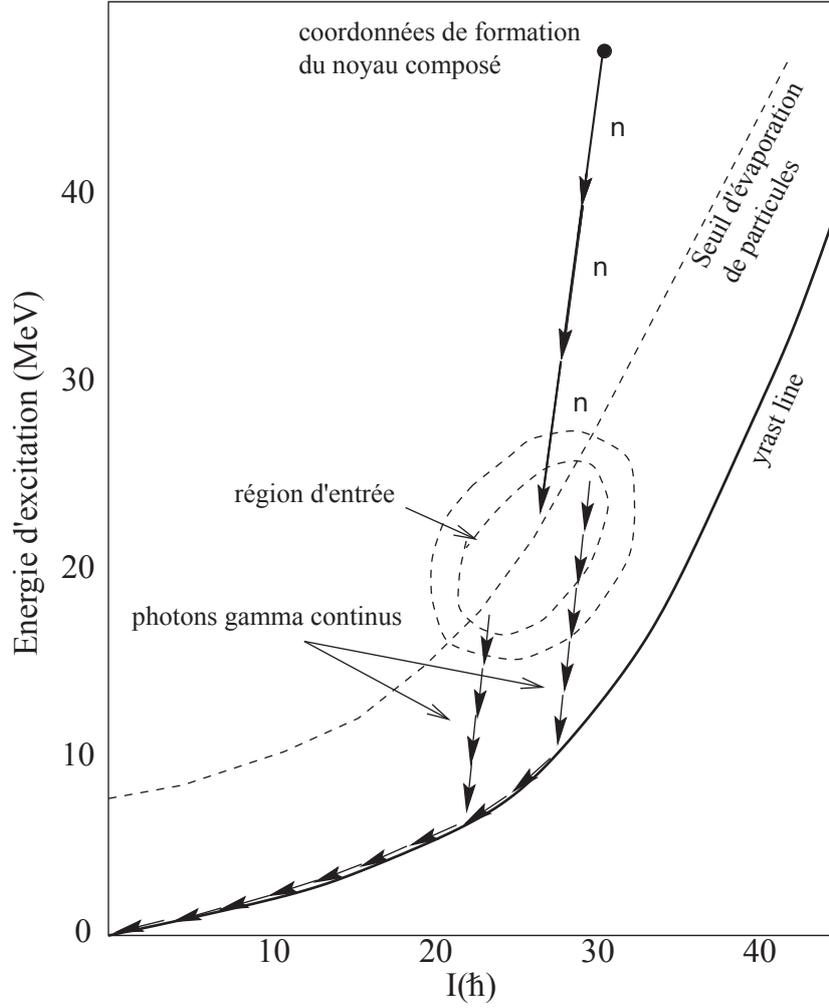


FIGURE VI.2 – Représentation schématique de la décroissance du noyau composé. Le noyau perd d'abord de l'énergie en évaporant trois neutrons ( $\simeq 10$  MeV par neutron) qui emportent chacun une partie du moment angulaire. Il arrive ensuite au seuil d'évaporation et la désexcitation continue via l'émission de photons  $\gamma$  d'énergie continue puis discrète. Figure traduite et adaptée de [Gre99]

l'intensité est mesurée ( $I_{raie}$ ) proviennent d'un état de spin similaire pour tous les isotopes étudiés. Les résultats pour la chaîne isotopique  $^{220,221,222,223,224}Th$  sont donnés dans les Tables VI.2 et VI.3 pour les projectiles de  $^{16}O$  et de  $^{18}O$  respectivement.

Isotope	Gate1	Transition gate1	Gate2	Transition gate2	Energie transition	Transition	[REF]
$^{220}_{90}Th$	386.5	$2^+ \rightarrow 0^+$	373.3	$4^+ \rightarrow 2^+$	406.3	$6^+ \rightarrow 4^+$	[ENS17]
$^{221}_{90}Th$	322	$\frac{15}{2}^+ \rightarrow \frac{11}{2}^+$	174	$\frac{17}{2}^- \rightarrow \frac{15}{2}^+$	199.7	$\frac{19}{2}^+ \rightarrow \frac{17}{2}^-$	[DKH+88]
$^{222}_{90}Th$	183.3	$2^+ \rightarrow 0^+$	256.5	$4^+ \rightarrow 2^+$	310.2	$6^+ \rightarrow 4^+$	[WDL+83]
$^{223}_{90}Th$	111.4	$\frac{13}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^+$	104.8	$\frac{15}{2}^+ \rightarrow \frac{13}{2}^-$	118.7	$\frac{17}{2}^- \rightarrow \frac{15}{2}^+$	[DKH+88]
$^{224}_{90}Th$	185.7	$4^+ \rightarrow 0^+$	250.6	$6^+ \rightarrow 4^+$	163.8	$7^- \rightarrow 6^+$	[SEH+86]

TABLE VI.1 – Récapitulatif des gates et des transitions pour le calcul de la production relative des isotopes de thorium.

Isotope	Pic (cps)	$I_{gate1}^{(a)}$	$I_{gate2}^{(a)}$	$I_{raie}^{(a)}$	$\epsilon_{gate1}$	$\epsilon_{gate2}$	$\epsilon_{raie}$	$\alpha_{gate1}^{(b)}$	$\alpha_{gate2}^{(b)}$	$\alpha_{raie}^{(b)}$	$N_{prod}$
$^{222}_{90}Th$	310.2(331)	72.5	97	44.2	3.48	3.00	2.71	0.931	0.283	0.155	$\sim 107 \pm 22$
$^{221}_{90}Th$	199.7(1127)	42.1	52.1	33.8	2.62	3.49	3.41	0.139	0.132	0.096	$531 \pm 95$
$^{220}_{90}Th$	406.3(180)	100	94.5	26.7	2.41	2.46	2.35	0.0817	0.0897	0.0715	$\sim 66 \pm 14$

TABLE VI.2 – Production des isotopes de  $^{220,221,222}Th$  avec le projectile de  $^{16}O$ 

(a) sans correction de la conversion interne

(b) Source : ENSDF

Isotope	Pic (cps)	$I_{gate1}^{(a)}$	$I_{gate2}^{(a)}$	$I_{raie}^{(a)}$	$\epsilon_{gate1}$	$\epsilon_{gate2}$	$\epsilon_{raie}$	$\alpha_{gate1}^{(b)}$	$\alpha_{gate2}^{(b)}$	$\alpha_{raie}^{(b)}$	$N_{prod}$
$^{222}_{90}Th$	310.2(393)	100	90	36.5	3.48	3.00	2.71	0.931	0.283	0.155	$\sim 128 \pm 26$
$^{223}_{90}Th$	118.7(612)	75	45	34.6	2.99	2.86	3.10	0.385	0.105	0.33	$402 \pm 77$
$^{224}_{90}Th$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$80 \pm 40$ <sup>(c)</sup>

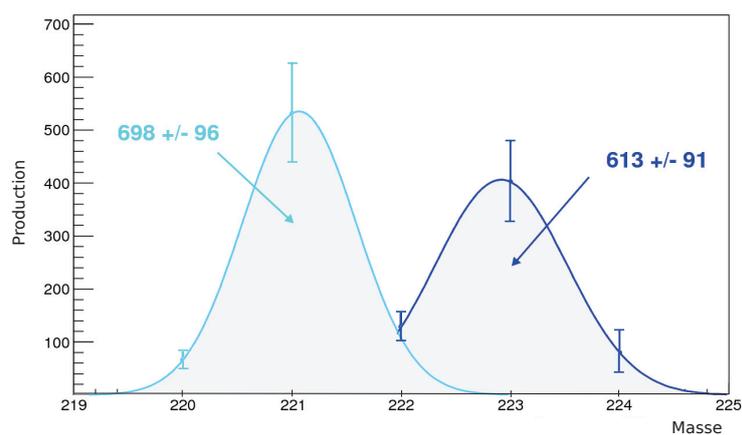
TABLE VI.3 – Production des isotopes de  $^{222,223,224}Th$  avec le projectile de  $^{18}O$ 

(a) sans correction de la conversion interne

(b) Source : ENSDF

(c) Estimé à partir de [SEH<sup>+</sup>86]

Les résultats de production pour les isotopes de thorium sont représentés sur la Figure VI.3. Ils prennent en compte les incertitudes statistiques, de fit et de courbe d'efficacité. Dans l'hypothèse où l'application de la formule VI.4 est justifiée, la section efficace relative de fusion-évaporation de neutron(s) est équivalente pour les deux projectiles. On trouve en effet une production relative égale à  $698 \pm 96$  pour  $^{16}O$  et  $613 \pm 91$  pour  $^{18}O$ . Comme mentionné plus tôt, l'énergie d'excitation du noyau composé est d'environ  $E^* = 30-35$  MeV ; ce qui nous amène en moyenne à l'évaporation de 3 neutrons. La section efficace de fusion ainsi que l'énergie déposée dans le noyau composé étant sensiblement les mêmes pour les deux projectiles, il est normal d'obtenir une production de thorium équivalente, tandis que la distribution des résidus d'évaporation est centrée autour de  $^{221}Th$  pour  $^{16}O$  et  $^{223}Th$  pour  $^{18}O$ .

FIGURE VI.3 – Estimation de la production des isotopes de Thorium par voie de fusion-évaporation dans l'expérience JUROGAM II avec le projectile  $^{16}O$  (cyan) et  $^{18}O$  (bleu foncé).

La figure VI.3 met en évidence la contribution dominante des voies de sortie  $^{208}Pb(^{16}O, 3n)^{221}Th$  et  $^{208}Pb(^{18}O, 3n)^{223}Th$  à une énergie de faisceau de 85 MeV. Nous avons pu, dans un premier

temps, extraire les spectres représentatifs des isotopes de thorium mentionnés ci-dessus. Pour les isotopes les moins produits ( $^{220,222}\text{Th}$  avec le projectile  $^{16}\text{O}$  et  $^{222,224}\text{Th}$  avec le projectile  $^{18}\text{O}$ ) seulement une partie du schéma de niveaux connu dans la littérature a pu être confirmé. Concernant l’isotope de  $^{221}\text{Th}$ , une plus grande partie du schéma de niveau a été confirmée mais la statistique faible (3 fois moins de temps de faisceau avec  $^{16}\text{O}$  par rapport à  $^{18}\text{O}$ ) n’a pas permis la découverte de nouveaux états sur ce noyau qui a fait l’objet d’études récentes [THD<sup>+</sup>13][R.JF<sup>+</sup>14]. Pour le noyau de  $^{223}\text{Th}$  l’intégralité du schéma de niveaux connu [DKH<sup>+</sup>88] a pu être vérifiée avec l’expérience JUROGAM II : de plus une dizaine de nouvelles transitions a été assignée et placée sur le schéma de niveaux. L’élévation du schéma de niveaux du noyau de  $^{223}\text{Th}$  était donc prometteuse. Après avoir discuté de ces résultats avec Alain Astier, il décida de nous donner accès au “Cube RADWARE” qui contenait le jeu de données sur l’expérience EUROBALL IV. Cette expérience s’était déroulée quelques années plus tôt et l’analyse des données propres au noyau de  $^{223}\text{Th}$  n’avait pas été effectuée. Environ trente fois plus d’événements de multiplicité  $\geq 3$  y étaient enregistrés par rapport à l’expérience JUROGAM II, ce qui constituait une opportunité unique de sonder la structure du  $^{223}\text{Th}$  à plus haut spin. Afin de comparer les résultats obtenus avec ces deux expériences, nous avons construit des spectres conditionnés sur les mêmes transitions appartenant au noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Un exemple est donné dans la Figure VI.4 qui montre deux spectres doublement conditionnés sur deux transitions intenses du  $^{223}\text{Th}$ , 237.8 keV et 365.5 keV. Pour identifier les transitions présentes dans les spectres, le lecteur peut se référer au schéma de niveaux section VI.4, Figure VI.7. On peut remarquer un parfait accord entre les deux expériences : les mêmes pics apparaissent et leurs intensités sont cohérentes. Cette procédure a été appliquée sur de nombreuses autres combinaisons de gates et à chaque fois la similitude des spectres dans les deux expériences a été vérifiée. Cela nous permet de valider la pré-analyse sur le noyau de  $^{223}\text{Th}$  et de regarder à plus haut spin avec le jeu de données EUROBALL IV pour lequel on obtient un bien meilleur rapport signal sur bruit.

## VI.2.2 Spectroscopie $\gamma$ avec EUROBALL IV : résultats sur le noyau de $^{223}\text{Th}$ .

### VI.2.2.1 Conditions expérimentales et analyse de données

Comme nous l’avons précédemment évoqué, les noyaux de  $^{223}\text{Th}$  ont été produits par voie de fusion-évaporation de trois neutrons  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 3n)^{223}\text{Th}$ . Cette réaction a été réalisée à partir d’un faisceau d’ $^{18}\text{O}$  de 85 MeV délivré par le tandem Vivitron à l’IreS de Strasbourg. La cible de  $^{208}\text{Pb}$  utilisée avait une épaisseur de  $100\text{ mg.cm}^{-2}$  dans laquelle le faisceau était totalement arrêté. Le spectre énergétique du faisceau couvrait donc une grande plage, ce qui donnait lieu à divers types de réaction. L’expérience EB-02/17 avait pour but initial l’étude des états de haut spin des fragments de fission. Néanmoins nous avons vu que d’autres réactions étaient possibles et certaines ont notamment permis à l’équipe du CSNSM d’obtenir des informations nouvelles sur la structure de certains noyaux très produits. Par exemple, le noyau de  $^{212}\text{Po}$  produit par transfert d’un alpha sur le plomb  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{212}\text{Po}$  fut le “cadeau bonux” de cette expérience. Des transitions  $E1$  fortement affectées par l’effet Doppler ont été mises en évidence, désexcitant des états de parité non-naturelle qui on été interprétés comme la signature d’états en cluster dans ce noyau [APP<sup>+</sup>10b][APP<sup>+</sup>10a][AP11]. Le noyau de  $^{223}\text{Th}$  ressort aussi comme l’un des noyaux les plus produits dans cette réaction utilisée bien plus tôt par M. Dahlinger [DKH<sup>+</sup>88]. On peut aussi noter que des réactions utilisant un faisceau d’ $^{16}\text{O}$  ou bien une cible de  $^{207}\text{Pb}$  mènent principalement à la production de noyaux de  $^{221}\text{Th}$  [THD<sup>+</sup>13][R.JF<sup>+</sup>14]. La totalité des événements  $\gamma$  ont été enregistrés avec le multidétecteur EUROBALL IV composé de 239 cristaux de germanium, formant 13 couronnes distinctes, et couvrant des angles de  $15.5^\circ$  à  $163.5^\circ$  (pour plus de détails, voir Chapitre II). Etant donné que l’expérience était dédiée à l’étude des états de haut spin des fragments de fissions—impliquant des cascades gamma de haute multiplicité—les événements étaient enregistrés sous condition que trois détecteurs soient touchés dans la fenêtre de coïncidence sans veto BGO. Les données contiennent environ  $\simeq 4 \times 10^9$  événements de fold  $\geq 3$  à partir desquelles on a pu estimer la section efficace de production  $\sigma_{223\text{Th}} \simeq 1 - 10\text{ mb}$  tandis que la section efficace totale de fission est estimée à environ 100 mb.

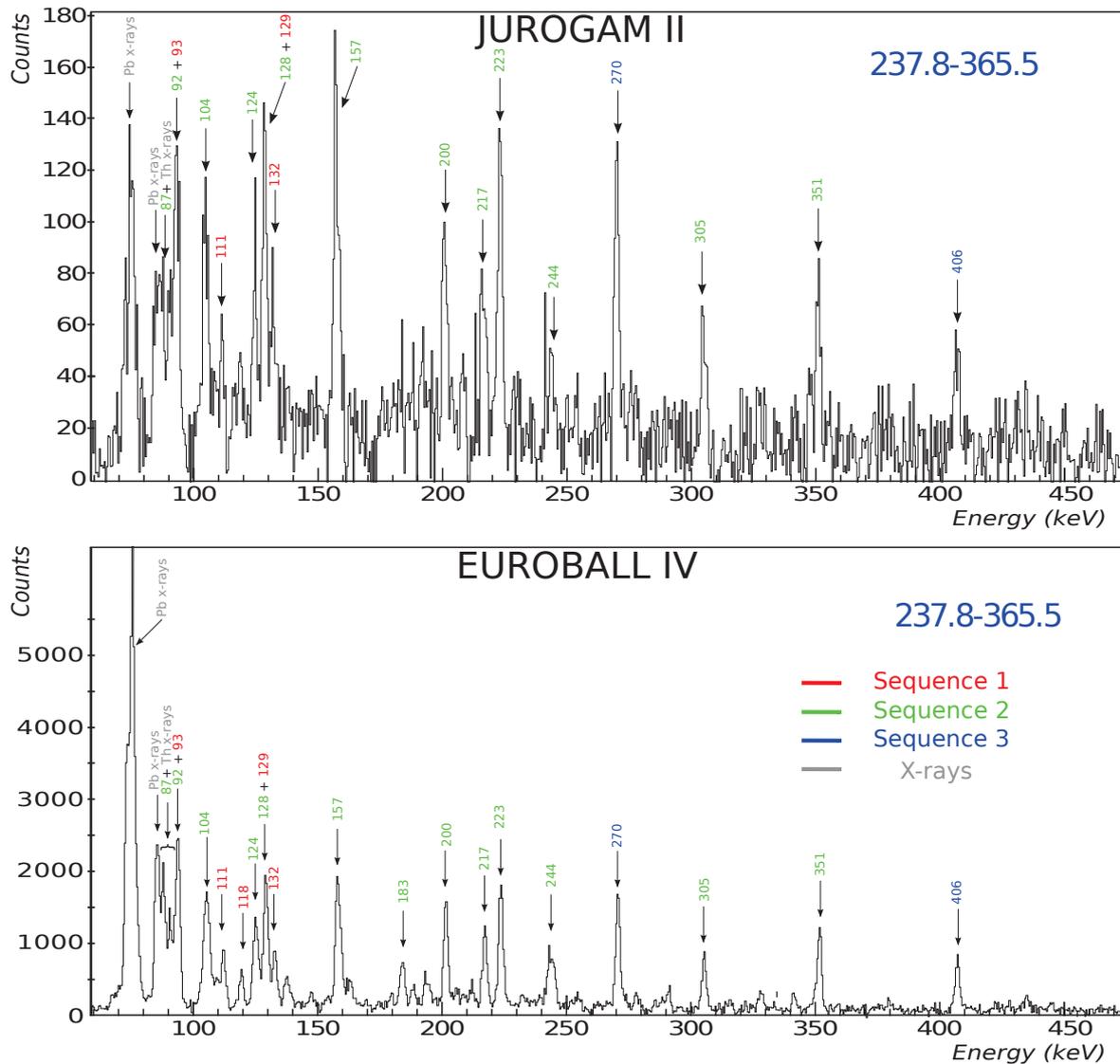


FIGURE VI.4 – Spectres en coïncidence avec les transitions 237.8 keV et 365.5 keV du noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Haut : spectre déterminé à partir du jeu de données JUROGAM II. Bas : spectre déterminé avec le jeu de données EUROBALL IV [MAD<sup>+</sup>17].

Avant de discuter de l'analyse des données et de présenter les résultats obtenus sur l'expérience EUROBALL IV, il paraît utile de faire un état des connaissances antérieures à notre étude. La chronologie des recherches concernant le noyau de  $^{223}\text{Th}$  est assez simple : il a été étudié la première fois en 1988 par M. Dahlinger et al. [DKH<sup>+</sup>88], en utilisant la même réaction, à savoir  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 3n)^{223}\text{Th}$  avec une énergie de faisceau balayant une plage énergétique plus grande de 78 à 89 MeV. Les événements correspondant au noyau de  $^{223}\text{Th}$  étaient identifiés par la détection du résidu d'évaporation (R) grâce à un détecteur silicium. La détection d'un résidu servait de trigger pour l'enregistrement des événements  $\gamma$ . Les rayonnements  $\gamma$  étaient détectés à l'aide de 7 détecteurs germanium couvrant des angles de  $90^\circ$  à  $145^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Les électrons émis lors du processus de conversion ont été détectés par un compteur silicium placé à  $90^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Le schéma de niveaux a été construit à l'aide de coïncidences  $\gamma\gamma - R$  et  $e^- \gamma - R$ . La détection des  $e^-$  a permis de mettre en évidence les transitions  $M1$  très intenses reliant les deux bandes de parité alternée. Le schéma de niveaux établi par M. Dahlinger et son équipe est présenté en Figure VI.5. Plus tard, en 1999, N. Amzal et al. [A<sup>+</sup>99] utilisent

la même réaction dans le but de déterminer les rapports de probabilités de transition réduites  $B(M1)/B(E2)$  sans étendre le schéma de niveaux. L'évolution des techniques de détection et d'analyse depuis cette dernière étude nous a permis de sonder la structure du noyau de  $^{223}\text{Th}$  à bien plus haut spin.

La spectroscopie  $\gamma$  a été effectuée en utilisant la technique standard qui consiste à rassembler les rayonnements  $\gamma$  détectés en évènements afin de déterminer des coïncidences. Ces coïncidences sont cruciales pour sélectionner le noyau émetteur et aussi pour placer les transitions sur le schéma de décroissance. Les évènements ont été utilisés pour construire des matrices multi-dimensionnelles de 3 à 4 dimensions permettant d'identifier les coïncidences mettant en jeu au minimum 3 ou 4 transitions  $\gamma$  (ces matrices sont respectivement nommées cubes et hypercubes), respectivement. Les projection de ces matrices nous ont permis de construire des spectres qui ont été analysés grâce à l'environnement RADWARE [Rad95]. Les résultats présentés dans la suite s'appuient sur des hypercubes à partir desquels il est possible de produire des spectres triplement conditionnés. Lorsque la statistique est assez importante, des mesures d'anisotropie d'émission de rayonnements  $\gamma$  ont été effectuées afin de déterminer la multipolarité des transitions (méthode détaillée dans le Chapitre II). La nature des transitions appartenant au noyau de  $^{223}\text{Th}$  a été déduite à partir du rapport de distribution angulaire  $R_{ADO}$  (Angular Distribution form Oriented Nuclei). Afin de déterminer ce rapport, les détecteurs ont été regroupés en deux angles principaux : les détecteurs "tapered" et "cluster" ( $T+C$ ) à  $39.3^\circ$  puis les détecteurs clovers ( $Q$ ) centrés autour de  $76.6^\circ$ . La symétrie de la distribution angulaire des rayonnements autour de  $90^\circ$  est prise comme hypothèse puisque le spin du noyau se trouve dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Le temps de ralentissement des résidus de fusion-évaporation est estimé à quelques pico-secondes [APP<sup>+</sup>10b], valeur largement inférieure à la durée de vie moyenne des états qui ont été peuplés dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  (aucune raie affectée d'élargissement Doppler n'a été observée). Dans ces conditions, l'anisotropie peut être caractérisée par le rapport suivant :

$$R_{ADO} = \frac{I_\gamma(39.3^\circ)}{I_\gamma(76.6^\circ)} = \frac{I_\gamma(T+C)}{I_\gamma(Q)} \quad (\text{VI.5})$$

Les transitions de multipolarité connue ont été utilisées pour valider la méthode et distinguer les transitions dipolaires ( $\Delta I = 1$ )  $R_{ADO} < 1$  des transitions quadrupolaires ( $\Delta I = 2$ )  $R_{ADO} > 1$ . Nous avons donc pu confirmer que le mécanisme de réaction amène bien à la production d'un résidu dont le spin est suffisamment aligné dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau permettant la mesure du rapport de distribution angulaire  $R_{ADO}$ .

### VI.2.2.2 Résultats sur le noyau de $^{223}\text{Th}$

Le schéma de niveaux du noyau de  $^{223}\text{Th}$  est connu comme présentant les plus belles caractéristiques de la déformation octupolaire dans les noyaux impairs : deux bandes de parité alternée quasi dégénérées [DKH<sup>+</sup>88][A<sup>+</sup>99]. Ces deux bandes sont distinguées par leur nombre quantique  $s$ , le simplex (voir section V.2.2). Ce nombre est relié au spin  $I$  et à la parité  $p$  par la relation :

$$ps = e^{i\pi I} \quad (\text{VI.6})$$

Ainsi pour un noyau octupolaire, les noyau peuvent être classés en quatre séquences de simplex et de parité donnés. Pour un noyau impair,  $s$  vaut  $\pm i$ . Pour  $K = 5/2$ , cela donne :

$$\begin{cases} 1a : (s, p) = (-i, -) & : & I^\pi = (K + 2n)^- = \frac{5}{2}^-, \frac{9}{2}^-, \dots \\ 1b : (s, p) = (-i, +) & : & I^\pi = (K + 1 + 2n)^+ = \frac{7}{2}^+, \frac{11}{2}^+, \dots \\ 2a : (s, p) = (+i, -) & : & I^\pi = (K + 1 + 2n)^- = \frac{7}{2}^-, \frac{11}{2}^-, \dots \\ 2b : (s, p) = (+i, +) & : & I^\pi = (K + 2n)^+ = \frac{5}{2}^+, \frac{9}{2}^+, \dots \end{cases} \quad (\text{VI.7})$$

Dans le cas du noyau de  $^{223}\text{Th}$ , l'état fondamental est considéré comme étant de spin-parité  $5/2^+$  [DKH<sup>+</sup>88]. Cette valeur n'a pas été mesurée directement mais a été adoptée par analogie avec l'isotone de  $^{221}\text{Ra}$  ( $N = 133$ ) pour lequel le spin et la parité de l'état fondamental ont été déduits de mesures spectroscopiques par laser [AKN<sup>+</sup>83]. Cette analogie entre les deux isotones est possible puisque les deux noyaux ont des déformations  $\beta_2, \beta_3$  similaires. En effet, ces noyaux ont tous les deux un nombre pair de protons, le spin-parité de l'état fondamental est donc donné par le niveau individuel occupé par le neutron célibataire. À des déformations quasi-identiques on attend que l'ordre des niveaux reste le même, le 133<sup>ième</sup> neutron du  $^{221}\text{Ra}$  et du  $^{223}\text{Th}$  occupent ainsi le même niveau. De plus la valeur mesurée est en parfait accord avec les prédictions théoriques pour une déformation  $\beta_3 \simeq 0.1$  (voir Figure 6 dans [NO85]). Dans le travail de M. Dahlinger et al., les deux principales bandes du noyau de  $^{223}\text{Th}$  étaient connues jusqu'au spin  $31/2^+$  ( $s = -i$ ) et  $33/2^+$  ( $s = +i$ ), voir Figure VI.5. Les transitions issues de ces deux derniers niveaux n'ont pas pu être confirmées par des coïncidences  $\gamma\gamma$  dans l'expérience [DKH<sup>+</sup>88]. Cependant les coïncidences entre électrons de conversion et rayonnements  $\gamma$  ont permis de mettre en évidence des transitions inter-bande  $M1$  fortement converties. Il faudra donc se rappeler que les deux bandes de simplex opposés peuvent communiquer, néanmoins les transitions les reliant ne correspondent pas à des émissions  $\gamma$  et n'ont donc pas été détectées dans l'expérience EB-02/17 : elles n'apparaîtront pas dans les spectres qui seront montrés.

Parmi les transitions attribuées au noyau de  $^{223}\text{Th}$  par M. Dahlinger et al., sept n'avaient pas pu être placées en raison de leur intensité trop faible (voir Table 2 dans [DKH<sup>+</sup>88]). Notre analyse a permis d'identifier deux d'entre elles ( $E_\gamma = 213.1$  et  $240.5$  keV) et de les placer à haut spin dans les séquences 1a et 1b. Une troisième transition ( $E_\gamma = 146$  keV) semble provenir d'un niveau inconnu entre les niveaux  $17/2^-$  et  $13/2^-$  de la séquence 1a. Cette transition apparaît notamment lors de jeu de coïncidences avec les transitions de la bande 1a, et disparaît lorsqu'une gate est mise sur une transition connue entre les niveaux  $17/2^-$  et  $13/2^-$ . De plus cette transition semble être émise en coïncidence avec une raie à 77 keV différente de la transition connue entre les états  $13/2^+$  et  $11/2^-$ . La différence  $E(17/2^-) - E(13/2^-) = 146 + 77$  keV est un argument de plus qui nous permet de penser à un niveau supplémentaire localisé à 401 keV ou 470 keV suivant l'ordre des transitions.

