



**UNIVERSITÉ DE STRASBOURG**

*ÉCOLE DOCTORALE de PHYSIQUE ET CHIMIE-PHYSIQUE*

*INSTITUT PLURIDISCIPLINAIRE HUBERT CURIEN*

UMR 7178 CNRS / IN2P3

THÈSE présentée par

Loïc SENGELE

soutenue publiquement le mercredi 10 décembre 2014

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Strasbourg

discipline : Physique

spécialité : Physique Subatomique

**Etude des modes octupolaires dans le noyau  
atomique de  $^{156}\text{Gd}$  : recherche expérimentale de  
la symétrie tétraédrique.**

THÈSE dirigée par :

Monsieur Dominique CURIEN, chargé de recherche, IPHC Strasbourg

Co-dirigée par Monsieur Jerzy DUDEK, professeur, Université de Strasbourg - IPHC Strasbourg

---

RAPPORTEURS :

Monsieur Gilles de FRANCE, directeur de recherche, GANIL Caen

Monsieur Alain ASTIER, chargé de recherche, CSNSM Orsay

---

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Monsieur Benoît GALL, professeur, Université de Strasbourg - IPHC Strasbourg

Monsieur Michael JENTSCHHEL, responsable d'instruments, Institut Laue-Langevin Grenoble



# Remerciements

Je remercie chaleureusement mes co-directeurs de thèse qui m'ont guidé tout au long de la thèse. Je remercie sincèrement Dominique Curien qui m'a permis de m'épanouir à travers de multiples domaines tant expérimentaux que d'analyse de données en surmontant les difficultés rencontrées. Sa pédagogie de chercheur me guidera longtemps après la thèse. Je remercie également Jerzy Dudek qui m'a permis de comprendre les aspects théoriques de la thématique. Ses connaissances sont d'une aide déterminante pour la compréhension des phénomènes physiques forts complexes à l'œuvre dans le noyau atomique. Je ne pensais pas qu'un solide de Platon comme le tétraèdre amène à une discussion scientifique aussi riche.

Je remercie tous les membres du jury pour leurs remarques judicieuses : Dominique Curien, Jerzy Dudek, Michael Jentschel, Benoit Gall, Gilles De France, Alain Astier et Florent Haas.

Je remercie plus particulièrement Michael Jentschel qui a été un pilier indispensable de la réussite des expériences menées à l'Institut Laue-Langevin (ILL). La méthode de détection par « Gamma Ray Induced Doppler (GRID) broadening » est vraiment particulière dans notre domaine. C'est une grande fierté de parler de mesures à une résolution à l'électronvolt.

Un grand merci à l'équipe de EXogam à l'ILL (EXILL) pour la réussite de cette expérience importante de ma thèse. Elle m'a permis de comprendre le mécanisme de réaction de la capture radiative d'un neutron thermique. Je remercie particulièrement Gilles De France, Paolo Mutti, Aurélien Blanc, Michael Jentschel, Waldemar Urban et Ulli Koester. Un grand merci aussi aux membres de l'équipe de Lyon qui ont participé aux expériences de l'ILL.

Je remercie Alain Goasduff, K.O. Zell, Andrey Blazhev, Joa Ljungvall et Iolanda Matea pour leur aide durant l'expérience test Plunger. Une gratitude sincère à Alain Goasduff pour son expertise de l'analyse de l'expérience. Je remercie les membres de ORGAM et aux équipes techniques sans qui ces expériences ne pourraient pas avoir lieux.

J'ai une pensée à l'ensemble des personnes de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) qui m'ont accueillies. Je remercie chaleureusement notre directrice Christelle Roy qui œuvre avec force pour la pluridisciplinarité scientifique. Je remercie également Marc Rousseau dans la représentation du département de Recherches Subatomiques. Je salue également Louise Stuttgé pour sa gestion du groupe Couches et Amas dans les Noyaux. Je porte une attention particulière à Florent Haas qui a su me guider avec lucidité au début de la thèse. Je souhaite aussi mentionner la ténacité de David Rouvel dans la recherche théorique de la symétrie tétraédrique. J'ai également une pensée pour notre ancienne secrétaire Nicole Gross. Merci aussi au comité de suivi de thèse pour leurs conseils avisés : Jérôme Baudot, Oliver Dorvaux et Maëlle Kerveno. Je remercie également Costel Pétrache et Abdel-Mjid Nourreddine pour leur soutien en amont de la thèse.

J'ai aussi une pensée pour les enseignants avec qui j'ai travaillé dans le cadre de la mission d'enseignement : Sandrine Courtin, Sébastien Harlepp, Eric Baussan et Sophie Bouette. L'enseignement a été une part importante de mon épanouissement durant cette thèse. Une pensée à tous les élèves porteurs d'enthousiasme pour l'avenir de la recherche.

J'en viens finalement aux remerciements plus personnels. Tout d'abord, je remercie mes parents très compréhensifs qui m'ont toujours soutenu malgré les moments difficiles. Sans eux, je n'aurais pas eu la chance d'effectuer les études qui m'ont mené jusqu'à la thèse. Je tiens à saluer mon ami d'enfance Mickael avec qui mes passions scientifiques ont été partagées. Il partage avec moi cette passion de la curiosité de la vie en général. Finalement, je remercie mon épouse Armelle dont sa patience, sa gentillesse et sa bienveillance m'ont porté. Son aide quotidien sans faille m'a permis d'en arriver à présenter cette thèse. Je dédie cette thèse à toutes les personnes que j'ai croisées tout au long de ma vie.

L'Homme est une chose imparfaite qui tend sans cesse à quelque chose de meilleur et de plus grand qu'elle-même.

*René Descartes*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>1 Contexte théorique</b>	<b>19</b>
1.1 Groupes « ponctuels » de symétrie géométrique de « Haut-Rang » . . . . .	19
1.1.1 Rappel à propos des groupes « ponctuels » de symétrie . . . . .	20
1.1.2 La question de la stabilité nucléaire vue par la perspective des groupes de symétrie de « Haut-Rang » . . . . .	21
1.1.3 Groupes « ponctuels » doubles de symétrie géométrique . . . . .	23
1.1.4 Forme réaliste du noyau atomique associée au groupe de symétrie tétraédrique . . . . .	24
1.2 Rappels sur la modélisation du noyau atomique . . . . .	25
1.2.1 Modèle de la goutte liquide . . . . .	25
1.2.2 Modèle du champ moyen phénoménologique avec un potentiel de Woods-Saxon . . . . .	25
1.2.3 Paramétrisation de la surface nucléaire . . . . .	28
1.2.4 Déformation de la surface nucléaire . . . . .	29
1.2.5 Le modèle rotationnel . . . . .	30
1.2.6 Les transitions électromagnétiques : sélection d’observables expérimentales . . . . .	33
1.3 Excitation vibrationnelle octupolaire . . . . .	36
1.3.1 Origine microscopique de la vibration octupolaire . . . . .	36
1.3.2 Conséquences expérimentales de la vibration octupolaire . . . . .	37
1.3.3 Définition des bandes « partenaires en signature » . . . . .	38
1.3.4 Vibration octupolaire axiale vs. non-axiale : point de vue historique	39
1.3.5 Couplage de Coriolis . . . . .	40
1.4 Déformation octupolaire axiale . . . . .	41
1.4.1 Déformation octupolaire statique et implication par rapport à la vibration . . . . .	41
1.4.2 Invariance par opération de simplex . . . . .	43
1.4.3 Définition du nombre quantique simplex . . . . .	43
1.5 Déformation octupolaire non-axiale . . . . .	44
1.5.1 Invariance par opération de doublex . . . . .	45

1.5.2	Nombres magiques tétraédriques . . . . .	45
1.5.3	Prédictions des observables utiles à la comparaison théorie vs. expérience . . . . .	47
1.5.4	Compétition entre la déformation octupolaire axiale et non-axiale .	48
1.5.5	Conséquences des déformations octupolaires sur les probabilités réduites de transition . . . . .	51
1.5.6	Importance fondamentale du tenseur de masse pour le cas tétraédrique	52
1.6	Conclusions du chapitre . . . . .	54
<b>2</b>	<b>Contexte expérimental</b>	<b>55</b>
2.1	Choix du noyau atomique de $^{156}\text{Gd}$ comme objet d'étude expérimentale . .	55
2.1.1	Évolution de la déformation quadrupolaire autour de $Z=64$ $N=90$ .	56
2.1.2	Evolution de la déformation octupolaire autour de $Z=64$ $N=90$ . . .	57
2.1.3	Étude des premiers états de parité négative autour de $Z=64$ $N=90$ .	59
2.1.4	Changement de structure et symétrie tétraédrique à $N=90$ . . . . .	61
2.1.5	Etude systématique du moment d'inertie cinématique des bandes A et B : choix du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	62
2.1.6	Moment aligné relatif : limite de l'interprétation octupolaire axiale dans le $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	66
2.1.7	Evolution du rapport $B(E2)/B(E1)$ dans le $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	67
2.2	Rappel historique sur l'attribution des têtes de bandes rotationnelles . . .	68
2.2.1	Attribution de $K$ par l'approximation du noyau atomique rigide en rotation . . . . .	69
2.2.2	Attribution de $K$ par l'approximation des Bosons en interaction . .	70
2.2.3	Compétition entre excitations collective et particule-trou . . . . .	71
2.2.4	Errance historique de l'attribution des têtes de bandes rotationnelles dans notre région de masse d'intérêt . . . . .	72
2.3	Expériences testant la symétrie tétraédrique statique dans le $^{156}\text{Gd}$ . . . .	73
2.3.1	Nouvelle investigation du schéma des états du $^{156}\text{Gd}$ avec JUROGAM	74
2.3.2	Mesures de faible intensité et de durée de vie dans la bande de spin impair de $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	74
2.4	Est-ce que les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ sont « partenaires en signature » ? .	75
2.4.1	Schéma des états du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	75
2.4.2	Solutions à 1-phonon de la surface d'énergie nucléaire totale . . . .	76
2.4.3	Problématique de la thèse . . . . .	77
2.5	Conclusions du chapitre . . . . .	78
<b>3</b>	<b>Recherches expérimentales</b>	<b>79</b>
3.1	Réaction de capture radiative $^{155}\text{Gd}(n_{th}, \gamma)^{156}\text{Gd}$ . . . . .	79
3.1.1	Sections efficaces . . . . .	80

3.1.2	Peuplement des états de bas spin : transitions primaires et quasi-continuum . . . . .	81
3.1.3	Hypothèse de la cascade en deux étapes alimentant les états d'intérêt	83
3.2	Quelques notions de physique des $\gamma$ . . . . .	84
3.2.1	Interaction rayonnement-matière . . . . .	84
3.2.2	Principe de la diffraction $\gamma$ . . . . .	87
3.3	Description des expériences effectuées à l'ILL . . . . .	88
3.3.1	Présentation de l'ILL . . . . .	89
3.3.2	Mesure en coïncidence $\gamma$ - $\gamma$ des alimentations des états d'intérêt avec le multidétecteur $\gamma$ EXILL . . . . .	90
3.3.3	Présentation générale des spectromètres GAMS5 . . . . .	93
3.3.4	Mesure d'intensité de transition $\gamma$ par diffraction jusqu'à l'ordre 5 avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe . .	96
3.3.5	Mesure de durée de vie de l'état par élargissement Doppler (GRID) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat . . .	100
3.4	Résultats expérimentaux . . . . .	105
3.4.1	Analyse de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$ des alimentations des états d'intérêt avec le multidétecteur $\gamma$ EXILL . . . . .	105
3.4.2	Analyse d'intensité de transition $\gamma$ par diffraction jusqu'à l'ordre 5 avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe . .	122
3.4.3	Analyse de durée de vie de l'état par élargissement Doppler (GRID) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat . . .	129
3.5	Conclusions du chapitre . . . . .	137
<b>4</b>	<b>Discussion des résultats et perspectives expérimentales</b>	<b>139</b>
4.1	Synthèse des résultats . . . . .	139
4.1.1	Schémas partiels de désexcitation des premiers états de $1^-$ à $5^-$ . .	140
4.1.2	Comparaison des probabilités réduites de transition et des moments multipolaires entre les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	143
4.2	Estimation de la limite de validité de l'hypothèse de la vibration octupolaire axiale avec couplage de Coriolis . . . . .	145
4.2.1	Prédictions avec le modèle IBA : moment d'inertie cinématique . .	146
4.2.2	Prédictions dans le cadre du modèle RPA : probabilités réduites de transition . . . . .	147
4.3	Recherche d'une réinterprétation pour les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	149
4.3.1	Résumé des probabilités réduites de transition connues pour les états des bandes de parité négatives du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	150
4.3.2	Rappel de la classification historique des bandes de parité négatives du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	153
4.3.3	Proposition d'une réinterprétation dans le cadre de la symétrie tétraédrique . . . . .	153

4.3.4	Première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l'expérience . . . . .	155
4.4	Comment aller plus loin : suggestion de stratégie expérimentale pour le futur	157
4.4.1	Mesure de durée de vie du $4^-$ et $6^-$ par la méthode Plunger . . . . .	158
4.4.2	Mesure des probabilités réduites de transition en $(n, n'\gamma)$ . . . . .	159
4.4.3	Cas particulier du $^{158}\text{Gd}$ . . . . .	159
4.5	Conclusions du chapitre . . . . .	160
<b>Conclusions</b>		<b>163</b>
<b>Annexes</b>		<b>165</b>
A	Cartes de surface d'énergie nucléaire totale . . . . .	165
B	Moments d'inertie cinétique pour les bandes A et B comparés à la bande fondamentale pour les noyaux atomiques des Terres-Rares de la région du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	172
C	Liste des coïncidences $\gamma$ - $\gamma$ obtenues avec EXILL en réaction $(n_{th}, \gamma)$ . . . . .	175
C.1	Coïncidences de transition primaire directe avec un état d'intérêt . . . . .	176
C.2	Coïncidences de transition primaire et secondaire avec un état d'intérêt . . . . .	176
C.3	Coïncidences de transition tertiaire avec un état d'intérêt . . . . .	178
C.4	Coïncidences de transition tertiaire et quaternaire avec un état d'intérêt . . . . .	183
D	Expérience test de mesure de durée de vie dans le $^{156}\text{Gd}$ par la méthode Plunger . . . . .	184
D.1	Description de l'expérience . . . . .	184
D.2	Statistique de peuplement . . . . .	186
D.3	Vitesse de recul . . . . .	186
D.4	Test de mesure de durée de vie dans le $^{158}\text{Dy}$ . . . . .	188
D.5	Conclusion sur la faisabilité de l'expérience . . . . .	189



# Table des figures

1.1	Les 32 groupes « ponctuels » de symétrie géométrique sont montrés. . . . .	21
1.2	Illustration de « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelles dûs à une symétrie géométrique de « Haut-Rang ». . . . .	22
1.3	Illustration d'une surface de symétrie tétraédrique pouvant correspondre à un noyau atomique. . . . .	24
1.4	Placement des orbites du modèle en couche sphérique reproduisant les nombres magiques sphériques. . . . .	27
1.5	Energie des particules individuelles en fonction du paramètre de déformation de l'oscillateur. . . . .	30
1.6	Illustration de l'appariement nucléaire des nucléons deux à deux avec des spins individuels opposés. . . . .	31
1.7	Illustration de deux bandes rotationnelles dans le plan ( $E^*, I$ ) ainsi que du schéma d'états associé. . . . .	32
1.8	Illustration de la compétition entre une excitation vibration octupolaire d'origine collective et des excitations particule-trou d'origine individuelle. . . . .	37
1.9	Illustration du couplage d'un phonon octupolaire de moment $\lambda$ avec un noyau atomique pair-pair de déformation quadrupolaire axiale. . . . .	38
1.10	Illustration du passage du mode vibrationnel au mode statique d'une déformation octupolaire. . . . .	42
1.11	Illustration de l'opération de simplex. . . . .	43
1.12	Schéma partiel des états des deux premières bandes rotationnelles du $^{222}\text{Th}$ . . . . .	44
1.13	Illustration de l'opération de doublex. . . . .	45
1.14	Spectre en énergie des particules individuelles en fonction de la déformation tétraédrique pour les états proches de l'état de Fermi du $^{154}\text{Gd}$ . . . . .	46
1.15	Carte des noyaux atomiques prédits doublement magiques de symétrie tétraédrique. . . . .	46
1.16	Evolution du moment quadrupolaire généré par les quatres déformations octupolaires possibles ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) en fonction de $\alpha_{3\mu}$ . . . . .	48
1.17	Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ du $^{154}\text{Gd}$ . . . . .	49
1.18	Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations $\alpha_{31}$ vs. $\alpha_{20}$ du $^{154}\text{Gd}$ . . . . .	49

1.19	Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ du $^{154}\text{Gd}$ . . . . .	50
1.20	Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations $\alpha_{33}$ vs. $\alpha_{20}$ du $^{154}\text{Gd}$ . . . . .	50
1.21	Illustration de la polarisation d'un cœur tétraédrique par des nucléons de valence. . . . .	52
1.22	En haut : la surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ du $^{156}\text{Dy}$ . En bas : la racine carrée du déterminant du tenseur de masse en fonction de $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ du $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	53
2.1	Etats à bas spin des bandes rotationnelles de parité négative associées à la déformation octupolaire dans le $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	56
2.2	Energie d'excitation du premier état $2^+$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Sm,Gd et Dy. . . . .	57
2.3	Déformation quadrupolaire $\beta$ en fonction du nombre de neutrons estimée avec les calculs WSU. . . . .	57
2.4	Probabilité réduite de transition octupolaire B(E3) du premier état $3^-$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Sm, Gd et Dy. . . . .	58
2.5	Surface d'énergie nucléaire totale pour le $^{150}\text{Gd}$ en fonction des paramètres de déformation $\alpha_{30}$ et $\alpha_{20}$ . . . . .	59
2.6	Déformation octupolaire axiale $\alpha_{30}$ en fonction de la largeur à mi-profondeur $L(\alpha_{30})$ estimée avec les calculs WSU. . . . .	59
2.7	Energie d'excitation du premier état $1^-$ en fonction du nombre de neutrons. . . . .	60
2.8	Energie d'excitation du premier état $2^-$ en fonction du nombre de neutrons. . . . .	60
2.9	Energie d'excitation du premier état $3^-$ en fonction du nombre de neutrons. . . . .	61
2.10	Energie d'excitation des premiers états de $1^-$ à $5^-$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Gd. . . . .	61
2.11	Surface d'énergie nucléaire totale pour le $^{154}\text{Gd}$ en fonction des paramètres de déformation $\alpha_{32}$ et $\alpha_{20}$ . . . . .	62
2.12	Rapport de hauteur de barrière entre le minimum tétraédrique et à déformation prolata $H(\alpha_{32})/H(\alpha_{20})$ estimé avec les calculs WSU . . . . .	62
2.13	Moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature » $K^\pi = 1^-$ du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	64
2.14	Moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature » $K^\pi = 2^-$ du $^{182}\text{W}$ . . . . .	65
2.15	Moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature » $K^\pi = 2^+$ du $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	65
2.16	Evolution du moment aligné relatif en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes A et B du $^{182}\text{W}$ . . . . .	67
2.17	Evolution du moment aligné relatif en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	67

2.18	Comparaison du rapport des probabilités réduites de transition $B(E2)/B(E1)$ entre les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	68
2.19	Schéma partiel des états du $^{156}\text{Gd}$ représentant les bandes A et B ainsi que la bande fondamentale. . . . .	76
2.20	Représentation schématique des solutions à 1-phonon obtenues avec la surface d'énergie nucléaire totale. . . . .	77
3.1	Spectre $\gamma$ obtenu par réaction de capture radiative avec EXILL pour les hautes énergies de 5 MeV à $S_n = 8.535$ MeV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	81
3.2	Spectre $\gamma$ obtenu par réaction de capture radiative avec EXILL pour les moyennes énergies de 2.5 à 5 MeV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	82
3.3	Schéma montrant les deux possibilités pour que le noyau atomique se désexcite par une cascade en deux étapes depuis l'état de capture. . . . .	83
3.4	Schémas des trois processus de l'interaction rayonnement-matière. . . . .	85
3.5	Coefficient d'atténuation linéique $\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) en fonction de l'énergie du $\gamma$ incident pour les trois processus d'interaction rayonnement-matière dans le Ge. . . . .	86
3.6	Représentation schématique d'un spectre $\gamma$ . . . . .	86
3.7	Comparaison entre la diffraction $\gamma$ par transmission dite « diffraction de Laue » et celle par réflexion dite « diffraction de Bragg ». . . . .	87
3.8	Réponse théorique du cristal diffractant à un rayonnement $\gamma$ . . . . .	88
3.9	Réservoir situé au cœur du réacteur nucléaire ayant pour objectif de servir de cible pour l'expérience GAMS5 de mesure de durée de vie. . . . .	89
3.10	Plan du réacteur nucléaire avec ses différentes aires expérimentales. . . . .	90
3.11	Schéma de principe du multidétecteur $\gamma$ EXILL. . . . .	91
3.12	Schéma de principe du spectromètre GAMS5. . . . .	93
3.13	Interféromètre de Michelson pilotant le spectromètre GAMS5. . . . .	94
3.14	Conversion d'une mesure de déplacement de bras de l'interféromètre en une mesure en angle. . . . .	95
3.15	Résolution relative en énergie pour les deux géométries du spectromètre GAMS5 en fonction de l'énergie du $\gamma$ incident. . . . .	96
3.16	Schéma du spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe. . . . .	97
3.17	Exemple d'analyse avec le programme « Bentspec » (M. Jentschel, ILL) de la projection de la matrice « index d'angles du spectromètre Si » en fonction des « canaux du détecteur Ge ». . . . .	98
3.18	Comparaison schématique entre une mesure à l'ordre 5 de diffraction et une mesure à l'ordre 1 de diffraction. . . . .	99
3.19	Schéma du spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat. . . . .	101
3.20	Schéma de principe de la méthode GRID pour mesurer une durée de vie d'état nucléaire. . . . .	102
3.21	Les deux modes du spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat. . . . .	103

3.22	Evolution de la statistique relative en fonction de la largeur de fenêtre de coïncidence $\gamma$ . . . . .	107
3.23	Comparaison du facteur « add-back » à 2, 3 ou 4 cristaux d'un détecteur segmenté en fonction de l'énergie du $\gamma$ incident. . . . .	107
3.24	Spectre de différence avec et sans condition de rejet Compton, exemple donné pour l'ADC0. . . . .	108
3.25	Précision de l'ajustement de la calibration en fonction de l'énergie montrant la différence entre les valeurs calibrées et tabulées, exemple donné pour l'ADC0. . . . .	109
3.26	Courbe d'efficacité en fonction de l'énergie allant jusqu'à 2000 keV pour le multidétecteur $\gamma$ EXILL. . . . .	110
3.27	Histogramme de la multiplicité $\gamma$ enregistrée par EXILL pour une fenêtre de coïncidence de 200 ns. . . . .	110
3.28	Matrice de coïncidence $\gamma$ - $\gamma$ jusqu'à 10 MeV avec toute la statistique de l'expérience, soit $3 \times 10^{10}$ événements. . . . .	112
3.29	Projection totale de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ sur la gamme de 10 MeV. . . . .	113
3.30	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à 7215( $\pm$ 2) keV. . . . .	115
3.31	Résumé de l'analyse de la coïncidence avec la transition à 7215 keV . . . . .	116
3.32	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à 5884( $\pm$ 2) keV. . . . .	116
3.33	Résumé de l'analyse de la coïncidence avec la transition à 5884 keV . . . . .	117
3.34	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à 6347( $\pm$ 2) keV . . . . .	117
3.35	Résumé de l'analyse de la coïncidence avec la transition à 6347 keV . . . . .	118
3.36	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à 1231( $\pm$ 2) keV. . . . .	119
3.37	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à 1180( $\pm$ 2) keV. . . . .	119
3.38	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à 526( $\pm$ 2) keV. . . . .	120
3.39	Schéma des différentes voies d'alimentation des états de basse énergie d'excitation en réaction ( $n_{th}, \gamma$ ) pour le $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	121
3.40	Précision de l'ajustement de la calibration en fonction de l'énergie pour le détecteur Ge montrant la différence entre les valeurs calibrées et tabulées. . . . .	123
3.41	Précision de l'ajustement de la calibration en fonction des franges pour le spectromètre Si montrant la différence entre les valeurs calibrées et tabulées. . . . .	123
3.42	Correction de la réflectivité pour l'intervalle en énergie de la transition $4^- \rightarrow 4^+$ pour les ordres de 1 à 5 de diffraction. . . . .	124
3.43	Le « scan en énergie » de 147.500 keV à 149.775 keV mesurée à l'ordre 2. . . . .	125
3.44	Le « scan en énergie » de 147.500 keV à 149.775 keV mesurée à l'ordre 1. . . . .	126
3.45	Le « scan en énergie » de 1228.000 keV à 1232.160 keV mesurée à l'ordre 5. . . . .	127
3.46	Le « scan en énergie » de 1178.000 keV à 1182.000 keV mesurée à l'ordre 5. . . . .	127
3.47	Réponse théorique du spectromètre GAMS5 pour les énergies d'intérêt. . . . .	130
3.48	Elargissement Doppler (eV) pour la transition $2^- \rightarrow 2^+$ de 944 keV du $^{158}\text{Gd}$ . . . . .	131
3.49	Elargissement Doppler pour la transition $1^- \rightarrow 0^+$ de 1153 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	132

3.50	Elargissement Doppler pour la transition $2^- \rightarrow 2^+$ de 1231 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	132
3.51	Elargissement Doppler pour la transition $4^- \rightarrow 4^+$ de 1180 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	133
3.52	Durée de vie la plus probable de l'état $1^-$ de 1242 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	134
3.53	Durée de vie la plus probable de l'état $2^-$ de 1320 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	134
3.54	Durée de vie la plus probable de l'état $4^-$ de 1468 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	135
3.55	Comparaison de durées de vie entre la méthode GRID et d'autres méthodes avec des réactions telles que $(\gamma, \gamma')$ , $(n, n'\gamma)$ et Coulex. . . . .	136
4.1	Schéma de désexcitation de l'état $1^-$ à 1242 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	140
4.2	Schéma de désexcitation de l'état $2^-$ à 1320 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	141
4.3	Schéma de désexcitation de l'état $3^-$ à 1276 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	141
4.4	Schéma de désexcitation de l'état $4^-$ à 1468 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	142
4.5	Schéma de désexcitation de l'état $5^-$ à 1408 keV du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	142
4.6	Comparaison du moment d'inertie cinématique des bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ entre les valeurs théoriques du modèle IBA et celles expérimentales. . . . .	147
4.7	Schéma partiel des états à bas spin des bandes rotationnelles de parité négative dans le $^{156}\text{Gd}$ présentant les B(E1) (en $10^{-4}$ unités de Weisskopf) se désexcitant vers la bande fondamentale, la $\beta$ -bande et la $\gamma$ -bande. . . . .	151
4.8	Schéma partiel des états à bas spin des bandes rotationnelles de parité négative dans le $^{156}\text{Gd}$ présentant les B(E2) (en unités de Weisskopf) se désexcitant vers la bande fondamentale, la $\beta$ -bande et la $\gamma$ -bande. . . . .	152
4.9	Schéma partiel des états représentant les deux premières bandes rota- tionnelles de parité négative dans le $^{156}\text{Gd}$ et le $^{158}\text{Gd}$ . . . . .	160
A.1	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{134}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	165
A.2	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{136}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	166
A.3	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{138}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	166
A.4	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{140}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	166
A.5	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{142}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	167
A.6	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{144}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	167
A.7	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{146}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	167
A.8	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{148}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	168
A.9	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{150}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ . . . . .	168

A.10	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{152}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	168
A.11	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{154}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	169
A.12	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{156}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	169
A.13	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{158}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	169
A.14	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{160}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	170
A.15	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{162}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	170
A.16	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{164}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	170
A.17	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{166}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	171
A.18	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{168}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	171
A.19	Surface d'énergie nucléaire totale du $^{170}\text{Gd}$ , à gauche $\alpha_{32}$ vs. $\alpha_{20}$ et à droite $\alpha_{30}$ vs. $\alpha_{20}$ .	171
B.1	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{152}\text{Sm}$ et à droite du $^{156}\text{Gd}$ .	172
B.2	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{158}\text{Gd}$ et à droite du $^{160}\text{Dy}$ .	172
B.3	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{162}\text{Dy}$ et à droite du $^{166}\text{Yb}$ .	173
B.4	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{170}\text{Yb}$ et à droite du $^{172}\text{Yb}$ .	173
B.5	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{174}\text{Hf}$ et à droite du $^{176}\text{Hf}$ .	173
B.6	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{170}\text{W}$ et à droite du $^{176}\text{W}$ .	174
B.7	Moment d'inertie cinématique, à gauche du $^{178}\text{W}$ et à droite du $^{180}\text{W}$ .	174
B.8	Moment d'inertie cinématique, du $^{182}\text{W}$ .	174
C.1	Schéma de principe des différentes voies d'alimentation des états de basse énergie d'excitation en réaction $(n_{th}, \gamma)$ pour le $^{156}\text{Gd}$ .	175
D.1	Dispositif cible-stoppeur du Plunger OUPS entouré du multidétecteur $\gamma$ ORGAM installé à l'IPN d'Orsay.	185
D.2	Portion du spectre de projection de la matrice $\gamma$ - $\gamma$ à $218(\pm 2)$ keV de la couronne à $157.6^\circ$ .	187
D.3	Courbe d'ajustement aux points expérimentaux pour obtenir la vitesse de recul du noyau atomique composé.	187
D.4	Droite d'ajustement aux points expérimentaux pour obtenir la durée de vie du $10^+$ du $^{158}\text{Dy}$ .	188

# Liste des tableaux

1.1	Comparaison des 16 groupes « ponctuels » doubles de symétrie géométrique pouvant jouer un rôle en structure nucléaire. . . . .	23
1.2	Comparaison du nombre d'éléments de symétrie associé aux symétries de « Haut-Rang ». . . . .	23
2.1	Comparaison pour la bande A du noyau atomique de $^{156}\text{Gd}$ entre le rapport expérimental $B(E1, I \rightarrow I_{GSB-1})/B(E1, I \rightarrow I_{GSB+1})$ et les prédictions issues des « règles d'Alaga ». . . . .	69
2.2	Comparaison pour la bande A du noyau atomique de $^{156}\text{Gd}$ entre le rapport expérimental $B(E1, I \rightarrow I_{GSB-1})/B(E1, I \rightarrow I_{GSB+1})$ et les prédictions du modèle IBA. . . . .	70
2.3	Combinaisons particule-trou les moins énergétiques testées jusqu'à $I = 4\hbar$ pouvant éventuellement générer des états de parité négative d'énergie comparable aux états d'intérêt. . . . .	71
2.4	Etats $3^-$ recensés dans notre région d'intérêt avec une $B(E3)$ mesurée. . . . .	72
2.5	Réactions nucléaires types peuplant les premiers états de parité négative du $^{156}\text{Gd}$ et des noyaux atomiques voisins. . . . .	73
3.1	Section efficace de capture radiative et abondance pour les isotopes stables du Gd . . . . .	80
3.2	Nombre de combinaisons possibles pour peupler un état excité du $^{156}\text{Gd}$ en deux ou trois transitions $\gamma$ . . . . .	82
3.3	Principales transitions $\gamma$ venant des réactions parasites identifiées dans l'environnement d'EXILL. . . . .	114
3.4	Pourcentage relatif des processus d'alimentation principaux pour les premiers états de $1^-$ à $5^-$ . . . . .	121
3.5	Comparaison entre l'hypothèse historique et revisitée de la durée de vie de l'état intermédiaire discriminé de durée de vie inconnue. . . . .	135
3.6	Comparaison de la durée de vie des états $2^-$ et $4^-$ entre la mesure de la thèse et celle de la littérature. . . . .	137

4.1	Probabilités réduites de transition dipolaire (en unités de Weisskopf et en $\text{efm}^2$ ) et moments dipolaires associés à l'état initial de la transition pour des états de bas spin des bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	144
4.2	Probabilités réduites de transition quadrupolaire (en unités de Weisskopf et en $\text{efm}^2$ ), moments quadrupolaires et déformation $\beta$ associés à l'état initial de la transition pour des états de bas spin des bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ , ainsi qu'à titre de comparaison pour l'état $4^+$ du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	144
4.3	Comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie pour $\alpha_{30} = 0.10, 0.15, 0.20$ avec $\alpha_{32} = 0$ et l'expérience. . . . .	156
4.4	Comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie pour $\alpha_{32} = 0.10, 0.15, 0.20$ avec $\alpha_{30} = 0$ et l'expérience. . . . .	156
4.5	Comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie pour $\alpha_{30} = \alpha_{32} = 0.10, 0.15, 0.20$ et l'expérience. . . . .	157
C.1	1 coïncidence de transition primaire directe avec l'état $2^-$ à 1320 keV. . . . .	176
C.2	1 coïncidence de transition primaire directe avec l'état $3^-$ à 1276 keV. . . . .	176
C.3	7 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état $1^-$ à 1242 keV. . . . .	176
C.4	17 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état $2^-$ à 1320 keV. . . . .	177
C.5	10 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état $3^-$ à 1276 keV. . . . .	177
C.6	3 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état $4^-$ à 1468 keV. . . . .	178
C.7	1 coïncidence de transition primaire et secondaire avec l'état $5^-$ à 1408 keV. . . . .	178
C.8	35 coïncidences de transition tertiaire avec l'état $1^-$ à 1242 keV. . . . .	179
C.9	28 coïncidences de transition tertiaire avec l'état $2^-$ à 1320 keV. . . . .	180
C.10	31 coïncidences de transition tertiaire avec l'état $3^-$ à 1276 keV. . . . .	181
C.11	21 coïncidences de transition tertiaire avec l'état $4^-$ à 1468 keV. . . . .	182
C.12	8 coïncidences de transition tertiaire avec l'état $5^-$ à 1408 keV. . . . .	182
C.13	1 coïncidence de transition tertiaire et quaternaire avec l'état $2^-$ à 1320 keV. . . . .	183
C.14	2 coïncidences de transition tertiaire et quaternaire avec l'état $4^-$ à 1468 keV. . . . .	183
D.1	Statistique de peuplement entre le $^{156}\text{Gd}$ et le $^{158}\text{Dy}$ comparé à la prédiction de PACE4. . . . .	186
D.2	Décalage Doppler pour chaque couronne d'ORGAM (sauf celle à $90^\circ$ ) mesuré sur la transition $14^+ \rightarrow 12^+$ du $^{158}\text{Dy}$ . . . . .	188



# Introduction

Les symétries géométriques jouent un rôle important dans toutes les branches de la Physique. Leur identification, leur mise en évidence expérimentale et l'analyse de leurs effets, aident à comprendre et interpréter la structure du noyau atomique en physique nucléaire. Leur présence en physique nucléaire, en analogie avec la physique moléculaire, est particulièrement attractive : ces symétries géométriques apparaissent comme le résultat des interactions nucléaires qui sont fondamentalement non-centrales, non-locales et de très courtes portées ; ce qui contraste fortement avec les interactions à l'échelle atomique essentiellement dues à l'électromagnétisme de portée infinie. Malgré cela, l'expression mathématique de ces symétries géométriques et les règles de sélection y sont similaires.

Dans le cas du noyau atomique, ces symétries géométriques sont représentées par des groupes « ponctuels » doubles qui laissent invariant au moins un point de l'espace dans l'opération de symétrie. Parmi celles-ci, les groupes de symétrie tétraédrique (pyramide à base triangulaire) et octaédrique (maille du diamant) possèdent respectivement 48 et 96 éléments de symétrie. Ces deux groupes sont très particuliers pour notre étude car ils sont les seuls à posséder des représentations irréductibles de dimension égale à 4 permettant une dégénérescence des états nucléaires jusqu'à 4 [Dudek J. et al. 2002], soit le double de la dégénérescence dite de « Kramers ». Pour cette raison, ces symétries sont dites de « Haut-Rang ». Leurs manifestations en structure nucléaire pourraient avoir des conséquences importantes comme par exemple au niveau de la compréhension du processus  $r$  de la nucléosynthèse qui est responsable de l'abondance des noyaux atomiques riches en neutron. Elles pourraient ainsi peut être expliquer, par un surcroît de stabilité, l'existence mal comprise de certains noyaux atomiques dits de « point d'attente » (en équilibre dynamique entre la capture radiative et la photo-désintégration) dont la demi-vie serait comparable à celle de la désintégration  $\beta^-$ .

En physique nucléaire, les symétries géométriques sont reliées à la forme du champ moyen qui est utilisé comme approche simplificatrice du problème à N-corps en interaction forte que constitue le noyau atomique. Les prédictions du champ moyen utilisées dans le cadre de cette thèse viennent du potentiel de Woods-Saxon Universel [Dudek J. et al. 1981] qui permet de décrire les noyaux atomiques déformés. La minimisation

de la surface d'énergie nucléaire totale du noyau atomique en fonction des paramètres de déformation du champ moyen permet d'obtenir les formes les plus probables pour les noyaux atomiques tout le long de la carte nucléaire. C'est ainsi que le calcul des spectres en énergie des particules individuelles en fonction de la déformation tétraédrique (paramètre de déformation  $\alpha_{32}$ ) montre l'existence d'intervalles (dits « gaps ») en énergie importants pour une déformation tétraédrique non nulle pour certains noyaux atomiques. Ces « gaps » permettent de prédire l'existence de nouveaux nombres magiques de protons et de neutrons à  $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90/94,136]$  [Dudek J. et al. 2006] pouvant stabiliser le noyau atomique dans une forme adoptant la symétrie géométrique de « Haut-Rang » tétraédrique.

L'une des régions privilégiées pour l'étude expérimentale de ce phénomène est la région des Terres-Rares autour de  $Z=64$  et  $N=90$  correspondant au noyau atomique doublement magique tétraédrique de  $^{154}\text{Gd}$ . Toutefois, il est important de noter que cette région est celle des noyaux atomiques dits « transitionnels » entre noyaux atomiques sphériques et à déformation allongée (prolate) où il existe de nombreux états de parité négative à basse énergie d'excitation. Ces états sont de nature collective car leur énergie d'excitation se situe bien au-dessous du seuil des excitations particule-trou pour cette région de masse. Historiquement, ces états ont été interprétés dans le cadre d'excitations octupolaires, principalement dans le mode dynamique vibrationnel à un phonon, formés à partir d'un état à déformation prolate. Or, la déformation octupolaire axiale décrite par le paramètre de déformation  $\alpha_{30}$  brise la symétrie de réflexion d'espace. Elle fait donc partie de la même famille que la déformation tétraédrique décrite par le paramètre de déformation  $\alpha_{32}$  qui peut être qualifiée par contre-analogie de déformation octupolaire non-axiale. De fait, l'observation des cartes de surface d'énergie nucléaire totale des noyaux atomiques de cette région de masse fait apparaître des minima en énergie pour les deux types de déformations octupolaires : l'axiale (forme de poire) et la non-axiale (forme de tétraèdre) nouvellement prédite. Actuellement, les prédictions ne permettent pas de déterminer avec certitude laquelle de ces deux déformations l'emporte pour un noyau atomique donné. Il est donc important de rechercher des nouvelles données expérimentales qui permettront à terme de faire le tri entre les différentes hypothèses. C'est l'objet de cette thèse expérimentale dont le sujet porte sur l'étude des modes octupolaires pour le noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  voisin du noyau atomique prédit doublement magique tétraédrique de  $^{154}\text{Gd}$ . Cette étude a été effectuée dans le cadre de la collaboration TetraNuc qui avait commencé par étudier les signes d'une éventuelle excitation tétraédrique dans le mode statique correspondant à une déformation octupolaire non-axiale rigide pour le noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  [Curien D. et al. 2010], [Doan Q.T. et al. 2010] et [Jentschel M. et al. 2010].

Concrètement, nous avons réalisé une série d'expériences à l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble afin de mesurer pour la première fois certaines probabilités réduites de transition pour des  $\gamma$  désexcitant des états nucléaires candidats à la symétrie tétraédrique. Le but de ces mesures est d'obtenir un jeu de données originales afin à terme d'effectuer une comparaison avec les prédictions théoriques, ce qui doit permettre de mieux comprendre les modes octupolaires pour la région des Terres-Rares.

Le premier chapitre de ce document est consacré au contexte théorique de notre étude. Nous y résumerons principalement les notions nécessaires à la compréhension des structures octupolaires dans les noyaux atomiques déformés. Le deuxième chapitre porte sur le contexte historique expérimental de l'étude de l'octupolarité dans les Terres-Rares. Nous y justifierons le choix de l'étude du noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  (voisin du prédit doublement magique tétraédrique  $Z=64$   $N=90$ ) à travers plusieurs systématiques qui le singularisent. Cette étude nous amènera à poser la question centrale de cette thèse : est-ce que les deux premières bandes rotationnelles de parité négative présentes dans le noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  sont réellement des bandes rotationnelles dites « partenaires en signature » d'une seule structure correspondant à une excitation octupolaire axiale vibrationnelle comme il a été retenu dans la littérature ? Ou bien alors, est-ce que ces bandes rotationnelles ont pour origine deux structures différentes ? Et dans ce cas, est-ce que l'une d'entre elles peut être considérée comme candidate à la symétrie tétraédrique telle que prédite pour le  $^{156}\text{Gd}$  ? Le troisième chapitre est consacré à la description et à l'analyse des expériences réalisées à l'ILL qui nous ont permis de mesurer les rapports d'embranchement et les durées de vie des états d'intérêt. Le dernier chapitre discute les résultats du calcul des probabilités réduites de transition qui nous permettent, à ce stade de l'étude de la collaboration TetraNuc, d'avancer l'hypothèse d'une réinterprétation des bandes rotationnelles de parité négative dans le noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  qui tient compte de la symétrie tétraédrique.



# Chapitre 1

## Contexte théorique

### Résumé

- les symétries géométriques de « Haut-Rang » caractérisées par un groupe ponctuel double en structure nucléaire, par exemple tétraédrique  $T_d^D$  dans cette thèse, pourraient expliquer la stabilité de certains noyaux atomiques ;
- les noyaux atomiques non sphériques, caractérisés par des bandes rotationnelles collectives, se désexcitent par des transitions électromagnétiques dont l'intensité et le type les caractérisent ;
- le couplage de Coriolis, issu du couplage entre le phonon octupolaire de projection  $K = 0, 1, 2, 3$  sur l'axe de symétrie du noyau atomique et la rotation du noyau atomique, se caractérise par un mélange de tête de bande  $|\Delta K| = 1$  ;
- la déformation octupolaire axiale, due aux effets de couches issus du couplage des orbitales  $|\Delta l| = 3$ , se caractérise par des transitions électromagnétiques dipolaires importantes ;
- la déformation octupolaire non-axiale, impliquant des dégénérescences des états nucléaires d'ordre 4, se caractérise par des transitions électromagnétiques inattendues.

### 1.1 Groupes « ponctuels » de symétrie géométrique de « Haut-Rang »

Dans cette partie, nous résumons les propriétés des groupes « ponctuels » de symétrie géométrique auquel appartient le groupe tétraédrique  $T_d$ . Dans la littérature, ce groupe est dit de « Haut-Rang » pour souligner la propriété intrinsèque qui est de posséder des représentations irréductibles de dimension supérieure à 2. Cette propriété appliquée à la physique nucléaire implique une dégénérescence des états nucléaires supérieure à 2 (valeur liée à la dégénérescence de « Kramers » correspondant à la symétrie par renversement du temps). Or, si un système nucléaire possède une dégénérescence d'ordre supérieure à 2, alors le spectre en énergie des particules individuelles du noyau atomique possède des intervalles ( dits « gaps » ) en énergie qui peuvent devenir nettement plus forts

pour les groupes « ponctuels » de symétrie géométrique de « Haut-Rang » que pour d'autres symétries de forme. Par conséquent, des effets de couches nucléoniques importants stabilisent les minima de surface d'énergie nucléaire totale pour des noyaux atomiques de symétrie géométrique de « Haut-Rang », ceci comme pour les effets de couches des noyaux atomiques sphériques. Ces effets de couches amènent à la prédiction de nouveaux nombres magiques associés au groupe tétraédrique  $T_d$  pour les protons et les neutrons.

### 1.1.1 Rappel à propos des groupes « ponctuels » de symétrie

L'ensemble des éléments  $\{g_1, \dots, g_f\} \equiv G$  est nommé groupe au sens mathématique s'il existe une opération binaire «  $\circ$  » telle que :

- $\forall g_i, g_j \in G, g_i \circ g_j = g_k \in G$  (loi de multiplication) ;
- $\forall g_i, g_j, g_k \in G, (g_i \circ g_j) \circ g_k = g_i \circ (g_j \circ g_k)$  (loi d'associativité) ;
- $\forall g \in G, \exists e, e \circ g = g$  (existence d'un élément neutre) ;
- $\forall g \in G, \exists g^{-1}, g^{-1} \circ g = e$  (existence d'un élément inverse).

Un objet est symétrique (dans le sens de posséder la symétrie du groupe considéré) si l'image de l'objet est identique à l'objet d'origine après application de n'importe quelle transformation qui soit élément du groupe : par exemple une rotation ou une réflexion par rapport à un plan pour le cas des groupes de symétrie géométrique. Les groupes de symétrie sont dits « ponctuels » s'ils laissent au moins un point de l'espace invariant après application de toutes les transformations possibles du groupe.

La figure [1.1] montre les 32 groupes « ponctuels » de symétrie géométrique existant dont certains, comme le groupe tétraédrique  $T_d$ , sont d'un intérêt particulier dans cette thèse pour décrire les caractéristiques du champ moyen nucléaire. Le groupe possédant le plus d'éléments de symétrie est le groupe octaédrique représenté par le symbole  $O_h$  en haut de la figure qui possède 48 éléments de symétrie et de nombreux sous-groupes. Les sous-groupes sont notés avec les symboles standards utilisés dans la littérature. Le groupe tétraédrique est un sous-groupe du groupe octaédrique. Ces deux groupes  $O_h$  et  $T_d$  possèdent des représentations irréductibles (opération matricielle de dimension minimum du groupe de symétrie) allant jusqu'à quatre dimensions. Ces deux groupes sont donc dits de « Haut-Rang ».

Il peut être montré en mécanique quantique que le résultat de l'opérateur de rotation  $R_{2\pi}$  appliqué à la fonction d'onde d'une particule diffère entre un Boson et un Fermion :

- $R_{2\pi}\Psi_B = +\Psi_B$ , pour un Boson,
- $R_{2\pi}\Psi_F = -\Psi_F$ , pour un Fermion .

Il faut donc parler des groupes « ponctuels » doubles (notés avec un « D » en exposant à droite) car un nucléon est un Fermion. La mise en évidence de tels groupes de « Haut-Rang » en physique nucléaire représenterait une avancée importante pouvant mener à l'identification de nouveaux nombres quantiques liés à la dégénérescence des états d'énergie des nucléons qui serait alors égale à la dimension des représentations irréductibles du groupe.

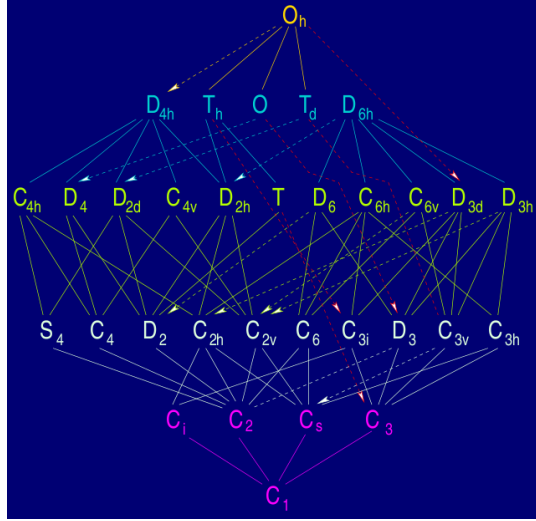


FIGURE 1.1 – Les 32 groupes « ponctuels » de symétrie géométrique sont montrés. Les notations sont :  $O$  pour l’octaèdre ( $O_h$  inclut des opérations indirectes),  $T$  pour le tétraèdre ( $T_d$  inclut des opérations indirectes et  $T_h$  inclut une inversion),  $C_n$  pour la rotation d’ordre  $n$  ( $C_{nh}$  inclut une réflexion de plan perpendiculaire à l’axe de rotation,  $C_{nv}$  inclut une réflexion de plan parallèle à l’axe de rotation,  $C_{ni}$  inclut un centre d’inversion),  $D_n$  pour la rotation d’ordre  $n$  plus une rotation d’ordre 2 d’axe perpendiculaire à l’axe de la rotation d’ordre  $n$  ( $D_{nh}$  inclut une réflexion de plan perpendiculaire à l’axe de rotation d’ordre  $n$  et  $D_{nv}$  inclut des réflexions de plans parallèles à l’axe de rotation d’ordre  $n$ ) et  $S_n$  pour la roto-inversion d’ordre  $n$ . Les liens entre les groupes montrent que le groupe tétraédrique  $T_d$  est un sous-groupe du groupe octaédrique  $O_h$ , ce dernier possédant le plus d’éléments de symétrie (voir texte).

### 1.1.2 La question de la stabilité nucléaire vue par la perspective des groupes de symétrie de « Haut-Rang »

De façon générale, le hamiltonien nucléaire déformé peut s’écrire comme :

$$\hat{H} = \hat{H}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \{\alpha_{\lambda\nu}\}); \quad (1.1)$$

avec :

- $\vec{r}$ , l’opérateur de position ;
- $\vec{p}$ , l’opérateur de moment linéaire ;
- $\vec{s}$ , l’opérateur de spin ;
- $\{\alpha_{\lambda\nu}\}$ , les paramètres de déformation.

Si  $G$  est le groupe ponctuel double de symétrie géométrique du noyau, alors le hamiltonien du champ moyen commute avec les opérations de symétrie exprimées avec l’aide des  $f$  représentations de Wigner  $\hat{D}$  tel que  $\forall \hat{g} \in G \rightarrow \hat{D}(\hat{g})$  :

$$[\hat{H}, \hat{D}(\hat{g}_i)] = 0, \quad i = 1, \dots, f. \quad (1.2)$$

Les valeurs propres  $\epsilon_\nu$  sont obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}\Psi_\nu = \epsilon_\nu\Psi_\nu. \quad (1.3)$$

Supposons que  $G$  possède  $r$  représentations irréductibles de dimensions respectives  $d_1, \dots, d_r$ . La dégénérescence des valeurs propres est égale aux dimensions des représentations irréductibles. La figure [1.2] montre que, si les « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelles  $\epsilon_\nu$  sont suffisamment larges pour une certaine déformation, alors la configuration nucléaire correspondante peut présenter un minimum local stable correspondant à cette déformation. Le noyau atomique peut alors adopter une déformation qui minimise son énergie totale car elle correspond à une symétrie géométrique de « Haut-Rang ».

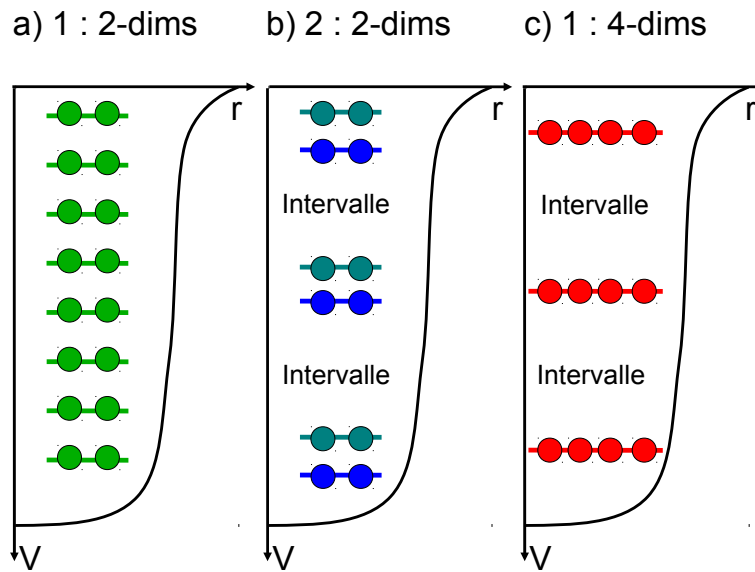


FIGURE 1.2 – Illustration de « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelles dûs à une symétrie géométrique de « Haut-Rang ». a) Une seule représentation irréductible de dimension 2 : tous les états se repoussent mutuellement selon le mécanisme de Landau-Zener, les états d'une seule représentation irréductible remplissent l'espace d'énergie de façon approximativement équidistante ce qui implique l'absence de grands « gaps » en énergie, donc pas de tendance à produire un minimum stable. b) Deux représentations irréductibles coexistantes de dimension 2 : le mécanisme précédent se répète deux fois de façon séparée pour chaque représentation, les états des deux représentations irréductibles remplissent alors le même espace d'énergie ce qui implique l'apparition de « gaps » en énergie plus grands qu'en a), donc une tendance à produire un minimum stable. c) Une seule représentation irréductible de dimension 4 : même mécanisme qu'en a) mais avec quatre nucléons par états impliquant que l'écart moyen entre deux états est approximativement deux fois plus important qu'en b) avec la possibilité de création occasionnelle de « gaps » en énergie encore plus grands à des déformations données, donc une tendance à produire un minimum très stable.



### 1.1.3 Groupes « ponctuels » doubles de symétrie géométrique

La tableau [1.1] montre les 16 groupes « ponctuels » doubles de symétrie géométrique pouvant potentiellement jouer un rôle en structure nucléaire par l'apparition d'effets de couches importants. Ils n'ont pas été étudiés jusqu'à présent dans la littérature en dehors des groupes tétraédrique  $T_d^D$  et octaédrique  $O_h^D$  car ces deux symétries sont les seules à avoir une représentation irréductible de dimension 4 [Dudek J. et al. 2002].

Groupe	nombre de représentations	dimension
$O_h^D$	6	$4 \times 2D$ et $2 \times 4D$
$O^D$	3	$2 \times 2D$ et $1 \times 4D$
$T_d^D$	3	$2 \times 2D$ et $1 \times 4D$
$C_{6h}^D$	6	$6 \times 2D$
$D_{6h}^D$	6	$6 \times 2D$
$T_h^D$	6	$6 \times 2D$
$C_{4h}^D$	2	$4 \times 2D$
$T^D$	4	$3 \times 2D$
$D_{3h}^D$	3	$3 \times 2D$
$D_6^D$	3	$3 \times 2D$
$C_6^D$	3	$3 \times 2D$
$S_6^D$	3	$3 \times 2D$
$C_{3h}^D$	3	$3 \times 2D$
$C_{3I}^D$	3	$3 \times 2D$
$D_{2h}^D$	2	$2 \times 2D$
$C_{4v}^D$	2	$2 \times 2D$

TABLE 1.1 – Comparaison des 16 groupes « ponctuels » doubles de symétrie géométrique pouvant jouer un rôle en structure nucléaire. Les groupes tétraédrique  $T_d^D$  et octaédrique  $O_h^D$ ,  $O^D$  sont les seules à avoir des représentations irréductibles de dimension 4.