Dans le travail de cette thèse, 33 nouvelles transitions  $\gamma$  ont été identifiées comme appartenant au noyau de  $^{223}\text{Th}$  et 35 ont été nouvellement placées sur le schéma de niveaux. La construction du schéma de niveaux a été élaborée à partir de spectres multi-conditionnés sur des transitions judicieuses ainsi qu'à partir des mesures d'intensité relative. Les mesures de rapport de distribution angulaire  $R_{ADO}$  ont été aussi très utiles pour confirmer le placement d'une transition inter-séquences entre niveaux de parités opposées ( $E1$ ) ou intra-séquence entre niveaux de parité identiques ( $E2$ ). La recherche de deux transitions  $E1$  dont la somme était égale à une transition  $E2$  fut aussi un argument décisif pour la construction à haut spin du schéma de niveaux. Les deux principales bandes de simplex  $s = +i$  et  $s = -i$  ont été étendues jusqu'au spin  $43/2^+$  et  $49/2^+$  respectivement (14 nouveau niveaux). Bien entendu, le placement des niveaux  $31/2^+$  et  $33/2^+$  proposés dans [DKH<sup>+</sup>88] a été confirmé. En outre, une nouvelle structure non-yrast a été découverte. Elle est composée de sept niveaux de parité alterné. Cette nouvelle bande communique avec la séquence 2b par le biais de transitions  $M1$  de haute énergie (relativement à celles qui lient les séquences 1 et 2). Les états de spin-parité observables dans l'hypothèse d'une bande construite sur un état individuel  $K = 1/2$  sont donnés par l'équation VI.8 :

$$\begin{cases} 3a : (s, p) = (-i, +) & : I^\pi = (K + 1 + 2n)^+ = \frac{3}{2}^+ + \dots + \frac{23}{2}^+, \frac{27}{2}^+, \dots \\ 3b : (s, p) = (-i, -) & : I^\pi = (K + 2n)^- = \frac{1}{2}^- + \dots + \frac{25}{2}^-, \frac{29}{2}^-, \dots \end{cases} \quad (\text{VI.8})$$

La liste des transitions  $\gamma$  observées est donnée dans les Tables VI.4, VI.5 et VI.6 qui sont ordonnées par énergie. Le schéma de niveaux actualisé est présenté en Figure VI.7. Les transitions en noir sont celles initialement connues tandis que celles en rouge sont les nouvelles, déterminées grâce à notre analyse. Les transitions utilisées pour construire le schéma de niveaux apparaissent sur trois spectres gamma représentatifs chacun d'une séquence particulière. Ces trois spectres sont présentés en Figure VI.6. Les transitions de la première bande (composée des séquences

1a et 1b) sont labellées par la couleur rouge, les transitions de la seconde bande (composée des séquences 2a et 2b) sont labellées par la couleur verte et enfin les transitions de la nouvelle bande (séquences 3a et 3b) par la couleur bleue.

Le spectre du haut de la Figure VI.6 (encart (a)) montre les raies  $\gamma$  en coïncidence avec trois transitions de la bande de simplex  $s = -i$  (bande 1) : deux d'entre elles (158 et 183.1 keV) sont des transitions de bas spin tandis que la troisième condition est la présence d'une des deux transitions de plus haut spin (191.1 ou 213.1 keV). Cette combinaison de conditions permet de mettre en évidence toutes les nouvelles transitions de haut spin qui ont été nouvellement attribuées au noyau de  $^{223}\text{Th}$  dans les séquences 1a et 1b. Les raies de plus haute énergie, à savoir 463 et 472 keV, sont visibles et consistent les transitions de plus haut spin assignées sans ambiguïté sur la bande  $s = -i$ . On peut aussi remarquer l'effet d'un tel conditionnement sur le spectre (a) : les raies à 316 et 341 keV sont éteintes (à cause de la gate sur 183.1 keV) alors que les raies à 132 et 187 keV sont présentes avec une intensité importante. À part les pics intenses à basse énergie correspondant aux rayons X du thorium et du plomb, on aperçoit quelques transitions appartenant à la bande de simplex opposé (séquences 2a et 2b). Cela est dû principalement à deux caractéristiques intrinsèques au schéma de niveaux de ce noyau :

(i) la présence des transitions  $M1$  inter-bandes fortement converties qui ne sont pas détectées par spectroscopie  $\gamma$  ;

(ii) les deux bandes sont quasi dégénérées (ce qui est une caractéristique typique des bandes octupolaires) et donc les énergies des transitions entre les niveaux ne sont pas toujours uniques. Par exemple la transition d'énergie 157 keV revient trois fois dans le schéma de niveaux du noyau de  $^{223}\text{Th}$  : deux fois dans la bande yrast  $s = -i$  et une fois dans la bande  $s = +i$ .

Concernant le spectre du milieu de la Figure VI.6 (encart (b)), la triple gate employée correspond à des transitions de spin intermédiaire de la bande de simplex  $s = +i$  (bande 2). La combinaison de gates a aussi été choisie afin de faire ressortir la partie à haut spin des séquences 2a et 2b. Ce spectre est sûrement le plus important de cette thèse car il montre les transitions à 456 et 476 keV issues des deux derniers niveaux des séquences 2a et 2b. Elles sont associées au phénomène de backbending qui sera largement étudié dans la suite. Comme discuté précédemment, les transitions de la bande partenaire de simplex apparaissent sur le spectre. On remarque aussi la présence de la raie à 372 keV qui, quant à elle, appartient à la troisième séquence.

Les transitions de la nouvelle bande non-yrast (séquences 3a et 3b) sont partiellement visibles dans le spectre en bas de la Figure VI.6(encart (c)). Cette structure communique avec la bande principale de simplex  $s = +i$  (bande 2). La triple gate implique la raie à 200 keV qui correspond à la transition directement adjacente à la dernière transition de la nouvelle. Les deux autres conditions consistent en des combinaisons de gates intra-bandes (3a,3b) et inter-bandes (3a,2b). Par conséquent, on peut voir sur ce spectre 4 transitions appartenant à la bande non-yrast. Les autres raies faisant partie de cette séquence apparaissent lorsque d'autres conditions sont appliquées. Par exemple, les raies à 301, 366 et 372 keV sont "court-circuitées" en imposant la condition sur 331 ou 373 keV. La coïncidence requise avec la transition à 353 ou 358 keV permet d'inhiber la présence de la raie à 351 keV puisque ces deux conditions sont anti-correlées. Les transitions intra-séquences ont été observées dans la séquence 3a mais pas dans la séquence 3b. Les énergies des rayonnements  $\gamma$  impliqués dans de telles transitions seraient de 327 et 345 keV, néanmoins ces rayonnements n'ont pas pu être observés à cause de leur intensité trop faible. On peut voir aussi qu'une raie  $\gamma$  à l'énergie de 327 keV est présente dans le spectre de l'encart (c), mais la transition hypothétique entre les états  $29/2^-$  et  $25^-$  impliquant l'observation d'un  $\gamma$  à 327 keV est interdite. En fait cette transition est connue et appartient à la séquence 2b qui est rejointe par la cascade de la séquence 3a au niveau  $25/2^+$ . Cette raie disparaît lorsque qu'on applique une double condition 200 et 353 keV.

Le spin et la parité de la structure non-yrast sont attribués de façon préliminaire avec les hypothèses suivantes :

(i) les transitions reliant la séquence 3a à la structure principale 2b sont de type  $M1$  avec un  $\Delta I = 1$  comme les transitions reliant les deux bandes principales de simplex opposé ;

(ii) les deux séquences de la structure non-yrast communiquent par des transitions  $E1$  intenses et présentent des transitions  $E2$  intra-séquences.

Ces multipolarités ont été déduites grâce aux mesures de rapports de distribution angulaire  $R_{ADO}$  et sont cohérentes avec les intensités  $\gamma$  observées. Même si la connexion entre les deux bandes principales est attribuée à la présence de transitions  $M1$  fortement converties, elles peuvent néanmoins être observées de la structure non-yrast à la structure yrast car la différence d'énergie n'est pas la même : la compétition avec les transitions  $E2$  devient possible. Les transitions  $E1$  de la séquence 3b à 3a sont dominantes par rapport aux transitions  $E2$  intra-séquences 3b car elles impliquent des transitions énergétiques similaires. Les  $E1$  sont donc favorisées. Ce comportement est la conséquence d'un décalage en énergie (positif) de la bande parité négative par rapport à la bande de parité positive, qui a aussi pour effet la non-observation des transitions  $E1$  de la séquence 3b vers la séquence 3a.

$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$R_{ADO}$	$\Delta I$	$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	Localisation
31.9	19(9)	—	1	$\frac{11}{2}^+$	$\frac{9}{2}^-$	1b – 1a
51.3	7(2)	—	1	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	1b – 2b
67.5	12(3)	—	1	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{7}{2}^+$	2b – 1b
76.8	63(12)	—	1	$\frac{13}{2}^+$	$\frac{11}{2}^-$	2b – 2a
87.4	44(5)	—	1	$\frac{19}{2}^-$	$\frac{17}{2}^+$	2a – 2b
92.3	83(12)	—	1	$\frac{15}{2}^-$	$\frac{13}{2}^+$	2a – 2b
93.4	11(3)	—	1	$\frac{11}{2}^+$	$\frac{9}{2}^+$	1b – 2b
103.8	36(14)	0.91(7)	1	$\frac{23}{2}^-$	$\frac{21}{2}^+$	2a – 2b
104.8	45(14)	0.84(6)	1	$\frac{15}{2}^+$	$\frac{13}{2}^-$	1b – 1a
108.6	10(5)	—	1	$\frac{13}{2}^+$	$\frac{11}{2}^+$	2b – 1b
111.4	76(4)	0.63(7)	1	$\frac{13}{2}^-$	$\frac{11}{2}^+$	1a – 1b
118.4	35(8)	0.73(7)	1	$\frac{17}{2}^-$	$\frac{15}{2}^+$	1a – 1b
118.7	6(3)	—	2	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	2b – 2b
123.5	77	0.88(8)	1	$\frac{11}{2}^-$	$\frac{9}{2}^+$	2a – 2b
127.8	14(3)	0.87(7)	1	$\frac{27}{2}^-$	$\frac{25}{2}^+$	2a – 2b
129.3	50(4)	0.67(7)	1	$\frac{9}{2}^-$	$\frac{7}{2}^+$	1a – 1b
131.9	37(8)	0.72(7)	1	$\frac{21}{2}^-$	$\frac{19}{2}^+$	1a – 1b
145.8 <sup>(•)</sup>	—	—	—	—	—	linked to 1a
150.0	18(4)	0.84(8)	1	$\frac{31}{2}^-$	$\frac{29}{2}^+$	2a – 2b
156.9	51(5)	0.81(7)	1	$\frac{17}{2}^+$	$\frac{15}{2}^-$	2b – 2a
157.2	34(5)	0.73(7)	1	$\frac{25}{2}^-$	$\frac{23}{2}^+$	1a – 1b
158.3	64(5)	0.69(8)	1	$\frac{19}{2}^+$	$\frac{17}{2}^-$	1b – 1a
161.0	15(5)	—	2	$\frac{11}{2}^+$	$\frac{7}{2}^+$	1b – 1b
169.0	8(4)	1.12(12)	2	$\frac{15}{2}^-$	$\frac{11}{2}^-$	2a – 2a
169.6	10.6(24)	0.75(9)	1	$\frac{35}{2}^-$	$\frac{33}{2}^+$	2a – 2b
183.1	38(9)	0.74(7)	1	$\frac{23}{2}^+$	$\frac{21}{2}^-$	1b – 1a
187.3	49(3)	0.71(7)	1	$\frac{29}{2}^-$	$\frac{27}{2}^+$	1a – 1b
190.0	5.3(15)	0.74(10)	1	$\frac{39}{2}^-$	$\frac{37}{2}^+$	2a – 2b
191.1	38(3)	0.67(7)	1	$\frac{27}{2}^+$	$\frac{25}{2}^-$	1b – 1a
197.8	25.3(37)	0.69(7)	1	$\frac{31}{2}^+$	$\frac{29}{2}^-$	1b – 1a

TABLE VI.4 – Désintégrations  $\gamma$  observées et ordonnées par énergie. Les incertitudes sur l'énergie des transitions sont estimées entre 0.1 et 0.5 keV. Les intensités mesurées dans cette expérience sont données sous condition d'avoir détecté au moins trois événements  $\gamma$  dans la fenêtre de coïncidence. Toutes les intensités indiquent les décroissances “pure  $\gamma$ ” et sont toutes normalisées par rapport à la transition à 123.5 keV. Pour l'intensité totale, on pourra se référer à [DKH<sup>+</sup>88] où les coefficients de conversion sont donnés. Le spin et la parité des états sont donnés avec l'hypothèse d'un état fondamental de spin-parité  $\frac{5}{2}^+$ . <sup>(o)</sup> Le rapport de distribution angulaire est donné en présence d'un doublet non résolu. <sup>(\*)</sup> Transition  $\gamma$  placée de manière provisoire. <sup>(•)</sup> Transition non placée.

$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$R_{ADO}$	$\Delta I$	$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	Localisation
200.3	44(3)	0.89(7)	1	$\frac{21}{2}^+$	$\frac{19}{2}^-$	2b – 2a
200.9	18(2)	–	2	$\frac{13}{2}^+$	$\frac{9}{2}^+$	2b – 2b
201.2	15.7(42)	0.63(10)	1	$\frac{39}{2}^+$	$\frac{37}{2}^-$	1b – 1a
202.7	13.6(27)	0.73(10)	1	$\frac{35}{2}^+$	$\frac{33}{2}^-$	1b – 1a
210.7	1.9(9)	0.65(1)	1	$\frac{43}{2}^-$	$\frac{41}{2}^+$	2a – 2b
213.1	35.1(63)	0.76(7)	1	$\frac{33}{2}^-$	$\frac{31}{2}^+$	1a – 1b
216.6	20(4)	1.03(7)	2	$\frac{15}{2}^+$	$\frac{11}{2}^+$	1b – 1b
222.6	34(3)	0.77(7)	1	$\frac{25}{2}^+$	$\frac{23}{2}^-$	2b – 2a
223.2	–	–	2	$\frac{17}{2}^-$	$\frac{13}{2}^-$	1a – 1a
237.0	30(3)	0.87(8)	1	$\frac{29}{2}^+$	$\frac{27}{2}^-$	2b – 2a
240.5	16.5(35)	0.82(8)	1	$\frac{37}{2}^-$	$\frac{35}{2}^+$	1a – 1b
243.9	14(6)	1.26(9)	2	$\frac{19}{2}^-$	$\frac{15}{2}^-$	2a – 2a
249.5	6(4)	–	2	$\frac{17}{2}^+$	$\frac{13}{2}^+$	2b – 2b
250.0 <sup>(o)</sup>	25(5)	0.80(7)	1	$\frac{33}{2}^+$	$\frac{31}{2}^-$	2b – 2a
250.0 <sup>(o)</sup>	3.4(14)	0.80(7)	1	$\frac{45}{2}^+$	$\frac{43}{2}^-$	2b – 2a
259.5 <sup>(o)</sup>	10.4(29)	0.70(9)	1	$\frac{37}{2}^+$	$\frac{35}{2}^-$	2b – 2a
260.5 <sup>(o)</sup>	6.4(17)	0.70(9)	1	$\frac{41}{2}^+$	$\frac{39}{2}^-$	2b – 2a
268.7	16.1(43)	0.80(9)	1	$(\frac{33}{2}^-)$	$(\frac{31}{2}^+)$	3b – 3a
269.8	7.8(22)	0.64(9)	1	$\frac{41}{2}^-$	$\frac{39}{2}^+$	1a – 1b
276.9	10.7(25)	1.31(8)	2	$\frac{19}{2}^+$	$\frac{15}{2}^+$	1b – 1b
288.4	3.9(9)	1.43(11)	2	$\frac{21}{2}^+$	$\frac{17}{2}^+$	2b – 2b
290.5	15(2)	1.30(7)	2	$\frac{21}{2}^-$	$\frac{17}{2}^-$	1a – 1a
296.8	9.2(26)	0.73(12)	1	$(\frac{29}{2}^-)$	$(\frac{27}{2}^+)$	3b – 3a
300.8	10.5(34)	0.78(10)	1	$(\frac{25}{2}^-)$	$(\frac{23}{2}^+)$	3b – 3a
305.2	19(2)	1.38(9)	2	$\frac{23}{2}^-$	$\frac{19}{2}^-$	2a – 2a
315.2	4.8(9)	1.19(9)	2	$\frac{23}{2}^+$	$\frac{19}{2}^+$	1b – 1b
326.6	4.4(18)	1.15(12)	2	$\frac{25}{2}^+$	$\frac{21}{2}^+$	2b – 2b
331.4	6.5(24)	1.44(11)	2	$(\frac{27}{2}^+)$	$(\frac{23}{2}^+)$	3a – 3a
340.7	8.1(27)	1.31(8)	2	$\frac{25}{2}^-$	$\frac{21}{2}^-$	1a – 1a
348.6	10.8(36)	1.05(10)	2	$\frac{27}{2}^+$	$\frac{23}{2}^+$	1b – 1b
351.0	19.9(54)	1.23(8)	2	$\frac{27}{2}^-$	$\frac{23}{2}^-$	2a – 2a
353.3	11.6(19)	0.82(9)	1	$(\frac{23}{2}^+)$	$\frac{21}{2}^+$	3a – 2b
357.9	8.0(17)	0.79(9)	1	$(\frac{27}{2}^+)$	$\frac{25}{2}^+$	3a – 2b
365.5	9.2(22)	0.75(11)	1	$(\frac{31}{2}^+)$	$\frac{29}{2}^+$	3a – 2b
366.2	9.1(27)	1.60(15)	2	$\frac{29}{2}^+$	$\frac{25}{2}^+$	2b – 2b
371.7	3.4(10)	0.72(10)	1	$(\frac{35}{2}^+)$	$\frac{33}{2}^+$	3a – 2b
373.1	9.3(23)	1.15(9)	2	$(\frac{31}{2}^+)$	$(\frac{27}{2}^+)$	3a – 3a
378.6	9.2(28)	1.29(10)	2	$\frac{29}{2}^-$	$\frac{25}{2}^-$	1a – 1a
386.0	4.6(19)	1.24(11)	2	$\frac{31}{2}^+$	$\frac{27}{2}^+$	1b – 1b
387.7	11(3)	1.48(9)	2	$\frac{31}{2}^-$	$\frac{27}{2}^-$	2a – 2a
400.3	12(3)	1.21(11)	2	$\frac{33}{2}^+$	$\frac{29}{2}^+$	2b – 2b

TABLE VI.5 – Suite de la table VI.4

$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$R_{ADO}$	$\Delta I$	$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	Localisation
(406.1) <sup>(*)</sup>	5.0(35)	1.29(10)	2	$(\frac{35}{2}^+)$	$(\frac{31}{2}^+)$	3a – 3a
411.5	7.1(13)	1.24(8)	2	$\frac{33}{2}^-$	$\frac{29}{2}^-$	1a – 1a
416.9	10.6(25)	1.28(11)	2	$\frac{35}{2}^+$	$\frac{31}{2}^+$	1b – 1b
420.1	8.0(19)	1.44(9)	2	$\frac{35}{2}^-$	$\frac{31}{2}^-$	2a – 2a
428.8	8.8(22)	1.34(10)	2	$\frac{37}{2}^+$	$\frac{33}{2}^+$	2b – 2b
434.7 <sup>(•)</sup>	-	-	-	-	-	-
442.7 <sup>(◦)</sup>	8.5(22)	1.34(9)	2	$\frac{39}{2}^+$	$\frac{35}{2}^+$	1b – 1b
444.4 <sup>(◦)</sup>	9.4(25)	1.34(9)	2	$\frac{37}{2}^-$	$\frac{33}{2}^-$	1a – 1a
450 <sup>(◦)</sup>	3.5(14)	1.34(10)	2	$\frac{39}{2}^-$	$\frac{35}{2}^-$	2a – 2a
452 <sup>(◦)</sup>	3.3(13)	1.34(10)	2	$\frac{41}{2}^+$	$\frac{37}{2}^+$	2b – 2b
455.6	0.8(4)	1.29(15)	2	$\frac{49}{2}^+$	$\frac{45}{2}^+$	2b – 2b
461.9	1.5(9)	1.18(13)	2	$\frac{45}{2}^+$	$\frac{41}{2}^+$	2b – 2b
463.1	5.4(17)	1.13(11)	2	$\frac{43}{2}^+$	$\frac{39}{2}^+$	1b – 1b
471.7	7.2(34)	1.17(12)	2	$\frac{41}{2}^-$	$\frac{37}{2}^-$	1a – 1a
472.5	5.4(21)	1.62(11)	2	$\frac{43}{2}^-$	$\frac{39}{2}^-$	2a – 2a
475.8	1.4(7)	1.52(18)	2	$\frac{47}{2}^-$	$\frac{43}{2}^-$	2a – 2a
(487.9) <sup>(*)</sup>	2.2(10)	1.38(13)	2	$\frac{45}{2}^-$	$\frac{41}{2}^-$	1a – 1a

TABLE VI.6 – Suite de la table VI.5

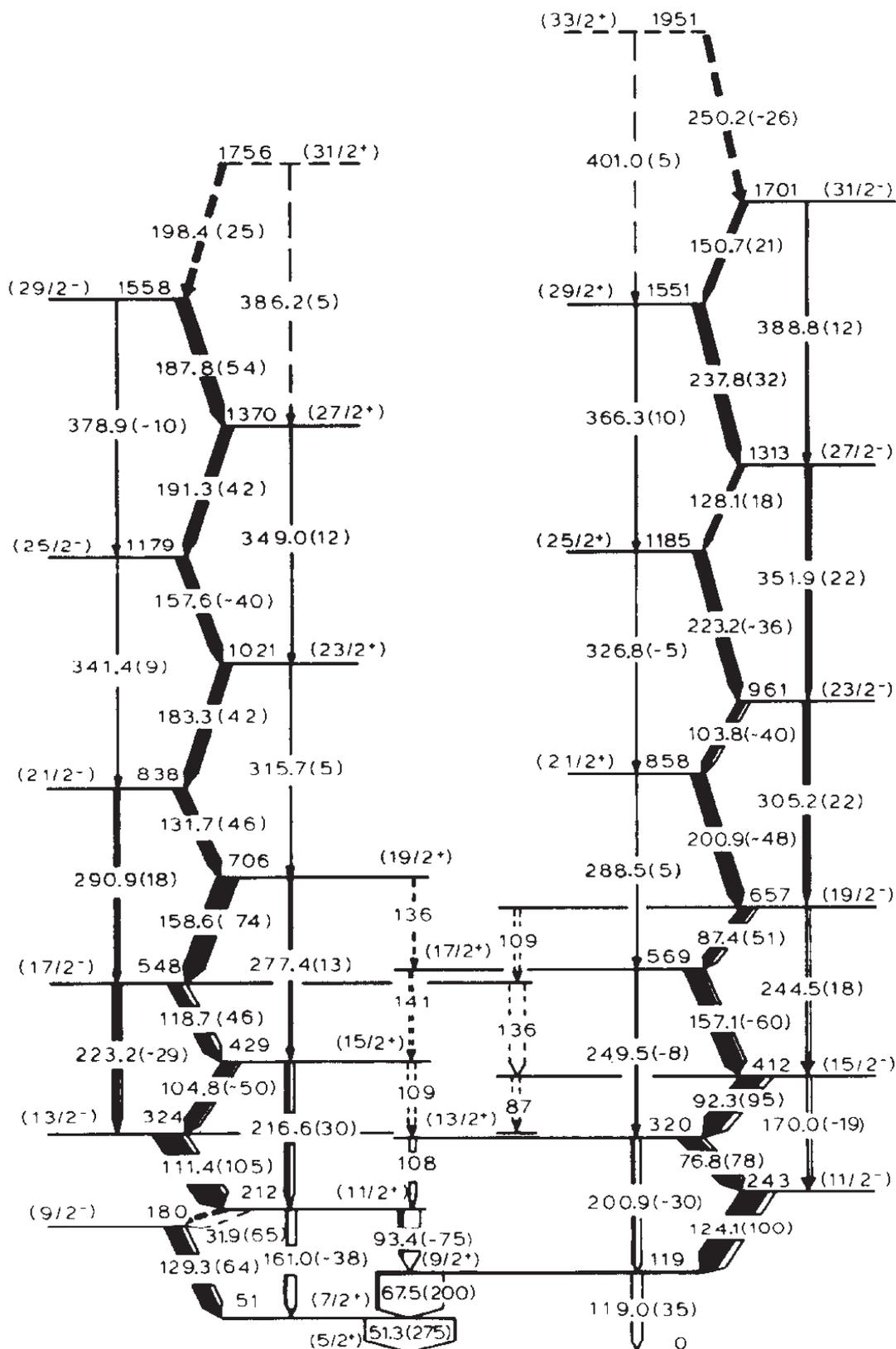


FIGURE VI.5 – Schéma de niveaux du noyau de  $^{223}\text{Th}$  déterminé par M. Dahlinger en 1988 [DKH<sup>+</sup>88]. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité totale des transitions normalisée par rapport à la transition 124.1 keV. La partie noire des flèches est représentative de la pure intensité  $\gamma$  tandis que la largeur de la partie blanche est proportionnelle au coefficient de conversion.