Le tableau [1.2] montre le nombre d'éléments de symétrie d'une structure nucléaire comparé à la sphère pour les deux symétries de « Haut-Rang »  $T_d^D$  et  $O_h^D$ .

	sphère	$O_h^D$	$T_d^D$	autres symétries
éléments de symétrie	$\infty$	96	48	variable mais inf. à 48
dégénérescence maximale	$2j+1$	4	4	2

TABLE 1.2 – Comparaison du nombre d'éléments de symétrie associé aux symétries de « Haut-Rang ». Les groupes tétraédrique  $T_d^D$  et octaédrique  $O_h^D$  sont les seuls hormis la sphère à posséder respectivement 48 et 96 éléments de symétrie.

### 1.1.4 Forme réaliste du noyau atomique associée au groupe de symétrie tétraédrique

Le groupe de symétrie tétraédrique  $T_d$  possède 24 éléments de symétrie qui sont rangés en 5 classes d'équivalence :

$$T_d \rightarrow \{Id\}; \{C_3, C_3^2\}_{(8)}; \{S_4, S_4^3\}_{(6)}; \{C_2^i = [S_4^i]^2\}_{(3)}; \{\sigma^k\}_{(6)}; \quad (1.4)$$

Le nombre d'éléments de symétrie par classe d'équivalence est le suivant (où l'ordre  $n$  correspond aux  $n$  applications de la même opération de symétrie pour retrouver l'objet initial) :

- 8 symétries d'axe passant par le centre d'ordre 3 ;
- 6 symétries de rotation-réflexion d'ordre 4 ;
- 3 symétries de rotation d'ordre 2 ;
- 6 symétries de plans de réflexion ;
- et l'élément neutre.

En fait, le nombre d'éléments de la symétrie tétraédrique en structure nucléaire est de 48 (2 fois plus qu'en mécanique « classique ») car la symétrie est assimilée au groupe ponctuel double  $T_d^D$  pour tenir compte de la nature fermionique de la matière nucléaire.

Toute surface régulière qui représente la distribution des nucléons dans le noyau atomique peut se développer en utilisant les harmoniques sphériques comme montré en [1.2.3]. Mais, seulement certaines des harmoniques sphériques mènent aux surfaces nucléaires possédant une symétrie tétraédrique. Nous pouvons montrer que l'ordre le plus bas de celles-ci correspond à  $Y_{3\pm 2}$ . La figure [1.3] montre une telle surface qui possède des sommets et arêtes arrondis correspondant à une représentation plus réaliste de la surface nucléaire que la stricte pyramide à 4 faces correspondant à la symétrie mathématique.

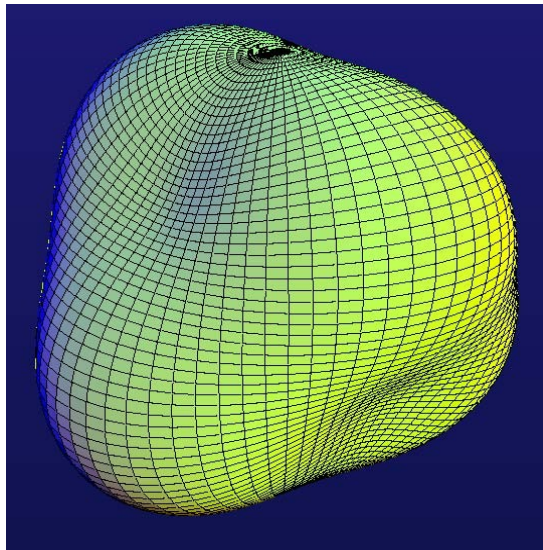


FIGURE 1.3 – Illustration d'une surface de symétrie tétraédrique pouvant correspondre à un noyau atomique. Une telle surface possède des sommets et arêtes arrondis.

## 1.2 Rappels sur la modélisation du noyau atomique

Dans cette section, nous allons présenter un résumé succinct des modèles nucléaires qui sont les plus utilisés dans la littérature et applicables à l'objet de notre étude.

### 1.2.1 Modèle de la goutte liquide

L'expérience de Ernest Rutherford (1909) a ouvert de nouveaux chemins à la physique nucléaire. L'expérience consiste à bombarder une feuille d'or avec des particules  $\alpha$  qui sont déviées en très faible proportion (0.01%). Rutherford conclut qu'un atome est composé d'un noyau très petit ( $10^{-15}\text{m}$ ) avec des électrons orbitant à grande distance. Le noyau atomique de masse  $A$  est lui-même composé de  $N$  neutrons et  $Z$  protons, soit  $A = N + Z$  nucléons, où le nombre de nucléons par unité de volume est approximativement constant :

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \text{const.} \quad (1.5)$$

Le premier modèle à avoir tenté de décrire le noyau atomique est celui de la goutte liquide qui est vu par analogie avec une description hydrodynamique de la matière nucléaire décrivant les propriétés macroscopiques du noyau atomique à l'équilibre [Weizsäcker C.F. 1935]. L'énergie de liaison d'un noyau atomique caractérise l'énergie à donner à un nucléon pour le dissocier du noyau atomique, elle est donnée ici par :

$$B(Z, N) = a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{(N - Z)^2}{A} - \delta(A); \quad (1.6)$$

avec :

- l'énergie dite de volume correspondant à l'énergie de liaison moyenne par nucléon où  $a_v = -15.68$  MeV ;
- l'énergie de la contribution des nucléons se trouvant à la surface du noyau atomique où  $a_s = 18.56$  MeV ;
- l'énergie Coulombienne provenant de la force répulsive qui s'exerce entre les protons où  $a_c = 0.717$  MeV ;
- l'énergie d'asymétrie liée à la différence entre le nombre de neutrons et protons où  $a_a = 28.1$  MeV ;
- l'effet d'appariement  $\delta(A)$  entre deux nucléons stabilisant davantage les noyaux atomiques pairs-pairs.

### 1.2.2 Modèle du champ moyen phénoménologique avec un potentiel de Woods-Saxon

L'impossibilité de la description exacte de l'interaction de  $A$  nucléons entre eux oblige à émettre des hypothèses simplificatrices pour trouver des solutions au problème à  $N$ -corps. Parmi celles-ci, les théories de champ moyen permettent d'interpréter avec succès

une grande partie des structures mises en évidence expérimentalement. Le champ moyen est caractérisé par un potentiel nucléaire central moyen auquel est ajoutée une interaction de spin-orbite. Chaque nucléon se meut indépendamment des autres dans ce potentiel qui résulte de l'interaction avec l'ensemble des autres nucléons. Des corrections à l'approximation du champ moyen sont effectuées par la prise en compte d'interactions résiduelles entre nucléons.

Le potentiel nucléaire est souvent approximé par la forme de Woods-Saxon [Woods R.D. et al. 1954] :

$$V_{WS}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)}. \quad (1.7)$$

Les paramètres du potentiel ont la signification géométrique suivante :

- $V_0 \approx -50$  MeV, la profondeur du puits de potentiel est déterminée par une expérience des états profondément liés de nucléons [Ford K.W. et al. 1950] ;
- $R_0 = r_0 A^{1/3}$  avec  $r_0 \approx 1.2$  fm, le rayon moyen du noyau atomique qui est déterminé par une expérience de diffusion de hadrons [Cooper L.N. et Henley E.M. 1953] ;
- $a \approx 0.6$  fm, le paramètre de diffusivité de la surface qui est déterminé par une expérience de diffusion d'électrons [Hahn B. et al. 1956].

Le potentiel spin-orbite est introduit pour reproduire les nombres magiques sphériques de protons et de neutrons  $[Z,N]=[2,8,20,28,50,82,126,184]$  [Goeppert-Mayer M 1949] observés expérimentalement :

$$V_{SO}(r) \propto \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s}. \quad (1.8)$$

Le potentiel Coulombien est souvent calculé en utilisant l'approximation de la densité de charge uniforme, soit pour un noyau atomique sphérique :

- pour  $r \leq R_0$  :

$$V_{Coul}(r) = \frac{Ze^2}{2R_0} \left( 3 - \frac{r^2}{R_0^2} \right); \quad (1.9)$$

- pour  $r \geq R_0$  :

$$V_{Coul}(r) = \frac{Ze^2}{r}. \quad (1.10)$$

Le potentiel nucléaire total est ainsi :

$$V_{tot} = V_{WS}(r) + V_{SO}(r) + V_{Coul}(r). \quad (1.11)$$

La figure [1.4] montre le placement des orbites qui a permis de reproduire les nombres magiques sphériques de protons et de neutrons  $[Z,N]=[2,8,20,28,50,82,126,184]$  observés expérimentalement décrivant les configurations de protons et de neutrons qui sont particulièrement stables par rapport à une possible excitation nucléaire.

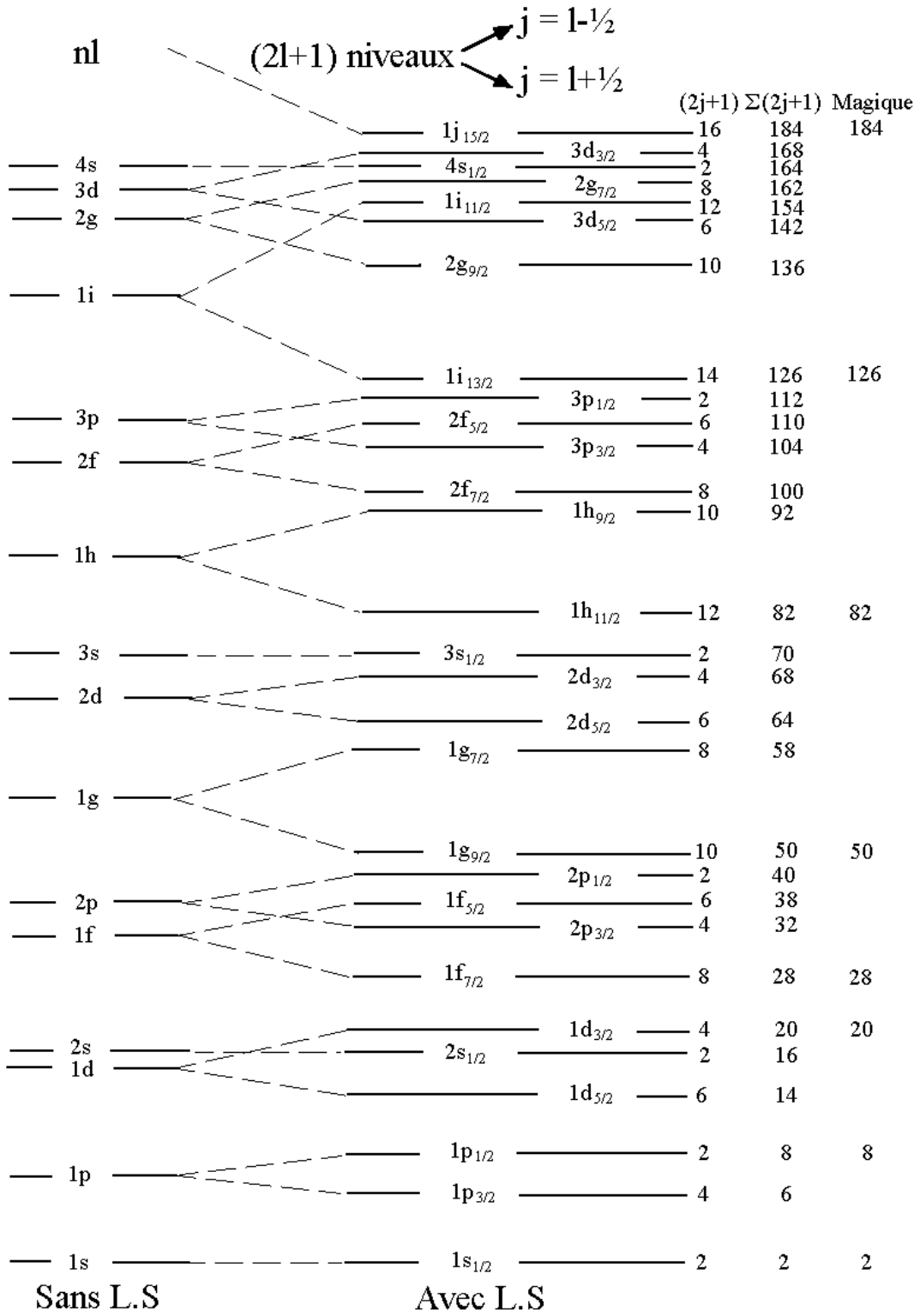


FIGURE 1.4 – Placement des orbites du modèle en couche sphérique reproduisant les nombres magiques sphériques. Ce schéma est issu de [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.1,p.224). Les nombres quantiques sont :  $n$  est le nombre quantique caractérisant le nombre de nœuds dans la partie radiale de la fonction d'onde,  $l$  est le nombre quantique caractérisant le moment angulaire orbital. Pour un noyau atomique sphérique, chaque orbitale avec un nombre quantique  $l$  donne naissance à deux orbitales  $j$  qui sont  $j = l - 1/2$  et  $j = l + 1/2$  à cause du couplage spin-orbite. Ces orbitales sont dégénérées à l'ordre  $(2j + 1)$ .

Pour décrire les noyaux atomiques déformés, une modification du potentiel de Woods-Saxon est suggérée par [Dudek J. et al. 1981] avec l'introduction du potentiel de « Woods-Saxon Universel » (WSU) qui permet de prendre en compte une surface nucléaire à la géométrie complexe :

$$V_{WS}(\vec{r}, \beta, r_0) = \frac{\bar{V}}{1 + \exp\left(\frac{\text{dist}(\vec{r}, \{\alpha\}, r_0)}{a}\right)}; \quad (1.12)$$

avec :

- $\{\alpha\}$ , le symbole compact représentant l'ensemble de toutes les déformations ;
- $\text{dist}(\vec{r}, \{\alpha\}, r_0)$ , la fonction représentant la distance entre un point et la surface nucléaire qui prend un signe négatif à l'intérieur du noyau.

### 1.2.3 Paramétrisation de la surface nucléaire

La surface nucléaire peut être paramétrée à partir d'un développement suivant la base des harmoniques sphériques [Bohr A. 1952] :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 c(\alpha_{\lambda\mu}) \left[ 1 + \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right]; \quad (1.13)$$

avec :

- $R_0$ , le rayon de la sphère de volume équivalent au noyau atomique ;
- $c(\alpha_{\lambda\mu})$ , la fonction assurant la conservation de volume du noyau atomique ;
- $\alpha_{\lambda\mu}$ , les paramètres de déformation ;
- $Y_{\lambda\mu}$ , les harmoniques sphériques.

Les déformations associées aux coefficients  $\alpha_{\lambda\mu}$  sont :

- $\lambda = 0$ , le mode de respiration du noyau atomique (variation du volume du noyau atomique) ;
- $\lambda = 1$ , la translation du centre de masse du noyau atomique ;
- $\lambda = 2$ , la déformation quadrupolaire, axiale allongée (prolate) ou aplatie (oblate) ;
- $\lambda = 3$ , la déformation octupolaire, axiale (la poire) et non-axiale (par exemple le tétraèdre) ;
- $\lambda \geq 4$ , les déformations multipolaires d'ordre supérieur (par exemple hexadécapolaire pour  $\lambda = 4$ ).

Parmi toutes ces déformations possibles, deux sont d'intérêt particulier pour cette thèse :

1) La déformation quadrupolaire qui peut aussi s'exprimer par les paramètres  $(\beta, \gamma)$  de la convention de Hill et Wheeler [Hill D.L. et Wheeler J.A. 1953] avec :

- la déformation axiale par  $\alpha_{20} = \beta \cos(\gamma)$  ;
- la déformation tri-axiale par  $\alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin(\gamma)$ .

2) La déformation octupolaire avec :

- la déformation axiale  $\alpha_{30}$  (noyau atomique en forme de poire);
- la déformation non-axiale  $\alpha_{32}$  (noyau atomique en forme de tétraèdre).

### 1.2.4 Déformation de la surface nucléaire

L'ordre des états dans le spectre en énergie des particules individuelles varie fortement en fonction de la déformation du noyau. Ces variations créent des « gaps » en énergie entre les états par éloignement ou rapprochement de certaines orbitales. Ces « gaps » en énergie sont à la base de notre compréhension de la stabilité de certaines structures nucléaires qui correspondent à des déformations données.

Les labels dits de « Nilsson »  $[N, n_z, l_z]\Omega^\pi$  [Nilsson S.G. 1955] des états dans le spectre en énergie des particules individuelles sont introduits pour discuter de leur comportement :

- $N$ , le nombre quantique principal (ou nombre de couche principale);
- $n_z$ , le nombre de quanta d'oscillations le long de l'axe d'élongation conventionnellement pris sur l'axe  $z$ ;
- $l_z$ , la projection du moment cinétique orbital sur l'axe  $z$ ;
- $\Omega = l_z \pm 1/2$ , la projection du moment cinétique total sur l'axe  $z$ ;
- $\pi = (-1)^N$ , la parité de l'état.

L'origine du label de « Nilsson » remonte à l'utilisation de l'oscillateur harmonique de symétrie axiale traité comme base dont le hamiltonien du champ moyen déformé est habituellement diagonalisé pour calculer efficacement les états d'énergie des nucléons en champ moyen ainsi que les fonctions d'onde. Une telle solution s'écrit pour un hamiltonien avec un potentiel de Woods-Saxon :

$$\psi_{WS}^\alpha = \sum_{N, n_z, l_z} \sum_{\Omega} \sum_{\pi} C_{N, n_z, l_z; \Omega, \pi}^\alpha \varphi_{N, n_z, l_z; \Omega, \pi}^{HO} \quad (1.14)$$

avec  $\varphi_{N, n_z, l_z; \Omega, \pi}^{HO}$  qui sont les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique de symétrie axiale traités comme la base.

Le coefficient maximum suivant donne le pourcentage de validité de chaque label pour chaque état  $\psi_{WS}^\alpha$  :

$$|C_{N, n_z, l_z; \Omega, \pi}^\alpha|^2 = \max \quad (1.15)$$

La figure [1.5] montre que l'élongation de la surface du noyau atomique en fonction des valeurs croissantes de  $\alpha_{20} > 0$  mène à une brisure de la dégénérescence sphérique pour chaque état  $j$  pour lesquels les plus basses valeurs d' $\Omega$  correspondent aux plus bas états en énergie.

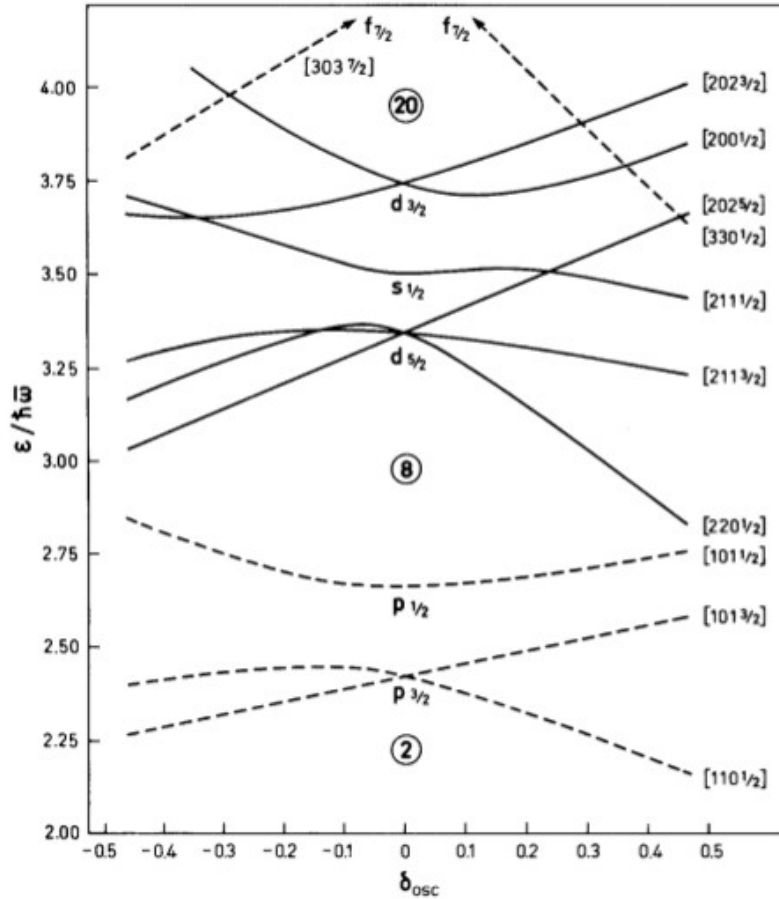


FIGURE 1.5 – Energie des particules individuelles en fonction du paramètre de déformation de l'oscillateur. Ce schéma est issu de [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.221). L'orbitale la plus basse en énergie pour  $\delta_{osc} > 0$  (forme prolate) correspond à  $\Omega = m_j = 1/2$ . L'orbitale la plus basse en énergie pour  $\delta_{osc} < 0$  (forme oblate) correspond à  $\Omega = m_j = j$ .

### 1.2.5 Le modèle rotationnel

La mécanique quantique permet de décrire un noyau atomique déformé tournant de façon rigide suivant un axe différent de l'axe de symétrie de rotation : par exemple un noyau atomique de forme prolate tournera autour d'un axe perpendiculaire à son axe de déformation. Dans le cadre du modèle rotationnel, il est commode de représenter le spin total du noyau atomique suivant deux contributions distinctes [Bohr A. et Mottelson B.R. 1953] :

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}; \quad (1.16)$$

avec :

- $\vec{R}$ , le moment angulaire collectif du noyau atomique déformé en rotation ;
- $\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i$ , la somme des moments angulaires des nucléons découplés parfois dit « nucléons de valence ».



La parité du spin total d'un état nucléaire est reliée à la déformation par  $\pi = (-1)^\lambda$  ( $\lambda$  est l'ordre de déformation multipolaire). Ainsi la déformation quadrupolaire, invariante par symétrie de réflexion d'espace, occasionne l'existence des états de parité positive. Alors que la déformation octupolaire, non invariante par symétrie de réflexion d'espace, occasionne l'existence des états de parité négative.

La figure [1.6] montre schématiquement, pour un noyau atomique pair-pair, l'appariement nucléaire des nucléons deux à deux avec des spins individuels opposés (la somme de tous les moments angulaires des nucléons est nulle :  $\vec{J} = \vec{0}$ ) car les expériences indiquent sans aucune exception que l'état fondamental des noyaux atomiques pairs-pairs est toujours de spin total nul. Le « backbending » caractérise la brisure brusque de l'appariement d'un couple de nucléons d'une orbitale de grand  $j$  à haute fréquence de rotation du noyau atomique. Ce phénomène est dû au fait que les moments angulaires de ces deux nucléons s'alignent sur l'axe de rotation du noyau atomique à haute fréquence de rotation.

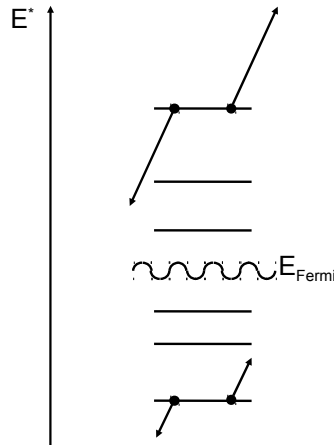


FIGURE 1.6 – Illustration de l'appariement nucléaire des nucléons deux à deux avec des spins individuels opposés. La partie de l'interaction nucléaire responsable du couplage de chaque nucléon de spin  $+\vec{j}$  avec un partenaire de spin  $-\vec{j}$  crée des paires de nucléons qui occupent le même état d'énergie. Il existe un équilibre dynamique dans lequel les états au-dessous de l'état de Fermi sont partiellement inoccupés et une partie des états au-dessus de l'état de Fermi sont partiellement occupés.

La rotation du noyau atomique déformé autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie est une observable, le hamiltonien de rotation s'écrit :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \hat{R}^2; \quad (1.17)$$

avec :

- $\hat{R}$ , l'opérateur du moment angulaire collectif ;
- $\mathcal{J}$ , une constante interprétée par analogie avec la mécanique classique comme étant le moment d'inertie cinématique du noyau.

L'énergie rotationnelle d'un noyau atomique augmente avec son spin total  $I$  suivant une séquence donnée par :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(I(I+1) - K^2); \quad (1.18)$$

avec  $K$  la projection du spin total  $I$  du noyau atomique sur l'axe  $O_z$  de symétrie.

Les états nucléaires excités forment une bande rotationnelle suivant une parabole  $E \propto I(I+1)$ . La bande rotationnelle générée sur l'état fondamental est appelée Ground State Band (GSB). La figure [1.7] montre dans le plan énergie d'excitation vs. spin ( $E^*, I$ ) le spectre d'énergie collectif illustrant schématiquement un ensemble de deux bandes rotationnelles se croisant à une valeur de spin donnée dont les états d'énergie minimale pour un spin donné sont les états dits « yrasts ».

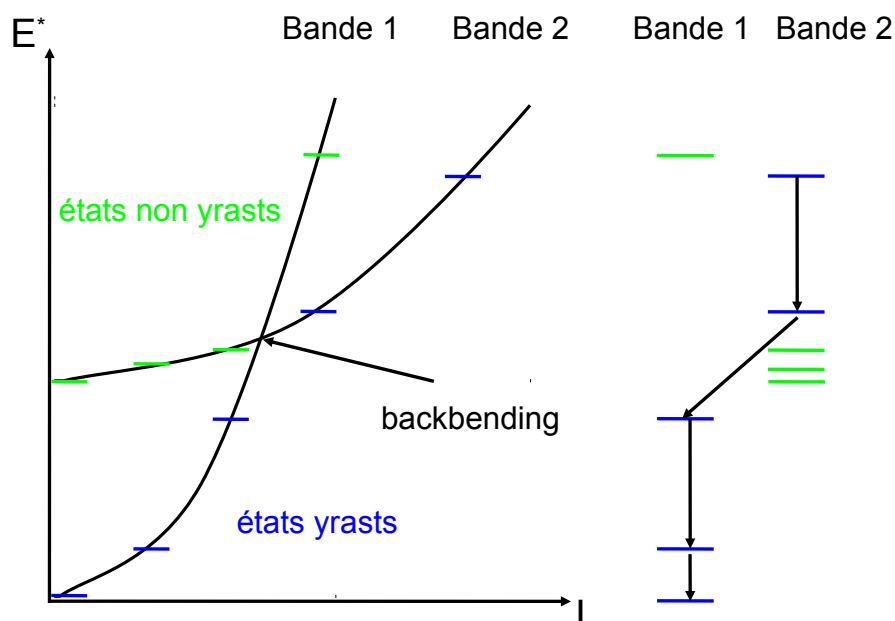


FIGURE 1.7 – Illustration de deux bandes rotationnelles dans le plan ( $E^*, I$ ) ainsi que du schéma d'états associé. A gauche : deux bandes rotationnelles dans le plan ( $E^*, I$ ) se croisent, les états « yrasts » sont représentés en bleu, par opposition les autres états excités représentés en vert sont non « yrasts », le croisement de bandes illustre le phénomène de « backbending » décrit dans le texte. A droite : représentation du schéma d'états où les flèches descendantes en noires indiquent la désexcitation du noyau atomique par les états « yrasts ».

Les états rotationnels correspondent à une excitation collective du noyau atomique : ils se désexcitent de l'un vers l'autre par émissions de transitions électromagnétiques  $\gamma$  dont la caractérisation permet de remonter aux différentes structures nucléaires que peut adopter le noyau atomique en réponse à une excitation externe. L'étude de ces transi-

tions électromagnétiques  $\gamma$  est au cœur de cette thèse. Nous présentons maintenant les propriétés de ces transitions électromagnétiques  $\gamma$  qui seront utiles à notre étude.

### 1.2.6 Les transitions électromagnétiques : sélection d'observables expérimentales

Les transitions électromagnétiques  $\gamma$  sont caractérisées par leur multipolarité  $\lambda$  et par leur nature électrique (notée  $E\lambda$ ) ou magnétique (notée  $M\lambda$ ). Les trois types de transitions les plus communément observées expérimentalement connectant des états rotationnels sont :

- la transition électrique dipolaire E1 impliquant un changement de parité entre deux états ;
- la transition électrique quadrupolaire E2 impliquant une conservation de parité entre deux états ;
- la transition magnétique dipolaire M1 impliquant une conservation de parité entre deux états.

Les transitions sont dites « étirées » (stretched) quant elles satisfont  $\Delta I = \lambda$ , mais il est possible qu'elles soient aussi « non étirées » (non-stretched) dans le cas où  $\Delta I < \lambda$ . Une transition dite « intra-bande » lie deux états d'une même bande rotationnelle tandis qu'une transition dite « extra-bande » lie deux états de deux bandes rotationnelles différentes.

a) Les transitions électromagnétiques correspondent à l'émission de photons dans le domaine d'énergie  $\gamma$  par le noyau atomique qui sont des particules de masse nulle de spin intrinsèque  $s = 1$ . L'orientation de son spin intrinsèque est soit parallèle soit anti-parallèle au moment linéaire du mouvement du photon ce qui implique qu'il y a seulement deux états du photon pour une quantité de mouvement donnée. Les états du photon peuvent être spécifiés par les nombres quantiques de moment angulaire  $\lambda\mu$  avec  $\lambda$  la multipolarité de la transition et  $\mu$  les sous-états magnétiques du photon. Pour chaque couple de valeurs  $(\lambda\mu)$ , les deux états du photon peuvent être spécifiés par la parité  $\pi = \pm 1$  en fonction de sa nature électrique ou magnétique [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.1,p.380) :

$$\pi = \begin{cases} (-1)^\lambda & E\lambda : \quad \ell = \lambda \pm 1, \\ (-1)^{\lambda+1} & M\lambda : \quad \ell = \lambda. \end{cases} \quad (1.19)$$

avec  $\ell$  le moment orbital angulaire.

Les opérateurs de transition multipolaire électrique et magnétique peuvent s'écrire comme [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.1,p.380) :

$$\hat{\mathcal{M}}(E\lambda, \mu) = \int \rho(\vec{r}) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) d\tau; \quad (1.20)$$

$$\hat{\mathcal{M}}(M\lambda, \mu) = \frac{-1}{c(\lambda + 1)} \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot (\vec{r} \times \vec{\nabla}) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) d\tau. \quad (1.21)$$

Le taux de transition après somme des sous-états magnétiques du photon et des états nucléaires finaux est [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.1,p.380) :

$$T(E \vee M, \lambda; I_1 \rightarrow I_2) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(E \vee M, \lambda). \quad (1.22)$$

La probabilité réduite de transition est la moyenne sur les projections des états magnétiques initiaux [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.1,p.380) :

$$B(E \vee M, \lambda; I_1 \rightarrow I_2) = \sum_{\mu M_2} |\langle I_2 M_2 | \hat{\mathcal{M}}(E \vee M, \lambda, \mu) | I_1 M_1 \rangle|^2. \quad (1.23)$$

Le taux de transition, i.e. la probabilité réduite de transition par seconde, peut être exprimée [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.1,p.380) :

– pour les transitions électriques et jusqu'à l'ordre multipolaire 3 :

$$\begin{aligned} T(E1) &= 1.587 \times 10^{+15} E_\gamma^3 B(E1); \\ T(E2) &= 1.223 \times 10^{+9} E_\gamma^5 B(E2); \\ T(E3) &= 5.698 \times 10^{+2} E_\gamma^7 B(E3); \end{aligned} \quad (1.24)$$

– pour les transitions magnétiques jusqu'à l'ordre multipolaire 3 :

$$\begin{aligned} T(M1) &= 1.779 \times 10^{+13} E_\gamma^3 B(M1); \\ T(M2) &= 1.371 \times 10^{+7} E_\gamma^5 B(M2); \\ T(M3) &= 6.387 \times 10^0 E_\gamma^7 B(M3). \end{aligned} \quad (1.25)$$

b) Nous pouvons alors exprimer les probabilités réduites de transition en lien avec les observables expérimentales :

- $E_\gamma$ , l'énergie de la transition ;
- $I_\gamma$ , l'intensité de la transition ;
- $\tau$ , la durée de vie de l'état.

$I_\gamma$  est normalisée et corrigée par le coefficient  $\alpha$  de conversion interne des  $\gamma$  en électrons [Kibédy T. et al. 2008] :

$$I_r = \frac{I_\gamma(1 + \alpha)}{\sum_\gamma I_\gamma(1 + \alpha)}. \quad (1.26)$$

La largeur de l'état  $\Gamma_\gamma$  (eV) est déduite de la mesure de  $\tau$  (ps) et de  $I_r$  (%) (relation de Heisenberg) :

$$\Gamma_\gamma = I_r \frac{\hbar}{\tau}, \quad \hbar = 6.582 \times 10^{-4} eVps. \quad (1.27)$$

La largeur de Weisskopf  $\Gamma_W$  (eV) est déduite de la mesure de  $E_\gamma$  (MeV) [Endt P.M. 1981] :

$$\begin{aligned}\Gamma_W(E1) &= 6.8 \cdot 10^{-2} A^{2/3} E_\gamma^3, \\ \Gamma_W(E2) &= 4.9 \cdot 10^{-8} A^{4/3} E_\gamma^5, \\ \Gamma_W(M1) &= 2.1 \cdot 10^{-2} E_\gamma^3.\end{aligned}\tag{1.28}$$

L'intensité relative de Weisskopf  $S$  (W.u.) [Endt P.M. 1981] est :

$$S(E \vee M, \lambda) = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W}.\tag{1.29}$$

L'estimation basée sur les transitions électromagnétiques des particules individuelles  $B_{sp}$  [Endt P.M. 1981] est :

$$\begin{aligned}B(E1)_{sp} &= \frac{9}{64\pi} R^2 [\text{fm}^2]; \\ B(E2)_{sp} &= \frac{9}{100\pi} R^4 [\text{fm}^4]; \\ B(M1)_{sp} &= \frac{90}{16\pi} (\text{constante sans dimension}).\end{aligned}\tag{1.30}$$

La probabilité réduite de transition électrique  $B(E, \lambda)$  ( $e^2(\text{fm})^{2\lambda}$ ) ou magnétique  $B(M, \lambda)$  ( $(e\hbar)/(2Mc)(\text{fm})^{2\lambda-1}$ ) dans le cadre du modèle rotationnel (1 barn = 100 fm<sup>2</sup>) est :

$$B(E \vee M, \lambda) = B_{sp} S.\tag{1.31}$$

Le moment dipolaire intrinsèque transitionnel  $D_0$  (fm) est lié à la probabilité réduite de transition  $B(E1)$  ( $e^2\text{fm}^2$ ) [Butler P.A. et Nazarewicz W. 1996] :

$$D_0 = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{\sqrt{B(E1; I_i \rightarrow I_f)}}{\langle I_i K_i 10 | I_f K_f \rangle}.\tag{1.32}$$

Le moment quadrupolaire intrinsèque transitionnel  $Q_0$  (fm<sup>2</sup>) est lié à la probabilité réduite de transition  $B(E2)$  ( $e^2\text{fm}^4$ ) [Butler P.A. et Nazarewicz W. 1996] :

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{\sqrt{B(E2; I_i \rightarrow I_f)}}{\langle I_i K_i 20 | I_f K_f \rangle}.\tag{1.33}$$

Le produit scalaire  $\langle I_i K_i \Delta I \Delta K | I_f K_f \rangle$  est connu comme le coefficient de Clebsch-Gordan.

La déformation quadrupolaire  $\beta_2$  peut s'obtenir par [Raman S. et al. 1987] :

$$\beta_2 \approx \frac{4\pi}{3ZR^2} \sqrt{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)}.\tag{1.34}$$

La déformation quadrupolaire dans une bande peut être exprimée dans le cadre du modèle rotationnel par :

$$\beta(I_i \rightarrow I_f) = \beta(0^+ \rightarrow 2^+) \left( \frac{\langle I_i K_i 20 | I_f K_f \rangle}{\langle 2020 | 00 \rangle} \right)^2\tag{1.35}$$

avec  $K_i = K_f$ .

## 1.3 Excitation vibrationnelle octupolaire

La vibration collective de forme est un autre mode d'excitation collective qui peut exister pour le noyau atomique en plus de la rotation. Elle peut se voir comme une oscillation dans le temps de la surface nucléaire. Nous allons introduire les notions de base sur la vibration qui seront utiles dans la suite de cette thèse tout en nous restreignant au cas de la vibration octupolaire dans le  $^{156}\text{Gd}$ .

Historiquement, la vibration octupolaire a été introduite dans les années 1950 (Christy 1954, Lane and Pendlebury 1960) pour expliquer l'origine des états de parité négatives présents à basse énergie d'excitation pour certains noyaux atomiques des Terres-Rares dont la connaissance dans les années 1980 est détaillée dans la publication de [Rohozinski S.G. 1988]. C'est seulement bien plus tard qu'une déformation octupolaire statique décrivant une déformation rigide en forme de poire a pu être mise en évidence par la mesure du moment octupolaire dans la région des actinides [Gaffney L.P. et al. 2013].

La collaboration TetraNuc a d'abord essayé de mettre en évidence une déformation tétraédrique statique en analogie avec la déformation octupolaire statique [Jentschel M. et al. 2010]. A l'heure actuelle, une concurrence entre la déformation octupolaire axiale et non-axiale dans son mode d'excitation vibrationnelle est recherchée comme ici dans cette thèse.

### 1.3.1 Origine microscopique de la vibration octupolaire

La vibration octupolaire correspond à la superposition du mouvement d'oscillation d'un phonon d'ordre multipolaire  $\lambda = 3$  sur un noyau atomique à déformation statique quadrupolaire [Donner W. et Greiner W. 1966]. Il est important de noter que cette vibration octupolaire autour d'une déformation d'ellipsoïde quadrupolaire maintient un axe de symétrie de rotation pour le noyau atomique [Davidson M.G. 1962] mais elle brise la symétrie par réflexion suivant un plan perpendiculaire à cet axe. L'origine microscopique de la vibration peut être vue comme une série d'excitations particule-trou [Rohozinski S.G. 1988].

Le hamiltonien de vibration, souvent utilisé pour décrire la vibration, s'écrit comme le produit de deux opérateurs tensoriels octupolaires sous forme de Clebsch-Gordan couplés à un scalaire :

$$\hat{H}_{Vib} = \chi Q_3^\dagger \cdot Q_3; \quad (1.36)$$

Dans un premier temps, nous résolvons le problème du champ moyen pour obtenir la base des états des particules individuelles. Dans un deuxième temps, nous utilisons le modèle « Random Phase Approximation » (RPA) pour obtenir la relation de dispersion caractéristique [Ring P. and Schuck P. 1980](p.380) :

$$\frac{1}{\chi} = \sum_{p,h} 2|\langle p|\hat{Q}_3|h\rangle|^2 \frac{\delta e_{ph}}{E_\nu^2 - (\delta e_{ph})^2} \leftrightarrow S(\omega) = \sum_{p,h} 2|\langle p|\hat{Q}_3|h\rangle|^2 \frac{\delta e_{ph}}{(\hbar\omega)^2 - (\delta e_{ph})^2}. \quad (1.37)$$

Dans cette formule, l'excitation particule-trou est notée  $\delta e_{ph} \equiv e_p - e_h$ . Cette équation peut être vue comme une équation non linéaire qui permet de trouver les états excités pour estimer leur collectivité.

La figure [1.8] montre schématiquement la compétition entre une excitation vibrationnelle octupolaire d'origine collective et des excitations particule-trou d'origine individuelle qui peuvent aussi être à l'origine d'états de parité négative [Rohozinski S.G. 1988].

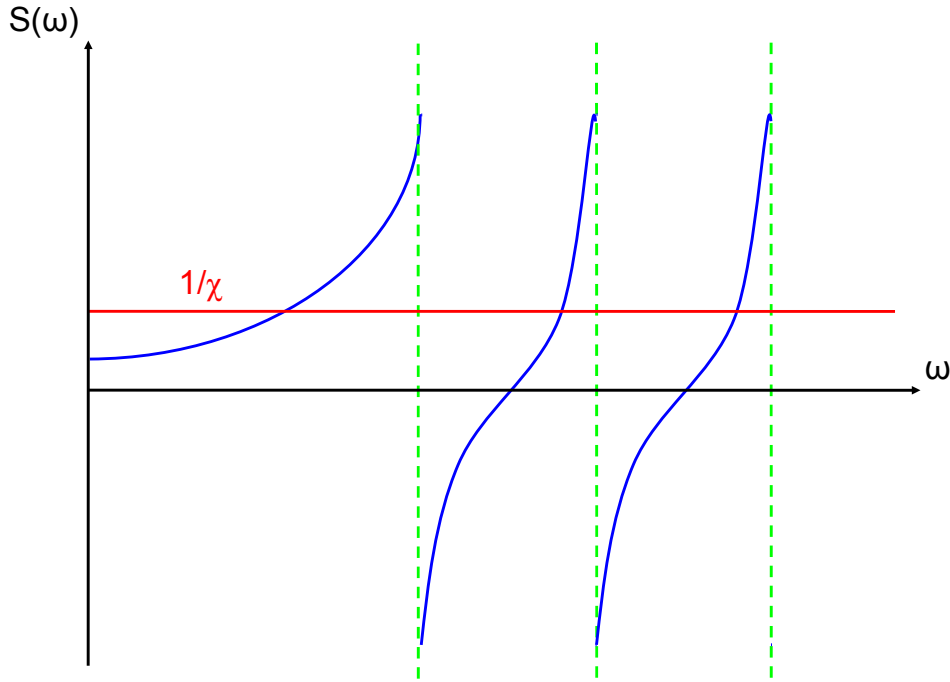


FIGURE 1.8 – Illustration de la compétition entre une excitation vibration octupolaire d'origine collective et des excitations particule-trou d'origine individuelle. Les lignes pointillées représentent les solutions d'excitations particule-trou. Les solutions de l'équation  $\frac{1}{\chi} = S(\omega)$  sont cherchées. Les solutions qui apparaissent très proches en énergie des excitations particules trous  $\delta e_{ph}$  sont peu collectives. Les solutions qui apparaissent assez loin en énergie des excitations particules trous  $\delta e_{ph}$  sont plutôt collectives. Ici,  $\frac{1}{\chi}$  (en rouge) croise en premier la fonction  $S(\omega)$  (en bleu) loin de la première solution d'excitation particule-trou (en vert) caractérisant une solution plutôt collective.

### 1.3.2 Conséquences expérimentales de la vibration octupolaire

La figure [1.9] montre que le phonon octupolaire de moment intrasèque  $\lambda = 3$  se couple au moment angulaire collectif  $R$  du noyau atomique déformé en rotation pour donner le spin total  $I$  au noyau atomique. Nous définissons  $K$  comme la projection du spin total  $I$  du noyau atomique sur l'axe  $O_z$  de symétrie. Dans le cas d'un noyau atomique pair-pair, le spin de l'état fondamental est nul ce qui implique que la projection du spin du phonon octupolaire prend les valeurs  $K = 0, 1, 2, 3$  suivant les alignements possibles du moment

du phonon octupolaire sur l'axe  $O_x$  de rotation du noyau atomique [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.577). Une bande rotationnelle peut se former sur chacun de ces états de projection créant ainsi un quadruplet de bandes rotationnelles de parité négative des têtes de bandes rotationnelles  $K = 0, 1, 2, 3$ . Toutefois, il n'y a pas d'exemple de noyaux atomiques présentant le quadruplet de bandes [Sugawara M. et al. 2011]. Jusqu'à présent, seulement les noyaux atomiques avec les têtes de bande  $K = 0, 1, 2$  ont pu être mesurés. Ce constat a été interprété avec le modèle RPA permettant de calculer les états d'énergie qui prédit que la bande  $K^\pi = 3^-$  se situerait à une trop haute énergie d'excitation dans les Terres-Rares pour être mesurée expérimentalement car trop faiblement alimentée par les réactions nucléaires [Gromov K.Y. 1993] et [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996].

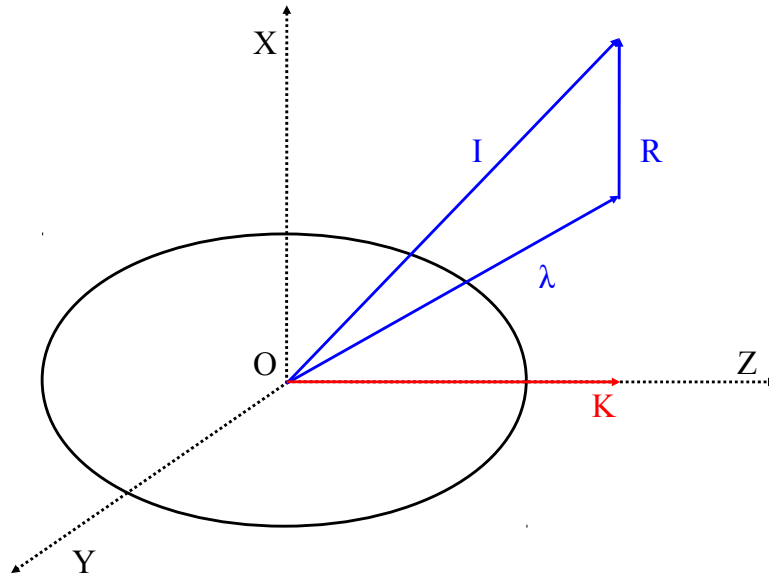


FIGURE 1.9 – Illustration du couplage d'un phonon octupolaire de moment  $\lambda$  avec un noyau atomique pair-pair de déformation quadrupolaire axiale.  $K$  est la projection sur l'axe de symétrie du noyau atomique de spin total  $I = R + \lambda$ .

### 1.3.3 Définition des bandes « partenaires en signature »

De nombreux noyaux atomiques sont symétriques par une rotation de  $\pi$  autour d'un axe perpendiculaire par rapport à l'axe d'élongation du noyau atomique, ce qui est exprimé par le hamiltonien qui commute avec l'opération de rotation de  $\pi$  :

$$[\hat{H}, \hat{R}_\pi] = 0; \quad (1.38)$$

avec comme conséquence que les solutions satisfont :

$$\hat{H}\psi_{n,r} = E_n\psi_{n,r}; \quad (1.39)$$

$$\hat{R}_\pi\psi_{n,r} = r\psi_{n,r}. \quad (1.40)$$



Le nouveau nombre quantique  $r$  est appelé la signature. C'est une variable dichotomique qui prend les valeurs  $\pm 1$  pour les noyaux atomiques pairs-pairs. Nous pouvons montrer que le spin et la signature sont liés par  $r = (-1)^I$  [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.9). Dans ce cas, les états d'une bande rotationnelle qui suivent la séquence  $I, I+1, I+2, I+3, \dots$  se séparent en deux, dit « signature splitting » [Chou W.T. et al. 1992], correspondant chacune à une des deux valeurs de la signature  $r = +1$  ou  $r = -1$  pour respectivement les spins pair et impair [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.19).

Or, la tête de bande  $K$  telle que définie plus haut doit être prise en compte pour la vibration d'un phonon octupolaire d'une structure de déformation quadrupolaire. Nous pouvons montrer que la signature est alors reliée à la tête de bande par  $r = (-1)^{I+K}$  [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.9). Le « signature splitting » éclate le quadruplet vibrationnel [Chou W.T. et al. 1992] :

- pour  $K = 0$ , il existe une seule bande  $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-, \dots$  car la fonction d'onde de composante  $K^\pi = 0^-$  s'annule pour les états de spin pair [O'Neil R.A. et Burke D.G. 1971] ;
- pour  $K = 1, 2, 3$ , il existe pour chaque  $K$  un doublet de bandes rotationnelles de parité négative dont la signature est  $r = +1$  pour  $I^\pi = K^-, (K+2)^-, (K+4)^-, \dots$  et  $r = -1$  pour  $I^\pi = (K+1)^-, (K+3)^-, (K+5)^-, \dots$

Les bandes rotationnelles qui sont identifiées comme « partenaires en signature » forment expérimentalement un ensemble de deux structures rotationnelles qui doivent avoir les mêmes caractéristiques car elles correspondent intrinsèquement à la même structure. En particulier en l'absence d'autres phénomènes physiques, nous nous attendons à ce que les probabilités réduites de transition soient similaires (voir totalement identiques en théorie) pour les deux bandes rotationnelles [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.46).

### 1.3.4 Vibration octupolaire axiale vs. non-axiale : point de vue historique

Suivant la forme de la surface nucléaire en vibration, nous trouvons dans la littérature les termes de vibration axiale ou tri-axiale (ici non-axiale pour une surface tétraédrique). Chaque état vibrationnel d'un noyau atomique non sphérique peut donner naissance à des excitations rotationnelles créant des bandes rotationnelles. En particulier pour des raisons historiques, la vibration de la surface nucléaire de déformation axiale  $\alpha_{20}$  est appelée la vibration axiale  $\beta$  et la séquence rotationnelle correspondante est la  $\beta$ -bande. De façon similaire, la vibration de la surface nucléaire de déformation tri-axiale  $\alpha_{22}$  est appelée la vibration tri-axiale  $\gamma$  et la séquence rotationnelle correspondante est la  $\gamma$ -bande.

Historiquement, la compréhension des états de parité négative de basse énergie s'est faite par l'introduction de la notion de la vibration octupolaire construite en analogie avec la vibration quadrupolaire axiale  $\beta$ -bande et tri-axiale  $\gamma$ -bande [Lipas P.O. et Davidson J.P. 1961]. Dans ce contexte, il est possible d'imaginer deux vibrations octupolaires basées sur le paramètre de déformation axiale  $\alpha_{30}$  et non-axiale  $\alpha_{32}$  pour expliquer l'existence

des bandes rotationnelles basées, respectivement sur l'état  $I^\pi = 1^-$  de tête de bande  $K^\pi = 0^-$  dû à un phonon octupolaire de symétrie axiale et sur l'état  $I^\pi = 2^-$  de tête de bande  $K^\pi = 2^-$  dû à un phonon octupolaire de symétrie non-axiale [Lipas P.O. et Davidson J.P. 1961]. Cette interprétation simpliste a été prise en défaut par la mise en évidence de plusieurs bandes de parité négative qui ne pouvaient plus être interprétées dans ce contexte trop restreint. Le « signature splitting » avait pour objectif d'unifier toutes ces structures suivant l'explication de la seule vibration octupolaire axiale donnant naissance à un possible quadruplet de bandes rotationnelles [Chou W.T. et al. 1992]. Il faut noter que même si le concept de vibration octupolaire non-axiale des années 1960 n'a rien à voir avec le concept des symétries de « Haut-Rang », les deux concepts impliquent mathématiquement que les états pouvant porter la symétrie tétraédrique sont de  $I \geq 2$ .

### 1.3.5 Couplage de Coriolis

Le couplage de Coriolis a été historiquement introduit pour expliquer les valeurs des B(E3) entre l'état fondamental et le premier état  $3^-$  qui avaient pu être mesurées expérimentalement par excitation Coulombienne [Neergård K. et Vogel P. 1969 et références internes]. Le couplage de Coriolis désigne l'entraînement de la direction de vibration du phonon octupolaire par la rotation du noyau atomique. Il implique un mélange de tête de bande pour le premier état rotationnel ce qui autorise un couplage des têtes de bandes rotationnelles  $|\Delta K| = |K_i - K_f| = 1$ . Deux bandes rotationnelles ayant une même composante de tête de bande n'étant pas forcément la composante majoritaire sont autorisées à se désexciter l'une vers l'autre à cause du couplage de Coriolis. La valeur de ce couplage est susceptible de changer avec le spin le long d'une bande rotationnelle. La conséquence est que le nombre  $K$  ne peut plus être considéré comme un bon nombre quantique. La labellisation en  $K$  ne désigne dans le meilleur des cas que la composante principale de la fonction d'onde qui possède des mélanges de  $K$  différents [Kocbach L. et Vogel P. 1970] et [Ronningen R.M. 1977]. Par conséquent, la labellisation en  $K$  des bandes rotationnelles octupolaires d'origine vibrationnelle peut être considérée comme insuffisante.

Dans notre cas, cet effet est important à prendre en compte pour l'étude des bandes « partenaires en signature » pour la raison suivante : ces bandes rotationnelles partenaires devraient en l'absence de couplage de Coriolis avoir des transitions « intra-bande » et « extra-bande » dont les probabilités réduites de transition sont similaires (en théorie identiques). Or, une bande  $K^\pi = 1^-$  se couple à la bande  $K^\pi = 0^-$  (et dans une moindre mesure à la bande  $K^\pi = 2^-$ ) à cause du couplage de Coriolis qui tend à diminuer rapidement pour les  $|\Delta K| = 1$  successifs [Gromov K.Y. 1993]. Mais, la bande  $K^\pi = 1^-$  est composée de deux bandes qui sont « partenaires en signature » avec les spins impairs d'un côté et les spins pairs de l'autre. En fait, seuls les états de la bande « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  de spin impair se mélangent avec des états  $K^\pi = 0^-$ , car la fonction d'onde de composante  $K^\pi = 0^-$  s'annule pour les états de spin pair [O'Neil R.A.

et Burke D.G. 1971]. Donc, les transitions « extra-bande » de la bande  $K^\pi = 1^-$  de spin impair vers la bande fondamentale  $K^\pi = 0^+$  sont favorisées par rapport aux transitions « extra-bande » de la bande  $K^\pi = 1^-$  de spin pair « partenaires en signature » qui n'a pas de composante  $K^\pi = 0^-$ . Comme nous le verrons en [4], ce fait est important pour l'interprétation des mesures. Toutefois, il ne doit pas y avoir de différence pour les transitions « intra-bande » qui s'effectuent toujours à  $|\Delta K| = 0$ .

## 1.4 Déformation octupolaire axiale

L'existence d'une structure octupolaire axiale basée sur une déformation statique (comprendre permanente par opposition au cas vibrationnel vu précédemment) est prédite pour les nombres magiques octupolaires de protons et de neutrons  $[Z,N]=[36,56,88,134]$  [Robledo L.M. et Bertsch G.F. 2011]. Une telle structure octupolaire axiale statique serait la plus stable pour certains actinides comme mesuré récemment pour le  $^{224}\text{Ra}$  [Gaffney L.P. et al. 2013]. Bien qu'une telle structure n'est pas prédite dans notre cas du  $^{156}\text{Gd}$ , il est important d'en connaître certaines propriétés afin le cas échéant de pouvoir la distinguer de la déformation tétraédrique statique qui avait fait l'objet de la première campagne de mesures de la collaboration TetraNuc pour le  $^{156}\text{Gd}$ .