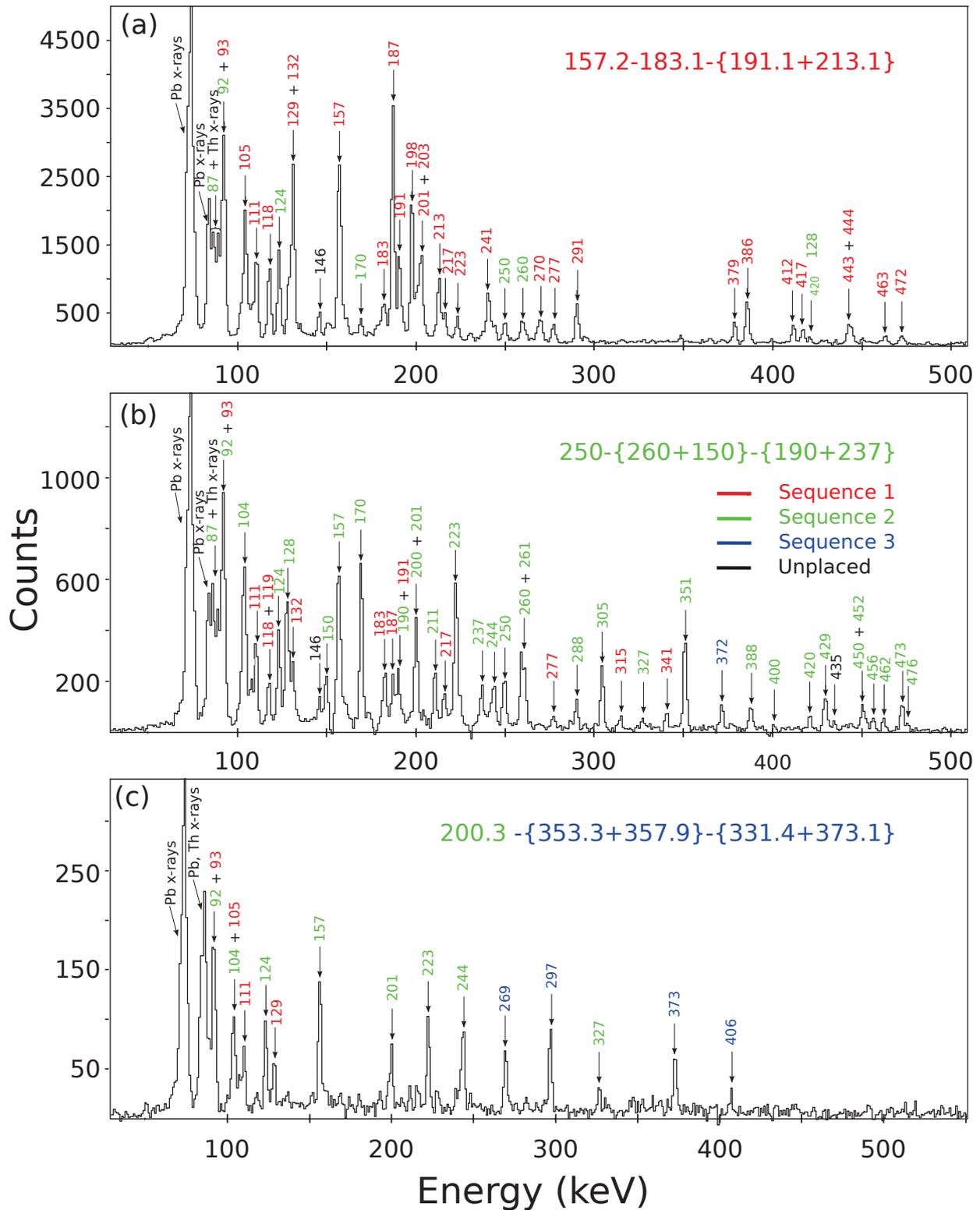


FIGURE VI.6 – Spectres triplement conditionnés représentatifs des transitions à haut spin observées dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Les conditions de coïncidence sont indiquées en haut de chaque spectre. Par exemple le spectre (a) montre les transitions  $\gamma$  en coïncidence avec le jeu de transitions suivante : 157.2 keV et 181.3 keV et (191.1 ou 213.1) keV. Les transitions présentes dans les séquences 1a et 1b sont indiquées en couleur rouge ; les séquences 2a et 2b sont en vert et enfin les nouvelles séquences 3a et 3b en bleu. La présence de transitions de bandes différentes dans chaque spectre s'explique par l'existence de transitions M1 inter-simplex. [MAC<sup>+</sup> 17]

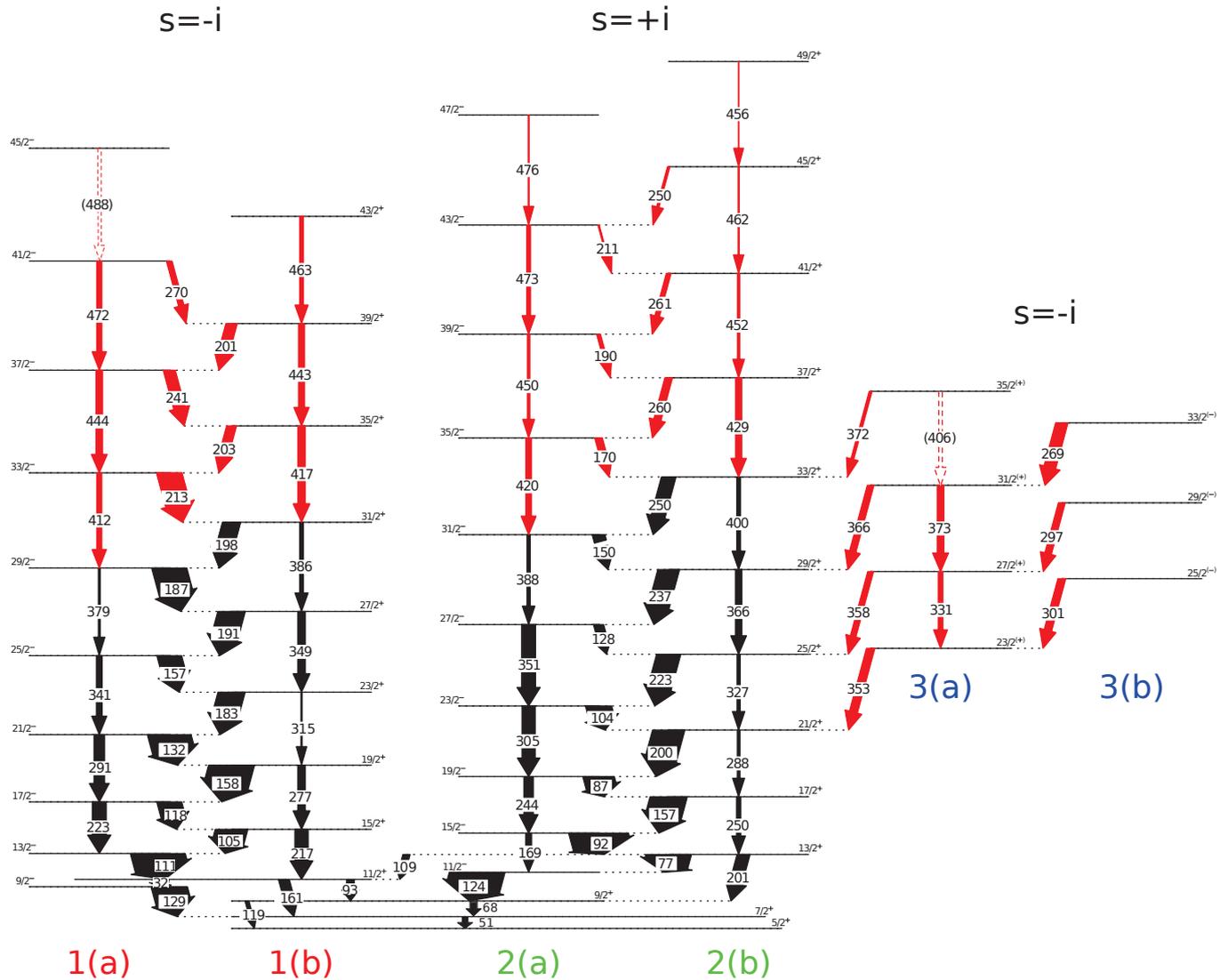


FIGURE VI.7 – Schéma de niveaux déterminé par spectroscopie  $\gamma$  par la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 3n)^{223}\text{Th}$ . La largeur des flèches représente l'intensité des transitions. Les nouvelles transitions observées dans ce travail sont colorées en rouge. Les deux principales bandes de parité alternée sont distinguées en quatre séquences labellées 1a, 1b pour la bande simplex  $s = -i$  et 2a, 2b pour la bande de simplex  $s = +i$  (chaque séquence à une parité fixée). Pour la structure non-yrast, la notation est similaire, les séquences sont labellées 3a et 3b. La parité et le spin insi-qué pour les états de ce schéma sont basés sur l'hypothèse d'un état fondamental de spin-parité  $\frac{5}{2}^+$ . Chacune des deux bandes principales contiennent des transitions E1 inter-séquences et des transitions E2 intra-séquence. Des transitions M1 intenses relient les deux bandes principales mais ne sont pas représentées car elles n'ont pas pu être identifiées par spectroscopie  $\gamma$  [MAC<sup>+</sup>17].

### VI.3 Quelques mots sur la collectivité octupolaire dans les isotopes de Thorium

Comme nous avons pu le voir en introduction (Section V.2.2), la déformation octupolaire n'a aucune raison de rester constante en fonction de différents paramètres comme le nombre de nucléons, la fréquence de rotation ou bien le spin. Cette Section se focalisera sur la discussion du comportement collectif des actinides légers et plus spécialement des isotopes de  $^{220-230}\text{Th}$ . Elle aura aussi pour but de replacer les résultats sur le noyau de  $^{223}\text{Th}$  dans le contexte de la collectivité octupolaire dans cette région de masse.

En ce qui concerne les isotopes de thorium, des calculs récents prédisent une évolution très rapide de forme dans l'état fondamental [L<sup>+</sup>16]. Comme le montre la Figure VI.8, le plus léger,  $^{220}\text{Th}$ , a une forme sphérique ; avec seulement deux neutrons de plus,  $^{222}\text{Th}$  présente un minimum absolu quadrupolaire, et un puits secondaire octupolaire ; le minimum octupolaire s'accroît au détriment du puits quadrupolaire pur, jusqu'au  $^{228}\text{Th}$ . (NB : on appellera simplement "octupolaire" le minimum situé à  $(\beta_2 \neq 0, \beta_3 \neq 0)$ , bien que la contribution  $\beta_2$  en fasse plus précisément une déformation "quadrupolaire-octupolaire".) Ces calculs mettent en avant le fait que le noyau de  $^{224}\text{Th}$  se trouve au cœur d'une double transition de forme de sphérique à quadrupolaire, puis de quadrupolaire à octupolaire. Les calculs de [AAR16] ont aussi permis de calculer la quantité  $|\Delta E_{oct}|$  qui donne le gain en énergie de liaison grâce au degré octupolaire qui est maximal pour les isotopes  $N = 136 - 138$ . Les données expérimentales, quant à elles, suggèrent que les effets maximaux de déformation octupolaire prennent place autour de  $N = 136$  dans les isotopes de Thorium [BN96]. Par ailleurs, les données expérimentales F et calculs théoriques s'accordent pour dire que les effets de la déformation octupolaire dans les actinides sont maximaux dans les isotopes de thorium. Le scénario de l'évolution de la déformation quadrupole-octupole dans les isotopes de thorium est le suivant :

- (i)  $^{220}\text{Th}$  est quasi-sphérique mais possède un degré de liberté de vibration quadrupolaire ;
- (ii)  $^{222}\text{Th}$  est quadrupolaire mou, avec un puits secondaire octupolaire ;
- (iii) à partir de  $^{224}\text{Th}$  ( $N \geq 134$ ), le puits octupolaire devient le minimum absolu ;
- (iv)  $^{226}\text{Th}$  présente une surface de potentiel caractéristique d'une déformation octupolaire quasi-statique ;
- (v) au delà de  $^{226}\text{Th}$  ( $N \geq 136$ ), le caractère statique de la déformation suivant  $\beta_3$  est peu à peu gommé ce qui permet au noyau d'explorer le degré de vibration octupolaire.

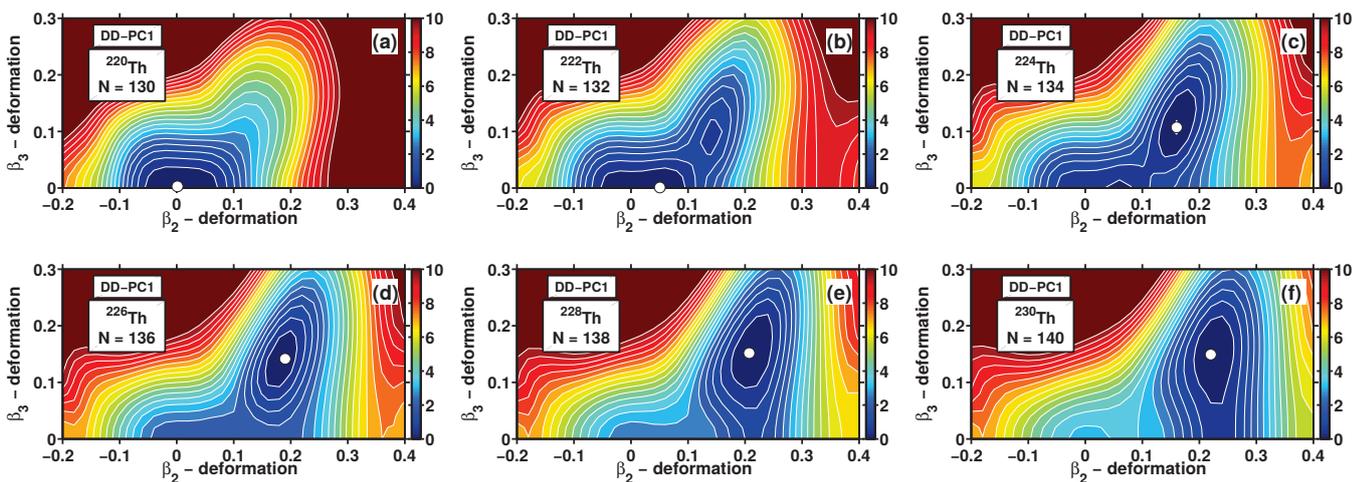


FIGURE VI.8 – Surfaces d'énergie potentielle pour les isotopes de thorium dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$ . La pastille blanche indique le minimum d'énergie absolue. L'écart entre les lignes équipotentiellles est de 0.5 MeV. Les modèles utilisés dans ces calculs sont décrits dans [AAR16].

Pour la suite, il est utile de rappeler certains aspects de la symétrie dans les noyaux octupolaires et leurs implications sur le schéma de niveaux. Plusieurs auteurs ont traité ce sujet, montrant comment les brisures successives de symétrie amènent à l'apparition de nouveaux niveaux carac-

téristiques [BN96][Fra01] (voir aussi Figure V.17 Section V.2.2). Par exemple, un noyau en forme de poire comporte deux plans de symétrie perpendiculaires l'un à l'autre ; si le moment angulaire est perpendiculaire à un de ces plans, la symétrie  $\mathcal{S} = \mathcal{P}\mathcal{R}_z(\pi)$  est respectée et les bandes peuvent être labellées par leur simplex. Si maintenant le moment angulaire total du noyau a une composante  $K$  non-nulle sur l'axe de symétrie du noyau, il n'est plus perpendiculaire à un des deux plans et la symétrie  $\mathcal{S}$  n'est plus respectée. Cela aura pour conséquence de dédoubler les niveaux (voir dernier encart Figure V.17) si bien que deux bandes de parité alternée sont attendues à la même énergie formant des doublets de parité quasi dégénérés. Ce cas-là est souvent observé pour les noyaux impairs où la combinaison du moment angulaire du cœur et du nucléon célibataire a pour effet d'incliner l'axe de rotation du noyau et de briser la symétrie. Le nombre quantique  $K$  est utilisé ici même s'il n'est pas démontré que la forme respecte la symétrie axiale [RJF<sup>+</sup>14]. En résumé, le comportement des niveaux d'un noyau impair est le même que celui d'un noyau pair-pair sauf que tous les niveaux sont dédoublés.

Cependant nous avons vu que les noyaux présentant une déformation octupolaire ne se comporte pas en général comme des octupoles rigides. La relation entre comportement des niveaux (ou des bandes de simplex donné) et nature de la collectivité octupolaire n'est pas triviale. On peut néanmoins envisager deux modes extrêmes qui vont nous permettre de comprendre de manière qualitative la "naissance" des bandes parité alternée.

Le premier mode est rattaché à la description d'un noyau à déformation octupolaire permanente (octupole statique). Dans ce cas les niveaux s'arrangent à la manière de la molécule  $HCl$ . La composante du moment angulaire alignée sur l'axe de rotation  $i_x^+$  de la bande de parité positive est égale à la composante  $i_x^-$  de la bande de parité négative et sont toutes deux égales au moment angulaire du cœur  $R$ . On a alors  $\Delta i_x = i_x^+ - i_x^- = 0$  [But16]. L'autre correspond à un noyau présentant des vibrations octupolaires qui se couplent à la rotation d'un cœur quadrupolaire. Les vibrations octupolaires peuvent être modélisées par un phonon octupolaire ayant un moment angulaire  $L = 3\hbar$  et de projection  $K^\pi = 0^-$  ; ce qui donne naissance à la bande de parité négative. Si le moment angulaire du phonon est parfaitement aligné avec  $R$  alors on obtient  $\Delta i_x = 3\hbar$ . Des mesures de  $\Delta i_x$  illustrant ce mode sont données en Figure V.26 pour les isotopes de radon. Ce dernier mode est prépondérant pour les noyaux dont la barrière reliant les deux formes  $(\beta_3, -\beta_3)$  n'est pas franche. On pourrait anticiper ce mode pour le noyau de  $^{228}Th$  pour lequel la déformation suivant  $\beta_3$  est molle (voir Figure VI.8).

Ces différents comportements de la collectivité octupolaire dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$  ont des conséquences sur les caractéristiques des bandes rotationnelles dans le plan  $(I_i, \hbar\omega)$  (spin, fréquence de rotation). Une compilation des spins en fonction de la fréquence de rotation est donnée en Figure VI.9 pour plusieurs isotopes de thorium ainsi que leurs isotones chez les radium. Afin d'analyser de manière qualitative les courbes obtenues, les surfaces équipotentielles sont données pour chaque noyau. Pour les deux chaînes de noyaux, on observe une nette progression du caractère statique en fonction du nombre de neutrons. Pour les noyaux de  $^{220}Th$  et  $^{218}Ra$ , la fréquence de rotation est pratiquement constante ( $\hbar\omega \simeq 0.21$  MeV) et cela implique que le noyau n'est pas contraint à tourner vite pour gagner du moment angulaire. Cette image est en accord avec la présence de vibrations autour de la forme sphérique qui ont comme conséquence l'espace quasi-constant des niveaux dans les bandes [RCM<sup>+</sup>06]. L'interprétation théorique du comportement des niveaux de ces noyaux reste un challenge puisque de multiples croisements de bandes (zig-zag du spin en fonction de  $\hbar\omega$ ) prennent place dans une plage de fréquence faible. Le noyau de  $^{220}Th$  est considéré comme étant à la frontière entre un noyau sphérique présentant des excitations de particules individuelles, et un noyau présentant une certaine collectivité quadrupolaire et octupolaire. Comme le suggèrent les surfaces potentielles des isotopes de  $^{222,224}Th$  et  $^{220,222}Ra$  (où le minimum absolu correspond à une déformation quadrupolaire ou octupolaire), ces noyaux vont avoir une déformation permanente qui se caractérisera par l'évolution régulière du spin en fonction de la fréquence de rotation. Le caractère statique de la déformation octupolaire est ensuite renforcé dans les isotones  $N = 136$  par l'augmentation de la barrière de potentiel suivant la droite d'équation  $\beta_3 = 0$ .

L'image des bandes rotationnelles-vibrationnelles de S. G. Frauendorf peut aussi servir d'interprétation au comportement relatif de la bande de parité négative par rapport à celle de parité

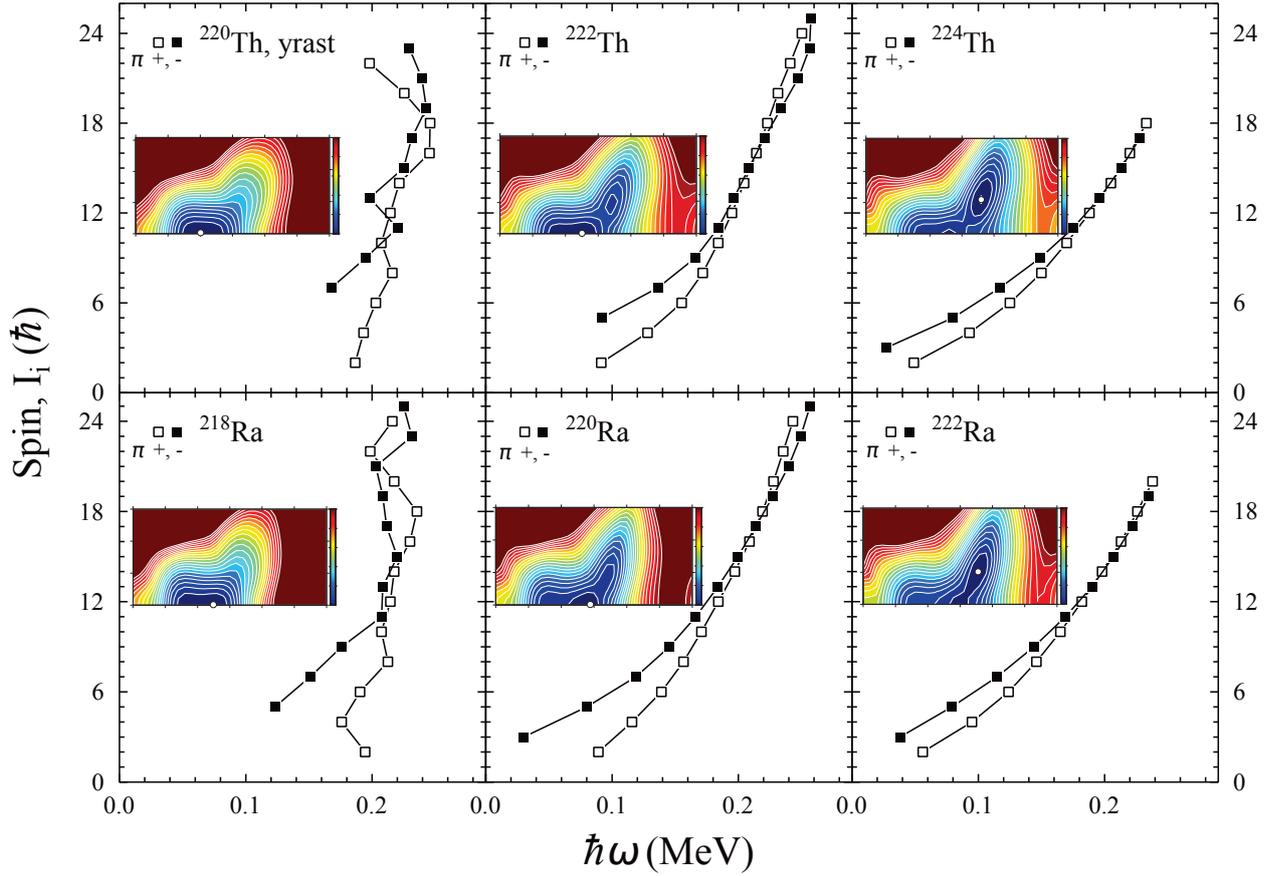


FIGURE VI.9 – Spin en fonction de la fréquence de rotation pour les séquences yrast des isotopes pair-pair  $^{220,220,224}\text{Th}$  ainsi que leurs isotones de radium respectifs. Les états de parité négative et de parité positive sont représentés par des symboles pleins et vides respectivement. Les données pour les noyaux de  $^{218,220}\text{Ra}$  sont tronquées à partir du spin 25. Figure issue de [RJF<sup>+</sup>14] et surfaces potentielles de [AAR16].

positive dans le plan  $(I_i, \hbar\omega)$ . Tout d'abord on remarque que la bande de parité négative porte plus de moment angulaire que son homologue de parité positive ce qui soutient l'hypothèse que la bande de parité négative est construite sur un état de phonon octupolaire aligné avec  $L = 3\hbar$ . Le lecteur peut se référer aux schémas de niveaux des isotopes sur l'ENSDF [ENS17] ou bien [RCM<sup>+</sup>06] ( $^{220}\text{Th}$ ), [SCS<sup>+</sup>95] ( $^{222}\text{Th}$ ), [SEH<sup>+</sup>86] ( $^{224}\text{Th}$ ), [NPRT83] ( $^{218}\text{Ra}$ ), [SCS<sup>+</sup>95] ( $^{220}\text{Ra}$ ), [CHA<sup>+</sup>99] ( $^{222}\text{Ra}$ ). En effet, pour un système rigide en rotation l'énergie est reliée au moment d'inertie par la formule  $E = \frac{\omega^2 J}{2}$ , mais si des vibrations sont possibles l'énergie prend la forme  $E_n = \hbar\Omega_3(n + 1/2) + \frac{\omega^2 J}{2}$  et alors une bande rotationnelle bâtie sur un état vibrationnel aura une énergie plus grande à bas spin. L'évolution à plus haut spin est interprétée par le croisement de la bande  $(\pi = -, n = 1)$  avec un phonon aligné avec la bande  $(\pi = +; n = 0)$  qui devient à son tour énergétiquement favorable. Ensuite les croisements entre les bandes  $(\pi = +, n = 0)$  et  $(\pi = +, n = 2)$  puis  $(\pi = -, n = 1)$  et  $(\pi = -, n = 3)$  qui mixent les états de même parité sont responsables du croisement des bandes de parité négative et positive dans le plan  $(I_i, \hbar\omega)$ . Pour les isotopes plus lourds ( $134 \leq N \leq 138$ ), la synchronisation progressive du moment angulaire et de la fréquence de rotation indique l'apparition du caractère statique de la déformation. L'interprétation traditionnelle, qui consiste à considérer que la rotation stabilise la déformation et supprime l'effet tunnel entre les deux formes octupolaires reliées par l'opération de parité  $\mathcal{P}$ , est ici utilisable [Fra08] puisque les deux bandes finissent par former la séquence caractéristique de la molécule HCl.

Cette discussion nous a amené à parler des isotopes pair-pair dans la région des actinides lé-

gers. Cependant le noyau d'étude de cette thèse comporte un nombre impair de neutrons. C'est pourquoi nous allons maintenant discuter des conséquences de la présence d'une particule célibataire au sein du noyau. Nous commencerons par discuter des indices théoriques qui nous permettent d'extrapoler les caractéristiques des corrélations octupolaires dans les noyaux pair-pair aux noyaux pair-impair puis nous comparerons l'évolution du spin en fonction de la fréquence de rotation pour des noyaux ayant nombres de masse adjacents.

Considérons d'abord le cas d'un noyau pair-pair. Si on ne tient pas compte de l'appariement, la configuration du noyau dans son état fondamental est décrite par l'occupation de toutes les orbitales individuelles de plus basse énergie, jusqu'à la surface de Fermi (voir Figure VI.10 cas sans appariement). L'occupation des niveaux est alors exactement définie : le cœur est formé de tous les fermions appariés et le taux d'occupation de la dernière orbitale est 1, toutes celles situées au-dessus ont un taux d'occupation nul. Si l'on prend maintenant en compte l'interaction d'appariement, on introduit une interaction résiduelle qui aura pour effet de mixer les orbitales situées aux alentours du niveau de Fermi. Par conséquent, l'état propre du système sera une combinaison des états propres du modèle considéré. D'un point de vue théorique, cela revient à introduire une partie non diagonale dans l'Hamiltonien  $\hat{V}_{Res}$  (voir Section V.1.2.5). Des paires de nucléons vont pouvoir diffuser aux alentours de la surface de Fermi et plus les orbitales sont proches et nombreuses, plus les niveaux sont mixés et la surface de Fermi diffuse.

Pour un noyau comportant un nombre de neutrons impair, le nucléon de valence occupe le dernier état disponible proche de la surface de Fermi. La diffusion d'une paire dans cette orbitale est alors interdite : c'est l'effet de "blocking". Cela aura pour conséquence de réduire l'interaction résiduelle l'interaction. On s'attend à ce que l'influence de l'appariement soit réduite dans les noyaux de masse impaire par rapport à ceux de masse paire.

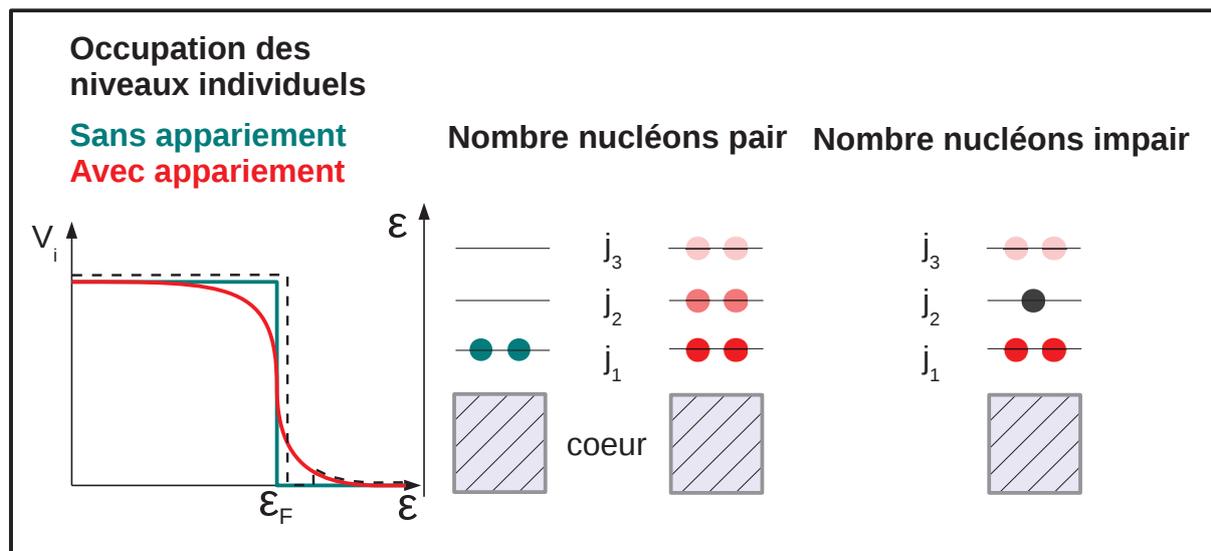


FIGURE VI.10 – Représentation schématique de l'effet d'appariement dans les noyaux pairs, et de l'effet de "blocking" dû au nucléon célibataire occupant une orbitale de valence. Figure adaptée de [Duc16].