### 1.4.1 Déformation octupolaire statique et implication par rapport à la vibration

La déformation octupolaire statique est attribuée aux effets de couches issus du couplage entre les orbitales, intruses qui plongent juste au-dessous de l'état de Fermi avec la déformation et non intruses qui restent juste au-dessus de l'état de Fermi, qui diffèrent de  $|\Delta l| = 3$  (1 étant le moment orbital). Les nucléons proches de l'état de Fermi occupent des états de parité opposée. Dans les Terres-Rares, ces orbitales sont de haut j ( $i_{13/2}$  neutrons,  $h_{11/2}$  protons) et de bas j ( $f_{7/2}$  neutrons et  $d_{5/2}$  protons [Butler P.A. et Nazarewicz W. 1996]). Par conséquent, il est important de discuter du degré de stabilité d'une telle déformation ce qui peut être fait en étudiant les cartes de surface d'énergie nucléaire totale : les surfaces entourant les minima en énergie qui sont aplatis suggèrent une faible stabilité mais aussi la possibilité de l'apparition de structures collectives dont la forme dévie fortement de la forme d'équilibre correspondant au minimum statique. Nous pouvons qualifier ce phénomène de noyau atomique « soft » par rapport à la déformation. Une mesure de ce mécanisme est l'utilisation des projections à une dimension de la surface d'énergie nucléaire totale en utilisant un développement au second ordre de Taylor pour le potentiel en fonction de la déformation :

$$V(\alpha_{\lambda\mu}) \approx V_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \alpha_{\lambda\mu}^2} \Big|_{\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda\mu}^{eq}} (\alpha_{\lambda\mu} - \alpha_{\lambda\mu}^{eq})^2 \quad (1.41)$$

Le paramètre  $C_3 \equiv (\partial^2 E / \partial \alpha_{30}^2)|_{\alpha_{30}=0}$  caractérise le passage à la vibration octupolaire autour de la déformation statique. La figure [1.10] montre schématiquement la variation de forme du potentiel d'énergie collective en fonction de la valeur de  $C_3$ . Pour  $C_3 > 0$ , il n'existe qu'un seul minimum à déformation nulle mais ayant une certaine extension suivant la déformation  $\alpha_{30}$ , ce qui caractérise le mode vibrationnel. Pour  $C_3 < 0$ , il existe deux minima à des déformations égales non nulles de signe opposée, ce qui caractérise le mode statique avec apparition d'un doublet de parité opposée.

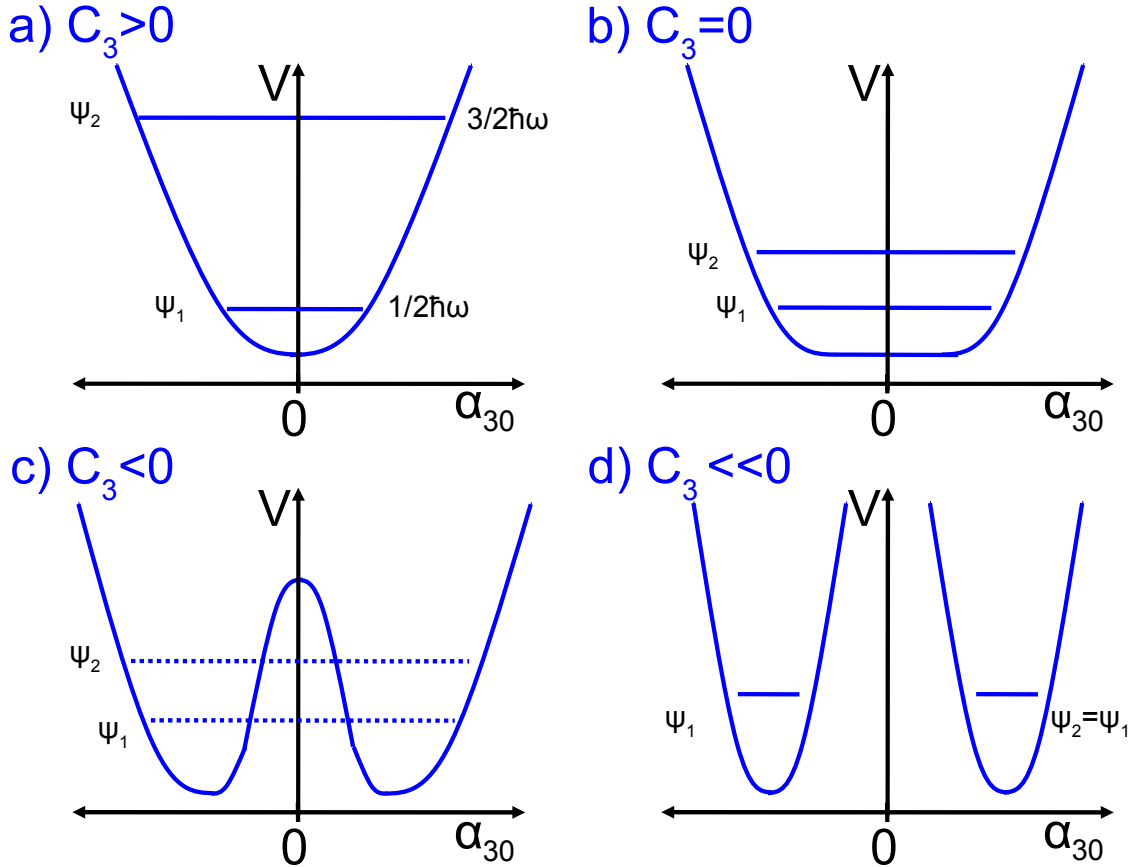


FIGURE 1.10 – Illustration du passage du mode vibrationnel au mode statique d'une déformation octupolaire. a) En haut à gauche : cas d'un minimum stable ayant une extension suivant la déformations  $\alpha_{30}$  impliquant la présence d'une vibration octupolaire dont la première excitation vibrationnelle ( $3/2\hbar\omega$ ) est relativement à haute énergie. b) En haut à droite : la rigidité du potentiel diminue où dans le cas extrême la dérivée seconde s'annule impliquant une vibration octupolaire instable avec de larges amplitudes du mouvement dont la première excitation vibrationnelle ( $3/2\hbar\omega$ ) est relativement à basse énergie. c) En bas à gauche : le cas de deux minima séparés par une barrière de potentiel finie impliquant que le spectre des états présente un doublet de parité opposée ( $\Psi_1 \neq \Psi_2$ ) avec un fort décalage en énergie (fort « parity splitting »). d) En bas à droite : le cas extrême de deux minima séparés par une barrière de potentiel infinie impliquant que le spectre des états présente un strict doublet de parité opposée ( $\Psi_1 = \Psi_2$ ) sans décalage en énergie (absence de « parity splitting »).

### 1.4.2 Invariance par opération de simplex

La surface nucléaire de déformation octupolaire axiale statique n'est pas invariante par rotation de  $\pi$  ( $\hat{R}_\pi$ ) contrairement à une déformation d'ellipsoïde quadrupolaire. Cependant, elle est invariante par  $\hat{S} \equiv \hat{R}_\pi \cdot \hat{I}$  avec :  $\hat{R}_\pi$  l'opération de rotation de  $\pi$  par rapport à l'axe perpendiculaire de symétrie et  $\hat{I}$  l'opération d'inversion d'espace [Goodman A.L. 1974]. La figure [1.11] montre l'opération de simplex dont le nombre quantique associé est noté  $s$  correspondant à la combinaison de la rotation de  $\pi$  et de l'inversion d'espace [Nazarewicz W. and Olanders P. 1985].

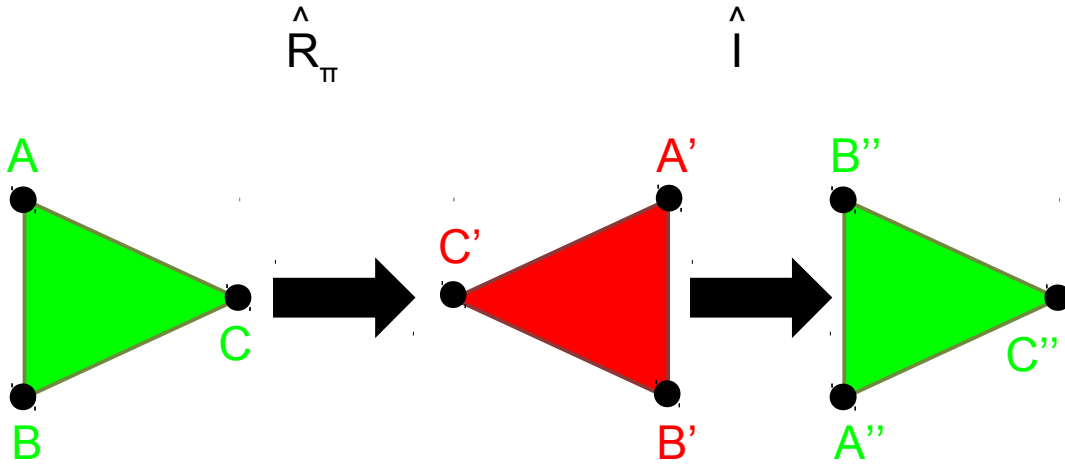


FIGURE 1.11 – Illustration de l'opération de simplex. La déformation octupolaire axiale, ici simplifiée en un triangle, est invariante en combinant deux opérations successives : une rotation de  $\pi$  par rapport à l'axe vertical, puis une inversion d'espace.

### 1.4.3 Définition du nombre quantique simplex

Nous pouvons montrer que la valeur propre du simplex  $s$  est reliée à la parité  $\pi$  et au spin  $I$  par  $\pi = s(-1)^I$ . Nous trouvons les manifestations expérimentales de ce phénomène sous la forme d'un doublet de parité opposée dont les états sont connectés par des transitions dipolaires [Hamamoto I. et Mottelson B. 1990]. Les deux puits du potentiel octupolaire dans la figure [1.10] en c) contiennent les états :  $I^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, \dots$  pour  $s = +1$  et  $I^\pi = 0^-, 1^+, 2^-, 3^+, \dots$  pour  $s = -1$  [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.19). Or, les états pour  $s = -1$  ne sont pas observés pour un noyau atomique pair-pair. Le noyau atomique passe d'un puits à l'autre par effet tunnel entraînant l'existence d'un doublet de parité opposée. La figure [1.11] montre le schéma partiel des états des deux premières bandes rotationnelles du  $^{222}\text{Th}$  qui illustre les bandes rotationnelles « partenaires en simplex »  $s = +1$  de spin pair à parité positive et de spin impair à parité négative [Nazarewicz W. et al. 1984].

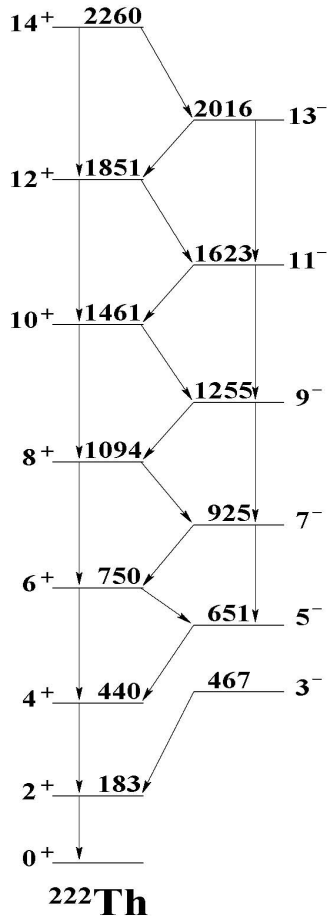


FIGURE 1.12 – Schéma partiel des états des deux premières bandes rotationnelles du  $^{222}\text{Th}$ . La désexcitation du noyau atomique dite « en zig-zag » par l'intermédiaire de transitions dipolaires E1 entre les deux bandes rotationnelles  $s = +1$  de spin pair à parité positive et de spin impair à parité négative caractérise la déformation octupolaire statique à moyen spin.

## 1.5 Déformation octupolaire non-axiale

La symétrie tétraédrique qui est représentée par le groupe ponctuel double  $T_d^D$  peut être vue comme le cas non-axial d'une déformation octupolaire menant à des états de particules individuelles hautement dégénérés [Dudek J. et al. 2002] (jusqu'à quatre). De la même façon que dans le cas de la déformation octupolaire axiale, la déformation octupolaire non-axiale pourrait permettre de stabiliser des structures nucléaires soit de façon vibrationnelle, soit à partir d'une déformation statique en fonction d'effets de couches. Elle est prédite pour les nombres magiques tétraédriques de protons et de neutrons  $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90/94,136]$  [Dudek J. et al. 2006]. Toutefois pour la région des Terres-Rares, il y a un certain recouvrement de ces nombres vers  $N=88-90$  entre la déformation octupolaire axiale et non-axiale. Il est important à partir des prédictions de pouvoir identifier des critères expérimentaux discriminants les deux possibilités.

### 1.5.1 Invariance par opération de doublex

La symétrie tétraédrique existe quand la surface nucléaire devient invariante pour les 48 éléments de symétrie du groupe tétraédrique double  $T_d^D$ . Cette symétrie conduit à la définition d'un nouveau nombre quantique analogue au nombre quantique de simplex discuté plus haut : c'est le nombre quantique doublex. La figure [1.13] montre que la symétrie tétraédrique est invariante par rotation de  $\pi/2$  combinée à une inversion d'espace : c'est l'opération doublex. L'intérêt particulier de cette symétrie vient du fait que le terme de rotation du hamiltonien est invariant si nous faisons tourner un telle déformation autour de ce même axe ce qui fait du doublex un bon nombre quantique comme le simplex qui reste aussi un bon nombre quantique pour la symétrie tétraédrique.

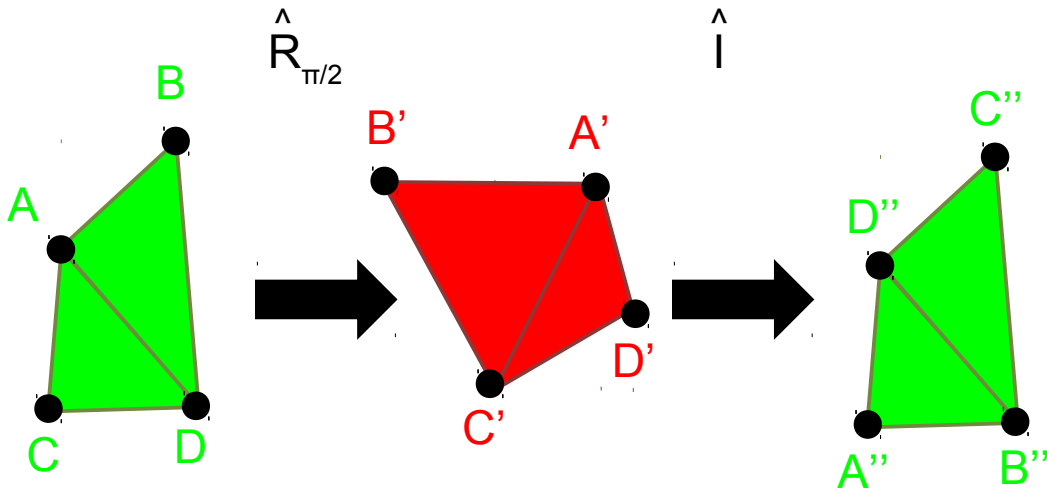


FIGURE 1.13 – Illustration de l'opération de doublex. La déformation tétraédrique, ici simplifiée en une pyramide à faces triangulaires, est invariante en combinant deux opérations successives : une rotation de  $\pi/2$  par rapport à l'axe vertical passant au milieu du segment AB, puis une inversion d'espace.

### 1.5.2 Nombres magiques tétraédriques

La figure [1.14] montre le spectre en énergie des particules individuelles calculé en fonction de la déformation tétraédrique pour le  $^{154}\text{Gd}$  qui est un noyau atomique prédit doublement magique tétraédrique. Les courbes des états d'énergie sont notées par les labels étendus de « Nilsson ». Le nombre entre parenthèses à gauche de chaque label donne le pourcentage de validité de chaque label comme illustré précédemment par l'équation [1.15]. Plusieurs courbes sont marquées avec deux labels de « Nilsson » différents, car elles correspondent à des états d'énergie de dégénérescence d'ordre quatre (pour lesquels nous pouvons mettre jusqu'à 4 nucléons). Des « gaps » en énergie d'une largeur de 2 à 3 MeV sont clairement visibles pour des déformations tétraédriques non nulles. Si nous prenons en compte les calculs équivalents pour toutes les masses des noyaux atom-

iques, alors nous déduisons les nombres magiques tétraédriques de protons et de neutrons  $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90/94,136]$ . La figure [1.15] montre les noyaux atomiques doublement magiques : ceux dont à la fois le nombre de proton et le nombre de neutron est un nombre magique tétraédrique.

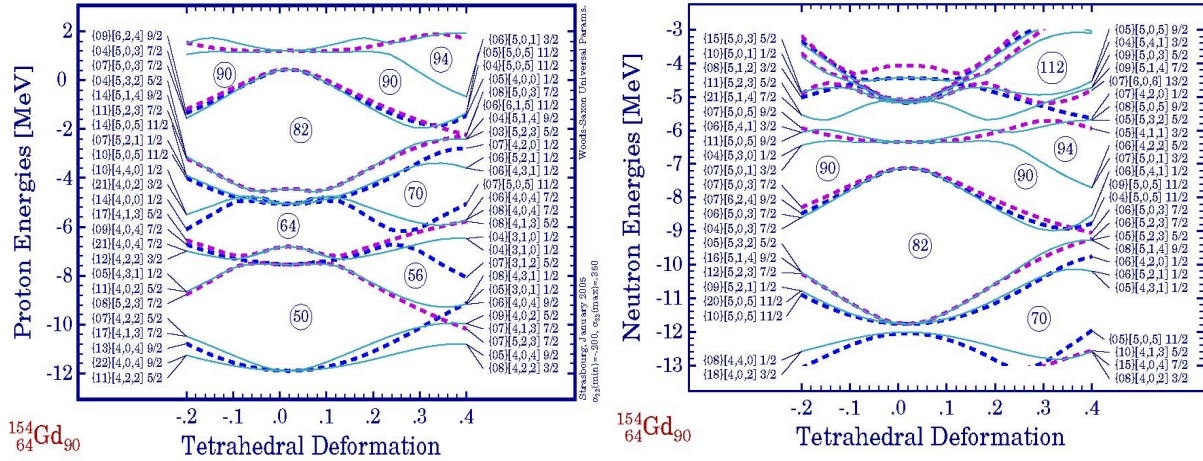


FIGURE 1.14 – Spectre en énergie des particules individuelles en fonction de la déformation tétraédrique pour les états proches de l'état de Fermi du  $^{154}\text{Gd}$ . Nous notons les courbes continues en bleu clair qui ont deux labels de Nilsson car ces états sont de dégénérescence quatre.

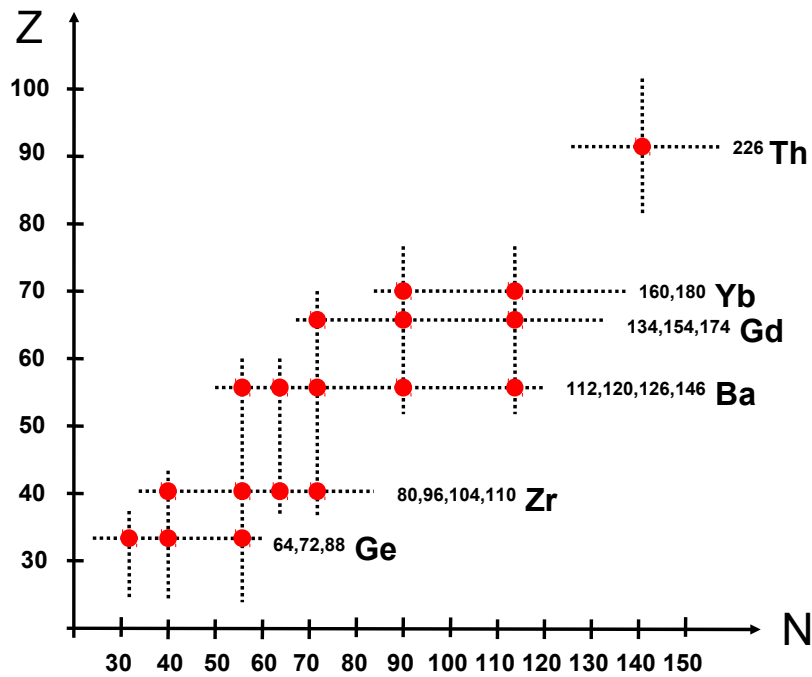


FIGURE 1.15 – Carte des noyaux atomiques prédits doublement magiques de symétrie tétraédrique. Les nombres magiques tétraédriques de protons et de neutrons sont  $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90/94,136]$ .



### 1.5.3 Prédiction des observables utiles à la comparaison théorie vs. expérience

Le tétraèdre est un objet déformé qui peut donc être orienté dans l'espace. Dès lors, une rotation collective d'un noyau atomique à déformation tétraédrique est possible qui générerait des bandes rotationnelles tout comme un noyau atomique à déformation prolate/oblate ou octupolaire axiale (poire). Les hypothèses fondamentales que nous pouvons identifier pour définir des critères expérimentaux discriminants pour un telle bande sont [Dudek J. et al. 2006] :

- des états de parité négative car la symétrie est décrite avec des harmoniques sphériques d'ordre impair ;
- $I \geq 2$  car la symétrie impose mathématiquement une tête de bande  $K^\pi = 2^-$  ou  $K^\pi = 3^-$ .

La symétrie tétraédrique est probablement brisée pour environ  $I > 12$  dans la région des Terres-Rares à cause du couplage de Coriolis créant un « backbending ».

Ces critères définissent des régions bien particulières des états excités des noyaux atomiques susceptibles d'être des candidats à la symétrie. Nous pouvons aussi ajouter que tous les moments multipolaires sont prédits nuls pour une symétrie tétraédrique parfaite sauf le moment octupolaire. En effet, le moment multipolaire est défini par les harmoniques sphériques comme :

$$Q_{\lambda\mu} = \int \rho_{\Sigma}(\vec{r}) r^{\lambda} Y_{\lambda\mu} d^3\vec{r}. \quad (1.42)$$

Il est souvent suffisant d'utiliser la distribution constante de la densité de la matière nucléaire :

$$\rho_{\Sigma} = \begin{cases} \rho_0 : \vec{r} \in \Sigma; \\ 0 : \vec{r} \notin \Sigma. \end{cases} \quad (1.43)$$

Un développement en série de Taylor est alors possible pour les petites déformations, ce qui donne :

$$Q_{\lambda\mu}(\alpha) \approx Q_{\lambda\mu}|_{\alpha=0} + Q'_{\alpha\mu}|_{\alpha=0} \Delta\alpha + \frac{1}{2} Q''_{\alpha\mu}|_{\alpha=0} \Delta\alpha^2. \quad (1.44)$$

La figure [1.16] montre qu'en posant  $\lambda = 2$ ,  $\mu = 0$  et  $\lambda_1 = \lambda_2 = 3$ , le moment quadrupolaire  $Q_{20}$  est prédit nul pour une symétrie tétraédrique parfaite ce qui implique que les bandes rotationnelles ne devraient pas contenir de transition E2 « intra-bande ». La même constatation est faite pour le moment dipolaire où de telles bandes ne pourraient pas non plus se désexciter par des transitions E1 « extra-bande ». En fait dans le cas de la symétrie tétraédrique parfaite, seules les transitions E3 seraient permises ce qui rend difficile d'observer la désexcitation de tels états (elle reste relativement possible en excitation Coulombienne pour les états de bas spin) car la probabilité réduite de transition B(E3) est des ordres de grandeur plus faible que la probabilité réduite de transition B(E1) ou B(E2) comme montré en [1.2.6]. Par conséquent, la moindre polarisation résiduelle dipolaire ou quadrupolaire du noyau atomique s'éloignant un tant soit peu de la symétrie exacte provoquerait l'apparition de transitions E1 et E2 ce qui rend difficile la mise en

évidence des transitions E3. Or, nous savons que quantiquement le phénomène dit de « mouvement de point zéro » autorise de telles polarisations résiduelles. Il apparaît donc simpliste sur le plan expérimental de chercher la symétrie tétraédrique dans son mode statique, mais comme nous le verrons plus loin cette argumentation ne contredit pas la possibilité d'en rechercher le mode vibrationnel à l'image de ce qui est fait pour la symétrie octupolaire axiale.

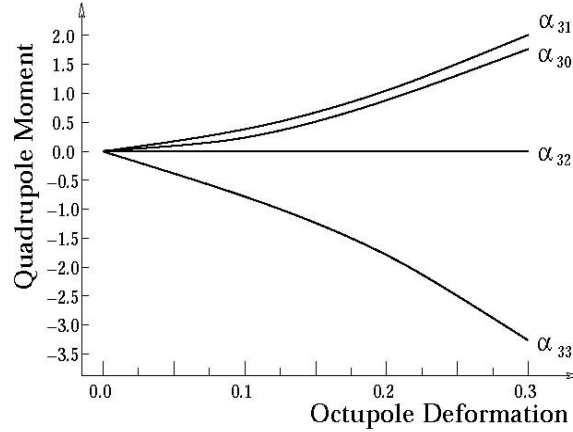


FIGURE 1.16 – Evolution du moment quadrupolaire généré par les quatre déformations octupolaires possibles ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) en fonction de  $\alpha_{3\mu}$ . Seule la déformation tétraédrique parfaite en  $\alpha_{32}$  implique un moment quadrupolaire nul.

### 1.5.4 Compétition entre la déformation octupolaire axiale et non-axiale

La stabilité nucléaire peut être abordée en analysant les surfaces d'énergie nucléaire totale qui sont calculées en fonction des différentes déformations d'intérêt. Nous pouvons y localiser des minima bien définis, mais aussi d'autres qui ont une forte extension spatiale pour une déformation donnée qui suggèrent que le noyau atomique peut vibrer autour d'une déformation nulle mais dans une direction (voir des directions) de déformation possédant une symétrie donnée. Quand le minimum n'est pas bien localisé, la difficulté est de connaître la symétrie réellement associée à la contribution majoritaire de la fonction d'onde du noyau atomique. Sur les vues actuelles en deux dimensions de l'énergie totale, il devient difficile de déterminer quelle forme en compétition est la plus vraisemblable et comment en extraire une valeur de déformation précise. Ce problème devrait être résolu dans le futur par la résolution de l'équation de Schrödinger 4D ( $\alpha_{20}\alpha_{22}\alpha_{30}\alpha_{32}$ ) comme suggéré en [4.3.4].

Les figures [1.17], [1.18], [1.19] et [1.20] montrent les résultats de calcul des cartes de surface d'énergie nucléaire totale pour les déformations octupolaires  $\alpha_{3\mu}$  avec  $\mu = [0, 3]$  en fonction de la déformation quadrupolaire  $\alpha_{20}$  pour le  $^{154}\text{Gd}$  [Dudek J. et Mazurek K.] (noyau atomique prédit doublement magique).