Afin de comprendre comment l'intensité de l'interaction de pairing affecte les surfaces d'énergie, S. E. Agbemava et A. V. Afanasjev et P. Ring [AAR16] ont réalisé des calculs faisant intervenir un facteur d'échelle  $f$  représentant l'intensité de l'interaction d'appariement. Le but est d'étudier l'impact du facteur  $f$  sur l'énergie relative des minima localisés à  $(\beta_2 \neq 0; \beta_3 = 0)$  et  $(\beta_2 \neq 0; \beta_3 \neq 0)$ . L'impact de ce facteur sur la topologie des surfaces est donné pour le noyau de  $^{224}\text{Th}$  en Figure VI.11. Les auteurs en déduisent que les deux minima locaux existent (minimum quadrupolaire et octupolaire) pour la plage du facteur d'échelle  $f$  étudié et que la topologie générale des surfaces reste globalement la même. Cependant deux caractéristiques retiennent leur attention : lorsque la force de pairing augmente,

(i) la barrière de potentiel entre les deux minima ( $\beta_2 \simeq 0.05$  et  $\beta_3 = 0$ ) et ( $\beta_2 \simeq 0.15$  et  $\beta_3 \simeq 0.12$ ) s'abaisse lorsque la force de pairing augmente ;

(ii) le minimum absolu passe du puits octupolaire à l'autre puits devenu sphérique (le puits quadrupolaire s'étant déplacé vers  $\beta_2 = 0$ ).

Il est d'ailleurs bien connu qu'un appariement important favorise les formes sphériques. Une compilation de l'impact du facteur d'échelle  $f$  sur le gain en énergie de liaison due à la déformation octupolaire (quantité  $\Delta E_{oct}$ ) est donnée en Figure VI.12 pour les isotopes de Thorium. Un tableau récapitulatif des déformations quadrupolaire et octupolaire pour la chaîne isotopique du thorium est aussi donné en Figure VI.13. La valeur maximale  $|\Delta E_{oct}| = 1.999$  MeV calculée pour le noyau de  $^{226}Th$  est le plus grand gain en énergie de liaison de toute la région étudiée par les auteurs [AAR16] (voir carte V.21).

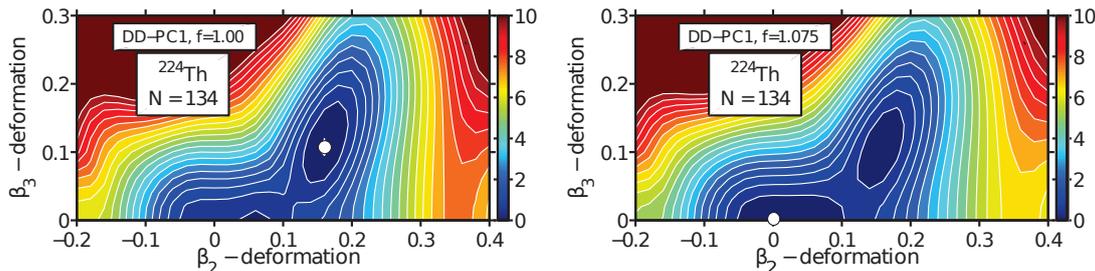


FIGURE VI.11 – Surfaces d'énergie potentielle pour le noyau de  $^{224}Th$  dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$  pour différentes valeurs du facteur  $f$  représentant l'intensité de la force de pairing. La force de pairing défavorise la déformation octupolaire [AAR16].

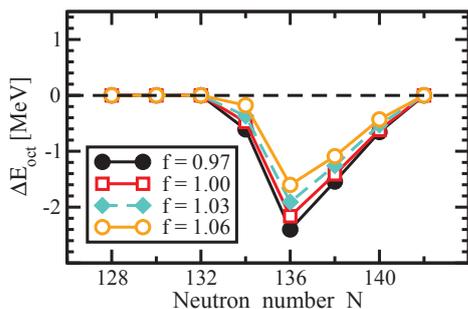


FIGURE VI.12 – Impact du facteur d'échelle  $f$  sur le gain énergie de liaison due à la déformation octupolaire  $|\Delta E_{oct}|$  [AAR16].

N	A	$\beta_2$	$\beta_3$	$ \Delta E_{oct} $
130	220	-	-	-
131	221	0.101	0.090	-
132	222	-	-	-
133	223	0.118	0.106	-
134	224	0.167	0.112	0.491
135	225	0.137	0.108	-
136	226	0.186	0.137	1.999
138	228	0.214	0.154	1.402
140	230	0.224	0.152	0.642
142	232	0.234	0.141	0.025
146	236	0.261	0.054	0.039

FIGURE VI.13 – Tableau récapitulatif des déformations  $(\beta_2, \beta_3)$  et  $|\Delta E_{oct}|$  dans la chaîne isotopique des thorium d'après les données extraites de [AAR16] (A pair) et [CN91] (A impair).

Dans les noyaux impairs, on peut s'attendre à une accentuation du caractère octupolaire établi chez leur voisins pairs-pairs. En effet, l'appariement qui tend à atténuer l'octupolarité y est plus faible. Ceci devrait se traduire par une barrière de potentiel plus importante entre les deux minima octupolaires à  $\pm\beta_3$ . La déformation devrait donc être plus statique et le noyau plus stable dans une configuration octupolaire.

La Figure VI.14 donne une comparaison des bandes yrast dans les isotopes de  $^{221,222}Th$  et  $^{223,224}Th$  ainsi que leurs isotones respectifs de radium. Le spin en fonction de la fréquence de rotation est comparé pour chaque isotope impair à son voisin pair-pair d'une unité de masse

supplémentaire. Le but de ces comparaisons est de présenter l'évolution générale du spin dans les isotopes impairs. En effet, le comportement de ceux-ci se rapproche plus facilement d'une évolution lente du spin— ce qui est caractéristique de leurs voisins pair-pair plus lourds. Ces comportements semblent aussi valider l'hypothèse d'une déformation plus rigide dans les isotopes impairs si toutefois on considère la même évolution des surfaces potentielles en fonction du spin d'un isotope pair à impair.

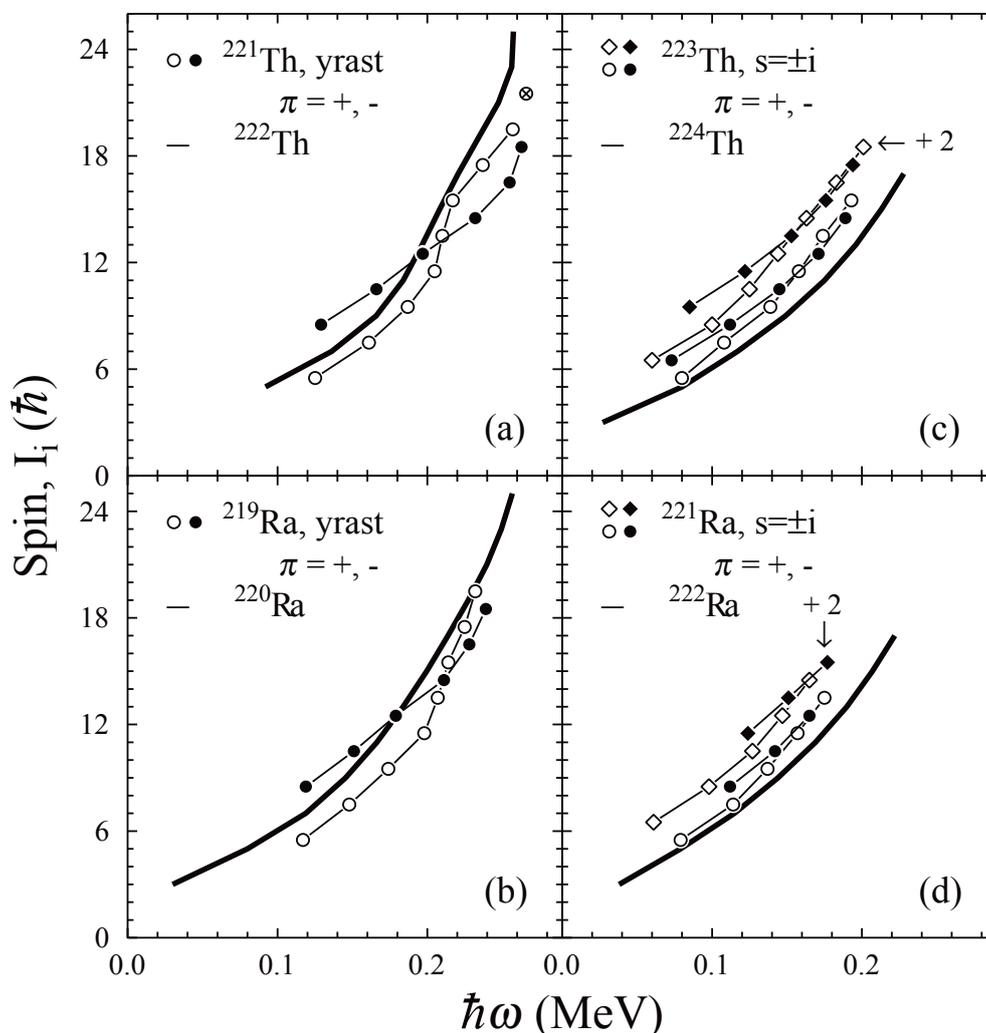


FIGURE VI.14 – Spin  $I_i$  en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega$  pour les séquences yrast des isotones  $^{221}\text{Th}$  et  $^{219}\text{Ra}$  [(a) et (b)] et pour les isotones  $^{223}\text{Th}$  et  $^{221}\text{Ra}$  [(c) et (d)]. Les états de parité positive et de parité négative sont représentés par des symboles respectivement vides et pleins. Pour les noyaux de  $^{223}\text{Th}$  et  $^{221}\text{Ra}$ , les spins des bandes rotationnelles de simplex  $s = +i$  sont représentés avec un offset de 2 pour plus de clareté. L'absence de la bande de simplex  $+i$  dans  $^{221}\text{Th}$  et  $^{219}\text{Ra}$  est discutée dans le texte. Les nouvelles mesures effectuées sur le noyau de  $^{223}\text{Th}$  ne sont pas représentées ici. Figure issue de [R.JF<sup>+</sup>14].

Les moments d'inertie cinématiques  $J^{(1)}(\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1})$  calculés pour plusieurs isotopes de thorium ainsi que pour leurs isotones de radium sont représentés en Figure VI.15. Les isotopes pair-impair présentent souvent un moment d'inertie plus élevé que leurs voisins pairs-pairs à cause du neutron célibataire non apparié [DKH<sup>+</sup>88]. Dans cette région de masse, plusieurs noyaux présentent un upbending dans leurs moments d'inertie :  $^{219}\text{Ra}$ ,  $^{221}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ . Certains présentent aussi un backbending comme les noyaux de  $^{218}\text{Ra}$ ,  $^{220}\text{Th}$ ,  $^{221}\text{Th}$ , et récemment le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Ils ne sont pas tous représentés sur la Figure VI.15 ; on pourra se référer à [DKH<sup>+</sup>88][CN91] pour plus de détails sur les actinides pairs-pairs. L'interprétation de ces sauts dans le moment

d'inertie est souvent associées à des brisures de paire, correspondant à des croisements de bandes où le noyau va adopter une configuration énergétiquement favorable. Nous allons dans la suite discuter de ces aspects dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  en confrontant les données expérimentales aux calculs théoriques effectués dans cette région.

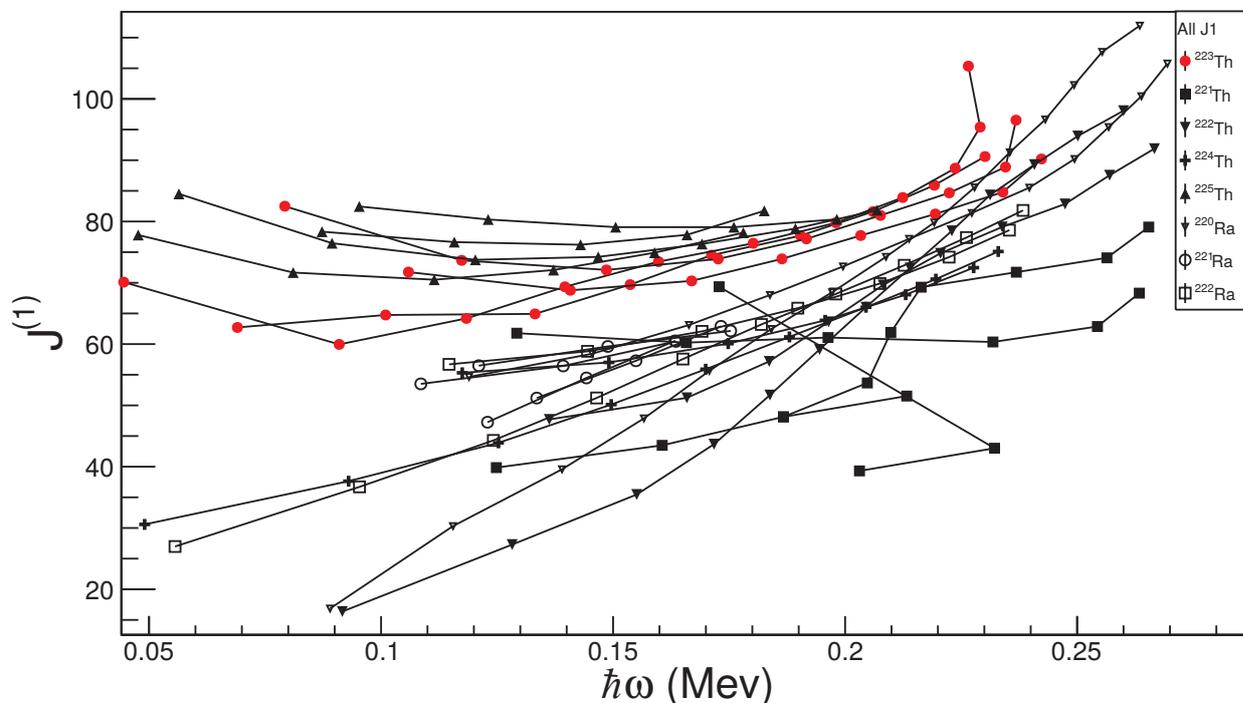


FIGURE VI.15 – Moments d'inertie cinématiques pour plusieurs isotopes de thorium et de radon. Les noyaux de  $^{221,223}\text{Th}$  sont les seuls dans la région des actinides légers à présenter un backbending dans leur moment d'inertie (en omettant le comportement irrégulier des noyaux de  $^{218}\text{Ra}$  et  $^{220}\text{Th}$ , à symétrie sphérique; voir Figure VI.9). Données expérimentales issues de [DKH<sup>+</sup> 88][THD<sup>+</sup> 13] ( $^{221}\text{Th}$ ), [WDL<sup>+</sup> 83][SCS<sup>+</sup> 95] ( $^{222}\text{Th}$ ), [SEH<sup>+</sup> 86] ( $^{224}\text{Th}$ ), [HTB<sup>+</sup> 90] ( $^{225}\text{Th}$ ), [SCS<sup>+</sup> 95] ( $^{220}\text{Ra}$ ), [JNMR<sup>+</sup> 91] ( $^{221}\text{Ra}$ ), [CHA<sup>+</sup> 99] ( $^{222}\text{Ra}$ ).

## VI.4 Nouveaux aspects sur la structure du noyau de $^{223}\text{Th}$

Après avoir discuté de la collectivité octupolaire dans les noyaux de thorium et radium, nous allons nous intéresser plus spécialement au noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Nous avons vu dans la Section VI.2.2.2 que le schéma de niveaux a été considérablement étendu et qu'une nouvelle bande a été découverte. Il s'agit maintenant de mettre la lumière sur ce noyau et de donner des interprétations physiques sur sa structure à partir des niveaux d'excitation observés.

Comme nous l'avons mentionné auparavant, le schéma de niveaux que nous avons obtenu pour le  $^{223}\text{Th}$  s'organise en 3 bandes :

- deux d'entre elles, déjà connues, forment la structure yrast caractéristique des noyaux octupolaires impairs : deux bandes quasi dégénérées de parité alternée, formant des doublets de parité. Nous présenterons plus tard comment nous avons observé pour la première fois dans cette structure des indices de transition de forme.
- la troisième bande, qui était jusqu'ici inconnue, forme une structure non yrast dont nous allons discuter maintenant.

### VI.4.1 Structure non yrast de $^{223}\text{Th}$ : particularité des bandes $K = 1/2$ .

Dans les noyaux octupolaires impairs, la symétrie  $\mathcal{S} = \mathcal{P}\mathcal{R}_z$  est brisée par une valeur non nulle de  $K$ . On s'attend alors à observer le dédoublement de la bande de parité alternée typique des noyaux octupolaires pair-pairs. C'est effectivement la structure que présentent par exemple les noyaux de  $^{223}\text{Th}$  et  $^{225}\text{Th}$  [HTB<sup>+</sup>90] et  $^{221}\text{Ra}$  [JNMR<sup>+</sup>91]. Les bandes yrast de ces noyaux ont toutes été assignées comme étant construites sur une configuration  $K \geq 3/2$ . On considère que la structure non-yrast du  $^{221}\text{Th}$  est basée sur la même configuration  $K = 5/2$  que la structure yrast du  $^{223}\text{Th}$  [RJF<sup>+</sup>14] ; elle présente également ce dédoublement de bande. En revanche, la structure yrast du  $^{221}\text{Th}$  ne présente qu'une seule bande de parité alternée. Cette particularité se retrouve dans les noyaux de  $^{227}\text{Th}$  [HJB<sup>+</sup>02],  $^{219}\text{Ra}$  [WFNR<sup>+</sup>92] et  $^{225}\text{Ra}$  [SJJR89]. En effet, pour ces noyaux, la structure yrast est basée sur une configuration  $K = 1/2$ . W. Reviol et al. [RJF<sup>+</sup>14] interprètent cet aspect en distinguant deux groupes de noyaux :

(i) les noyaux pair-pairs et les noyaux impairs de faible  $K$  ( $K = 1/2$ ), pour lesquels le simplex est un bon nombre quantique, donnant lieu à une seule bande de parité alternée ;

(ii) les noyaux impairs à plus forte valeur de  $K$  ( $K \geq 3/2$ ) pour lesquels la brisure de la symétrie  $\mathcal{S}$  donne lieu au dédoublement de cette bande.

Les deux nouvelles séquences non-yrast que nous avons identifiées dans la structure du  $^{223}\text{Th}$  (labellées 3a et 3b dans la Figure VI.7) forment une seule bande de parité alternée. Par analogie avec les observations précédentes, il est donc envisageable que cette structure soit construite sur une tête de bande  $K = 1/2$ . Cette hypothèse est confirmée par des calculs de champ moyen prenant en compte l'asymétrie par réflexion [CN91]. Dans cet article, les excitations individuelles à une particule sont données pour les isotopes de  $^{221-227}\text{Th}$  : elles sont associées à une énergie d'excitation  $E^*$  et un nombre quantique  $K$ . Pour le noyau de  $^{221}\text{Th}$ , on remarque que l'état fondamental correspond à  $K = 1/2$ , et le premier état d'excitation individuel à ( $K = 5/2$ ,  $E^* = 186$  keV). Pour le noyau de  $^{223}\text{Th}$ , ces deux niveaux se sont inversés : l'état fondamental correspond à  $K = 5/2$ , et le premier état d'excitation individuelle à  $K = 1/2$  ( $E^* = 85$  keV) et le second à ( $K = 3/2$ ,  $E^* = 247$  keV).

Une autre façon d'étudier l'organisation des différentes séquences apparaissant dans le schéma de niveau des noyaux octupolaires consiste à représenter l'énergie relative  $E_{rel} = E(I, s = +i) - E(I, s = -i)$  : cette quantité permet de comparer pour un spin donné l'énergie des états de simplex  $\pm i$ . Elle a pour vocation de caractériser la présence de doublets de parité. Lorsque deux bandes forment un doublet de parité quasi-dégénéré, que l'on peut attribuer à une brisure de la symétrie  $\mathcal{S}$ ,  $E_{rel}$  est proche de zéro ; une bande isolée comme celle associée à  $K=1/2$  se trouve

quant à elle en décalage. C'est ce que montre la systématique représentée sur la Figure VI.16. On peut notamment y observer le comportement de la structure non-yrast du  $^{221}\text{Th}$ , qui suggère à nouveau que cette bande est construite sur un état  $K = 1/2$ .

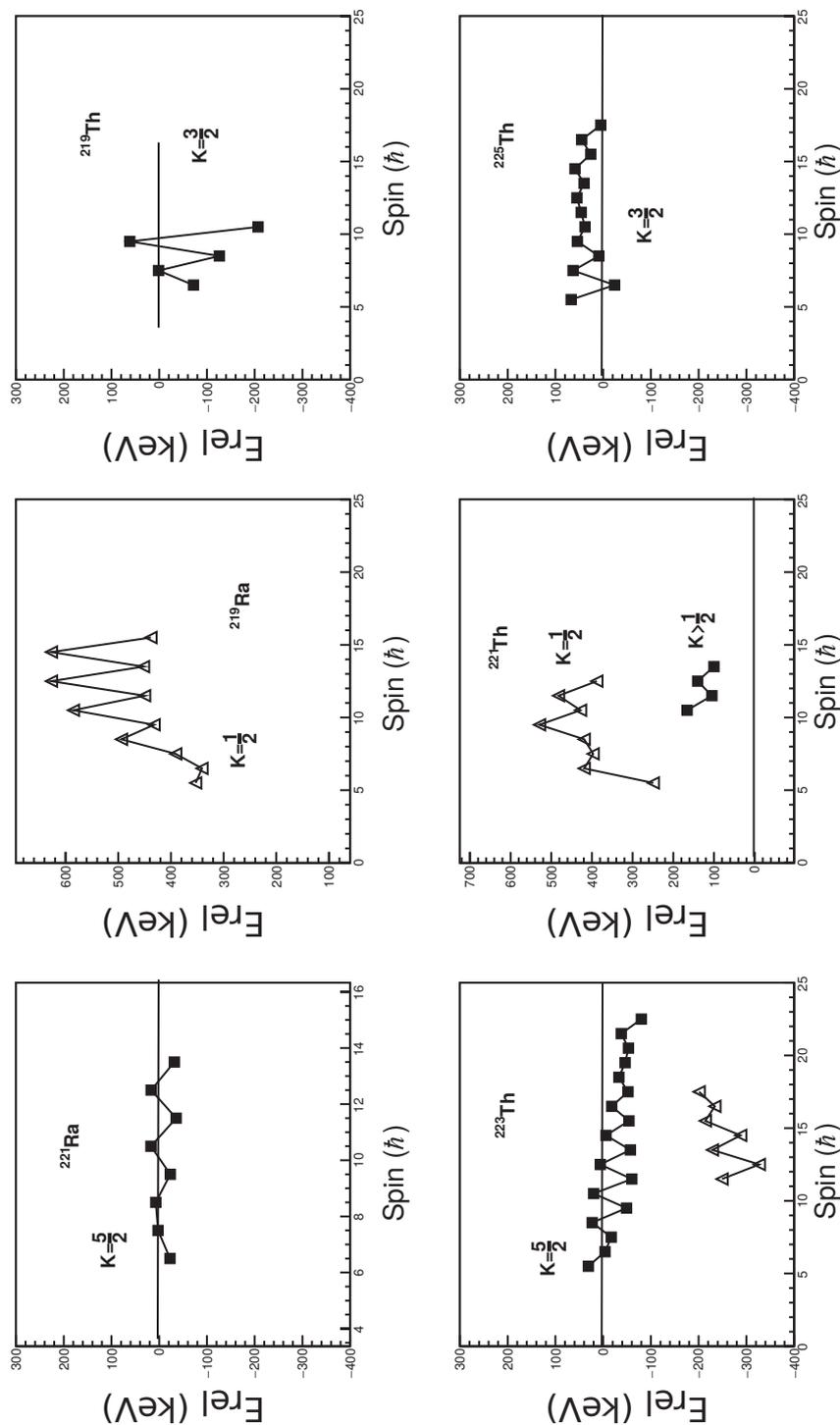


FIGURE VI.16 – Systématiques des énergies relatives  $E_{rel} = E(s = +i) - E(s = -i)$  pour les isotopes impairs  $^{219-225}\text{Th}$  ainsi que deux de leurs isotones,  $^{219,221}\text{Ra}$ . Carrés : séquences associées en doublets de parité. Triangles : séquences basées sur une configuration  $K = 1/2$ . Seules les bandes fondamentales des noyaux de  $^{221}\text{Th}$  et  $^{219}\text{Ra}$  sont identifiées comme étant des structures  $K = 1/2$ .

### VI.4.2 Caractérisation octupolaire des différentes séquences

Afin de caractériser le comportement octupolaire des séquences dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  nous allons maintenant examiner deux observables permettant de mesurer le décalage entre états de parité alterné dans une bande donnée : le rapport de fréquence  $\omega^-(I)/\omega^+(I)$ , et le décalage en énergie  $\delta E$ .

#### VI.4.2.1 Rapport de fréquence $\omega^-(I)/\omega^+(I)$ des états de parité alternée

Pour une bande de simplex donné, le rapport  $\omega^-(I)/\omega^+(I)$  est défini par la relation suivante [NO85] :

$$\frac{\omega^-(I)}{\omega^+(I)} = 2 \frac{E(I+1)^- - E(I-1)^-}{E(I+2)^+ - E(I-2)^+} \quad (\text{VI.9})$$

Cette formule s'obtient à partir de la définition de  $\omega(I) = dE/dI$ . Le facteur 2 provient de la plage  $dI$  qui est deux fois plus grande pour les états de parité positive. Une autre manière d'obtenir ce rapport est d'extrapoler la fréquence de rotation de la bande de parité négative (ou positive) à partir du plan  $(J^{(1)}, \hbar\omega)$  et de faire le rapport avec la fréquence calculée pour la bande de parité positive (ou négative) dans ce même plan. Pour une déformation octupolaire statique, ce rapport doit être égal à l'unité. Une autre limite peut être calculée, c'est la limite d'une déformation octupolaire "molle", dans laquelle l'octupolarité se manifeste de façon vibrationnelle : les états de parité négative sont dus à la présence d'un phonon octupolaire aligné de moment orbital  $L = 3\hbar$ , on obtient alors [Vog76] :

$$\frac{\omega^-(I)}{\omega^+(I)} = \frac{2I-5}{2I+1} \quad (\text{VI.10})$$

Les deux séquences yrast dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  s'approchent vite de la valeur asymptotique de l'octupôle statique ( $\omega^-(I)/\omega^+(I) = 1$  voir Figure VI.17), ce qui montre que les structures 1a,1b,2a,2b ont une déformation octupolaire qui se stabilise rapidement avec le spin. Ces données peuvent être comparées avec le comportement de la bande yrast du  $^{224}\text{Th}$  pour laquelle on attend une déformation octupolaire stable. Les points à haut spins semblent néanmoins ne pas totalement converger vers la valeur asymptotique de la déformation statique octupolaire cette déviation est attribuée à l'effet de backbending que nous détaillerons par la suite. En ce qui concerne la nouvelle structure non-yrast, même si le nombre de transitions  $\gamma$  observées est faible, les données semblent indiquer une déformation stable pour la tête de bande qui ne persistera pas à haut spin.

#### VI.4.2.2 Décalage en énergie $\delta E$ des états de parité alternée

Le décalage  $\delta E$ , appelé "parity splitting", est une autre quantité permettant de caractériser la nature de l'octupolarité d'une bande de parité alternée. Comme nous l'avons vu, il s'agit d'un écart entre l'énergie qu'aurait ce niveau s'il appartenait à une bande de rotation octupolaire rigide. Cette dernière s'obtient par interpolation à partir de l'énergie des niveaux de parité positive, et le décalage des donné par la formule suivante :

$$\delta E(I^-) = E(I^-) - \frac{[(I+1)E(I+1)^+ - IE(I-1)^+]}{2I+1} \quad (\text{VI.11})$$

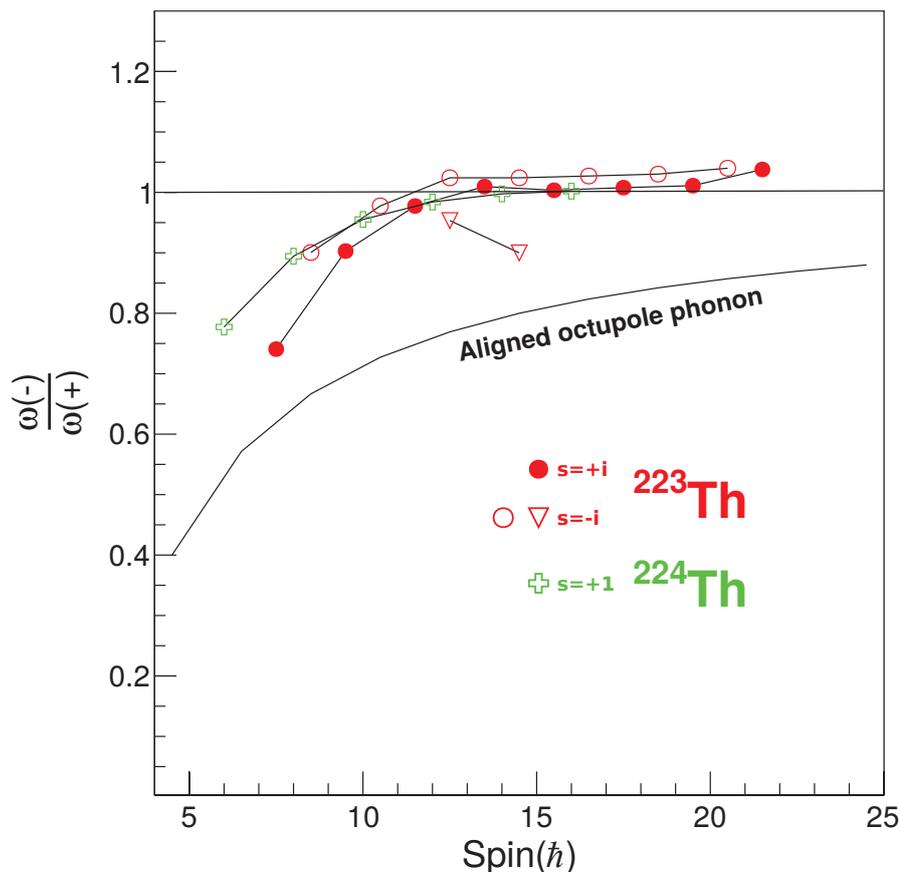


FIGURE VI.17 – Graphique de  $\omega(\pi = -)/\omega(\pi = +)$  en fonction du spin pour les trois bandes du  $^{223}\text{Th}$  et pour la séquence yrast du noyau de  $^{224}\text{Th}$ . Le rapport de ces deux fréquences doit être égal à un pour des rotors rigides asymétriques par réflexion [MAC<sup>+</sup> 17]. La courbe associée à la vibration octupolaire est également indiquée.

La Figure VI.18 représente la quantité  $\delta E$  obtenue à partir des données expérimentales, pour plusieurs bandes de différents isotopes de thorium ( $^{220-225}\text{Th}$ ). Cette Figure est séparée en deux parties : la partie du haut trace la quantité  $\delta E$  en fonction du spin tandis que la partie du bas trace cette même quantité en fonction du spin relatif  $I - I_0$ , ce qui permet pour les isotopes impairs de s'affranchir de la contribution de la particule célibataire. Le caractère dominant qui ressort de cette figure est un comportement oscillant de  $\delta E$  en fonction du spin, tout au moins pour les isotopes les plus légers ( $^{220-223}\text{Th}$ ). Ce comportement est particulièrement évident pour  $^{222,223}\text{Th}$  : d'abord positif,  $\delta E$  s'annule, passe par un minimum négatif puis remonte au-dessus de zéro. Cet effet d'oscillation a pu être mis en évidence pour le  $^{223}\text{Th}$  grâce aux nouvelles transitions que nous avons observées. Les nouvelles données ont permis d'étendre la connaissance du parity splitting à haut spin. Pour la bande de simplex  $s = -i$ , on observe ce qui avait déjà été mis en évidence pour le noyau de  $^{222}\text{Th}$  :  $\delta E$  redevient positif à haut spin pour  $I > 15\hbar$ . Le dernier point de cette bande est pratiquement égal à la valeur initiale à bas spin. De la même manière, la tendance pour la bande de simplex  $s = +i$  est confirmée et une remontée progressive de  $\delta E$  est entamée à partir de  $I > 15\hbar$  pour finalement atteindre une valeur proche de 0. L'amplitude générale de la courbe du noyau  $^{223}\text{Th}$  est aussi très proche de celle du cœur de  $^{222}\text{Th}$ . Ce comportement oscillant de  $\delta E$  est en contradiction avec l'interprétation traditionnelle de l'évolution de  $\delta E$ , à savoir que le caractère octupolaire statique est renforcé par la rotation. En effet, cette interprétation s'accorde avec les courbes associées à  $^{224,225}\text{Th}$ , qui semblent se stabiliser autour

de  $\delta E = 0$ , mais ne concorde pas avec les autres courbes. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre V.2, un modèle récent de S. Frauendorf [Fra08] permettait d'interpréter ce comportement comme l'alignement successif de phonons octupolaires. En effet, dans ce modèle, la parité des états est donnée par le nombre de phonons alignés ; les états de parité positive et négative sont donc alternativement favorisés en énergie à mesure que se croisent les niveaux d'énergie associés aux différentes configurations (0,1,2,3,... phonons) : voir Figure V.25. Les effets d'anharmonicité, entraînant un mélange entre configurations de même parité ont pour conséquence les oscillations de  $\delta E$  : ce qui peut expliquer la remontée plus douce de  $\delta E$ , après un rapide plongeon à bas spin. On peut remarquer d'ailleurs que plus le nombre de neutrons augmente, plus les oscillations diminuent. Cela est attribué au fait que les anharmonicités augmentent quand  $N$  augmente, les interactions entre les phonons sont importantes et "diluent" le caractère asymptotique des bandes de phonons alignés.

Le scénario d'alignement successif pour  $N = 133 - 134$  peut être décrit de la manière suivante (pour suivre l'interprétation, le lecteur peut se référer à la Section V.2.2 et aussi à la Figure VI.9) :

Au départ la bande de parité  $\pi = -$ ,  $n = 0$  avec un phonon aligné croise la bande de parité positive  $\pi = +$ ,  $n = 0$  car elle devient énergétiquement favorable. Ce "crossing" correspond au moment où  $\delta E$  devient négatif (environ  $6 - 7\hbar$  sur la Figure VI.18). Ensuite la remontée de  $\delta E$  est due au crossing entre les bandes  $\pi = +$ ,  $n = 2$  et  $\pi = +$ ,  $n = 0$ . Ces deux bandes se repoussent car elles ont la même parité et se mélangent. Cette levée de dégénérescence aura pour effet de diminuer la différence de moment angulaire  $I^-(\omega) - I^+(\omega)$ . En effet lorsque le mixing est maximal, on attend que ces deux bandes se partagent la même quantité de moment angulaire ( $0.5 \times 0\hbar + 0.5 \times 6\hbar$ ), les courbes  $I^\pm(\omega)$  seront donc superposées. Ce passage correspond au moment où  $-\delta E$  est maximum et où les courbes de la Figure VI.9 se croisent. On pourra noter que la dérivée  $d(\delta E)/dI$ , qui est égale à  $I^-(\omega) - I^+(\omega)$ , doit être nulle à ce point de remontée.  $\delta E$  rechange ensuite de signe lorsque la bande  $\pi = +$ ,  $n = 2$  croise cette fois-ci la bande  $\pi = -$ ,  $n = 1$  qui elle a encore un caractère pur. L'atténuation à haute fréquence est due au croisement des bandes *un* phonon et *trois* phonons qui commencent à se mixer à leur tour.

Cette interprétation peut être aussi bien appliquée aux noyaux paires-paires qu'aux noyaux impairs. Cependant certaines différences sont présentes, notamment à bas spin où les valeurs de  $\delta E$  sont systématiquement plus petites pour les masses impaires par rapport aux masses paires (voir le bas de la Figure VI.18). W. Reviol [RJF<sup>+</sup>14] et al. ont conclu que la présence d'un neutron célibataire avait pour effet de réduire les fluctuations dans le degré de liberté octupolaire. En effet, à bas spin, l'interaction de pairing est forte dans les noyaux paires-paires mais plus faible dans les noyaux impairs à cause du "blocking". L'énergie d'excitation d'un phonon octupolaire dans le cas de deux puits statiques centrés sur  $\beta_3$  et  $-\beta_3$  est donc réduite par rapport au cas "mou" où il n'existe pas de barrière à  $\beta_3 = 0$ . Il en résulte une différence moins importante à bas spin entre la bande  $\pi = -$  et la bande  $\pi = +$  (plus petit  $\delta E$ ). Remarquons finalement que, contrairement à la valeur de  $\delta E$  dans le noyau de  $^{220}\text{Ra}$  (voir Figure V.25), les derniers points dans les noyaux de  $^{222-223}\text{Th}$  ne semblent pas indiquer une diminution de la valeur de  $\delta E$  dû au croisement des bandes  $n = 1$  et  $n = 3$ . Cela pourrait être le signe d'un croisement retardé entre ces deux bandes.

Ce comportement à haut spin pourrait aussi être lié à l'accident dans le moment d'inertie de la bande de simplex  $+i$ , dont nous allons discuter plus loin et interpréter en termes de transition de forme.

### VI.4.3 Phénomène de backbending et transition de forme

#### VI.4.3.1 Introduction au phénomène de backbending

Dans l'étude des bandes rotationnelles, ce qu'on appelle un "backbending" (rebroussement) correspond à une anomalie apparente dans l'évolution du moment angulaire  $I_x$  en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega$ . Pour un rotateur rigide, on s'attend en effet à une évolution monotone

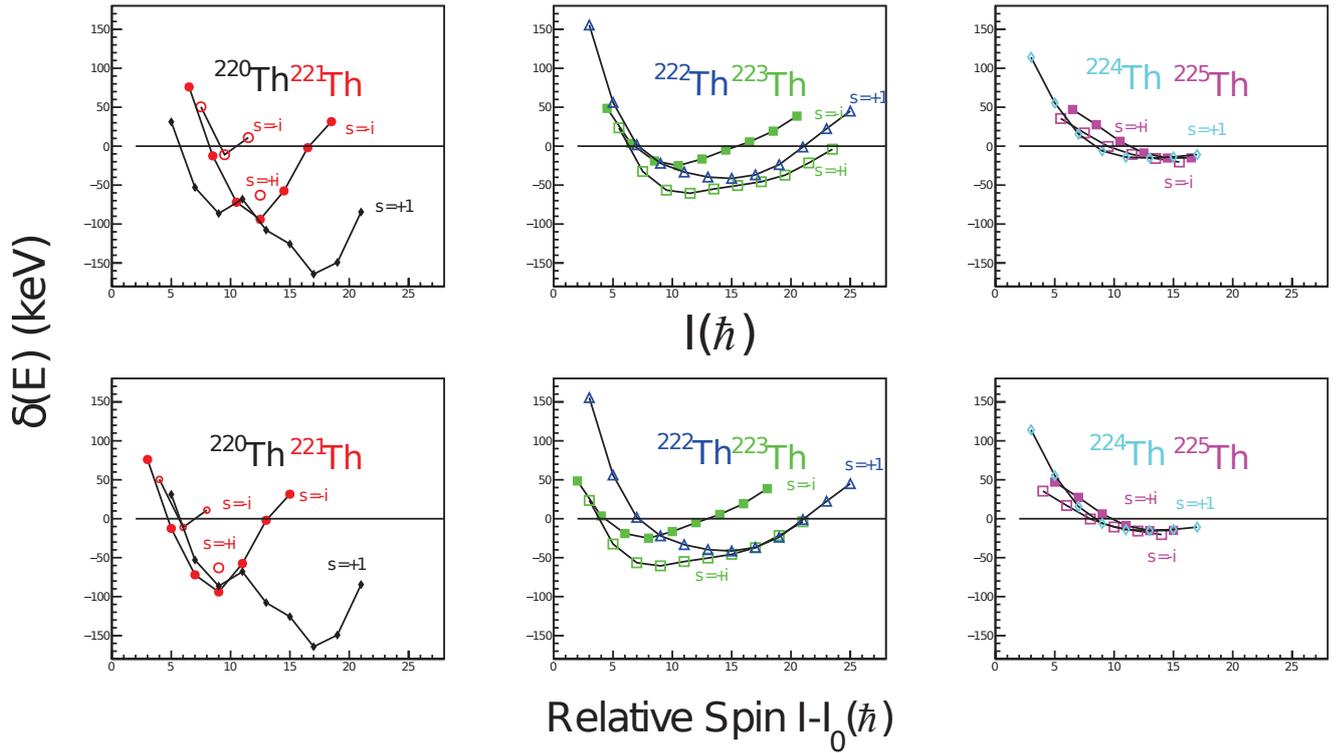


FIGURE VI.18 – Haut : splitting  $\delta E = E^- - E_{Int}^-$  entre les états de parité positive et négative appartenant au même simplex en fonction du spin pour la série isotopique du thorium [MAC<sup>+</sup>17]. Bas : splitting en fonction du spin relatif  $I - I_0$ .

liée au comportement en  $I(I+1)$  des niveaux d'énergie. Cependant si une brusque augmentation du moment d'inertie intervient, un moment angulaire plus élevé est obtenu pour une plus faible fréquence de rotation : d'où le backbending observé si on représente les états dans le plan  $(\hbar\omega, I)$ . Intuitivement, l'impact du moment d'inertie sur la fréquence de rotation (à spin fixé), est bien connu, comme le rappelle l'analogie avec une patineuse artistique : le saut de moment d'inertie correspond à la transition chorégraphique entre le moment où la patineuse tourne rapidement avec les bras le long du corps (faible moment d'inertie et grande vitesse de rotation) et le moment où elle écarte les bras (augmentation de son moment d'inertie et diminution de sa vitesse de rotation). Cependant la notion de backbending en physique nucléaire dispose de bien plus de spécificités et d'originalités que la physique macroscopique : par exemple le noyau peut effectuer un double-backbending (e.g. noyau de  $^{160}\text{Yb}$  [D<sup>+</sup>80]), ce qui serait totalement impossible pour la patineuse à moins d'avoir 2 paires de bras... Historiquement, l'effet backbending a été découvert en 1972 par A. Johnson et H. Ryde dans le noyau de  $^{158}\text{Er}$  [JRH72b]. Il a été mis en évidence dans les bandes rotationnelles qui présentent un comportement anormal et qui ne suivent pas la loi du rotor rigide.

A partir des énergies de transitions  $\gamma$  observées expérimentalement, on peut extraire pour chaque niveau de spin donné la fréquence de rotation  $\hbar\omega$ , le moment d'inertie cinématique  $J_1$  et dynamique  $J_2$ . Un accident dû à la brusque variation du moment d'inertie en passant d'un spin à l'autre peut se voir dans plusieurs modes de représentation de ces différentes quantités : le rebroussement typique (backbending) apparaît notamment dans les plans  $(\hbar\omega, I_x)$  et  $(\hbar\omega, J_1)$ , comme l'illustrent les Figures VI.19, VI.20 et VI.21.

Intéressons nous maintenant à la cause de cette variation du moment d'inertie. Une première interprétation fait intervenir la brisure d'une paire de nucléons. En effet, l'appariement a un impact important sur le moment d'inertie. Comme nous l'avons mentionné dans la Section V.1.2.8, le moment d'inertie déduit de la relation entre moment cinétique et fréquence de rotation est en-

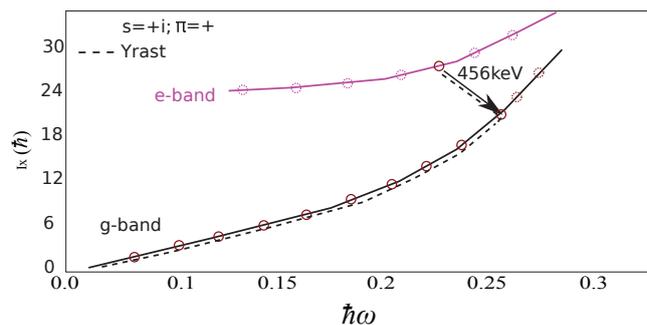


FIGURE VI.19 – Représentation schématique du croisement entre deux bandes (g – band=bande fondamentale et e – band=bande excitée) dans le plan moment angulaire / fréquence de rotation.

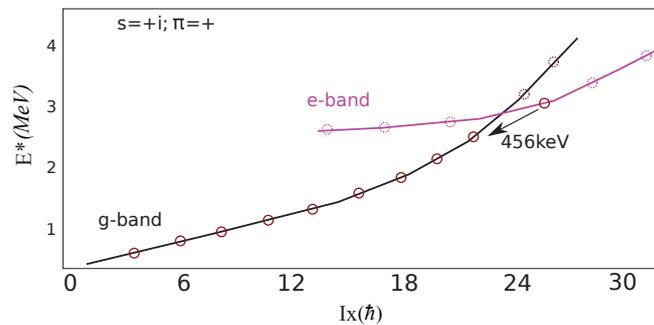


FIGURE VI.20 – Représentation schématique du croisement entre deux bandes (g – band=bande fondamentale et e – band=bande excitée) dans le plan énergie d'excitation / moment angulaire.

viron trois fois plus faible que celui d'un corps rigide en rotation dans la région des terres-rares et des actinides. On attribue ce comportement singulier au fait que tous les nucléons ne participent pas à la rotation collective. La matière nucléaire présente en effet des propriétés "superfluides", dues aux corrélations d'appariement, faisant qu'une partie du noyau n'est pas entraînée par la rotation [Val89]. En effet, l'interaction d'appariement tend à assembler les nucléons en paires de spin nul, qui ne contribuent pas au moment angulaire : il faut donc une fréquence de rotation élevée pour monter en moment angulaire.

Cependant, lorsque le moment angulaire augmente, la force de Coriolis agissant sur les nucléons prend de l'importance. Elle peut finir par l'emporter sur l'interaction d'appariement, rendant énergétiquement favorable l'alignement du spin des nucléons sur le moment angulaire total, ce qui conduit à la brisure de paire. Il en résulte alors une brusque augmentation du moment d'inertie, et donc un phénomène de backbending. Ce même scénario peut être décrit en termes de croisement de deux bandes associée à deux configurations différentes :

- nucléons appariés (configuration fondamentale) ;
- nucléons alignés (configuration excitée, avec une paire brisée). La configuration excitée devient énergétiquement favorable pour les états de haut spin.

Un tel croisement est illustré par la Figure VI.20 ; il est associé au backbending représenté sur la Figure VI.19. On a mis en évidence sur ces deux figures la transition  $\gamma$  (456 keV dans le cas du noyau de  $^{223}\text{Th}$ ) associée au passage d'une configuration à l'autre, marquant la position du backbending.

Remarquons que ces deux bandes sont en interaction : ainsi, le croisement représenté en Figure VI.20 est en fait un pseudo-croisement, donnant lieu à un mélange de configuration. Plus l'interaction est importante, plus nombreux sont les états affectés par ce mélange. Cela a pour effet d'adoucir la transition. Ainsi, pour certains noyaux, le phénomène de backbending est atténué et remplacé par un "upbending". Ainsi, nous venons de voir que les anomalies observées dans le plan  $(\hbar\omega, I_x)$  et  $(\hbar\omega, J_1)$  sont associées à des croisements de bandes basées sur différentes configurations.

La brisure de paire n'est cependant pas le seul changement de configuration pouvant intervenir pour provoquer un backbending : c'est aussi le cas des transitions de forme, auxquelles nous allons maintenant nous intéresser.

#### VI.4.3.2 Transitions de forme et backbending dans les noyaux octupolaires

Nous venons de faire le lien entre une transition de forme (associée à un changement de configuration des nucléons du noyau) et le phénomène de backbending. Nous allons maintenant donner un

bref aperçu concernant l'observation d'un tel phénomène dans les noyaux octupolaires en nous intéressant au cas du thorium (région des actinides) et du samarium (région des terres rares). Comme nous l'avons déjà remarqué, selon certains calculs [L<sup>+</sup>13], le noyau de  $^{224}\text{Th}$  serait à bas spin au seuil critique entre deux transitions de forme à savoir, entre sphérique et quadrupole puis entre non-octupole et octupole. À plus haut spin, on pourrait largement anticiper des croisements de bandes ayant différentes structures intrinsèques en termes de déformation ( $\beta_2, \beta_3$ ) vu que l'on se situe dans une région où les déformations pure quadrupolaire ou quadrupolaire-octupolaire peuvent minimiser l'énergie du noyau. En termes de configuration, intéressons nous d'abord au rôle de orbitales intruses de grande valeur de  $j$  ( $j_{15/2}$  et  $i_{13/2}$  pour les neutrons et protons respectivement). Dans les isotopes de thorium, ces orbitales sont proches du niveau de Fermi. Sans le degré de liberté octupolaire, ces orbitales ont un alignement important (grande pente négative dans le plan  $(e_\nu, \omega)$ ). La plongée rapide de ces orbitales en fonction de la déformation aura pour effet de minimiser l'énergie totale du noyau à une fréquence (relativement faible) donnée. Les brisures de paires sont donc attendues à basse fréquence de rotation. Le lecteur pourra se référer aux routhians dans la référence [NOR<sup>+</sup>84] Figure 2 et [NO85] Figure 7 pour mieux apprécier la discussion.

La Figure VI.22 montre les calculs systématiques effectués par A. V. Afanasjev et al. (en ne tenant compte que du degré de déformation quadrupolaire) où les contributions neutroniques et protoniques au moment d'inertie  $J^{(1)}$  total du noyau sont examinées en fonction de la fréquence de rotation pour des noyaux d'uranium et de thorium. L'augmentation brutale du moment d'inertie cinématique est attribuée aux alignements dans les orbitales neutron  $j_{15/2}$  et proton  $i_{13/2}$ . Les alignements de ces deux orbitales prennent place à des fréquences de rotation relativement similaires  $\Omega_x \simeq 0.2$  MeV. Malheureusement, ces calculs sont disponibles uniquement pour  $N \geq 138$  dans les isotopes de Thorium. On peut cependant extrapoler la tendance et anticiper un alignement du même type dans les noyaux de thorium plus légers. Dans cette hypothèse, les calculs effectués par Nazarewicz (1987) et Afanasjev (2013) sont en accord et prédisent tous deux un alignement proton et neutron à la fréquence  $\hbar\omega \simeq 0.2 - 0.23$  MeV.

Si maintenant on introduit le degré de liberté octupolaire, l'interaction résiduelle octupolaire aura pour effet de mixer les orbitales et l'alignement va s'affaiblir. On pourra aussi se référer à [LC88] Figure 3 et 4 pour les niveaux de particules individuelles en fonction des déformations  $\beta_2$  et  $\beta_3$ . Sans le degré de liberté octupolaire, on attend donc un backbending à relativement bas spin dans les bandes yrast des noyaux de  $^{224-226}\text{Th}$ , mais cela n'est manifestement pas le cas [SLA<sup>+</sup>86]. Des calculs du type Woods-Saxon-Bogolyubov ont permis à Nazarewicz, Leander et Dudek [NLD87] d'effectuer la première exploration de la déformation octupolaire en fonction du spin et spécialement pour le noyau de  $^{222}\text{Th}$ . Comme pour les noyaux plus lourds de  $^{224-226}\text{Th}$ , les calculs donnent des configurations alignées  $\nu j_{15/2}$  et  $\pi i_{13/2}$  qui deviennent énergétiquement favorables à bas spin ( $I \simeq 12\hbar$ ) mais uniquement dans le puits quadrupolaire. Cela n'a pas été mis en évidence par des données expérimentales : c'est le signe que la déformation octupolaire joue un rôle important et "dilue" l'alignement.

Ainsi, il faut monter à fréquence de rotation élevée pour rencontrer un transition de forme dans un noyau de thorium ; ce qui explique d'un phénomène de backbending soit difficile à observer expérimentalement dans cette région. En revanche, de telles observations ont pu être effectuées pour le nyau de  $^{150}\text{Sm}$  (région des terres rares), où les bandes alignées ont pu être clairement identifiées. Nous allons maintenant discuter de ce noyau qui présente des caractéristiques communes avec celui de  $^{223}\text{Th}$ .

Le noyau de  $^{150}\text{Sm}$ , avec 62 protons et 88 neutrons se situe proche des nombres magiques octupolaires (voir Section V.2.2). En termes de neutrons, c'est un noyau quasi-miroir pour lequel les orbitales avec  $\Delta N = 1$ , c'est-à-dire les orbitales  $(l, j)$  intruses, approchent le niveau de Fermi et interagissent avec les orbitales  $(l - 3, j - 3)$ . Pour le noyau de  $^{222}\text{Th}$  ( $Z = 90$ ), les orbitales protons  $1i_{13/2}$  et  $2f_{7/2}$  sont les mêmes que celles mises en jeu dans le noyau de  $^{150}\text{Sm}$  ( $N = 88$ ) pour les neutrons. Les moments angulaires en fonction de la fréquence de rotation pour les différentes bandes identifiées dans ce noyau sont présentés en Figure VI.23. Plusieurs alignements successifs prennent place sur la plage de fréquence étudiée. Le premier alignement concerne une paire de neutrons  $i_{13/2}$  (symbolisée par  $\nu^2$  sur la Figure VI.23) autour de  $I = 14\hbar$ .

La bande alignée croise la bande fondamentale de parité positive et de simplex  $s = +1$ . Après le premier croisement, la bande de parité alternée continue et les deux formes, octupolaire et quadrupolaire pure, coexistent [UBN01]. A plus haut spin, la bande de parité négative croise une configuration alignée  $(\pi h_{11/2})^2$  à la fréquence de rotation  $\hbar\omega \simeq 0.35$  MeV, ce qui a pour effet de détruire le minimum octupolaire et donc de causer la terminaison de la bande de parité alternée. Ces observations ont été reproduites par les calculs effectués par Nazarewicz et al. dans cette région de masse [NT92]. Ces calculs sont résumés sous forme de surfaces d'énergie potentielle pour trois fréquences de rotation distinctes  $\hbar\omega = 0, 0.25$  et  $0.50$  MeV sur la Figure VI.24. À fréquence de rotation nulle, le noyau de  $^{150}Sm$  est un octupole mou, et à plus haut spin  $I \simeq 10$  ( $\hbar\omega \simeq 0.25$  MeV) la collectivité octupolaire se développe ( $|\Delta E^{oct}|$  devient plus grand). Le minimum octupolaire est complètement détruit à une fréquence de rotation  $\hbar\omega \geq 0.4$  MeV et seulement le minimum quadrupolaire subsiste [NT92].

Remarquons que l'une des raisons expliquant que la transition de forme apparaît plus facilement dans les noyaux de samarium est le fait que les corrélations octupolaires sont plus faibles que dans la région des actinides. En d'autres termes, les terres rares ont un minimum octupolaire moins "profond" que les actinides (plus petit  $|\Delta E^{oct}|$ ) et donc on attend que les deux formes (quadrupole pure et quadrupole-octupole) minimisent l'énergie du noyau dans un domaine d'excitation du noyau plus restreint.

### VI.4.3.3 Prédiction théoriques concernant le $^{222}Th$

Nous venons de voir qu'une transition de forme a pu être observée pour le noyau de  $^{150}Sm$  à moyen spin, alors que l'observation de ce phénomène demande pour les noyaux de thorium de monter dans la région des hauts spins. Cette région a pu être explorée à partir des données que nous avons analysées sur le  $^{223}Th$ . Avant de revenir sur l'interprétation de ces données, examinons plus en détails les prédictions théoriques qui ont été faites sur le noyau pair-pair voisin  $^{222}Th$ . La Figure VI.25 présente les résultats de calculs effectués par Nazarewicz et al. Elle fait apparaître dans le plan  $(\hbar\omega, I_x)$  des bandes associées à différentes configurations, avec ou sans déformation octupolaire. Afin de faire le lien avec le cas schématique des Figures VI.19 et VI.20, les labels "g-band" et "e-band" ont été ajoutés.