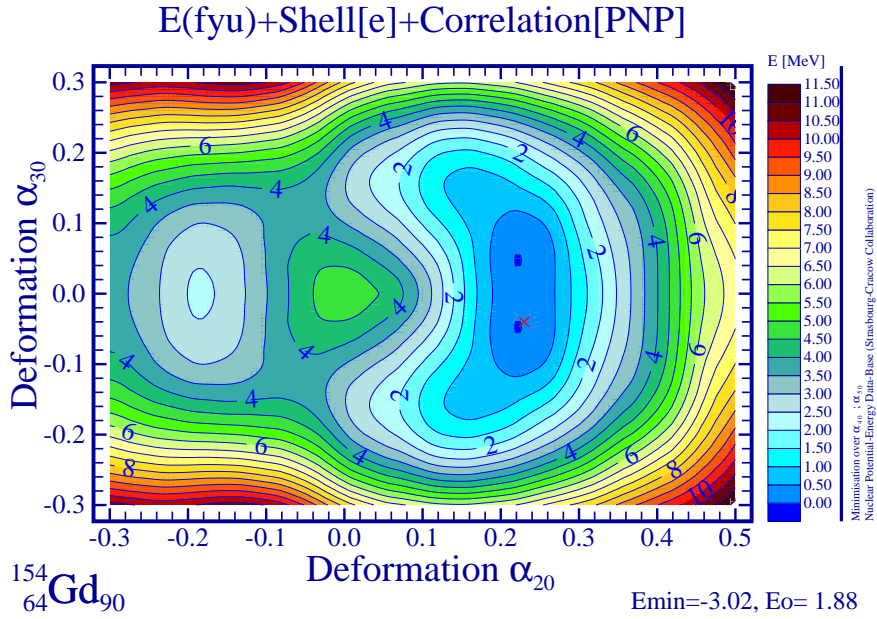


FIGURE 1.17 – Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$  du  $^{154}\text{Gd}$  : une susceptibilité octupolaire existe pour  $\alpha_{20} \approx 0.23$  sans minimum localisé ce qui exclut à priori une structure octupolaire à déformation axiale statique, par contre la présence d'une possible coexistence prolate-oblate est visible.

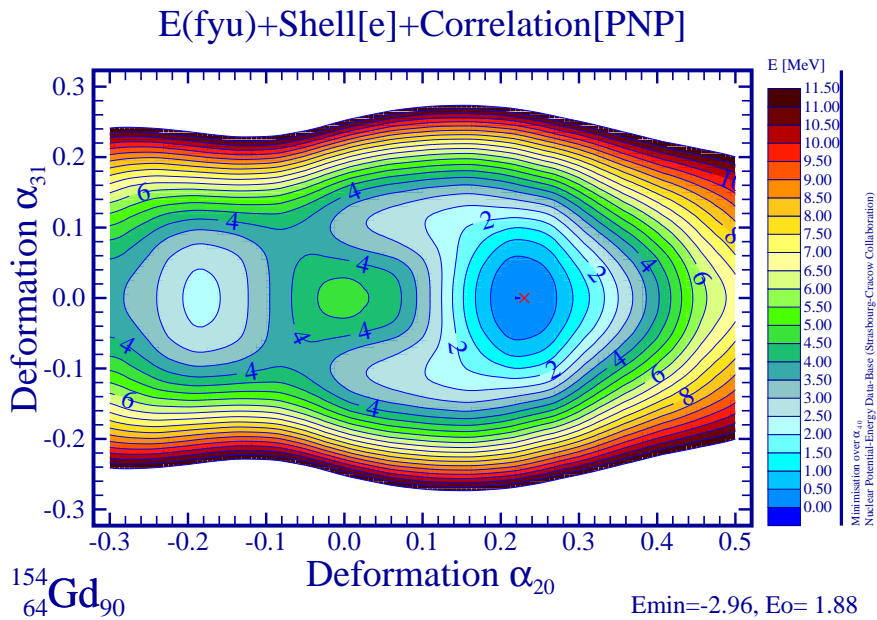


FIGURE 1.18 – Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations  $\alpha_{31}$  vs.  $\alpha_{20}$  du  $^{154}\text{Gd}$  : le minimum fondamental est de forme prolate, il existe un deuxième minimum excité de forme oblate, par contre il n'existe pratiquement pas de susceptibilité du minimum suivant la déformation octupolaire d'ordre  $\alpha_{31}$ .

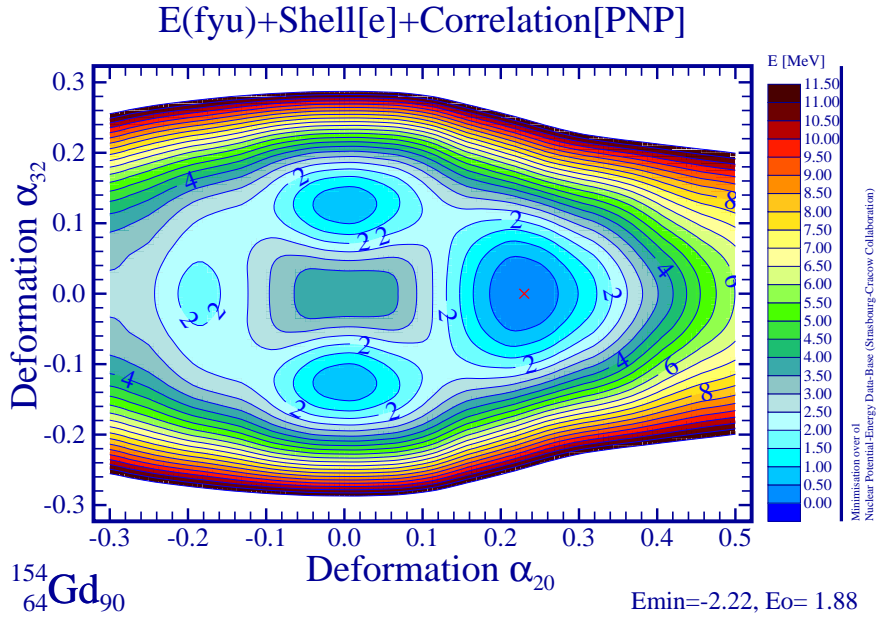


FIGURE 1.19 – Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  du  ${}^{154}\text{Gd}$  : deux minima de symétrie tétraédrique sont localisés à  $\alpha_{32} = \pm 0.15$  pour  $\alpha_{20} = 0$ , le minimum absolu existe pour  $\alpha_{20} = 0.23$  ce qui correspond à la déformation prolate expérimentalement mesurée pour ce noyau atomique [sources Raman S. et al. 2001], un quatrième minimum oblate existe situé à plus haute énergie d'excitation.

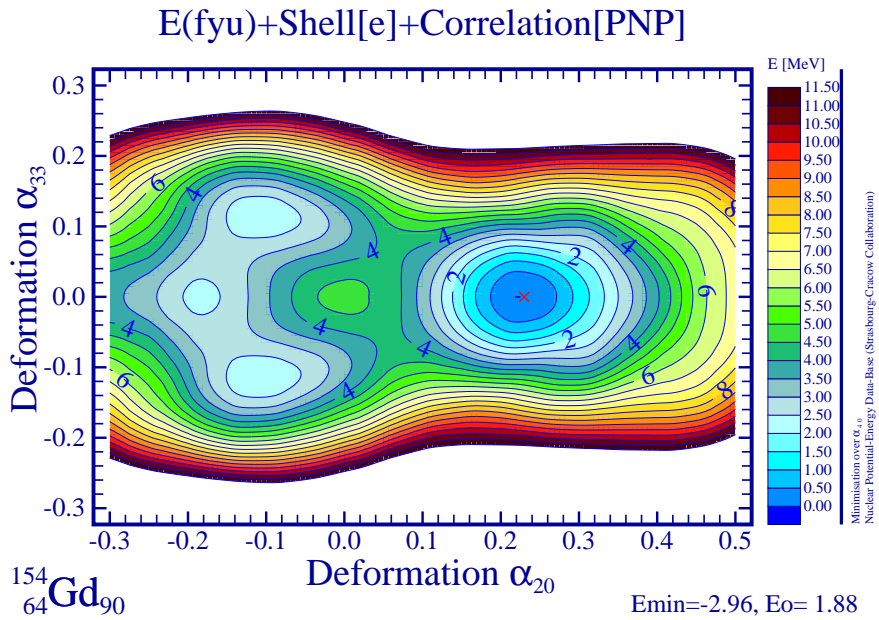


FIGURE 1.20 – Surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations  $\alpha_{33}$  vs.  $\alpha_{20}$  du  ${}^{154}\text{Gd}$  : le minimum fondamental est de forme prolate, le minimum oblate présente une susceptibilité suivant la déformation  $\alpha_{33}$ .

A l'observation de ces quatre cartes de surface d'énergie nucléaire totale pour le  $^{154}\text{Gd}$ , nous constatons que seule la déformation  $\alpha_{32}$  génère des minima prononcés en compétition avec le minimum prolate fondamental même si une susceptibilité non négligeable existe du minimum prolate vers la déformation  $\alpha_{30}$  ce qui rend plausible l'hypothèse de la présence d'états caractérisant la vibration octupolaire axiale qui seraient en compétitions avec ceux caractérisant la vibration octupolaire non-axiale. Les cartes de surface d'énergie nucléaire totale pour les déformations  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{32}$  calculées pour les isotopes du Gd avec  $N=[70-106]$  (isotopes du Gd déjà produits expérimentalement) sont montrées dans l'annexe [A].

### 1.5.5 Conséquences des déformations octupolaires sur les probabilités réduites de transition

La géométrie de la déformation octupolaire axiale (poire) implique une importante différence entre le centre de masse et le centre de charge ce qui occasionne un moment dipolaire important se traduisant par des probabilités réduites de transition  $B(E1)$  attendues importantes. Au contraire, la géométrie exacte de la déformation octupolaire non-axiale (tétraèdre) implique que le centre de masse et le centre de charge se trouvent toujours confondus à l'origine du système de coordonnées ce qui occasionne un moment dipolaire nul comme vu en [1.5.3]. Toutefois pour un cas réaliste de déformation octupolaire non-axiale, il existe toujours un moment dipolaire résiduel dû au « mouvement de point zéro » qui autorise les transitions  $E1$  mais avec des probabilités réduites de transition beaucoup plus faibles que pour la déformation octupolaire axiale. Cette constatation ouvre la possibilité d'une comparaison expérimentale de ces probabilités réduites de transition entre les différentes structures candidates. Toutefois, il faut aussi prendre en compte les effets suivants qui peuvent impliquer une modification des prédictions des probabilités réduites de transition par polarisation du cœur du noyau atomique :

- la présence ou non de nucléons de valence en dehors du cœur du noyau atomique ;
- la brisure de paires de nucléons à cause de la force Coriolis.

La figure [1.21] illustre de façon schématique ces effets de polarisation par les « nucléons de valence » qui pourraient amener une déformation quadrupolaire additionnelle dans le cas de la déformation octupolaire non-axiale.

Il faut donc s'attendre à une évolution dynamique en fonction du spin des probabilités réduites de transition  $B(E1)$  mais aussi des probabilités réduites de transition  $B(E2)$  et donc des rapports  $B(E2)/B(E1)$ . Or, ces rapports sont expérimentalement les plus faciles à mesurer car il ne dépendent que des rapports d'embranchement et des énergies de transition  $\gamma$  désexcitant les états d'intérêt. Comme nous le verrons au deuxième chapitre, les investigations expérimentales de la collaboration TetraNuc ont démarré par ce point là. Mais nous allons voir maintenant que grâce aux évolutions récentes de la théorie, un aspect beaucoup plus fondamental concernant la déformation quadrupolaire a pu être mis en évidence.

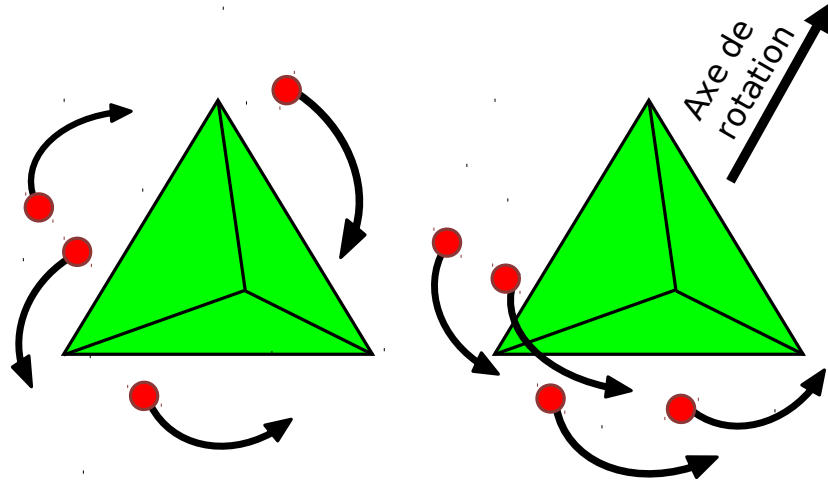


FIGURE 1.21 – Illustration de la polarisation d'un cœur tétraédrique par des nucléons de valence. A gauche : des nucléons de valence orbitent autour d'un cœur tétraédrique. A droite : la rotation peut générer une polarisation quadrupolaire additionnelle par brisure de paires de nucléons par la force de Coriolis avec alignement du spin des nucléons de valence sur l'axe de rotation.

### 1.5.6 Importance fondamentale du tenseur de masse pour le cas tétraédrique

Il peut être montré dans le cadre du traitement moderne du modèle collectif [Rouvel D. 2014] que l'énergie cinétique collective est donnée par :

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i,j} B_{i,j}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad q \equiv \{q_i\}, \quad i = 1, 2, \dots, f; \quad (1.45)$$

avec :

- $B_{i,j}(q)$ , le tenseur de masse;
- $q_i$ , l'une des déformations multipolaires tel que  $q_i \leftrightarrow \alpha_{\lambda\mu}$ .

Les différentes composantes du tenseur de masse représentent l'inertie collective nucléaire variant avec la position du noyau atomique dans l'espace de déformation. En utilisant les méthodes avancées de la mécanique quantique des surfaces courbes de Riemann, nous pouvons résoudre l'équation collective de Schrödinger de façon numérique. Nous pouvons montrer que la probabilité de trouver le noyau atomique pour une déformation au point  $q$  est liée au tenseur de masse par :

$$dP(q) = |\Psi(q)|^2 \sqrt{\det[B(q)]} dV, \quad dV = dq_1 \dots, dq_f. \quad (1.46)$$

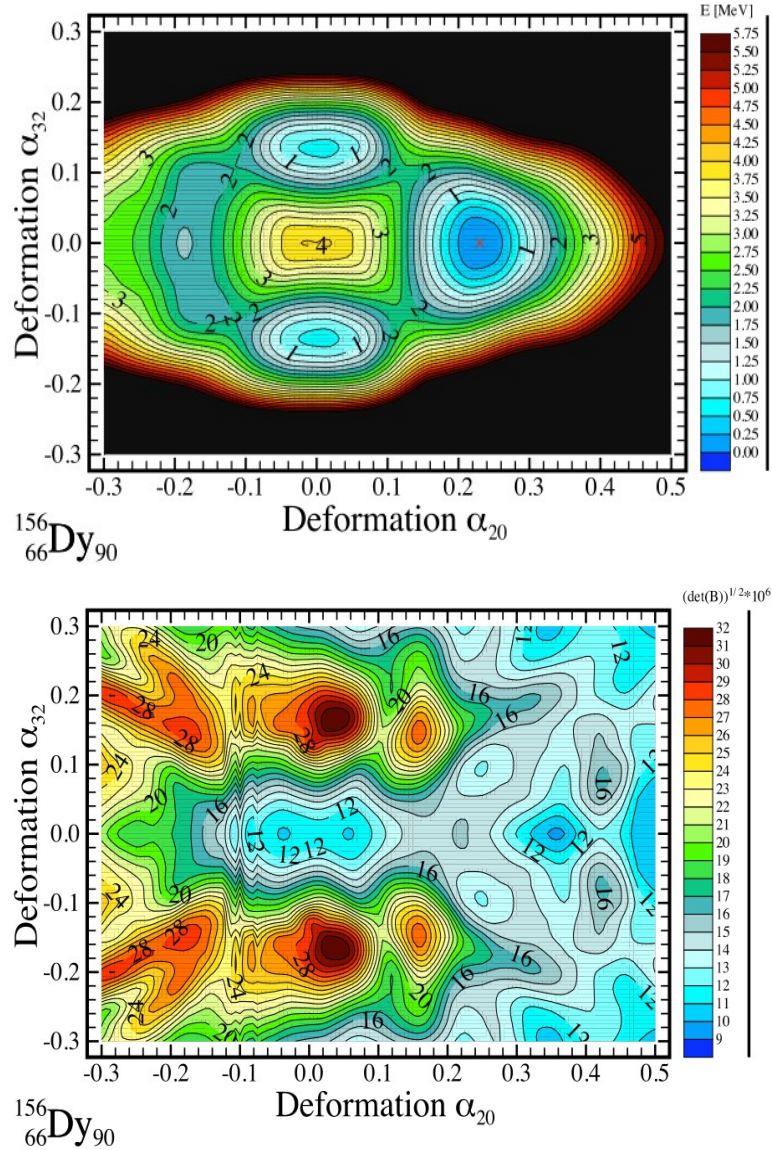


FIGURE 1.22 – En haut : surface d'énergie nucléaire totale en fonction des déformations  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  pour le  $^{156}\text{Dy}$ . En bas : racine carrée du déterminant du tenseur de masse en fonction de  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  pour le  $^{156}\text{Dy}$ . Il est important de noter les deux aspects suivant : premièrement, le minimum tétraédrique de la surface d'énergie nucléaire totale est corrélé avec le fort maximum de la racine carrée du déterminant du tenseur de masse ; deuxièmement, une forte extension du maximum de la valeur de la racine carrée du déterminant existe pour la déformation tétraédrique du minimum d'énergie total.

La figure [1.22] montre une illustration des calculs théoriques [Dobrowolski A. et al. 2011] exploitant ce type d'information pour le  $^{156}\text{Dy}$  (voisin du doublement magique  $Z=64$   $N=90$ ). Sur cette figure, la surface d'énergie nucléaire totale se trouve en haut et la racine carrée du déterminant du tenseur de masse se trouve en bas afin de pouvoir en faire une bonne comparaison immédiate. Nous observons que la variation du déterminant du tenseur de masse est fortement corrélée à la variation de la surface d'énergie nucléaire totale à cause des effets de couches. En particulier, nous voyons que les minima tétraédriques de la

surface d'énergie nucléaire totale sont complètement corrélés avec les très forts maxima de la racine carrée du déterminant du tenseur de masse. Toutefois, il faut aussi noter qu'une forte extension de cette probabilité existe pour la déformation tétraédrique le long de la déformation quadrupolaire  $\alpha_{20} \neq 0$ . Expérimentalement, ces prédictions peuvent avoir des implications importantes car il faut s'attendre à ce qu'une vibration du noyau atomique soit aussi possible vers cette déformation générant ainsi des B(E2) non nulles au contraire de la vision simplificatrice initiale d'une symétrie tétraédrique de déformation rigide.

## 1.6 Conclusions du chapitre

La stabilité nucléaire, associée avec les symétries géométriques du noyau atomique, peut être étudiée de façon efficace avec les groupes de symétrie « ponctuels » doubles. La symétrie de « Haut-Rang » tétraédrique  $T_d^D$ , qui possède une représentation irréductible de dimension 4, est étudiée dans cette thèse.

Le couplage spin-orbite décrit par le potentiel de Woods-Saxon dans le cadre de la théorie du champ moyen reproduit le spectre énergétique des noyaux atomiques sphériques aussi bien que déformés (par exemple prolates, oblates, ou poires). La combinaison de la théorie du champ moyen avec la théorie des groupes « ponctuels » donne une approche très puissante dans la recherche de compétition de formes. Le modèle rotationnel est introduit pour expliquer la structure en bandes des états nucléaires d'un noyau atomique déformé. La nature et l'intensité des probabilités réduites de transition caractérisent la désexcitation de la structure nucléaire.

Le premier mode octupolaire étudié historiquement est celui de la vibration octupolaire. La vibration octupolaire du noyau atomique est comprise comme le couplage d'un phonon octupolaire avec une structure quadrupolaire axiale. Des bandes rotationnelles « partenaires en signature » caractérisent une tête de bande  $K \neq 0$ . De plus, le couplage de Coriolis implique un mélange des têtes de bandes rotationnelles.

Le mode octupolaire statique de déformation axiale crée une structure qui est la plus stable pour certains noyaux atomiques. Son origine est attribuée aux effets de couche issus du couplage des orbitales  $|\Delta\ell| = 3$ . Le nombre quantique simplex permet de comprendre la présence d'un doublet de parité opposée.

La symétrie tétraédrique est l'une des seules à porter des dégénérescences supérieures à deux (hormis la sphère). Des bandes de parité négative de spin minimum de 2 n'ayant pas de transitions E1 et E2 caractérisent la symétrie tétraédrique parfaite. Une compétition de formes entre la structure octupolaire axiale (poire) et non-axiale (tétraèdre) est prédite par les calculs. Des B(E1) relativement faibles sont attendues pour l'octupôle non-axial. Expérimentalement, les prédictions du tenseur de masse peuvent avoir des implications importantes car il faut s'attendre à ce qu'une vibration du noyau atomique soit aussi possible vers cette déformation générant ainsi des B(E2) non nulles au contraire de la vision simplificatrice initiale d'une symétrie tétraédrique de déformation rigide.



# Chapitre 2

## Contexte expérimental

### *Résumé*

- l'étude des observables (par exemple le placement énergétique des états et le moment d'inertie cinématique) des noyaux atomiques  $Z=62, 64, 66$  justifie le choix du  $^{156}\text{Gd}$ , voisin du doublement magique tétraédrique  $Z=64$   $N=90$ ;
- l'historique des têtes de bandes rotationnelles  $K$  du  $^{156}\text{Gd}$  indique que le mélange de tête de bande issu du couplage de Coriolis  $|\Delta K| = 1$  implique une difficulté dans leur attribution;
- les expériences pré-thèse ont testé la symétrie tétraédrique statique sur la bande de spin impair du  $^{156}\text{Gd}$  or les mesures suggèrent que cette bande caractérise une vibration octupolaire axiale;
- la problématique de la thèse est la suivante : est-ce que les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  possèdent des structures différentes (bandes non « partenaires en signature ») ?

### 2.1 Choix du noyau atomique de $^{156}\text{Gd}$ comme objet d'étude expérimentale

Dans la région des Terres-Rares, il existe 6 noyaux atomiques du  $^{112}\text{Ba}$  au  $^{160}\text{Yb}$  en passant par le  $^{154}\text{Gd}$ , qui sont prédits doublements magiques tétraédriques au sens des fermetures des couches proton et neutron. Cette relative abondance de candidats implique de définir des critères expérimentaux pour sélectionner le meilleur cas possible pour notre étude expérimentale. Dans un premier temps, nous avons sélectionné les isotopes de Sm ( $Z=62$ ), Gd ( $Z=64$ ) et Dy ( $Z=66$ ) car ils peuvent être relativement aisément produits et étudiés (en sachant que le nombre magique tétraédrique est  $Z=64$ ). Dans un deuxième temps, une systématique de certaines observables expérimentales a permis de guider notre choix vers le  $^{156}\text{Gd}$ . La figure [2.1] montre les principaux états de bas spin de parité négative d'intérêt pour ce travail. Leur section efficace de peuplement en capture radiative d'un neutron thermique est très importante comme montrée en 3.1.1.

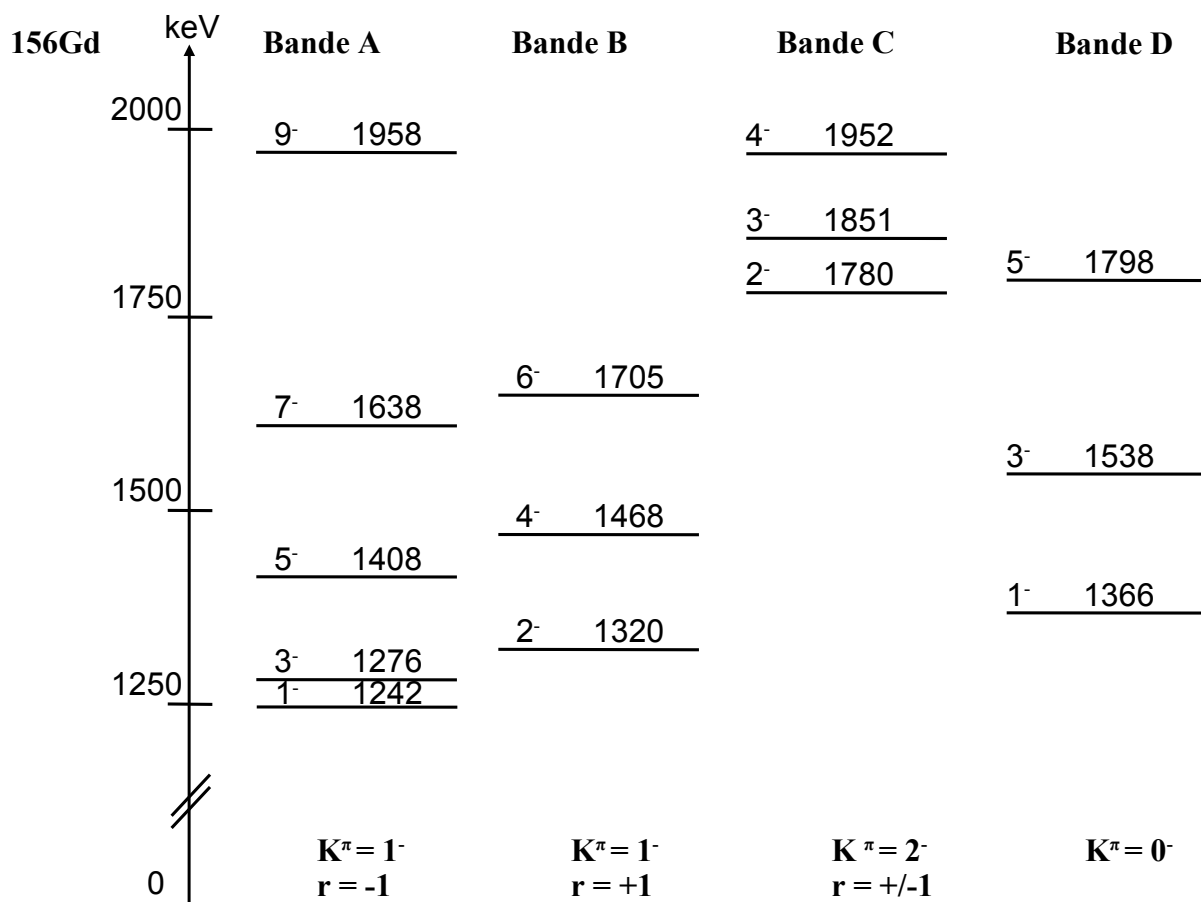


FIGURE 2.1 – Etats à bas spin des bandes rotationnelles de parité négative associées à la déformation octupolaire dans le  $^{156}\text{Gd}$ . La valeur des têtes de bandes rotationnelles est celle retenue dans la littérature avant notre étude. Les données sont issues des sources [ENSDF]. Dans la suite de cette thèse, nous nous référerons à ces bandes en employant les lettres A, B, C et D par commodité. Il faut noter que dans la littérature, les bandes A et B sont vues comme des « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  respectivement  $r = -1$  et  $r = +1$ . Dans ce contexte, nous notons l’absence de mise en évidence expérimentale des deux « partenaires en signature »  $K^\pi = 3^-$  ce qui montre que l’étude expérimentale de ce noyau atomique est incomplète (pour la notion de « partenaires en signature » voir en [1.3.3]).

### 2.1.1 Évolution de la déformation quadrupolaire autour de $Z=64$ $N=90$

La figure [2.2] montre l’énergie d’excitation du premier état  $2^+$  qui est présentée en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de Sm, Gd et Dy, sources [ENSDF] : elle diminue clairement vers les extrêmes en partant de la couche sphérique à  $N=82$ , elle est minimum pour  $N \geq 90$  indiquant que cet état est alors le résultat d’une rotation collective du noyau atomique liée à l’apparition d’une déformation quadrupolaire [Casten R.F. et

al. 1981].

La figure [2.3] montre la déformation  $\beta$  en fonction du nombre de neutrons qui est extraite des cartes de la surface d'énergie nucléaire totale  $(\beta, \gamma)$  calculées avec un potentiel de WSU [Dudek J. et Mazurek K.] : le nombre magique tétraédrique  $N=90$  se situe au milieu de la zone de transition entre la forme sphérique à  $\beta = 0$  et les grandes déformations prolate à  $\beta = 0.3$ .

Cette analyse ne montre pas de différence significative entre les trois chaînes isotopiques mais souligne que les noyaux atomiques candidats à la manifestation de la symétrie tétraédrique se situent dans une zone de transition de forme d'un noyau atomique de forme sphérique vers les grandes déformations prolates [Casten R.F. et al. 1981] notamment pour la chaîne isotopique du Gd [Siddiqi T.A. 1972].

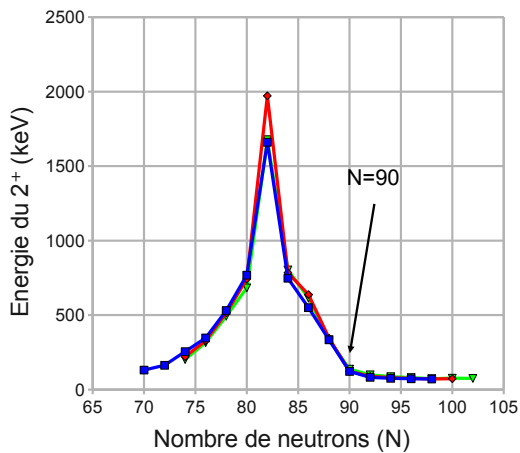


FIGURE 2.2 – Energie d'excitation du premier état  $2^+$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Sm, Gd et Dy. Les données sont issues des sources [ENSDF].

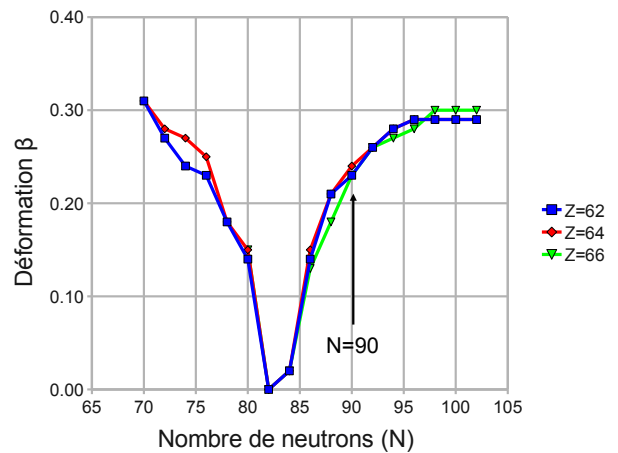


FIGURE 2.3 – Déformation quadrupolaire  $\beta$  en fonction du nombre de neutrons estimée avec les calculs WSU. Les données sont issues de [Dudek J. et Mazurek K.].

### 2.1.2 Evolution de la déformation octupolaire autour de $Z=64$ $N=90$

La figure [2.4] montre la probabilité réduite de transition  $B(E3)$  (en unité de Weisskopf) en fonction du nombre de neutrons qui historiquement a été utilisée pour indiquer l'apparition de la déformation octupolaire axiale pour  $N \geq 82$  [Kleinheinz P. et al. 1979]. Elle passe par un maximum pour le nombre magique  $N=88$  [Kibédy T. et Spear R.H. 2002] de la déformation octupolaire axiale dans son mode statique, puis elle tend à diminuer pour  $N \geq 90$  ce qui suggère le passage à une déformation octupolaire axiale dans son

mode vibrationnel.

La figure [2.5] montre la carte de surface d'énergie nucléaire totale ( $\alpha_{30}, \alpha_{20}$ ) pour le  $^{150}\text{Gd}$  calculée avec un potentiel de WSU [Dudek J. et Mazurek K.] : les deux minima à déformation octupolaire axiale sont visibles pour  $\alpha_{30} = \pm 0.12$ . De façon générale, ces cartes pour les noyaux atomiques d'intérêt permettent d'estimer la susceptibilité à la déformation octupolaire axiale en représentant la largeur à mi-profondeur du minimum octupolaire par rapport à l'énergie de la sphère (niveau du point noir) noté  $L(\alpha_{30})$ . La figure [2.6] montre cette susceptibilité à la déformation octupolaire axiale en représentant  $L(\alpha_{30})$  en fonction de la déformation  $\alpha_{30}$  : elle est maximale pour  $N=86$  avec un faible  $L(\alpha_{30})$  ce qui caractérise un net minimum en énergie pour une déformation octupolaire axiale dans son mode statique, puis elle devient rapidement nulle pour  $N \geq 92$  avec un fort  $L(\alpha_{30})$  caractérisant la disparition de la barrière entre les deux puits de potentiel octupolaire ce qui indique le passage vers une simple susceptibilité à la déformation octupolaire axiale qui est propice à l'apparition d'un mode vibrationnel.

Cette analyse montre que le nombre magique tétraédrique  $N=90$  se situe dans une zone de noyaux atomiques doublement « transitionnels » : passage de la sphère vers la déformation quadrupolaire prolate et passage d'une déformation octupolaire axiale statique à une simple susceptibilité octupolaire axiale.

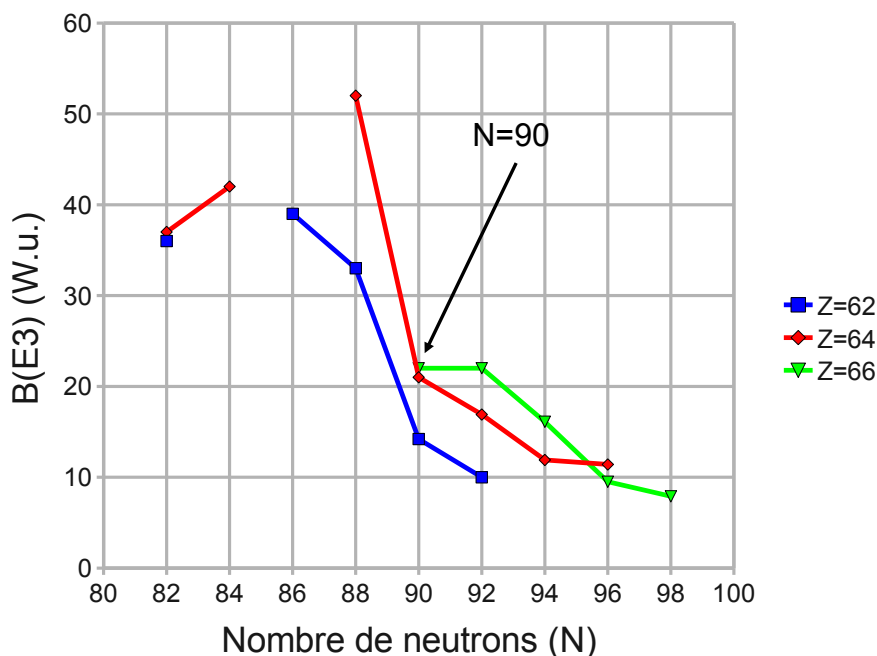


FIGURE 2.4 – Probabilité réduite de transition octupolaire  $B(E3)$  du premier état  $3^-$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Sm, Gd et Dy. Les données sont issues des sources [ENSDF].

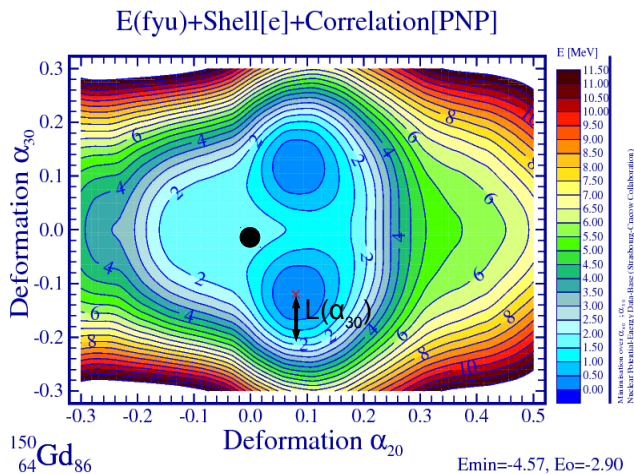


FIGURE 2.5 – Surface d'énergie nucléaire totale pour le  $^{150}\text{Gd}$  en fonction des paramètres de déformation  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{20}$ . Cette figure permet d'estimer la susceptibilité à la déformation octupolaire axiale montrée sur la figure [2.6] en représentant la largeur à mi-profondeur du puits octupolaire normalisée par rapport à l'énergie de la sphère (niveau du point noir) noté  $L(\alpha_{30})$ .

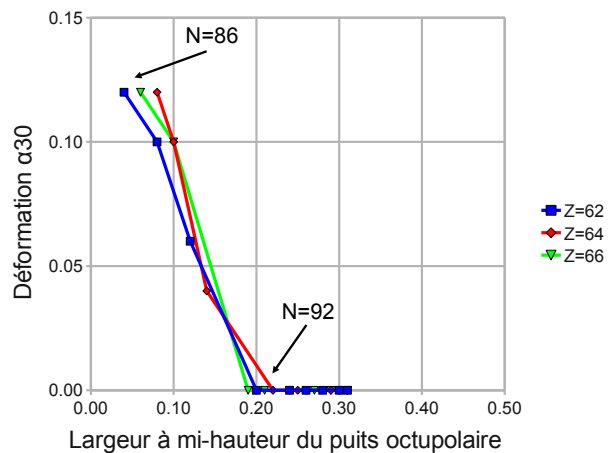


FIGURE 2.6 – Déformation octupolaire axiale  $\alpha_{30}$  en fonction de la largeur à mi-profondeur  $L(\alpha_{30})$  estimée avec les calculs WSU. La déformation octupolaire axiale  $\alpha_{30}$  apparaît brutalement pour  $N=86$  où elle est maximum. Les données sont issues de [Dudek J. et Mazurek K.].

### 2.1.3 Étude des premiers états de parité négative autour de $Z=64$ $N=90$

La déformation tétraédrique  $\alpha_{32}$  implique des états de parité négative car la symétrie est décrite avec les harmoniques sphériques d'ordre impair  $\lambda = 3$  (pour rappel  $\pi = (-1)^\lambda$ ). Une possible structure collective rotationnelle tétraédrique serait alors construite sur ces états. Les prédictions avec un potentiel de WSU indiquent que ces états sont probablement assez peu excités bien que non « yrasts ». Ils sont alors en concurrence avec des états issus de la vibration octupolaire axiale mais aussi potentiellement avec des états issus des excitations particule-trou. Nous allons étudier le placement énergétique des premiers états de parité négative des noyaux atomiques autour de  $Z=64$   $N=90$  afin de dégager des tendances générales.

Les figures [2.7], [2.8] et [2.9] donnent respectivement les énergies d'excitation, sources [ENSDF], des premiers états  $1^-$ ,  $2^-$  et  $3^-$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Sm, Gd et Dy. La tendance générale est à la diminution de l'énergie d'excitation quand le nombre de neutrons augmente à partir de la couche fermée sphérique  $N=82$  partant d'environ 1700 keV jusqu'à environ 1000 keV. Cet effet est à corrélérer avec l'apparition de la déformation quadrupolaire à  $N=90$  comme montré en [2.1.1] ce qui indique

la nature collective de ces états car l'énergie d'excitation passe très rapidement sous le seuil de l'énergie des excitations particule-trou situé au delà de 1500 keV comme montré en [2.2.3]. De plus, le placement énergétique de l'état  $3^-$  met en évidence un rebond pour  $Z=64$  et  $Z=66$  à  $N=90$  qui pourrait être lié à la limite de la disparition de la déformation octupolaire axiale dans son mode statique après le nombre magique octupolaire axial  $N=88$ .

A priori, l'état  $1^-$  est exclu mathématiquement pour la symétrie tétraédrique car la déformation  $\alpha_{32}$  impose  $I \geq 2$  pour un état construit sur un phonon octupolaire non-axial. La figure [2.10] montre que parfois l'énergie d'excitation du premier état  $1^-$  est plus élevée que celui du premier état  $3^-$  pour les isotopes du Gd pour  $N < 90$  ce qui rend improbable le fait que ces deux états appartiennent à une même bande. Il est alors plus que probable que cet état  $1^-$  soit mélangé avec une configuration d'excitations particule-trou [Meyer R.A. et al. 1987].

La figure [2.10] montre l'énergie d'excitation, sources [ENSDF], des premiers états de  $1^-$  à  $5^-$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Gd : un resserrement des états existe pour  $N \geq 88$  ce qui est une signature possible de l'augmentation de la déformation quadrupolaire, puis un affaissement ponctuel de l'énergie d'excitation de ces états existe pour  $N=94$  comme indiqué par la flèche en noir avec un inversement énergétique entre les états  $2^-$  et  $3^-$  d'une part et entre les états  $4^-$  et  $5^-$  d'autre part qui n'est pas reproduit par [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996]). Nous n'avons pas trouvé d'explication pour ce phénomène dans la littérature.

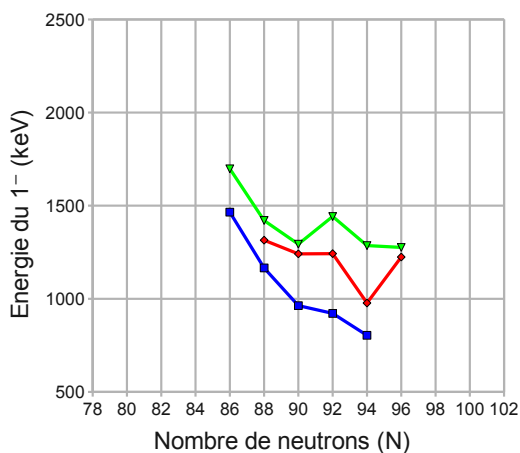


FIGURE 2.7 – Energie d'excitation du premier état  $1^-$  en fonction du nombre de neutrons. Les données sont issues des sources [ENSDF].

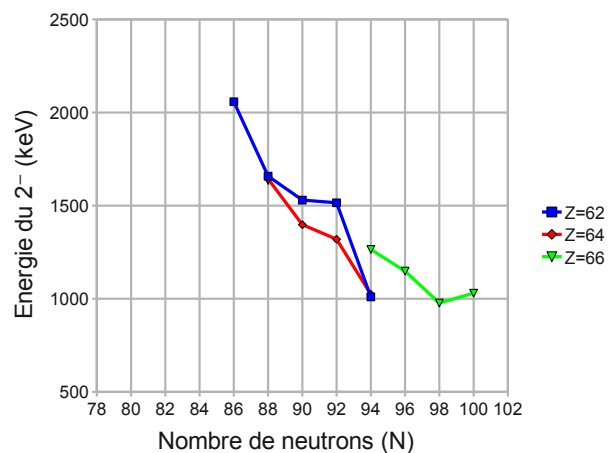


FIGURE 2.8 – Energie d'excitation du premier état  $2^-$  en fonction du nombre de neutrons. Les données sont issues des sources [ENSDF].

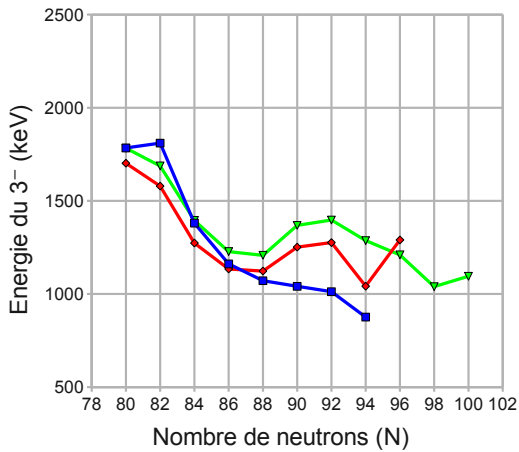


FIGURE 2.9 – Energie d’excitation du premier état  $3^-$  en fonction du nombre de neutrons. Les données sont issues des sources [ENSDF].

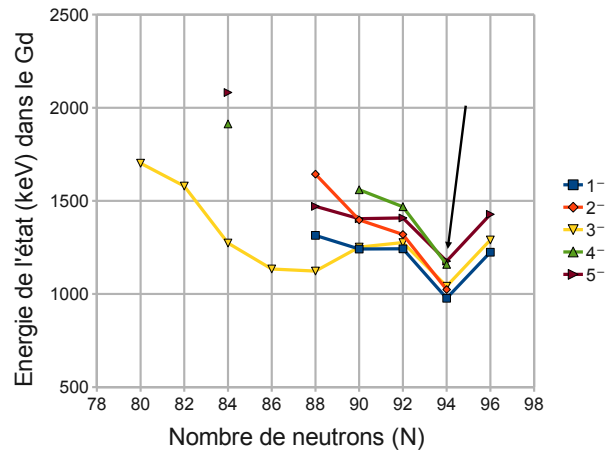


FIGURE 2.10 – Energie d’excitation des premiers états de  $1^-$  à  $5^-$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes du Gd. Les données sont issues des sources [ENSDF].

### 2.1.4 Changement de structure et symétrie tétraédrique à $N=90$

Certaines théories différentes de celle que nous utilisons, par exemple la « symétrie  $X5$  » caractérisant la transition de phase de premier ordre se produisant lors du passage  $U(5) \leftrightarrow SU(3)$  correspondant au passage de la vibration d’un noyau atomique de forme sphérique à la rotation d’un noyau atomique de forme prolate, montrent que les isotones  $N=90$  ont un changement de structure brutal indiquant le passage du mode statique au vibrationnel [Casten R.F. 2006] ce qui singularise fortement  $N=90$  et nous allons voir que les calculs WSU font de même.

La figure [2.11] montre la carte de surface d’énergie nucléaire totale  $(\alpha_{32}, \alpha_{20})$  pour le  $^{154}\text{Gd}$  calculée avec un potentiel de WSU [Dudek J. et Mazurek K.] : les deux minima à déformation octupolaire non-axiale sont visibles pour  $\alpha_{20} = 0$  en plus du minimum à déformation prolate correspondant à l’état fondamental. De façon générale, ces cartes pour les noyaux atomiques d’intérêt permettent d’estimer la susceptibilité à la déformation octupolaire non-axiale en représentant le rapport de hauteur de barrière entre le minimum tétraédrique et à déformation prolate noté  $H(\alpha_{32})/H(\alpha_{20})$ . La figure [2.12] montre cette susceptibilité à la déformation octupolaire non-axiale en représentant  $H(\alpha_{32})/H(\alpha_{20})$  en fonction du nombre de neutrons : ce rapport montre un pic très prononcé à  $N=90$  en particulier pour  $Z=64$  et  $Z=66$  avec une extension à  $N=92$ , ce résultat n’est pas étonnant puisque  $N=90$  est prédit comme étant un nombre magique associé la déformation tétraédrique.

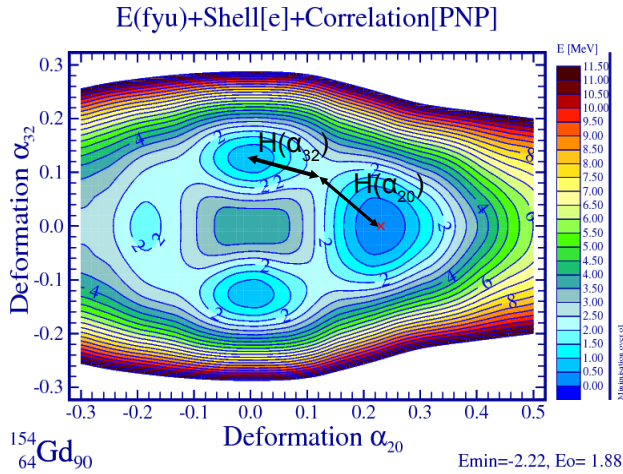


FIGURE 2.11 – Surface d'énergie nucléaire totale pour le  $^{154}\text{Gd}$  en fonction des paramètres de déformation  $\alpha_{32}$  et  $\alpha_{20}$ . Cette figure permet d'estimer la susceptibilité à la déformation octupolaire non-axiale montrée sur la figure [2.12] en représentant le rapport de hauteur de barrière entre le minimum tétraédrique et à déformation prolata noté  $H(\alpha_{32})/H(\alpha_{20})$ .

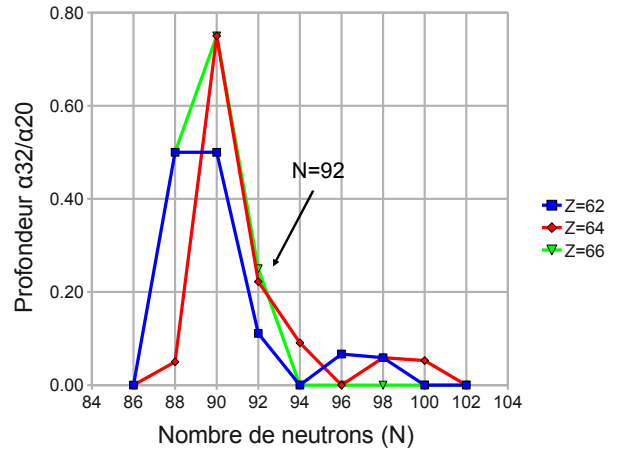


FIGURE 2.12 – Rapport de hauteur de barrière entre le minimum tétraédrique et à déformation prolata  $H(\alpha_{32})/H(\alpha_{20})$  estimé avec les calculs WSU. Ce rapport est maximum pour  $N=90$ . Les données sont issues de [Dudek J. et Mazurek K.].

### 2.1.5 Etude systématique du moment d'inertie cinématique des bandes A et B : choix du $^{156}\text{Gd}$

Les observations expérimentales et théoriques réalisées ci-dessus ont permis de singulariser  $Z=64$  et  $Z=66$  ainsi que  $N=90$  et  $N=92$ . Théoriquement, le  $^{154}\text{Gd}$  devrait être le candidat idéal car prédit doublement magique tétraédrique. Toutefois, des considérations expérimentales doivent être prises en compte : connaissance du schéma de désexcitation et facilité de peuplement des états d'intérêt par les réactions nucléaires disponibles. Pour définir des critères supplémentaires, une étude systématique des variations du moment d'inertie cinématique des bandes de type A et B a été réalisée dans les Terres-Rares. Rappelons que les bandes A et B sont des bandes « partenaires en signature » vues comme des excitations octupolaires vibrationnelles  $K^\pi = 1^-$  qui existent pour de nombreux noyaux atomiques dans les Terres-Rares. Pour chaque bande, nous pouvons calculer un moment d'inertie cinématique à partir des énergies d'excitation des états de la bande. Celui-ci est sensible à la structure du noyau atomique et il peut être calculé de façon exacte sans approximation à haut-spin afin de faire intervenir la tête de bande  $K$ . Rappelons que par analogie avec la mécanique classique, le moment d'inertie cinématique  $\mathcal{J}$  quantifie la résistance du noyau atomique à une variation de fréquence de rotation  $\omega$ . Nous prenons l'axe de déformation du noyau atomique comme étant  $O_z$ .



Par analogie avec la mécanique classique, l'énergie cinétique d'un corps en rotation est donnée par :

$$E = L^2/(2\mathcal{J}). \quad (2.1)$$

Quantiquement, le moment angulaire (avec  $I$  le spin de l'état sans dimension) est donné par :

$$L = \hbar\sqrt{I(I+1)}. \quad (2.2)$$

Le moment d'inertie cinématique est défini par :

$$\mathcal{J} = \frac{dE}{dI}. \quad (2.3)$$

Le spin se décompose suivant ses trois composantes :

$$\hat{I}^2 = \hat{I}_x^2 + \hat{I}_y^2 + \hat{I}_z^2. \quad (2.4)$$

La projection du spin sur l'axe  $O_y$  est nulle car le spin est par convention dans le plan (z,x) :

$$I_y = 0. \quad (2.5)$$

La projection du spin sur l'axe de déformation  $O_z$  est notée  $K$  :

$$I_z = K. \quad (2.6)$$

Le principe de correspondance entre opérateurs et valeurs propres donne :

$$I(I+1) = I_x^2 + K^2. \quad (2.7)$$

La fréquence de rotation  $\omega_x$  (MeV) entre deux états est défini par :

$$\hbar\omega_x = \frac{dE}{dI_x}. \quad (2.8)$$

La fréquence de rotation (en unités de  $\hbar$  MeV) est :

$$\omega_x[I+1] = \frac{E[I+2] - E[I]}{I_x[I+2] - I_x[I]}. \quad (2.9)$$

L'expression générale du moment d'inertie cinématique  $\mathcal{J}_x$  (en unités de  $\hbar^2$  MeV<sup>-1</sup>) est :

$$\mathcal{J}_x[I] = \frac{I_x[I] + I_x[I+2]}{2\omega_x[I+1]}. \quad (2.10)$$

Pour notre étude, nous avons utilisé les valeurs de tête de bande issues de la littérature, sources [ENSDF]. Mais, notre étude montre que leur influence est négligeable sur le mo-

ment d'inertie cinématique en dehors du premier point tracé à basse fréquence de rotation. Nous avons réalisé une systématique des noyaux atomiques pairs-pairs de  $Z=[56-78]$  et  $N=[62-118]$  pour les bandes A et B afin de les comparer entre elles et par rapport à la bande fondamentale. Les graphiques dont les données existent pour les bandes A et B sont montrés dans l'annexe [B]. Nous constatons que :

- peu de données existent à moyen spin pour les bandes de spin pair ;
- un moment d'inertie cinématique 50% plus grand que la bande fondamentale est généralement observé pour ces bandes [Rohozinski S.G. et al. 1982] ;
- la figure [2.13] montre que le moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  du  $^{156}\text{Gd}$  est différent en magnitude et en variation, ce qui est inattendu pour des bandes qui devraient être de même structure par définition ;
- la figure [2.14] montre que le moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 2^-$  du  $^{182}\text{W}$  est similaire en magnitude et en variation, ce qui est attendu pour des bandes qui devraient être de même structure par définition ;
- à titre de comparaison, la figure [2.15] montre que le moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 2^+$  du  $^{156}\text{Dy}$  de spin pair et impair de la «  $\gamma$ -bande » est parfaitement identique et très proche en magnitude de celui de la bande fondamentale, ce qui est en accord avec le modèle rotationnel [Zhu S.J. et al. 2007].

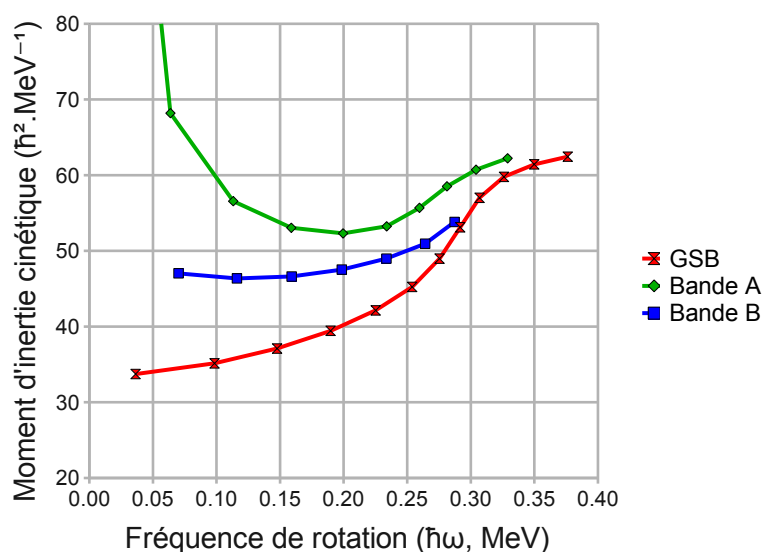


FIGURE 2.13 – Moment d'inertie cinématique des bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  du  $^{156}\text{Gd}$ . Le moment d'inertie cinématique des 2 bandes, expliquées dans la littérature [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996] comme une excitation vibrationnelle octupolaire axiale, est très différent en variation et en magnitude (au moins jusqu'à la fréquence du « backbending » présent pour la bande fondamentale à environ 0.3 MeV), ce qui est en désaccord apparent avec le modèle rotationnel décrivant ces bandes comme une seule structure.