Considérons d'abord le cas d'une déformation quadrupolaire pure. La bande fondamentale est notée g.s. : elle est yrast jusqu'à  $I_x \simeq 12\hbar$ , avant de croiser trois autres bandes de déformation quadrupolaire correspondant à des alignements de protons et/ou de neutrons. Ainsi à  $I_x \simeq 12\hbar$ , un premier (double) backbending a lieu tandis que la bande g.s. cède la place à deux bandes, l'une correspondant à l'alignement d'une paire de neutrons dans  $\nu j_{15/2}$ , l'autre à celui d'une paire de protons dans  $\pi i_{13/2}$  : ce sont des configurations à deux quasiparticules, notées respectivement  $\nu(j_{15/2})^2$  et  $\pi(i_{13/2})^2$ . A plus haut spin, vers  $I_x \geq 22\hbar$ , ces deux bandes subissent à tour de rôle un nouveau backbending, aboutissant dans les deux cas à la configuration à quatre quasiparticules où deux paires de nucléons sont alignés : une paire de neutrons dans  $\nu j_{15/2}$  et une paire de protons dans  $\pi i_{13/2}$ , notée  $[\nu(j_{15/2})^2 \pi(i_{13/2})^2]$ . Cette configuration cause la disparition totale et spontanée du minimum octupolaire dans ce noyau. Du côté du noyau de  $^{150}Sm$  le premier alignement  $\nu i_{13/2}^2$  est suffisant pour qu'une structure quadrupolaire émerge même si la bande octupolaire persiste jusqu'au second alignement.

Cependant, ces résultats ne correspondent pas aux observations expérimentales : aucun accident n'est observé pour le noyau de  $^{222}Th$  à  $I_x \simeq 12\hbar$ . Cette différence est due à la présence de déformation octupolaire, qui doit être prise en compte dans les calculs.

Si maintenant les calculs incluent le degré de liberté  $\beta_3$ , une bande yrast de déformation octupolaire est effectivement obtenue, et s'accorde avec les points expérimentaux : c'est la ligne en gras notée "g-band" sur la figure. Cette bande ne présente qu'un seul backbending à spin élevé,  $I_x \simeq 25\hbar$  : il se produit alors une transition de forme, de la bande fondamentale à la bande quadrupolaire de configuration  $[\nu(j_{15/2})^2 \pi(i_{13/2})^2]$ . La fréquence de rotation correspondant à cette transition de forme est prédite à  $\hbar\omega \simeq 0.24$  MeV.

Des indices de cette transition de forme impliquant une configuration à quatre quasiparticules ont déjà été recensés. Par exemple, dans le noyau de  $^{222}Th$  la bande yrast de simplex  $s = +1$

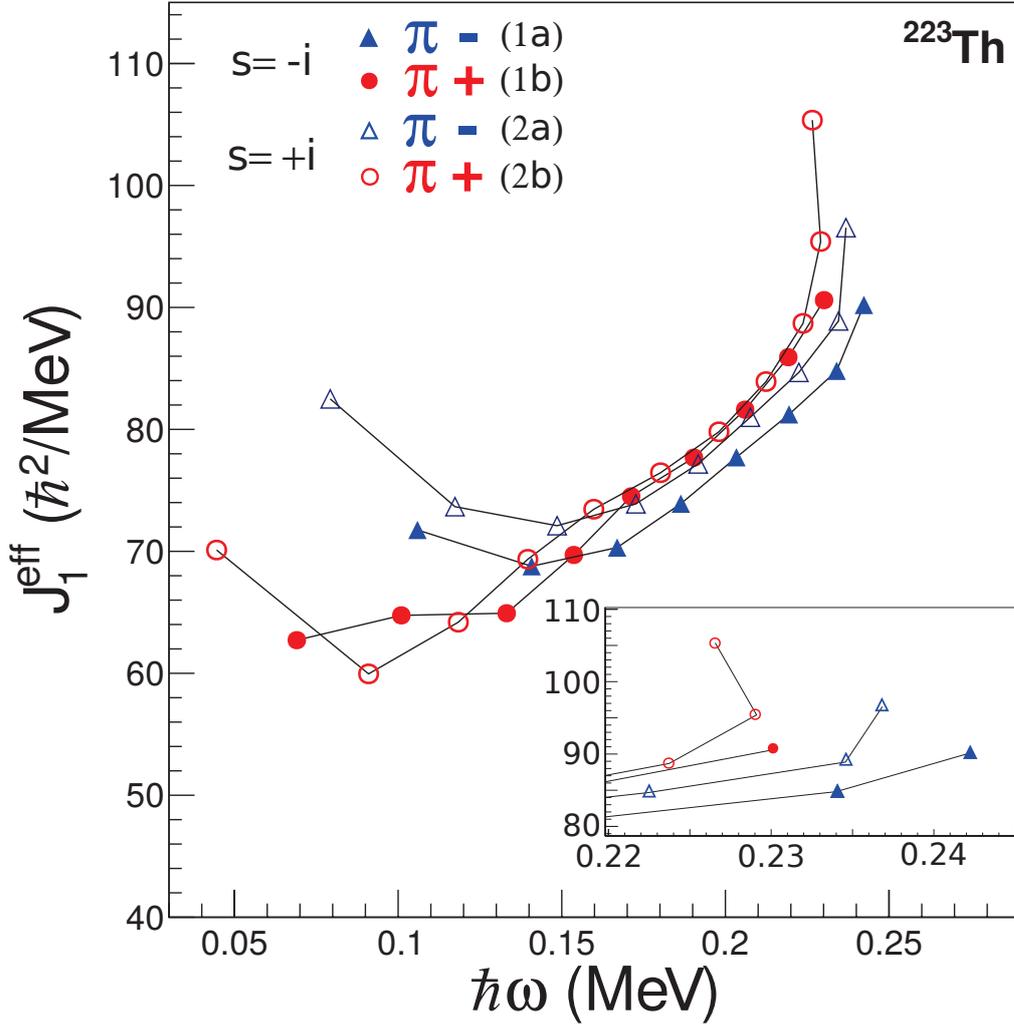


FIGURE VI.21 – Moment d'inertie cinématique pour les quatre bandes yrast dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  [MAC<sup>+</sup>17]. Les cercles et triangles représentent les séquences de simplex  $s = +i$  et  $s = -i$  respectivement. A haut spin, un backbending ainsi qu'un upbending surviennent à une fréquence d'environ  $\hbar\omega = 0.23$  MeV, pour les bandes appartenant au même simplex  $s = +i$ .

se termine soudainement à partir de  $I = 25\hbar$ . Une explication possible de cette terminaison de bande serait la transition de forme prédite dans ce noyau, qui causerait une perte d'intensité et de population de la bande octupolaire comme proposé par Smith et al. [SCS<sup>+</sup>95]. En effet, après le croisement la déformation octupolaire ne minimise plus l'énergie du noyau, la bande de parité alternée est donc défavorisée par rapport à la bande quadrupolaire. Afin de s'assurer que l'observation de cette terminaison de bande ne soit pas due au seuil de détection de l'expérience, J. F. Smith et ses collaborateurs ont comparé deux réactions pour lesquelles ils s'attendaient à pouvoir peupler les noyaux de  $^{220}\text{Ra}$  et  $^{222}\text{Th}$  avec le même moment angulaire. La bande  $s = +1$  du  $^{220}\text{Ra}$  a pu être observé jusqu'à  $31\hbar$  et celle du  $^{222}\text{Th}$  seulement jusqu'à  $I = 24\hbar$ . De plus les calculs prédisent que le noyau  $^{220}\text{Ra}$  garde son caractère octupolaire jusqu'au plus haut spin, ce qui est cohérent avec les données expérimentales [NLD87]. D'autres indices récents concernent le  $^{221}\text{Th}$ . Dans ce noyau, la bande yrast connaît une baisse abrupte d'intensité à partir du spin  $39/2$  correspondant à une fréquence de rotation  $\hbar\omega = 0.26$  MeV. W. Reviol et al. ont conclu que la terminaison rapide de cette bande avait la même origine que celle du noyau de  $^{222}\text{Th}$  [RJF<sup>+</sup>14].

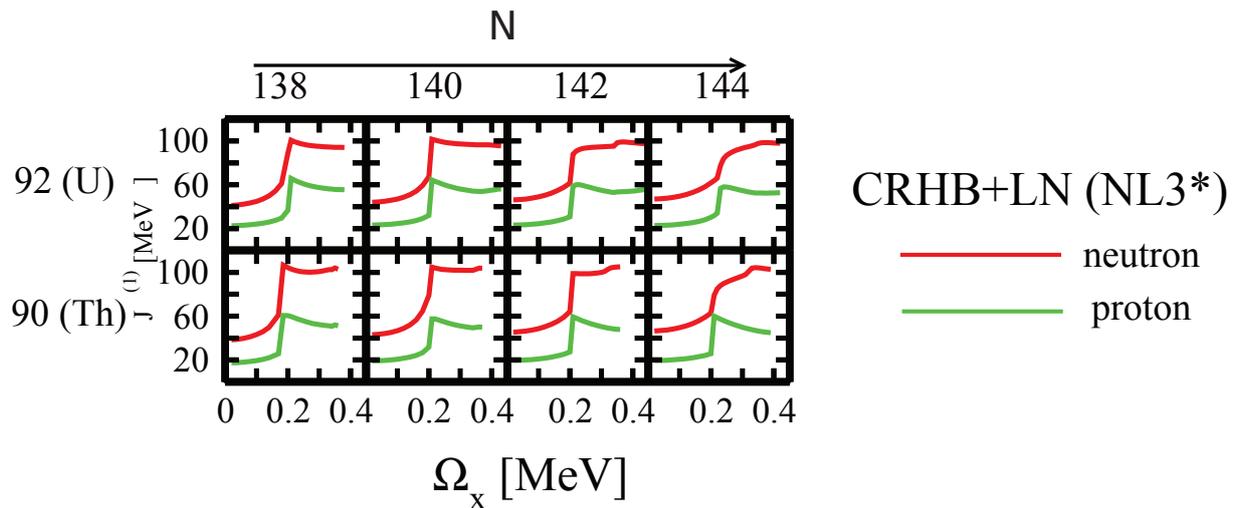


FIGURE VI.22 – Contribution des neutrons (rouge) et des protons (vert) au moment d'inertie cinématique  $J^{(1)}$  du noyau en fonction de la fréquence de rotation  $\Omega_x$ . Le pairing est traité avec la force Gogny D1S. Pour les détails des calculs, voir [AA13].

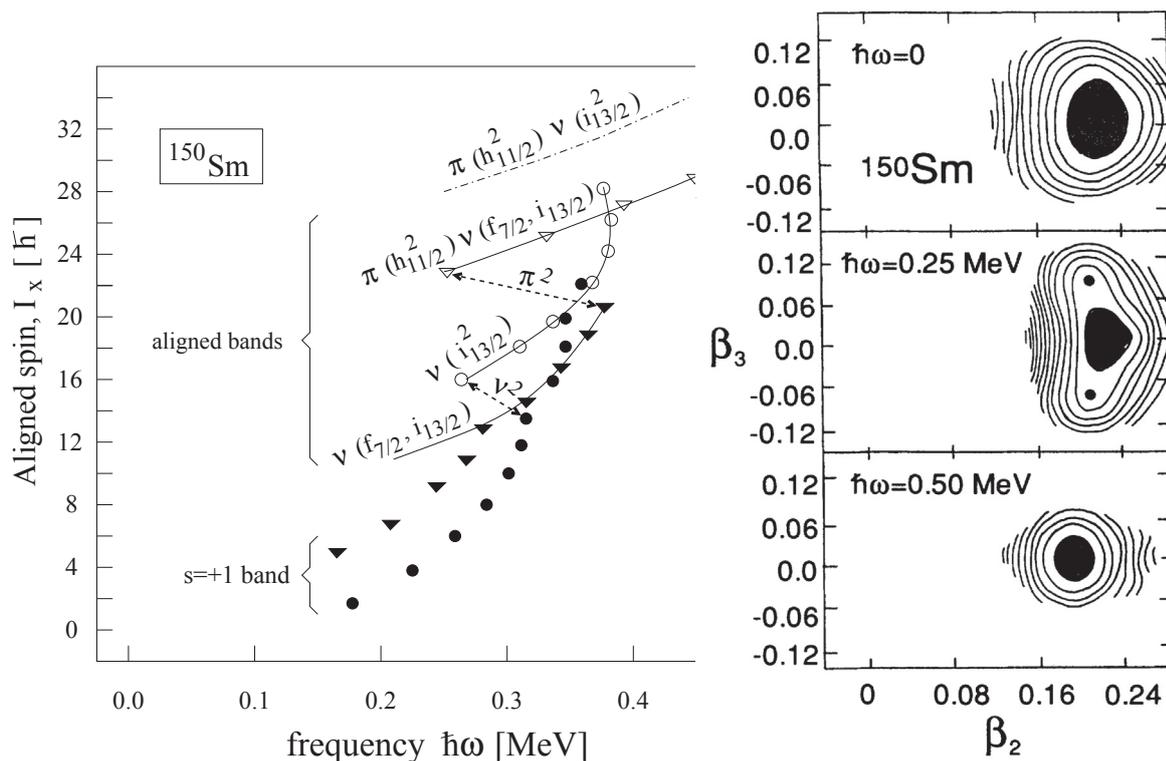


FIGURE VI.23 – Scénario de l'alignement successif dans les bandes du noyau de  $^{150}\text{Sm}$ . L'alignement successif d'une paire de neutrons et de protons cause la terminaison de la bande octupolaire [UBN01].

FIGURE VI.24 – Surfaces d'énergie potentielle dans le plan  $(\beta_2, \beta_3)$  pour le noyau de  $^{150}\text{Sm}$  et pour trois fréquences de rotation  $\hbar\omega = 0, 0.25$  et  $0.50$  MeV. Figure extraite de [NT92].

Un upbend a aussi été observé dans le noyau de  $^{225}\text{Th}$  par J. R. Hugues et al. [HTB<sup>+</sup>90] à fréquence de rotation plus faible  $0.18 \leq \hbar\omega \leq 0.19$  MeV. Cependant cela ne correspondait pas aux calculs qui prédisaient un alignement à une fréquence  $\hbar\omega = 0.22$  MeV pour  $\beta_3 = 0.10$  et

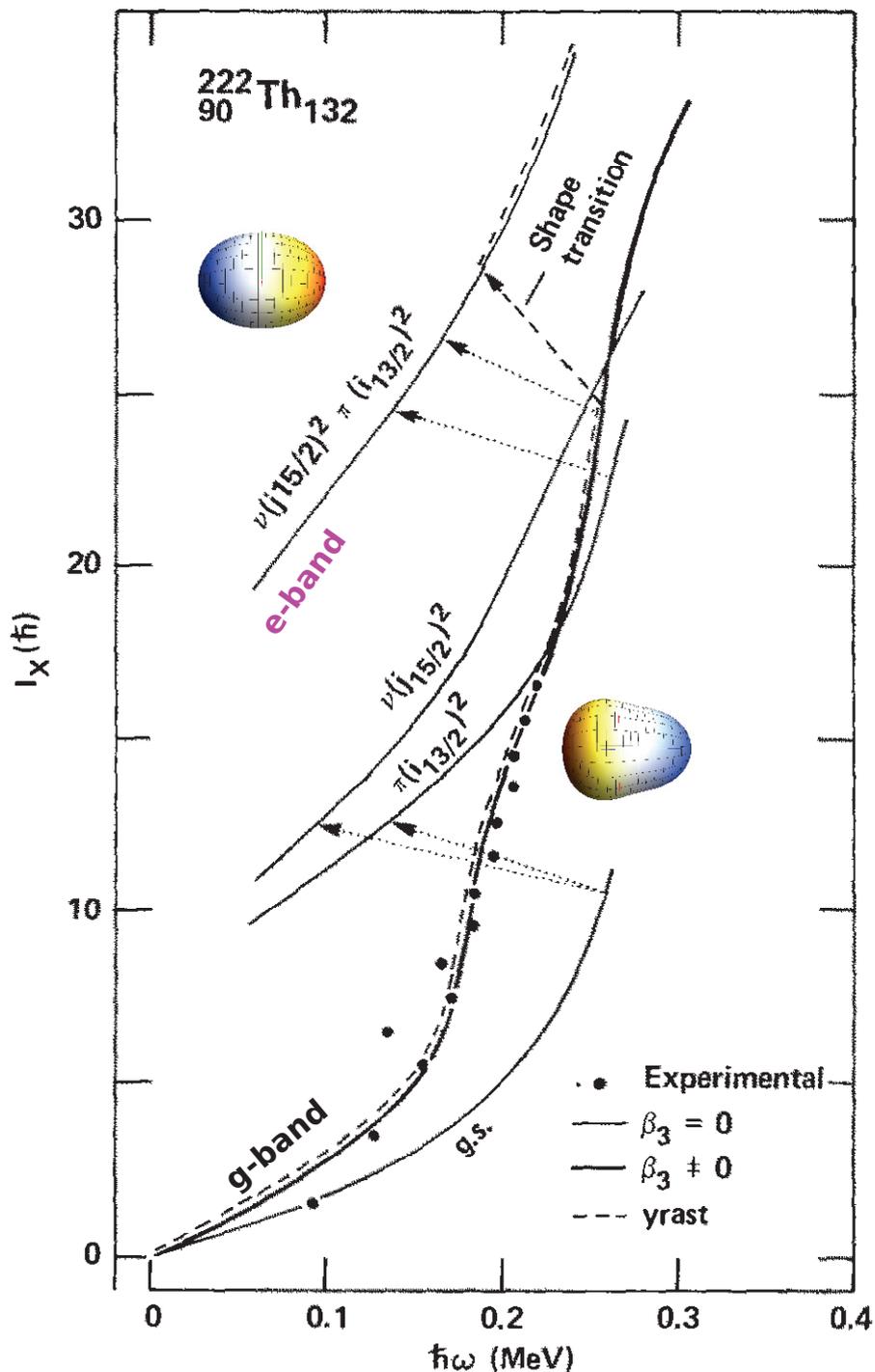


FIGURE VI.25 – Moment angulaire  $I_x$  pour plusieurs configurations dans le noyau de  $^{222}\text{Th}$  en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega$ . La ligne yrast est représentée en pointillés. La bande octupolaire est (ligne noire épaisse, labellée “g-band”) reste yrast jusqu’à  $I = 24\hbar$  puis un back-bending est prédit à partir de  $I \geq 24\hbar$  dû au croisement avec une bande quadrupolaire pure (labellée “e-band”) de quatre quasiparticules alignées [NLD87]. Les points noirs sont les données expérimentales du noyau de  $^{222}\text{Th}$ .

$\hbar\omega = 0.16$  MeV pour  $\beta_3 = 0$ . Cet upbend n’a pas pu être clairement interprété.

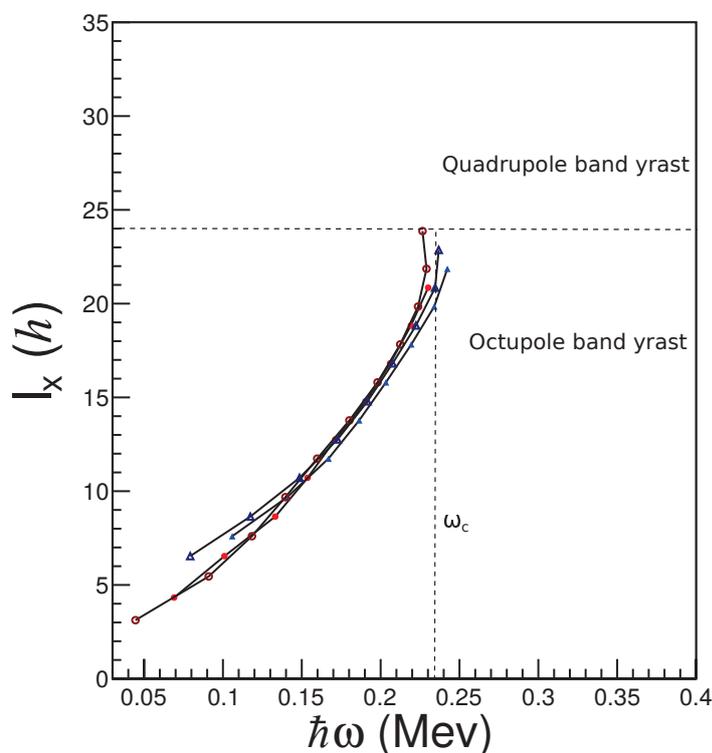
VI.4.3.4 Interprétation des nouvelles observations concernant le noyau de  $^{223}\text{Th}$ 

FIGURE VI.26 – Moment angulaire  $I_x$  en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega$  pour les quatre séquences dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . La fréquence critique  $\omega_c$  pour laquelle le backbending dans le cœur de  $^{222}\text{Th}$  est prédit est représentée par la ligne en pointillés verticale. La ligne en pointillés horizontale représente le spin à partir duquel la ligne yrast passe sur la bande quadrupolaire.

Nous pouvons maintenant revenir à notre jeu de données et regarder avec un oeil plus aguerri les moments d'inertie des bandes dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . les moments d'inertie cinématiques sont tracés sur la Figure VI.21 qui est la plus caractéristique de cette thèse. On remarque notamment que les états de parité négative ont un moment d'inertie plus grand à bas spin que les états de parité positive : cela a été interprété par la présence d'une déformation quadrupolaire plus importante pour les états de parité négative [BHFV86]. Lorsque l'on regarde à haut spin, on remarque un backbending pour la séquence de simplex  $s = +i$  de parité positive ainsi qu'un upbend pour la bande de parité négative et de même simplex à la fréquence d'environ  $\hbar\omega \simeq 0.23$  MeV. Cette valeur est très proche de celle à laquelle une transition de forme de type octupole-quadrupole est prédite pour le  $^{222}\text{Th}$  [NLD87, NOR<sup>+</sup>84]. Afin de comparer plus efficacement nos résultats expérimentaux avec les calculs présentés sur la Figure VI.25, nous avons représenté en Figure VI.26 le spin  $I_x$  en fonction de la fréquence de rotation  $\hbar\omega$  avec le même intervalle de variation de  $(I_x, \hbar\omega)$ . La position prédite pour le backbending est indiquée par les lignes horizontale ( $I_x = 24\hbar$ ) et verticale ( $\hbar\omega \simeq 24\hbar$ ). Comme nous l'avons évoqué précédemment pour le noyau de  $^{222}\text{Th}$ , les structures identifiées des trois noyaux ( $^{221,222,225}\text{Th}$ ) n'ont pas permis de mettre en évidence la bande quadrupolaire à haut spin. Dans les données de cette thèse, le backbending observé dans la bande  $s = +i$  n'est pas complet bien que le dernier état de la séquence 2b se trouve probablement placé sur cette bande quadrupolaire. Afin de mieux caractériser la bande quadrupolaire et de mieux comprendre la terminaison de la bande octupolaire, il serait nécessaire d'étudier à plus haut spin ce noyau.

Pour conclure, l'accident dans le moment d'inertie observé dans la séquence de simplex  $s = +i$  dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  a été prédit par différents calculs [NLD87] [AA13] et interprété comme

un croisement de la bande fondamentale octupolaire avec une bande quadrupolaire de quatre quasiparticules alignées  $\pi(i_{13/2}^2)\nu(j_{15/2}^2)$ . Des indices de cette transition de forme étaient présents notamment dans les noyaux de  $^{221}Th$  et de  $^{222}Th$  où les mesures expérimentales suggèrent une terminaison de la bande fondamentale octupolaire à haut spin. L'expérience EUROBALL IV a permis de sonder les états de très haut spin du noyau de  $^{223}Th$  et d'étendre la structure de la bande fondamentale jusqu'au spin  $49/2^+$ . Les nouvelles données ont mis en évidence un accident dans le moment d'inertie des bandes de parité positive et négative et de simplex  $s = +i$ . Le dernier point dans le plan  $(J^{(1)}, \hbar\omega)$  de la structure  $(s = +i, \pi = +)$  correspond à l'état de plus grande énergie d'excitation observé. Les calculs effectués par Nazarewicz et al. nous laissent penser que cet état se trouve sur une bande quadrupolaire de configuration alignée suite à une transition de forme octupolaire à quadrupolaire pure qui prend place, à haut spin, dans le noyau de  $^{223}Th$ . À l'instar du travail effectué dans le noyau de  $^{150}Sm$ , une caractérisation complète de la bande quadrupolaire dans le noyau de  $^{223}Th$  nous permettrait d'interpréter de manière plus univoque la nature du backbending.

## VI.5 Perspectives de mesure de déformation dans les isotopes de thorium proches de $N = 126$

Après les études menées pendant ma thèse sur la collectivité octupolaire dans les isotopes de thorium, j'ai commencé à m'intéresser au seuil d'apparition de la déformation octupolaire dans les plus légers de ces isotopes, du côté très pauvre en neutrons, proche du nombre magique  $N = 126$ .

Les calculs de déformation dans l'état fondamental des noyaux de  $^{224-230}\text{Th}$  indiquent la présence d'une collectivité quadrupolaire-octupolaire importante. Comme le montre la Figure VI.27 (et la Figure V.19, Section V.2.2.3), ce caractère devient plus vibrationnel dans les isotopes de  $^{220-222}\text{Th}$  avec une diminution de l'intensité des déformations. Cet effet est aussi mis en évidence expérimentalement car l'énergie d'excitation des états de parité positive décroît graduellement quand le nombre de nucléons augmente [L<sup>+</sup>16]. Les probabilités de transition réduite  $B(E3)$ , qui sont reliées à la déformation intrinsèque octupolaire, ont aussi des valeurs prédites bien plus faibles que pour les isotopes plus lourds, avec des calculs du type Gogny HFB [RB12] (voir Figure VI.28).

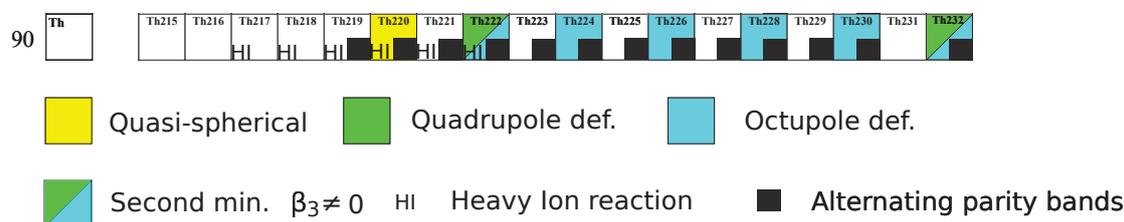


FIGURE VI.27 – Récapitulatif des déformations calculées pour l'état fondamental des isotopes de thorium. Le label “HI” indique que le noyau a été étudié par des réactions d'ions lourds et le label “Alternating parity bands” informe de la présence de bande de parité alternée. Pour plus de détails, voir Section V.2.2.3 Figure V.24.

Le travail récent de W. Reviol et al. [RCM<sup>+</sup>06] a permis d'étendre considérablement la structure connue du noyau de  $^{220}\text{Th}$ . Ils ont mis en évidence une bande de parité alternée persistant jusqu'à très haut spin. Cette structure constitue une forte preuve expérimentale du maintien de la déformation octupolaire de moyen à haut spin dans ce noyau. Néanmoins, en regardant le parity splitting ( $\delta E$ ) et l'espacement entre les niveaux, on voit que le comportement dans le  $^{220}\text{Th}$  est beaucoup plus vibrationnel que dans ses voisins pair-pairs plus lourds. Il en est de même pour le noyau de  $^{219}\text{Th}$  où deux bandes de parité alternée ont été mises en évidence récemment [RSC<sup>+</sup>09], renforçant encore l'hypothèse d'une persistance des corrélations octupolaires dans les isotopes de thorium proches de  $N = 126$ .

Le point de départ de la collectivité octupolaire dans la chaîne isotopique des noyaux de thorium est aujourd'hui attribuée au noyau de  $^{219}\text{Th}$  [RSC<sup>+</sup>09], comme le suggèrent les calculs présentés sur la Figure VI.28. Cependant, aussi bien d'un point de vue théorique que d'un point de vue expérimental, la structure nucléaire des isotopes de thorium entre  $^{216}\text{Th}$  et  $^{219}\text{Th}$  est très peu connue. Jusqu'à maintenant les schémas de niveaux des isotopes de  $^{217}\text{Th}$  et  $^{218}\text{Th}$  ne sont que partiellement établis (voir Figure VI.29 et VI.30). Un premier objectif pourrait être d'explorer la structure à haut spin du noyau de  $^{217}\text{Th}$  qui n'est connue que jusqu'à moyen spin (seulement 4 niveaux connus [KHA<sup>+</sup>05] avec un état isomérique  $T_{1/2} = 67\mu\text{s}$ ). En complétant la structure à moyen et haut spin de ce noyau nous pensons qu'il est possible de découvrir des bandes de parité alternée qui n'ont pas encore été mises en évidence par les expériences précédentes.

En effet, la systématique déjà observée dans les autres isotopes nous donne deux principales raisons de formuler cette attente :

- les bandes octupolaires dans le noyau de  $^{219}\text{Th}$  sont de faible intensité ; il peut en être de même pour le  $^{217}\text{Th}$ , où elles auraient échappé jusqu'ici à toute observation ;

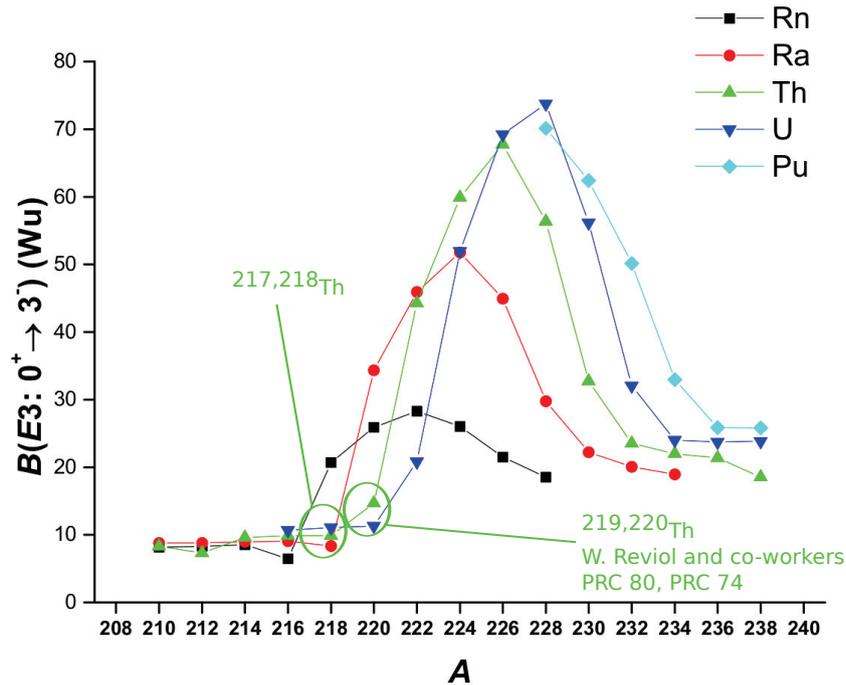


FIGURE VI.28 – Probabilités de transition réduites  $B(E3)$  en fonction du nombre de masse pour les noyaux de Rn, Ra, Th, U et Pu. Calculs du type Gogny-HFB. Figure adaptée de [But16].

- les bandes de parité alternée apparaissent dans la majorité des isotopes de thorium connus, au-delà de  $^{216,217}\text{Th}$ . Ces deux noyaux peu connus constituent donc une zone de seuil pour les effets octupolaires.

Les spins et les parités de ce noyau ( $^{217}\text{Th}$ ) restent à confirmer et une mesure de la probabilité de transition  $B(E3; (15/2)^- \rightarrow (9/2)^+)$  pour la transition fondamentale nous permettrait d'effectuer une mesure directe de la déformation octupolaire au sein de ce noyau comme cela a été récemment mesuré dans la région  $Z \simeq 88, N \simeq 138$  [GB<sup>+</sup>13]. Afin d'atteindre le premier but, il est nécessaire de détecter le résidu d'évaporation et de mesurer les  $\gamma$  prompts émis par le noyau (voir Annexe ??).

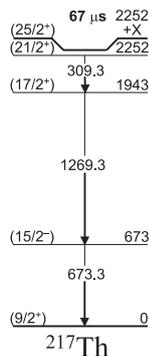


FIGURE VI.29 – [KHA<sup>+</sup>05]

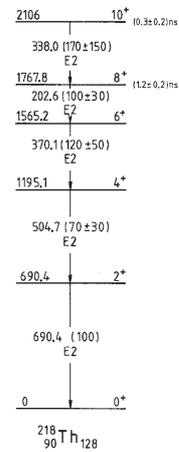
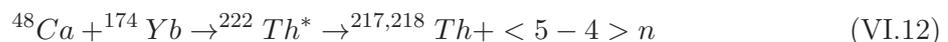


FIGURE VI.30 – [B<sup>+</sup>85]

Le second objectif de cette expérience concernerait le noyau de  $^{218}\text{Th}$ . L'expérience proposée permettra de peupler les états de haut spin de la structure yrast de ce noyau et d'éventuelles bandes non-yrast. Ce noyau a été étudié pour la dernière fois en 1985 par W. Bonin et al. [B<sup>+</sup>85] permettant d'établir le schéma de décroissance jusqu'au spin  $10^+$  (voir Figure VI.30). Néanmoins, aucune coïncidence  $\gamma - \gamma$  n'était possible et le schéma de niveaux a été construit en se basant uniquement sur des critères d'intensité. Le travail séminal de A. Chevalier et al [C<sup>+</sup>82] marque la découverte de transitions  $\gamma$  de faible intensité appartenant au noyau de  $^{218}\text{Th}$  qui n'ont toujours pas été placées sur le schéma de niveaux. Le placement des ces rayonnements  $\gamma$  pourrait révéler l'apparition d'une structure de parité alternée et nous donnera peut être les indices manquants du début de la collectivité octupolaire dans les isotopes de thorium pair-pair. Afin d'atteindre ce but, l'enregistrement des coïncidences  $\gamma - \gamma$  ou  $\gamma - \gamma - \gamma$  sont nécessaires.

On propose de produire les deux noyaux de  $^{216,217}\text{Th}$  par voie de fusion-évaporation par la réaction suivante (on donne le détail des calculs de la faisabilité de l'expérience dans la suite) :



Une note plus formelle sur cette proposition d'expérience a été rédigée [M<sup>+</sup>17b]. Des améliorations concernant l'énergie, l'intensité du faisceau et le choix de la réaction sont envisageables. Des changements peuvent aussi être effectués selon les faisceaux disponibles et les temps d'attente dans les différents centres de recherche. Pour l'heure une première proposition est envisagée pour le système JUROGAM II+RITU+GREAT à l'Université de Jyväskylä en Finlande.

#### Setup expérimental requis : JUROGAM + RITU + GREAT

On a décidé de choisir des conditions expérimentales proches de celles d'une expérience précédente. Cette expérience a utilisé un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  sur une cible de  $0.97 \text{ mg/cm}^2$  de  $^{173-174}\text{Yb}$  [HRG<sup>+</sup>01]. En prenant en compte les sections efficaces de fusion-évaporation simulées (voir Figure VI.31). D'autres sections efficaces de fusion-évaporation réactions ont aussi été mesurées (voir Ref [HCKG17]). Ces mesures sont à garder en tête et les calculs suivants sont donnés dans le cas des simulations présentées en Figure VI.31. On peut ainsi faire les hypothèses suivantes (la perte d'énergie du faisceau dans la cible est négligé ici) :

$^{48}\text{Ca}$ , intensité de faisceau et énergie ( $I = 30 \text{ pA}$ ,  $E = 210 \text{ MeV}$ ,  $\bar{Q} = 11^+$ ) :

$$I(\text{pA}) = \text{pps} \times e \Rightarrow \text{pps} = \frac{I}{Qe} = 1.7 \times 10^{10} \text{ pps}$$

L'intensité de faisceau a été choisie par rapport aux caractéristiques des sources d'ions disponibles à l'Université de Jyväskylä. Nous n'avons pas vérifié si une telle intensité pourrait être supportée par la cible. Nous faisons aussi l'hypothèse que le taux de comptage dans le détecteur JUROGAM II est supérieur au nombre de  $\gamma$  émis par seconde lors de cette réaction.

- Cible d'Ytterbium enrichie à 50%  $^{173}\text{Yb}$  et 50%  $^{174}\text{Yb}$  ( $T = 0.97 \text{ mg/cm}^2$ ) :

$$N = \frac{T \times N_A}{M(^{173-174}\text{Yb})} = 3.4 \times 10^{18} \text{ at.cm}^{-2} \quad \text{noyaux cible } ^{173}\text{Yb} \text{ plus } ^{174}\text{Yb}$$

- Section efficace de fusion-évaporation  $\simeq 1 \text{ mb}$  pour  $^{217,218}\text{Th}$ .

- Temps de faisceau : 8 jours  $\Rightarrow 24 \text{ UT} = 192 \text{ h}$ .

- Taux de fusion-évaporation et nombre d'événements totaux

$$R = 1.7 * 10^{10} \text{ pps} \times 0.5 \times 3.4 * 10^{18} \times 1 * 10^{-27} = 29 \text{ } ^{217,218}\text{Th} \text{ events/s}$$

Pour 24 UT :

$$N_{217,218Th,214Ra} = 2 * 10^7 \quad {}^{217}Th, \quad {}^{218}Th \quad events$$

-Taux de comptage JUROGAM II

Ici on prend comme hypothèse que l'efficacité de détection absolue photopic est  $eff_{JUR} = 6\%$  à  $1.3MeV$  et que la multiplicité moyenne de chaque événement est  $M = 16$ . On attend donc pour une multiplicité effective  $f \geq 2$  :

$$R_{JUROGAM} = N_{Th,Ra} \times \sum_{f=2}^M (eff_{JUR})^f \times (1 - eff_{JUR})^{M-f} = 0.0016 \times N_{Th}$$

$$R_{JUROGAM}{}^{217,218Th} = 3.2 * 10^4 \quad fold \geq 2 \quad events$$

- Taux de comptage dans GREAT :

l'efficacité de détection des particules  $\alpha$  est prise égale à  $eff_{GREAT} = 80\%$ . A cause de la compétition avec la fission, la détection des résidus d'évaporation est nécessaire et permet d'améliorer considérablement le rapport *signal/bruit* dans le spectre du noyau considéré [B<sup>+</sup>85][RSC<sup>+</sup>09][RCM<sup>+</sup>06]. On prend aussi comme efficacité de collection jusqu'au plan focal  $eff_{Col} = 25\%$  [S<sup>+</sup>11], on attend donc, toujours avec une mutliplicité  $\geq 2$  dans JUROGAM :

$$N_{\gamma Total} = R_{JURAGAM}{}^{217,218Th} \times eff_{GREAT} \times eff_{Col} = 6.4 * 10^3 \quad ER - \gamma\gamma \quad events$$

On peut aussi mesurer les énergies des électrons de conversion issus de transitions fortement convertie. Il faut alors prendre en compte une efficacité de 60% pour les détecteurs silicium à laquelle se rajoute 30% d'efficacité géométrique :

$$N_{\gamma Total} = R_{JURAGAM}{}^{217,218Th} \times eff_{GREAT} \times eff_{Col} = 5.8 * 10^3 \quad e^- - \gamma\gamma \quad events$$

Le taux d'implantation dans GREAT a été vérifié pour qu'il ne dépasse pas le taux maximal admissible afin de garder un rapport *pic/fond* de la mesure de décroissance  $\alpha$  de 1/100. On a aussi vérifié que l'énergie cinétique ainsi que l'angle d'émission du résidu d'évaporation était compatible pour atteindre le plan focal de GREAT. Les calculs donnent une énergie cinétique de  $E_k = 45MeV$  (sans correction du parcours dans la cible) ( $\theta = 0; \phi = 0$ ) et une perte d'énergie de 8 MeV durant le parcours dans l'hélium à la pression de  $0.1hPa$ . Cela correspond à une vitesse moyenne d'environ  $9 \text{ cm.ns}^{-1}$ . La distance de vol dans RITU étant d'environ  $4.8m$ , on estime un temps de vol proche de  $53 \text{ ns}$ . Ce temps de vol est assez bas pour signer par décroissance alpha le résidu implanté au plan focal car les demie-vies des états fondamentaux des noyaux d'intérêt sont plus grandes :  ${}^{217}Th$  ( $T_{1/2} = 237\mu s$ ) et  ${}^{218}Th$  ( $T_{1/2} = 0.1\mu s$ )

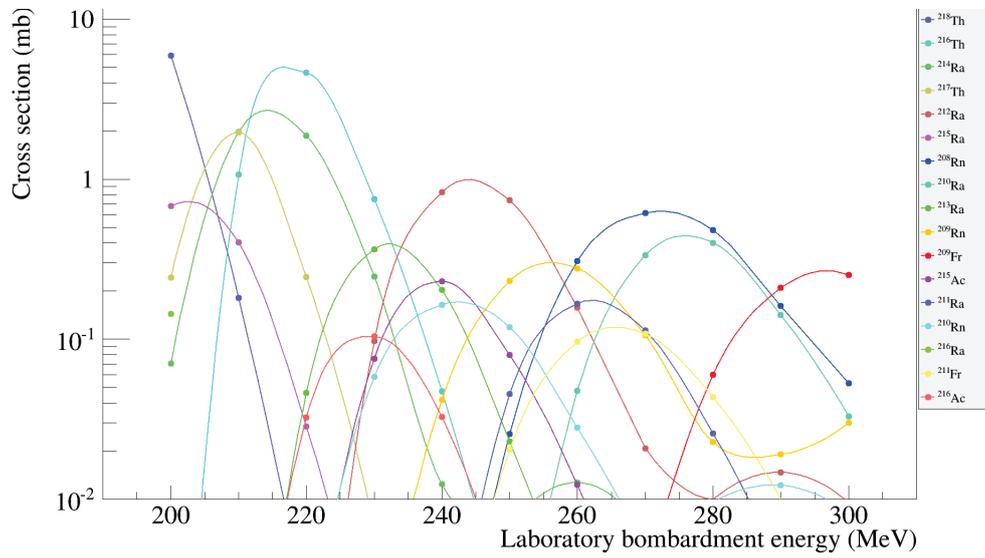


FIGURE VI.31 – Section efficace des produits de fusion-évaporation dans la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{222}\text{Th}^* \rightarrow ^{217,218}\text{Th} + \langle 5 - 4 \rangle n$ . Simulation issue du code ALICE.

## VI.6 Conclusion de cette Partie

La recherche de l'existence d'une transition de forme quadrupolaire-octupolaire dans les isotopes de thorium a été menée via l'étude des états d'excitation dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Dans le Chapitre V, nous avons commencé par aborder les modèles permettant de décrire la structure du noyau atomique, un système complexe et dynamique. À l'instar des molécules, les propriétés rotationnelles du noyau peuvent être intuitées. Seulement, les nucléons du noyau n'occupent pas des positions fixes comme les atomes dans les molécules et les différents modes d'excitation (rotation-vibration-excitation de particules) interviennent dans une gamme d'énergie beaucoup plus restreinte. L'analogie moléculaire nous a permis d'introduire l'asymétrie par réflexion dans les noyaux et d'en donner les principales manifestations expérimentales. La collectivité dans les noyaux piriformes a été développée au travers de modèles récents qui nous ont servi, par la suite, pour décrire les phénomènes observés.

Dans le Chapitre VI, l'étude de la transition de forme à haut spin dans les actinides a été présentée. La spectroscopie  $\gamma$  a été choisie comme sonde optimale pour mener à bien cette étude. Grâce à elle, nous avons pu mettre en évidence 33 nouveaux gamma qui ont été identifiés comme appartenant au noyau de  $^{223}\text{Th}$ , et 35 ont été nouvellement placés sur le schéma de niveaux. La solidité des résultats expérimentaux a été démontrée notamment par la présentation de la cohérence entre les expériences JUROGAM II et EUROBALL IV. Ces nouveaux états mettent en lumière une brusque augmentation du moment d'inertie, à haut spin, dans ce noyau. Cette observation expérimentale est une première dans les isotopes de Thorium. Ce phénomène a été prédit trente ans plus tôt et attribué à une transition de forme quadrupolaire-octupolaire (ballon de rugby-poire).

En perspective de ce travail, nous avons exposé une proposition d'expérience visant à déterminer les premiers indices de déformation octupolaire dans les isotopes de thorium pauvres en neutrons. Cette expérience aurait aussi pour but d'effectuer une mesure directe de déformation dans l'isotope de  $^{217}\text{Th}$  en mesurant la probabilité de transition  $B(E3; (15/2)^- \rightarrow (9/2)^+)$ . Par ailleurs, des développements sont en cours dans le groupe théorie de l'IPNL, où M. Bender ainsi que W. Ryssens travaillent sur des calculs pour reproduire les bandes octupolaires et quadrupolaires aussi bien dans le noyau pair de  $^{222}\text{Th}$  que dans le noyau impair  $^{223}\text{Th}$ .

Le travail présenté dans cette Partie a donné lieu à deux contributions publiées :

- Dans *Physical Review C* : Backbending in the pear-shaped  $^{223}_{90}\text{Th}$  nucleus : Evidence of a high spin octupole to quadrupole shape transition in the actinides. [MAC<sup>+</sup>17].
- Dans *Physica Scripta* suite à la conférence SSNET 16 (Shapes and Symmetries in Nuclei : from Experiment to Theory) : Backbending in the  $^{223}_{90}\text{Th}$  nucleus : presentation of the consistency of two different experiments[MAD<sup>+</sup>17].

# Conclusions et perspectives de ce manuscrit

Au fil des lignes de ce manuscrit, nous avons abordé les principales notions de la recherche en physique nucléaire fondamentale par spectroscopie  $\gamma$ . La première partie se concentre sur les aspects expérimentaux et nous a permis, dans un premier temps, d'introduire les trois dispositifs de détection  $\gamma$  d'intérêt pour ma thèse. Dans un second temps, plutôt que détailler les procédures traditionnelles d'analyse de données, nous avons choisi d'introduire un nouveau formalisme pour le calcul des intensités relatives dans un spectre. Ce formalisme remet en question la méthode traditionnellement utilisée. Dans l'optique d'une meilleure efficacité, et afin d'aller plus loin dans les méthodes d'analyse, un travail collaboratif a été mis en place pour développer le logiciel Cubix. Ceci a permis d'aboutir à une version ergonomique, complète et incluant des fonctionnalités inédites. Une des perspectives de ce travail serait d'implémenter le formalisme sur les intensités dans Cubix.

La seconde partie, quant à elle, se concentre sur l'interprétation des données obtenues sur le noyau octupolaire de  $^{223}\text{Th}$  à partir des expériences JUROGAM II et EUROBALL IV. L'analyse simultanée de ces deux expériences a permis d'obtenir des résultats expérimentaux solides et convaincants. L'analyse des états de haut spin dans le noyau de  $^{223}\text{Th}$  ont dévoilé, pour la première fois à haut spin dans les isotopes de Thorium, une brusque augmentation de son moment d'inertie. Ce phénomène a été interprété comme les premières indications d'un changement de forme à haut spin. Sur cette même thématique, certaines perspectives ont été évoquées :

- (i) Collaboration avec le groupe théorie de l'IPNL pour effectuer une interprétation plus précise du phénomène observé ;
- (ii) Proposition d'expérience visant à déterminer les premiers indices de déformation octupolaire dans les isotopes de Thorium pauvres en neutrons ;
- (iii) Caractérisation de la bande quadrupolaire à quatre quasi-particules alignées dans les isotopes de  $^{222,223,224}\text{Th}$ . Cela représente un challenge expérimental énorme, demandant l'utilisation de détecteurs à très haute efficacité.

Enfin, la dernière partie aborde les résultats issus de l'expérience AGATA+VAMOS au GANIL. Un nouveau schéma de niveaux pour le noyau exotique  $^{81}\text{Ga}$  a été proposé. Le dernier état d'excitation observé à 2767keV (spin  $I = 13/2^-$ ) a été discuté comme étant un indice d'une fermeture de couche  $N = 50$  importante. Des extrapolations concernant le caractère doublement magique du noyau  $^{78}\text{Ni}$  peuvent être envisagées en tant que perspectives de ce travail.



# Bibliographie

- [A<sup>+</sup>99] N. Amzal et al. *Acta. Phys. Pol. B*, 30(30) :681, 1999.
- [A<sup>+</sup>12] S. Akkoyun et al. Agata—advanced gamma tracking array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 668 :26 – 58, 2012.
- [AA13] A. V. Afanasjev and O. Abdurazakov. Pairing and rotational properties of actinides and superheavy nuclei in covariant density functional theory. *Phys. Rev. C*, 88 :014320, Jul 2013.
- [AAR16] S. E. Agbemava, A. V. Afanasjev, and P. Ring. Octupole deformation in the ground states of even-even nuclei : A global analysis within the covariant density functional theory. *Phys. Rev. C*, 93 :044304, Apr 2016.
- [AKN<sup>+</sup>83] S.A. Ahmad, W. Klempt, R. Neugart, E.W. Otten, K. Wendt, C. Ekstriim, and The ISOLDE Collaboration. *Phys. Lett.*, (133B) :47, 1983.
- [AP11] A. Astier and M.-G Porquet. Un noyau de polonium dévoile sa structure alpha. *Images de la physique*, 2011.
- [APP<sup>+</sup>10a] A. Astier, P. Petkov, M.-G. Porquet, D. S. Delion, and P. Schuck. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :042701, Jan 2010.
- [APP<sup>+</sup>10b] A. Astier, P. Petkov, M.-G Porquet, D.S Delion, and P. Shuck. *Eur. Phys. J. A*, 46 :165–185, 2010.
- [Ast99] A. Astier. Multidétecteurs  $\gamma$  et découverte de bandes dipolaires dans la région de noyaux superdéformés de masses  $\simeq 190$ . *Habilitation à diriger des recherches*, 1999.
- [AST<sup>+</sup>05] M. Asai, M. Sakama, K. Tsukada, S. Ichikawa, H. Haba, I. Nishinaka, Y. Nagaime, S. Goto, Y. Kojima, Y. Oura, H. Nakahara, M. Shibata, and K. Kawade. Proton-neutron configurations in  $^{236}\text{g}$ , mam and its ec-decay daughter  $^{236}\text{pu}$ . *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 23(3) :395–400, 2005.
- [B<sup>+</sup>85] W. Bonin et al. *Z. Phys. A*, 322 :59–73, 1985.
- [B<sup>+</sup>95] C. W. Beausang et al. Using high-fold data from the new generation of  $\gamma$ -ray detector arrays. *Nucl. Inst. Meth. A*, 364 :560–566, 1995.
- [BF79] R. Bengtsson and S. Frauendorf. *Nucl. Phys. A*, 327 :139–171, 1979.
- [BHFV86] P. Bonche, P. H. Heenen, H. Flocard, and D. Vautherin. *Phys. Lett. B*, 175(4) :387, 1986.
- [BM75] A. Bohr and B. Mottelson. Nuclear structure II. *Benjamin*, 1975.
- [BN96] P. A. Butler and W. Nazarewicz. *Rev. Mod. Phys.*, 68 :349–421, Apr 1996.
- [Boh36] N. Bohr. *Nature*, 344 :137, 1936.

- [Boh52] A. Bohr. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid.*, 26, 1952.
- [But16] P. A. Butler. Octupole collectivity in nuclei. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 43(073002), 2016.
- [BZW<sup>+</sup>16] B. Bucher, S. Zhu, C. Y. Wu, R. V. F. Janssens, D. Cline, A. B. Hayes, M. Albers, A. D. Ayangeakaa, P. A. Butler, C. M. Campbell, M. P. Carpenter, C. J. Chiara, J. A. Clark, H. L. Crawford, M. Cromaz, H. M. David, C. Dickerson, E. T. Gregor, J. Harker, C. R. Hoffman, B. P. Kay, F. G. Kondev, A. Korichi, T. Lauritsen, A. O. Macchiavelli, R. C. Pardo, A. Richard, M. A. Riley, G. Savard, M. Scheck, D. Seweryniak, M. K. Smith, R. Vondrasek, and A. Wiens. Direct evidence of octupole deformation in neutron-rich <sup>144</sup>Ba. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :112503, Mar 2016.
- [C<sup>+</sup>82] A. Chevallier et al. *J. Phys. Paris*, 43 :1597, 1982.
- [Cas05] Richard F. Casten. *Nuclear Structure from a Simple Perspective, II*(Oxford Science Publications), 2005.
- [Cha32] J. Chadwick. *Nature*, 129 :312, 1932.
- [Cha80] R. R. Chasman. *Phys. Lett. B*, 96 :7, 1980.
- [CHA<sup>+</sup>99] J.F.C. Cocks, D. Hawcroft, N. Amzal, P.A. Butler, K.J. Cann, P.T. Greenlees, G.D. Jones, S. Asztalos, R.M. Clark, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, P. Fallon, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, R.W. MacLeod, F.S. Stephens, P. Jones, R. Julin, R. Broda, B. Fornal, J.F. Smith, T. Lauritsen, P. Bhattacharyya, and C.T. Zhang. Spectroscopy of rn, ra and th isotopes using multi-nucleon transfer reactions. *Nuclear Physics A*, 645(1) :61 – 91, 1999.
- [CMB<sup>+</sup>10] B. Cheal, E. Mané, J. Billowes, M. L. Bissell, K. Blaum, B. A. Brown, F. C. Charlwood, K. T. Flanagan, D. H. Forest, C. Geppert, M. Honma, A. Jokinen, M. Kowalska, A. Krieger, J. Krämer, I. D. Moore, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, M. Schug, H. H. Stroke, P. Vingerhoets, D. T. Yordanov, and M. Žáková. Nuclear spins and moments of ga isotopes reveal sudden structural changes between  $n = 40$  and  $n = 50$ . *Phys. Rev. Lett.*, 104 :252502, Jun 2010.
- [CN91] S. Cwiok and W. Nazarewicz. *Nucl. Phys. A*, 529 :95, 1991.
- [D<sup>+</sup>99] G. Duchene et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 432 :90, 1999.
- [D<sup>+</sup>14] G. Duchêne et al. *Test of the Z=28 proton- and N=50 neutron gaps in <sup>82</sup>Ge and <sup>80</sup>Zn nuclei. Impact on the magicity of <sup>78</sup>Ni*, 2014.
- [DCH<sup>+</sup>00] M. E. Debray, M. A. Cardona, D. Hojman, A. J. Kreiner, M. Davidson, J. Davidson, H. Somacal, G. Levinton, D. R. Napoli, S. Lenzi, G. de Angelis, M. De Poli, A. Gadea, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, and N. Medina. Alternating parity bands in <sup>218</sup>Fr. *Phys. Rev. C*, 62 :024304, Jul 2000.
- [DDD<sup>+</sup>06] M. E. Debray, J. Davidson, M. Davidson, A. J. Kreiner, M. A. Cardona, D. Hojman, D. R. Napoli, S. Lenzi, G. de Angelis, D. Bazzacco, S. Lunardi, M. De Poli, C. Rossi-Alvarez, A. Gadea, N. Medina, and C. A. Ur. High-spin octupole yrast levels in <sup>216</sup>Rn<sub>86</sub>. *Phys. Rev. C*, 73 :024314, Feb 2006.
- [DEM09] GREGORY A. DEMAND. Thesis : Development of a novel algorithm for nuclear level scheme determination. 2009.
- [DKGS75] Zolnowski D.R., T. Kishimoto, Y. Gono, and T.T. Sugihara. *Phys. Lett. B*, 55 :453, 1975.

- [DKH<sup>+</sup>88] M. Dahlinger, E. Kankleit, D. Habs, D. Schwalm, B. Schwartz, R. S. Simon, J. D. Burrows, and P. A. Butler. *Nucl. Phys. A*, 484 :337, 1988.
- [DLD<sup>+</sup>17] J. Dudouet, A. Lemasson, G. Duchêne, M. Rejmund, E. Clément, C. Michelagnoli, F. Didierjean, A. Korichi, G. Maquart, O. Stezowski, C. Lizarazo, R. M. Pérez-Vidal, C. Andreoiu, G. de Angelis, A. Astier, C. Delafosse, I. Deloncle, Z. Dombradi, G. de France, A. Gadea, A. Gottardo, B. Jacquot, P. Jones, T. Konstantinopoulos, I. Kuti, F. Le Blanc, S. M. Lenzi, G. Li, R. Lozeva, B. Million, D. R. Napoli, A. Navin, C. M. Petrache, N. Pietralla, D. Ralet, M. Ramdhane, N. Redon, C. Schmitt, D. Sohler, D. Verney, D. Barrientos, B. Birkenbach, I. Burrows, L. Charles, J. Collado, D. M. Cullen, P. Désesquelles, C. Domingo Pardo, V. González, L. Harkness-Brennan, H. Hess, D. S. Judson, M. Karolak, W. Korten, M. Labiche, J. Ljungvall, R. Menegazzo, D. Mengoni, A. Pullia, F. Recchia, P. Reiter, M. D. Salsac, E. Sanchis, Ch. Theisen, J. J. Valiente-Dobón, and M. Zielińska. <sup>96</sup>Kr<sub>60</sub>. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :162501, Apr 2017.
- [Doa06] Q. T. Doan. *Recherche de la symetrie tétraédrique dna sle noyau de <sup>156</sup>Gd par spectroscopie  $\gamma$* . PhD thesis, IPNL, Lyon, 2006.
- [Duc97] L. Ducroux. Recherche et analyse des états superdéformés et aplatis dans le noyau <sup>193</sup>Pb à l'aide du multidétecteur eurogam ii. *Thèse*, 1997.
- [Duc16] C. Ducoin. *Cours de physique nucléaire, M2 physique fondamentale, Université LYON 1*, 2016.
- [E<sup>+</sup>96] J. Eberth et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 369 :135, 1996.
- [EFH<sup>+</sup>86] B. Ekstrom, B. Fogelberg, P. Hoff, E. Lund, and A. Sangariyavanish. Decay properties of <sup>75–80</sup>Zn and q( $\beta$ )-values of neutron-rich zn and ga isotopes. *Phys.Scr.*, 34 :614, 1986.
- [ENS17] *ENSDF : Evaluated Nuclear Structure Data File*, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>, 2017.
- [FGS11] S. Frauendorf, Y. Gu, and J. Sun. Tidal waves : a non adiabatic microscopic description of the yrast states in near spherical nuclei. *International Journal of Modern Physics E*, 20 :465–473, 2011.
- [FP84] S. Frauendorf and V. V. Paskevich. *Phys. Lett. B*, 141 :23, 1984.
- [FPP<sup>+</sup>67] G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova, N. Martalogu, D. Poenaru, M. Sezon, I. Vilcov, and N. Vilcov. Excitation energy of spontaneously fissioning isomer <sup>242</sup>mam. *Nuclear Physics A*, 97(2) :444 – 448, 1967.
- [Fra01] Stefan Frauendorf. *Rev. Mod. Phys.*, 73 :463–514, Jun 2001.
- [Fra08] S. Frauendorf. *Phys. Rev. C*, 77 :021304, Feb 2008.
- [FVA<sup>+</sup>09] K. T. Flanagan, P. Vingerhoets, M. Avgoulea, J. Billowes, M. L. Bissell, K. Blaum, B. Cheal, M. De Rydt, V. N. Fedosseev, D. H. Forest, Ch. Geppert, U. Köster, M. Kowalska, J. Krämer, K. L. Kratz, A. Krieger, E. Mané, B. A. Marsh, T. Materna, L. Mathieu, P. L. Molkanov, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, M. D. Seliverstov, O. Serot, M. Schug, M. A. Sjoedin, J. R. Stone, N. J. Stone, H. H. Stroke, G. Tungate, D. T. Yordanov, and Yu. M. Volkov. Nuclear spins and magnetic moments of <sup>71,73,75</sup>Cu : Inversion of  $\pi 2p_{3/2}$  and  $\pi 1f_{5/2}$  levels in <sup>75</sup>Cu. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :142501, Oct 2009.

- [GAB<sup>+</sup>98] P T Greenlees, N Amzal, P A Butler, K J Cann, J F C Cocks, D Hawcroft, G D Jones, R D Page, A Andreev, T Enqvist, P Fallon, B Gall, M Guttormsen, K Helariutta, F Hoellinger, P M Jones, R Julin, S Juutinen, H Kankaanpää, H Kettunen, P Kuusiniemi, M Leino, S Messelt, M Muikku, A Savelius, A Schiller, S Siem, W H Trzaska, T Tveter, and J Uusitalo. First observation of excited states in  $^{226}\text{u}$ . *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 24(10) :L63, 1998.
- [GB<sup>+</sup>13] L.P. Gaffney, P.A. Butler, et al. Studies of pear-shaped nuclei using accelerated radioactive ion beams. *Nature*, 497(199), 2013.
- [Gre99] Paul Thomas Greenlees. Identification of excited states and evidence for octupole déformation in  $^{226}\text{u}$ . *PhD Thesis*, 1999.
- [HCKG17] Hemdeep, Sahila Chopra, Arshdeep Kaur, and Raj K. Gupta. Formation and decay of the compound nucleus  $^{220}\text{Th}^*$  within the dynamical cluster-decay model. *Phys. Rev. C*, 95 :014609, Jan 2017.
- [Hei32] W. Heisenberg. *Z. Phys.*, 77, 1932.
- [HJB<sup>+</sup>02] N. J. Hammond, G. D. Jones, P. A. Butler, R. D. Humphreys, P. T. Greenlees, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, A. Keenan, H. Kettunen, P. Kuusiniemi, M. Leino, M. Muikku, P. Nieminen, P. Rahkila, J. Uusitalo, and S. V. Khlebnikov. Observation of  $k = 1/2$  octupole deformed bands in  $^{227}\text{Th}$ . *Phys. Rev. C*, 65 :064315, Jun 2002.
- [HJS49] Otto Haxel, J. Hans D. Jensen, and Hans E. Suess. On the "magic numbers" in nuclear structure. *Phys. Rev.*, 75 :1766–1766, Jun 1949.
- [HRG<sup>+</sup>01] K. Hauschild, M. Rejmund, H. Grawe, E. Caurier, F. Nowacki, F. Becker, Y. Le Coz, W. Korten, J. Döring, M. Górska, K. Schmidt, O. Dorvaux, K. Helariutta, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, H. Kettunen, M. Leino, M. Muikku, P. Nieminen, P. Rahkila, J. Uusitalo, F. Azaiez, and M. Bellegruic. Isomer spectroscopy in  $^{216}\text{th}_{126}$  and the magicity of  $^{218}_{92}\text{U}_{126}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 87 :072501, Jul 2001.
- [HTB<sup>+</sup>90] J. R. Hughes, R. Tolle, J. De Boer, P. A. Butler, C. Gunther, V. Grafen, N. Gollwitzer, V. E. Holliday, G. D. Jones, C. Lauterbach, M. Marten-Tolle, S. M. Mullins, R. J. Poynter, R. S. Simon, N. Singh, R. J. Tanner, R. Wadsworth, D. L. Watson, and C. A. White. *Nucl. Phys. A*, 512 :275, 1990.
- [HW53] David Lawrence Hill and John Archibald Wheeler. Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. *Phys. Rev.*, 89 :1102–1145, Mar 1953.
- [JBHJ98] G.D. Jones, P.A. Butler, T.H. Hoare, and P.M. Jones. A study of  $^{223}\text{Ra}$  populated by  $\alpha$ -decay. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 2(2) :129–141, 1998.
- [JNMR<sup>+</sup>91] J.Fernandez-Neillo, C. Mittag, F. Riess, E. Ruchowska, and M. Stallknecht. *Nucl. Phys. A*, 531 :164–176, 1991.
- [JRH72a] A. Johnson, H. Ryde, and S. A. Hjorth. Nuclear moment of inertia at high rotational frequencies. *Ann. Phys. t5*, 6 :385, 1972.
- [JRH72b] A. Johnson, H. Ryde, and S.A. Hjorth. Nuclear moment of inertia at high rotational frequencies. *Nuclear Physics A*, 179(3) :753 – 768, 1972.
- [JT37] H. A. Jahn and E. Teller. Stability of polyatomic molecules in degenerate electronic states. *Proceedings of the Royal Society of London Series A - Mathematical and Physical Sciences*, 161 :220–235, 1937.

- [JvB99] R. V. Jolos and P. von Brentano. Parity splitting in the alternating parity bands of some actinide nuclei. *Phys. Rev. C*, 60 :064317, Nov 1999.
- [Kal17] KaliVeda. Toolkit for analysis and simulation of fermi energy heavy-ion collisions. <http://indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc/>, 2017.
- [KHA<sup>+</sup>05] P. Kuusiniemi, F. P. Heßberger, D. Ackermann, S. Hofmann, B. Sulignano, I. Kojouharov, and R. Mann. *Eur. Phys. J. A*, 25 :397, 2005.
- [Kra88] K. S. Krane. Introductory to nuclear physics. *John Wiley and Sons, New York*, 1988.
- [KRJ<sup>+</sup>98] F.G. Kondev, M.A. Riley, R.V.F. Janssens, J. Simpson, A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson, I. Ahmad, D.J. Blumenthal, T.B. Brown, M.P. Carpenter, P. Fallon, S.M. Fischer, G. Hackman, D.J. Hartley, C.A. Kalfas, T.L. Khoo, T. Lauritsen, W.C. Ma, D. Nisius, J.F. Sharpey-Schafer, and P.G. Varmette. Spin 60 in 156dy : competition between collective and terminating structures at very high-spin. *Physics Letters B*, 437(1–2) :35 – 43, 1998.
- [L<sup>+</sup>13] Z.P. Li et al. *Physics Letters B*, 726 :866–969, 2013.
- [L<sup>+</sup>16] Z. P. Li et al. *J. Phys. G : Nuclear Part. Phys.*, 43 :024005, 2016.
- [LB74] Landolt-Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, VI(edited by K.-H. Hellwege and A.M. Hellwege (Springer, Berlin)), 1974.
- [LC88] G. A. Leander and Y. S. Chen. Reflection-asymmetric rotor model of odd  $A \sim 219 - 229$  nuclei. *Phys. Rev. C*, 37 :2744–2778, Jun 1988.
- [LdBG<sup>+</sup>96] A.I. Levon, J. de Boer, G. Graw, J. Kvasil, M. Loewe, V.D. Valnion, M. Würkner, H. Baltzer, C. Günther, J. Manns, U. Müller, and T. Weber. The structure of the parity-doublet bands in 231pa. *Nuclear Physics A*, 598(1) :11 – 46, 1996.
- [Leo93] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, (Springer-Verlag), 1993.
- [LMHK<sup>+</sup>04] A. Lopez-Martens, K. Hauschild, A. Korichi, J. Roccaz, and J-P. Thibaud. -ray tracking algorithms : a comparison. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 533(3) :454 – 466, 2004.
- [LPS92] C. F. LIANG, P. PARIS, and R. K. SHELINE. Reflection asymmetry in the transitional odd-odd nucleus  $^{220}\text{Fr}$ . *Int. J. Mod. Phys. E*, 01(01) :363, 1992.
- [M<sup>+</sup>06] N. Minkov et al. Parity shift and beat staggering structure of octupole bands in a collective model for quadrupole-octupole-deformed nuclei. *J. Phys. G : Nuclear Part. Phys.*, 32 :497–509, 2006.
- [M<sup>+</sup>17a] G. Maquart et al. New level scheme for the  $N = 50$  neutron-rich gallium isotope  $^{81}\text{Ga}$ . *To be Submitted to Phys. Rev. C*, 2017.
- [M<sup>+</sup>17b] G. Maquart et al. Proposal for investigating the onset of quadrupole-octupole collectivity from the neutron deficient magic  $^{216}\text{Th}$  nuclei. *Unpublished*, 2017.
- [MAC<sup>+</sup>17] G. Maquart, L. Augey, L. Chaix, I. Companis, C. Ducoin, J. Dudouet, D. Guinet, G. Lehaut, C. Mancuso, N. Redon, O. Stézowski, A. Vancraeynest, A. Astier, F. Azaiez, S. Courtin, D. Curien, I. Deloncle, O. Dorvaux, G. Duchêne, B. Gall, T. Grahn, P. Greenlees, A. Herzan, K. Hauschild, U. Jakobsson, P. Jones, R. Julin,

- S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, A. Lopez-Martens, P. Nieminen, P. Petkov, P. Peura, M.-G. Porquet, P. Rahkila, S. Rinta-Antila, M. Rousseau, P. Ruotsalainen, M. Sandzelius, J. Sarén, C. Scholey, J. Sorri, S. Stolze, and J. Uusitalo. Backbending in the pear-shaped  $^{223}_{90}\text{Th}$  nucleus : Evidence of a high-spin octupole to quadrupole shape transition in the actinides. *Phys. Rev. C*, 95 :034304, Mar 2017.
- [MAD<sup>+</sup>17] G Maquart, A Astier, C Ducoin, D Guinet, O Stézowski, L Augey, L Chaix, I Companis, J Dudouet, G Lehaut, C Mancuso, N Redon, and A Vancraeynest. Backbending in the  $^{223}_{90}\text{Th}$  nucleus : presentation of the consistency of two different experiments. *Physica Scripta*, 92(6) :064004, 2017.
- [May49] Maria Goeppert Mayer. On closed shells in nuclei. ii. *Phys. Rev.*, 75 :1969–1970, Jun 1949.
- [MKM<sup>+</sup>97] Miroslav Morháč, Ján Kliman, Vladislav Matoušek, Martin Veselský, and Ivan Turzo. Background elimination methods for multidimensional coincidence gamma-ray spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 401(1) :113 – 132, 1997.
- [Nil55] S. G. Nilsson. *Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk.*, 16 :29, 1955.
- [NLD87] W. Nazarewicz, G. A. Leander, and J. Dudek. *Nucl. Phys. A*, 467 :437–560, 1987.
- [NO85] W. Nazarewicz and P. Olanders. *Nucl. Phys. A*, 441 :420, 1985.
- [NOR<sup>+</sup>84] W. Nazarewicz, P. Olanders, I. Ragnarsson, J. Dudek, and G. A. Leander. *Phys. Rev. Lett.*, (52) :1272, 1984.
- [NPRT83] J. Fernandez Niello, H. Puchta, F. Riess, and W. Trautmann. Band structure of the transitional nucleus 218ra. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 9 :567 – 572, 1983.
- [NT92] W. Nazarewicz and S. L. Tabor. Octupole shapes and shape changes at high spins in the  $z=58, n=88$  nuclei. *Phys. Rev. C*, 45 :2226–2237, May 1992.
- [NUD17] *NuDat : Nuclear Data*, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>, 2017.
- [OSF<sup>+</sup>05] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Rintaro Fujimoto, Hubert Grawe, and Yoshinori Akaishi. Evolution of nuclear shells due to the tensor force. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :232502, Nov 2005.
- [OSH<sup>+</sup>10] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Michio Honma, Yutaka Utsuno, Naofumi Tsunoda, Koshiroh Tsukiyama, and Morten Hjorth-Jensen. Novel features of nuclear forces and shell evolution in exotic nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :012501, Jan 2010.
- [OT16] T Otsuka and Y Tsunoda. The role of shell evolution in shape coexistence. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 43(2) :024009, 2016.
- [PAE<sup>+</sup>86] W. R. Phillips, I. Ahmad, H. Emling, R. Holzmann, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, and M. W. Drigert. Octupole deformation in neutron-rich barium isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :3257–3260, Dec 1986.
- [Pay91] D. Paya. Les isomères de fission. *Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire*, 1991.
- [PLM<sup>+</sup>13] S. Paschalis, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, C.M. Campbell, M. Cromaz, S. Gros, J. Pavan, J. Qian, R.M. Clark, H.L. Crawford, D. Doering, P. Fallon, C. Lionberger, T. Loew, M. Petri, T. Stezelberger, S. Zimmermann, D.C. Radford, K. Lagergren,

- D. Weisshaar, R. Winkler, T. Glasmacher, J.T. Anderson, and C.W. Beausang. The performance of the gamma-ray energy tracking in-beam nuclear array {GRETINA}. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 709 :44 – 55, 2013.
- [PMG<sup>+</sup>10] S. Padgett, M. Madurga, R. Grzywacz, I. G. Darby, S. N. Liddick, S. V. Paulauskas, L. Cartegni, C. R. Bingham, C. J. Gross, K. Rykaczewski, D. Shapira, D. W. Stracener, A. J. Mendez, J. A. Winger, S. V. Ilyushkin, A. Korgul, W. Królas, E. Zganjar, C. Mazzocchi, S. Liu, J. H. Hamilton, J. C. Batchelder, and M. M. Rajabali. *β. Phys. Rev. C*, 82 :064314, Dec 2010.
- [Por99] M.-G. Porquet. Noyau, champ et cortège. *Ecole Joliot-Curie*, 1999.
- [PPA<sup>+</sup>04] A. Prévost, M. G. Porquet, A. Astier, I. Deloncle, F. Azaiez, A. Buta, D. Currien, O. Dorvaux, G. Duchêne, B. J. P. Gall, F. Khalfallah, I. Piqueras, M. Rousseau, M. Meyer, N. Redon, O. Stézowski, Ts. Venkova, R. Lucas, and A. Bogachev. Medium-spin excitations of the neutron-rich  $^{84}\text{Se}$  isotope : Possible decrease in energy of the  $n = 50$  neutron-core excitation. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 22(3) :391–395, 2004.
- [Pre03a] A. Prevost. *Recherche de grande déformation nucléaires dans les noyaux exotiques en spin et en isospin à l'aide des multidétecteurs  $\gamma$  EUROBALL IV et EXOGAM*. PhD thesis, IPNL, Lyon, 2003.
- [Pre03b] A. Prevost. *Recherche des grandes déformations nucléaires dans les noyaux exotiques en spin et en isospin à l'aide des multidétecteurs  $\gamma$  euroball iv et exogam*. Thèse, 2003.
- [R<sup>+</sup>11] M. Rejmund et al. *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 646 :184, 2011.
- [Rad95] D.C Radford. Escl8r and levit8r : Software for interactive graphical analysis of hpge coincidence data sets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 361(1) :297 – 305, 1995.
- [RAD17] *RadWare Coincidence Finder*, <http://radware.phy.ornl.gov/cf.html>, 2017.
- [RB12] L. M. Robledo and G. F. Bertsch. Electromagnetic transition strengths in soft deformed nuclei. *Phys. Rev. C*, 86 :054306, Nov 2012.
- [RCF<sup>+</sup>00] L. A. Riley, P. D. Cottle, M. Fauerbach, V. S. Griffin, B. N. Guy, K. W. Kemper, G. S. Rajbaidya, and O. J. Tekyi-Mensah. Conversion electron- $\gamma$  coincidences and intrinsic reflection asymmetry in  $^{219}\text{Ra}$ . *Phys. Rev. C*, 62 :021301, Jul 2000.
- [RCG<sup>+</sup>88] C.G. Ryan, E. Clayton, W.L. Griffin, S.H. Sie, and D.R. Cousens. Snip, a statistics-sensitive background treatment for the quantitative analysis of pixe spectra in geoscience applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 34(3) :396 – 402, 1988.
- [RCM<sup>+</sup>06] W. Reviol, C. J. Chiara, M. Montero, D. G. Sarantites, O. L. Pechenaya, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, C. J. Lister, D. Seweryniak, S. Zhu, and S. G. Frauendorf. Multiple octupole-type band structures in  $^{220}\text{Th}$  : Reflection-asymmetric tidal waves? *Phys. Rev. C*, 74 :044305, Oct 2006.
- [RJF<sup>+</sup>14] W. Reviol, R. V. F. Janssens, S. Frauendorf, D. G. Sarantites, M. P. Carpenter, X. Chen, C. J. Chiara, D. J. Hartley, K. Hauschild, T. Lauritsen, A. Lopez-Martens, M. Montero, O. L. Pechenaya, D. Seweryniak, J. B. Snyder, and S. Zhu. *Phys. Rev. C*, 90 :044318, Oct 2014.

- [RO84] P.-G. Reinhard and E.W. Otten. Transition to deformed shapes as a nuclear jahn-teller effect. *Nuclear Physics A*, 420(2) :173 – 192, 1984.
- [RS80] P. Ring and P. Shuck. The nuclear many-body problem, new york. *Springer-Verlag*, 1980.
- [RS00] P. Ring and P. Schuck. *The nuclear many-body problem*. Springer, 2000.
- [RS03] Mark Riley and John Simpson. Nuclear  $\gamma$ -spectroscopy and the  $\gamma$ -spheres. *digital Encyclopedia of Applied Physics*, 2003.
- [RSC<sup>+</sup>09] W. Reviol, D. G. Sarantites, C. J. Chiara, M. Montero, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter, T. L. Khoo, T. Lauritsen, C. J. Lister, D. Seweryniak, S. Zhu, O. L. Pechenaya, and S. G. Frauendorf. Parity doubling in  $^{219}\text{Th}$  and the onset of collectivity above  $n = 126$ . *Phys. Rev. C*, 80 :011304, Jul 2009.
- [S<sup>+</sup>11] J. Saren et al. *Nucl. Ins. And Methods. A*, 654 :508–521, 2011.
- [S<sup>+</sup>12] E. Sahin et al. *Nucl. Phys. A*, 893 :1–12, 2012.
- [SCdV<sup>+</sup>77] Z. Sujkowski, D. Chmielewska, M.J.A. de Voigt, J.F.W. Jansen, and O. Scholten. Positive- and negative-parity yrast bands in the transitional nucleide 150sm and the interacting boson approximation. *Nuclear Physics A*, 291(2) :365 – 385, 1977.
- [SCS<sup>+</sup>95] J. F. Smith, J. F. C. Cocks, N. Schulz, M. Aïche, M. Bentaleb, P. A. Butler, F. Hannachi, G. D. Jones, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, R. Kulesa, E. Lubkiewicz, A. Płochocki, F. Riess, E. Ruchowska, A. Savelius, J. C. Sens, J. Simpson, and E. Wolf. Contrasting behavior in octupole structures observed at high spin in  $^{220}\text{Ra}$  and  $^{222}\text{Th}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 75 :1050–1053, Aug 1995.
- [SEH<sup>+</sup>86] B. Schwartz, Ch. Ender, D. Habs, D. Schwalm, M. Dahlinger, E. Kankeleit, H. Folger, R. S. Simon, and H. Backe. In-beam spectroscopy of  $^{224}\text{Th}$ . *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 323(4) :489–490, 1986.
- [Sim97] J. Simpson. The euroball spectrometer. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 358(2) :139–143, 1997.
- [Sim05] J. Simpson. *Acta. Phys. Pol. B*, 36(36) :1383–1393, 2005.
- [Sim16] J. Simpson. Achievements with the euroball spectrometer, 2016.
- [SJJR89] Raymond K. Sheline, A.K. Jain, K. Jain, and Ingemar Ragnarsson. Reflection asymmetric and symmetric shapes in  $^{225}\text{Ra}$ . polarization effects of the odd particle. *Physics Letters B*, 219(1) :47 – 51, 1989.
- [SLA<sup>+</sup>86] P. Schüler, Ch. Lauterbach, Y.K. Agarwal, J. De Boer, K.P. Blume, P.A. Butler, K. Euler, Ch. Fleischmann, C. Günther, E. Hauber, H.J. Maier, M. Marten-Tölle, Ch. Schandera, R.S. Simon, R. Tölle, and P. Zeyen. High-spin states in  $^{224}\text{Th}$ ,  $^{226}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$  and the systematics of octupole effects in even th isotopes. *Physics Letters B*, 174(3) :241 – 245, 1986.
- [SN12] K. Sieja and F. Nowacki. Three-body forces and persistence of spin-orbit shell gaps in medium-mass nuclei : Toward the doubly magic  $^{78}\text{Ni}$ . *Phys. Rev. C*, 85 :051301, May 2012.
- [StADAT17] O. Stezowski and the AGATA Data Analysis Team. Gammaware user’s guide. <http://agata.in2p3.fr/doc/GwUserGuide.pdf>, 2017.
- [Ste08] O. Stezowski. La spectroscopie  $\gamma$  : des faisceaux stables aux faisceaux radioactifs. *Habilitation à diriger des recherches*, 2008.

- [THD<sup>+</sup>13] S. K. Tandel, M. Hemalatha, A. Y. Deo, S. B. Patel, R. Palit, T. Trivedi, J. Sethi, S. Saha, D. C. Biswas, and S. Mukhopadhyay. *Phys. Rev. C*, 87 :034319, Mar 2013.
- [The02] Ch. Theisen. Des noyaux lourds aux super-lourds. *Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire*, 2002.
- [THH<sup>+</sup>85] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light  $p$ -shell region. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :2676–2679, Dec 1985.
- [UBN01] W. Urban, J. C. Bacelar, and J Nyberg. *Acta. Phys. Pol. B*, 31(9) :2527, 2001.
- [Val89] Luc Valentin. Noyaux et particules, modèles et symmetries. *Hermann*, 1989.
- [Van10] A. Vancraeynest. Resultats de simulation en spectroscopie  $\gamma$  des noyaux déformés : cas des noyaux isomériques et tétraédriques. *UCBL, Université Lyon1*, 2010.
- [VIB<sup>+</sup>07] D. Verney, F. Ibrahim, C. Bourgeois, S. Essabaa, S. Galès, L. Gaudefroy, D. Guillemaud-Mueller, F. Hammache, C. Lau, F. Le Blanc, A. C. Mueller, O. Perru, F. Pougheon, B. Roussière, J. Sauvage, and O. Sorlin. Low-energy states of  $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$  : Proton structure of the nuclei close to  $^{78}\text{Ni}$ . *Phys. Rev. C*, 76 :054312, Nov 2007.
- [Vog76] P. Vogel. Negative parity states in deformed nuclei. *Physics Letters*, 60B :431, 1976.
- [Wan07] X. Wang. *Exotic collective excitations at high spin : triaxial rotation and octupole condensation*. PhD thesis, Notre Dame, Indiana, 2007.
- [WDL<sup>+</sup>83] D. Ward, G.D. Dracoulis, J.R. Leigh, R.J. Charity, D.J. Hinde, and J.O. Newton. High-spin states in 222th. *Nuclear Physics A*, 406(3) :591 – 612, 1983.
- [Wei35] C. F. V. Weizäcker. *Zeitschrift für Physik*, 7-8 :431, 1935.
- [Wes00] Douglas B. West. Introduction to graph theory. *Prentice Hall*, 2000.
- [WFNR<sup>+</sup>92] M. Wieland, J. Fernández Niello, F. Riess, M. Aïche, A. Chevallier, J. Chevallier, N. Schulz, J. C. Sens, Ch. Briançon, R. Kulesa, and E. Ruchowska. Sidebands in  $^{219}\text{Ra}$ . *Phys. Rev. C*, 45 :1035–1040, Mar 1992.
- [WJC<sup>+</sup>09] X. Wang, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter, S. Zhu, I. Wiedenhöver, U. Garg, S. Frauendorf, T. Nakatsukasa, I. Ahmad, A. Bernstein, E. Diffenderfer, S. J. Freeman, J. P. Greene, T. L. Khoo, F. G. Kondev, A. Larabee, T. Lauritsen, C. J. Lister, B. Meredith, D. Seweryniak, C. Teal, and P. Wilson. Structure of  $^{240}\text{Pu}$  : Evidence for octupole phonon condensation? *Phys. Rev. Lett.*, 102 :122501, Mar 2009.
- [WS54] R. D. Woods and D. S. Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nucleon scattering. *Physical Review*, 95 :577, 1954.
- [ZPA<sup>+</sup>04] Y. H. Zhang, Zs. Podolyák, G. de Angelis, A. Gadea, C. Ur, S. Lunardi, N. Marginean, C. Rusu, R. Schwengner, Th. Kröll, D. R. Napoli, R. Menegazzo, D. Bazzacco, E. Farnea, S. Lenzi, T. Martinez, M. Axiotis, D. Tonev, W. Gelletly, S. Langdown, P. H. Regan, J. J. Valiente Dobon, W. von Oertzen, B. Rubio, B. Quintana, N. Medina, R. Broda, D. Bucurescu, M. Ionescu-Bujor, and A. Iordachescu. Stability of the  $n = 50$  shell gap in the neutron-rich Rb, Br, Se, and Ge isotones. *Phys. Rev. C*, 70 :024301, Aug 2004.

- [D<sup>+</sup>80] S. Ćwiok, W. Nazarewicz, J. Dudek, J. Skalski, and Z. Szymański. Microscopic analysis of the double backbending in the nucleus  $^{160}\text{Yb}$ . *Nuclear Physics A*, 333(1) :139 – 156, 1980.