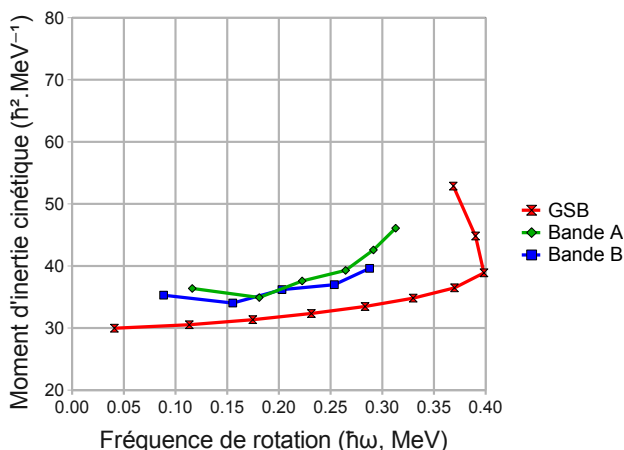


FIGURE 2.14 – Moment d’inertie cinématique des bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 2^-$  du  $^{182}\text{W}$ . Le moment d’inertie cinématique des 2 bandes, expliquées dans la littérature [Herzog P. et al. 1972] comme une excitation vibrationnelle octupolaire axiale, est comparable en variation et en magnitude, ce qui est en accord avec le modèle rotationnel.

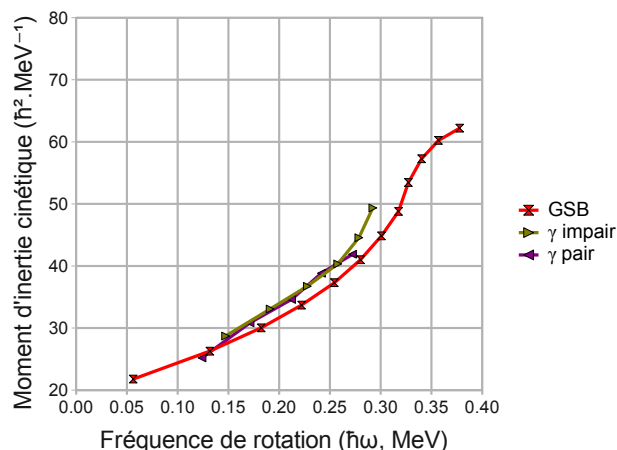


FIGURE 2.15 – Moment d’inertie cinématique des bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 2^+$  du  $^{156}\text{Dy}$ . Le moment d’inertie cinématique des 2 bandes, expliquées dans la littérature [Zhu S.J. et al. 2007] comme une excitation vibrationnelle quadrupolaire tri-axiale dite «  $\gamma$ -bande », est ici très comparable en variation et en magnitude non seulement entre elles, mais aussi avec la bande fondamentale.

Ces observations problématiques ont eu historiquement des tentatives d’explications :

- l’augmentation du moment d’inertie cinématique par rapport à la bande fondamentale a été expliquée comme étant une caractéristique de la déformation octupolaire axiale dans son mode vibrationnel [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.35) ;
- les bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  auraient des moments d’inertie cinétique très différents à bas spin à cause du couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande  $|\Delta K| = 1$  pour la bande A [Neergård K. et Vogel P. 1970], mais ce mélange n’existe pas vers  $K = 0$  pour la bande B comme montré en [1.3.5] car la fonction d’onde de composante  $K^\pi = 0^-$  s’annule pour les états de spin pair [O’Neil R.A. et Burke D.G. 1971], toutefois cette explication ne rend pas compte de la forte différence de magnitude entre les soi-disant bandes « partenaires en signature » comme montré en [4.2.1].

Munis de cette information ainsi que celles énoncées précédemment, nous avons décidé de faire du  $^{156}\text{Gd}$  notre sujet d’étude. Ce choix est aussi supporté par la richesse des connaissances expérimentales accumulées pour le  $^{156}\text{Gd}$  qui est un noyau atomique stable et facile à exciter à bas spin car il peut être produit par une très grande variété de réactions, [ENSDF]. Il faut noter qu’une étude a également lieu sur l’isobare  $^{156}\text{Dy}$  avec

les chercheurs américains de la collaboration TetraNuc. Les deux autres noyaux atomiques candidats restant, à savoir  $^{154}\text{Gd}$  et  $^{158}\text{Dy}$ , seront étudiés plus tard si cela se justifie.

### 2.1.6 Moment aligné relatif : limite de l'interprétation octupolaire axiale dans le $^{156}\text{Gd}$

La brisure de symétrie de réflexion d'espace par une déformation octupolaire axiale a été étudiée principalement dans les actinides [Butler P.A. 2000]. Le moment aligné relatif a été utilisé pour discriminer l'hypothèse entre une déformation statique du noyau atomique pour son état fondamental et une excitation vibrationnelle du noyau atomique due à un phonon octupolaire pour ses états excités. Dans ce dernier cas, le moment angulaire du phonon de  $3\hbar$  s'aligne progressivement sur l'axe de rotation du noyau atomique quand la fréquence de rotation augmente. Le moment aligné relatif est calculé dans le cadre du modèle du moment d'inertie variable dit « Variable Moment of Inertia » (VMI) [Mariscotti M.A.J. et al. 1968] : le moment d'inertie peut se développer en fonction des paramètres ( $\mathcal{J}_0$  et  $\mathcal{J}_1$ ) dits de « Harris ».

Les paramètres de « Harris » sont obtenus par l'ajustement de la bande rotationnelle fondamentale avec le VMI :

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 + \mathcal{J}_1\omega^2. \quad (2.11)$$

La projection du moment angulaire sur l'axe de rotation  $O_x$  est :

$$I_x = ((I + 1/2)^2 - K^2)^{1/2}. \quad (2.12)$$

Le moment aligné est :

$$i_x = I_x - \mathcal{J}\hbar\omega. \quad (2.13)$$

Le moment aligné relatif, avec  $i_x(\text{GSB})$  le moment aligné de la bande fondamentale, est donnée par :

$$\Delta i_x = i_x - i_x(\text{GSB}). \quad (2.14)$$

Deux comportements extrêmes du moment aligné relatif sont possibles [Butler P.A. 2000] :

- $\Delta i_x = 0$  pour un déformation octupolaire axiale dans son mode statique ;
- $\Delta i_x = 3$  pour un déformation octupolaire axiale dans son mode vibrationnel correspondant un alignement complet du moment angulaire du phonon octupolaire sur l'axe de rotation.

Nous comparons cet alignement pour les deux bandes « partenaires en signature » du  $^{156}\text{Gd}$  et du  $^{182}\text{W}$  représentant les deux noyaux atomiques de comportement extrême mis en évidence en [2.1.5]. Les figures [2.16] et [2.17] montrent qu'aucune de ces bandes ne s'aligne vers les valeurs limites de  $0\hbar$  et  $3\hbar$ . En revanche, le comportement relatif des « partenaires en signature » est très différent : les bandes du  $^{182}\text{W}$  subissent le même alignement en augmentation constante, tandis que les bandes du  $^{156}\text{Gd}$  ne présentent que

peu de variation de leur alignement mais différent de façon quasi-constante sur une large plage de fréquence d'un valeur d'environ  $1\hbar$ . Ce comportement ne s'explique pas avec l'interprétation de ces bandes en tant que déformation octupolaire axiale dans son mode vibrationnel, ce qui suggère l'existence de deux structures différentes dans le  $^{156}\text{Gd}$ .

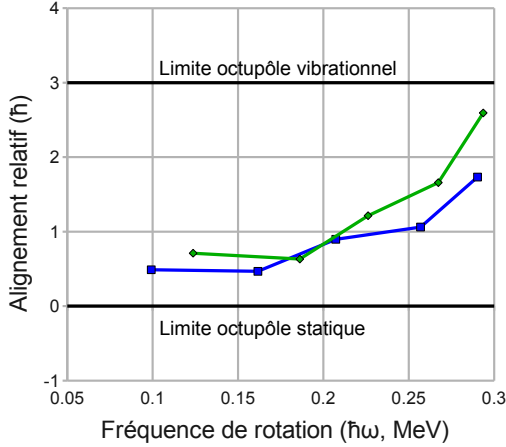


FIGURE 2.16 – Evolution du moment aligné relatif en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes A et B du  $^{182}\text{W}$ .

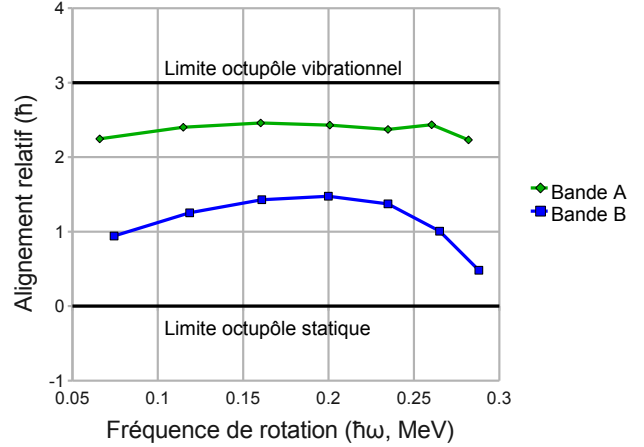


FIGURE 2.17 – Evolution du moment aligné relatif en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$ .

### 2.1.7 Evolution du rapport $B(E2)/B(E1)$ dans le $^{156}\text{Gd}$

Le rapport des probabilités réduites de transition  $B(E2)/B(E1)$  défini à partir du modèle rotationnel [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975] (v.1,p.382) peut être utilisé pour caractériser la désexcitation « intra-bande » et « extra-bande » des bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  comme montré en [1.2.6] :

$$\frac{B(E2)}{B(E1)} = \frac{1.59 \times 10^{15} E_\gamma(E1)^3 I(E2)}{1.22 \times 10^9 E_\gamma(E2)^5 I(E1)}; \quad (2.15)$$

avec :

- $I(E1)$  et  $I(E2)$ , les intensités de transition  $\gamma$  (exprimées généralement dans les bases de données en % de la transition la plus intense) ;
- $E_\gamma(E1)$  et  $E_\gamma(E2)$ , les énergies des transitions  $\gamma$  (exprimées en MeV).

La figure [2.18] montre que le rapport  $B(E2)/B(E1)$  est de plus d'un ordre de grandeur supérieur pour la bande B que pour la bande A. Dans un premier temps, cette différence a été interprétée dans le cadre du couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande  $|\Delta K| = 1$  sans toutefois pouvoir expliquer ni la magnitude relative ni l'évolution en fonction du spin [Konijn J. et al. 1981]. Puis, le modèle Cranked Random Phase Approximation (CRPA) [Egido J.L. et al. 1980] a été aussi utilisé pour tenter d'expliquer ces différences, mais ce dernier prédit un rapport stable en fonction du spin [Bark R.A. et al. 2012] ce qui est très différent de notre cas. Ce constat est un argument de plus pour mettre en doute le fait que les bandes A et B ont la même structure.

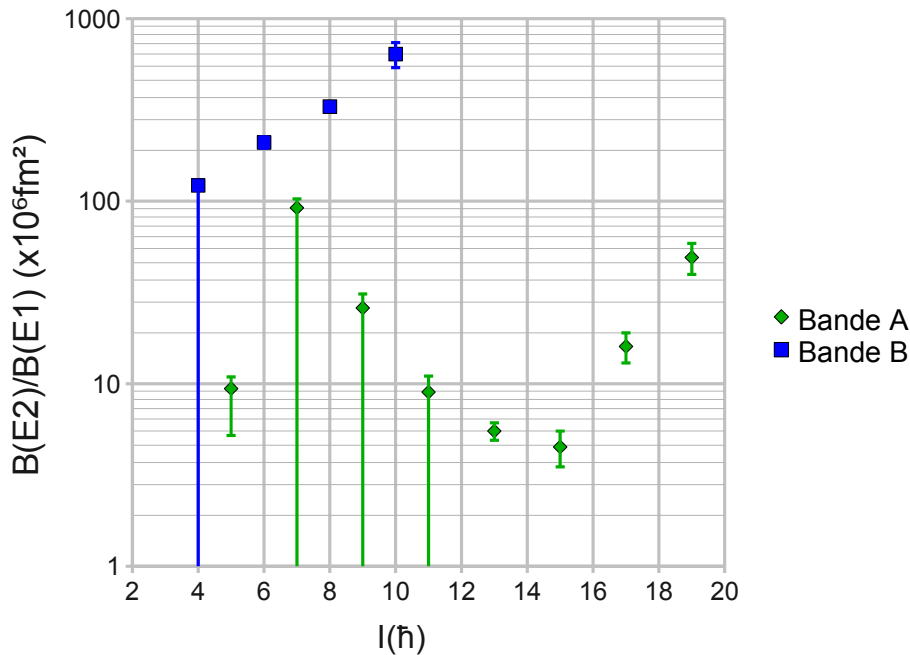


FIGURE 2.18 – Comparaison du rapport de probabilité réduite  $B(E2)/B(E1)$  entre les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$ . Les mesures sont issues des sources [ENSDF] et [Jentschel M. et al. 2010]. Il faut noter que seules des valeurs supérieures de ce rapport peuvent être données pour les états de spin 7, 9 et 11  $\hbar$  du fait de l'absence de mise en évidence expérimentale de transition E2 « intra-bande ».

## 2.2 Rappel historique sur l'attribution des têtes de bandes rotationnelles

Le modèle rotationnel associé à la vibration octupolaire prédit différentes projections du moment angulaire du phonon sur l'axe de symétrie du noyau atomique à déformation quadrupolaire ce qui implique d'identifier une tête de bande  $K$  pour chaque bande rotationnelle candidate. En théorie, un quadruplet de bandes (une seule bande pour  $K^\pi = 0^-$  et deux bandes « partenaires en signature » pour  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ ) devrait apparaître dans le schéma de désexcitation des noyaux atomiques étudiés. En fait, ce quadruplet n'a jamais pu être identifié en totalité comme montré par [Sugawara M. et al. 2011] et [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996]. Notamment, les bandes « partenaires en signature »  $K^\pi = 3^-$  n'ont jamais été identifiées pour l'instant car l'état de tête de bande  $K$  se trouverait à haute énergie d'excitation (environ à 6 MeV) [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996]. De plus, [Neergård K. et Vogel P. 1970] ont pu montrer qu'il fallait prendre en compte le couplage de Coriolis ce qui implique que la tête de bande  $K$  ne peut plus être considérée comme un bon nombre quantique car la labellisation de la tête de bande  $K$  ne correspond au mieux qu'à la partie majoritaire de la fonction d'onde. Toutefois, cette labellisation qui existe dans les bases de données, comme par exemple dans les sources [ENSDF], peut

entrer en conflit avec notre discours. Par conséquent, nous allons faire un bref rappel des attributions de tête de bande  $K$  en sélectionnant certains exemples et en adoptant un point de vue historique.

### 2.2.1 Attribution de $K$ par l'approximation du noyau atomique rigide en rotation

L'approximation du noyau atomique rigide est une description géométrique du noyau atomique supposant une déformation quadrupolaire constante lors de sa rotation [Bohr A. et Mottelson B.R. 1963]. Dans ce cadre, le rapport des probabilités réduites de transition « extra-bande » liant la bande excitée à la bande fondamentale se résume alors au simple rapport des coefficients de Clebsch-Gordan car l'élément de matrice de transition est constant. Deux cas se présentent en fonction de la valeur de  $\lambda$  (multipolarité de la transition) et de  $\Delta K = K_i - K_f$  en utilisant les « règles d'Alaga » [Alaga G. 1955] :

- si  $K$  est permis i.e.  $|\Delta K| \leq \lambda$ , alors le rapport de probabilité réduite de transition s'écrit :

$$\frac{B(\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{B(\lambda, I_i \rightarrow I'_f)} = \frac{|\langle I_i, \lambda, K_i, K_f - K_i | I_f, K_f \rangle|^2}{|\langle I_i, \lambda, K_i, K_f - K_i | I'_f, K_f \rangle|^2}, \quad (2.16)$$

- si  $K$  est interdit i.e.  $|\Delta K| > \lambda$ , alors le rapport de probabilité réduite de transition s'écrit :

$$\frac{B(\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{B(\lambda, I_i \rightarrow I'_f)} = \frac{|\langle I_i, \lambda, K_i - \Delta K + \lambda, -\lambda | I_f, K_f \rangle|^2}{|\langle I_i, \lambda, K_i - \Delta K + \lambda, -\lambda | I'_f, K_f \rangle|^2}. \quad (2.17)$$

Le tableau [2.1] montre la comparaison entre le rapport expérimental  $B(E1, I \rightarrow I_{GSB-1})/B(E1, I \rightarrow I_{GSB+1})$  dont les valeurs sont issues de [Jentschel M. et al. 2010] et [Klora J. et al. 1993] et les prédictions des « règles d'Alaga » pour la bande A du  $^{156}\text{Gd}$ .

état (keV)	$B(E1, I \rightarrow I_{GSB-1})/B(E1, I \rightarrow I_{GSB+1})$	$K = 0$	$K = 1$	$K = 2$	$K = 3$
$1^-$ à 1242	$0.97^{+0.50}_{-0.14}$	0.50	2.00	2.00	2.00
$3^-$ à 1276	$1.21^{+0.51}_{-0.18}$	0.75	1.33	1.33	1.33
$5^-$ à 1408	$1.32^{+0.16}_{-0.44}$	0.83	1.20	1.20	1.20

TABLE 2.1 – Comparaison pour la bande A du noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  entre le rapport expérimental  $B(E1, I \rightarrow I_{GSB-1})/B(E1, I \rightarrow I_{GSB+1})$  et les prédictions issues des « règles d'Alaga ». Les valeurs expérimentales sont issues de [Jentschel M. et al. 2010] et [Klora J. et al. 1993]. Nous observons que seule la distinction entre  $K = 0$  et  $K \neq 0$  est possible.

Le rapport des coefficients de Clebsch-Gordan pour l'état  $1^-$  semble proche d'une contribution majoritaire  $K = 0$ , tandis que celui des états  $3^-$  et  $5^-$  indiquerait plutôt  $K \neq 0$ . Ce fait peut mettre en cause une fois de plus l'appartenance de l'état  $1^-$  à la même bande que celui des états  $3^-$  et  $5^-$ . En tout état de cause, le modèle simplifié du noyau atomique rigide ne permet pas de déterminer une attribution unique de tête de

bande  $K$ . En effet, [Kluk A.F. et al. 1974] et [Zilges A. et al. 1990] indiquent que si le rapport expérimental  $B(E1, I \rightarrow I_{GSB} - 1)/B(E1, I \rightarrow I_{GSB} + 1)$  ne s'ajuste pas avec les « règles d'Alaga », alors un mélange de  $K$  est suggéré à cause du couplage de Coriolis.

## 2.2.2 Attribution de $K$ par l'approximation des Bosons en interaction

Le modèle « Interacting Boson Approximation » (IBA) remplace les Fermions isolés par des paires formant des Bosons [Iachello F. et Arima A. 1976]. L'intérêt de ce modèle est à replacer dans le contexte historique de la faible puissance de calculs numériques. Ce modèle permet d'obtenir des solutions analytiques pour des noyaux atomiques, dans leur mode vibrationnel et de symétrie axiale, qui sont en rotation. Cette hypothèse permet de décrire les noyaux atomiques vibrationnels bien déformés en prenant en compte le couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande pour calculer le rapport des probabilités réduites de transition du  $^{156}\text{Gd}$  [Konijn J. et al. 1981].

Le tableau [2.2] montre la comparaison entre le rapport expérimental  $B(E1, I \rightarrow I_{GSB} - 1)/B(E1, I \rightarrow I_{GSB} + 1)$  et les prédictions du modèle IBA pour la bande A du noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$ .

état (keV)	$B(E1, I \rightarrow I_{GSB} - 1)/B(E1, I \rightarrow I_{GSB} + 1)$	IBA [Konijn J. et al. 1981]
$1^-$ à 1242	$0.97^{+0.50}_{-0.14}$	0.97
$3^-$ à 1276	$1.21^{+0.51}_{-0.18}$	1.27
$5^-$ à 1408	$1.32^{+0.16}_{-0.44}$	1.35

TABLE 2.2 – Comparaison pour la bande A du noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  entre le rapport expérimental  $B(E1, I \rightarrow I_{GSB} - 1)/B(E1, I \rightarrow I_{GSB} + 1)$  et les prédictions du modèle IBA. Les valeurs expérimentales sont issues de [Jentschel M. et al. 2010] et [Klora J. et al. 1993]. Nous observons que le modèle IBA pourrait expliquer les rapports des transitions dipolaires de la bande A.

Il semble cohérent de dire que le couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande améliore la compréhension de la bande A. La figure [2.18] montre que c'est différent pour la bande B car le rapport  $B(E2)/B(E1)$  est jusqu'à 50 fois plus élevé pour la bande B que la bande A. Ce facteur a tenté d'être expliqué [Konijn J. et al. 1981] par l'interdiction du couplage de Coriolis  $|\Delta K| = 0$  entre la bande fondamentale et la bande B car la fonction d'onde de composante  $K^\pi = 0^-$  s'annule pour les états de spin pair [O'Neil R.A. et Burke D.G. 1971]. Ce fait implique qu'une transition E1 « extra-bande » purement  $|\Delta K| = 1$  se trouve défavorisée par rapport à une transition équivalente pour laquelle est à la fois autorisée  $|\Delta K| = 0$  et  $|\Delta K| = 1$  comme dans la bande A. Toutefois, cette interprétation ne résiste pas à une quantification puisqu'il existe un désaccord entre la valeur prédite par le modèle IBA  $B(E2)/B(E1) = 10$  et celle mesurée  $B(E2)/B(E1) = 131^{+87}_{-58}$ . En



conclusion, la bande B ne semble pas pouvoir être complètement comprise dans le cadre du modèle IBA.

### 2.2.3 Compétition entre excitations collective et particule-trou

Les excitations particule-trou peuvent générer des états de parité négative à relativement basse énergie d'excitation sur lesquels des bandes rotationnelles peuvent être construites. Ces états peuvent donc éventuellement être une autre explication possible de nos états d'intérêt qui serait en compétition avec notre explication vibrationnelle collective. Les calculs d'énergie d'excitations particule-trou s'effectuent dans le cadre du modèle du champ moyen déformé avec un potentiel de WSU. L'état fondamental du  $^{156}\text{Gd}$  est obtenu en remplissant les couches nucléoniques de proton  $2d_{5/2}$  et de neutron  $1h_{9/2}$ . Pour les protons, l'état de Fermi se situe entre les orbitales  $[413]5/2^+$  et  $[411]3/2^+$ . Pour les neutrons, l'état de Fermi se situe entre les orbitales  $[651]3/2^+$  et  $[521]3/2^-$ . Dans le  $^{156}\text{Gd}$ , les excitations particule-trou sont dominées par les neutrons par rapport aux protons car leur densité d'état est plus élevée [Grigoriev E.P. 2003]. Les excitations particule-trou sont calculées dans le cadre du modèle de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) par :

$$E_i = \sqrt{(e_i - \lambda)^2 + \delta^2}; \quad (2.18)$$

avec :

- $e_i$ , l'énergie de la quasi-particule telle que  $i$  une particule (p) ou un trou (h) ;
- $\lambda$ , l'énergie de l'état de Fermi qui est de -7.618 MeV pour les neutrons et -6.520 MeV pour les protons ;
- $\delta$ , l'énergie d'appariement qui est de 0.608 MeV pour les neutrons et 0.830 MeV pour les protons.

Le tableau [2.3] montre les combinaisons particule-trou les moins énergétiques testées jusqu'à  $I=4\hbar$ .

$e_p(\text{MeV})$	$[N, n_z, l_z]\Omega^\pi$ (p)	$e_h(\text{MeV})$	$[N, n_z, l_z]\Omega^\pi$ (h)	$E^*(\text{MeV})$	K
-8.163	$[651]3/2^+$	-7.093	$[5, 2, 1]3/2^-$	1.610	0,3
-8.956	$[660]1/2^+$	-6.922	$[6, 4, 2]5/2^+$	2.394	2,3
-8.163	$[651]3/2^+$	-6.922	$[6, 4, 2]5/2^+$	1.740	1,4

TABLE 2.3 – Combinaisons particule-trou les moins énergétiques testées jusqu'à  $I = 4\hbar$  pouvant éventuellement générer des états de parité négative d'énergie comparable aux états d'intérêt. De gauche à droite : énergie de liaison de la particule ou du trou, orbitale nucléonique associée, énergie d'excitation de la paire particule-trou et têtes de bande permises. Aimablement fourni par D. Rouvel, IPHC.

L'énergie des excitations particule-trou est toujours très supérieure à celle des premiers états des bandes de parité négatives expliqués par la vibration octupolaire ce qui permet

d'affirmer que les états suivants du  $^{156}\text{Gd}$  sont issus d'une excitation collective :  $1^-$  à 1242 keV de  $K^\pi = 1^-$  (bande A),  $2^-$  à 1320 keV de  $K^\pi = 1^-$  (bande B),  $3^-$  à 1276 keV de  $K^\pi = 1^-$  (bande A),  $1^-$  à 1366 keV de  $K^\pi = 0^-$  (bande D),  $4^-$  à 1468 keV de  $K^\pi = 1^-$  (bande B),  $3^-$  à 1538 keV de  $K^\pi = 0^-$  (bande D),  $2^-$  à 1780 keV de  $K^\pi = 2^-$  (bande C),  $3^-$  à 1851 keV de  $K^\pi = 2^-$  (bande C),  $4^-$  à 1952 keV de  $K^\pi = 2^-$  (bande C).

## 2.2.4 Errance historique de l'attribution des têtes de bandes rotationnelles dans notre région de masse d'intérêt

Le tableau [2.4] montre la difficulté de l'attribution des têtes de bandes rotationnelles à travers une étude historique de quelques noyaux atomiques types en remontant aux attributions successives données dans la littérature.

noyau	état (keV)	B(E3) (W.u.)	$K^\pi$ successifs	partenaire	références
$^{154}\text{Gd}$	1251	16.0/3.9	-/ $0^-$	non	[1]/[2]
$^{154}\text{Gd}$	1617	2.9	$1^-$	oui	[2]
$^{154}\text{Gd}$	1796	4.5/-	-/ $2^-$	oui	[1]/[2]
$^{156}\text{Gd}$	1276	11.0/-/16.9/3.6/-	$0^-/0^-/1^-/0^-/1^-$	oui	[1]/[3]/[4]/[2]/[5]
$^{156}\text{Gd}$	1538	-/3.4	$0^-/1^-$	non	[6]/[2]
$^{156}\text{Gd}$	1851	4.2/-	-/ $2^-$	oui	[1]/[2]
$^{158}\text{Gd}$	1042	6.6/-/8.0	-/ $1^-/1^-$	oui	[1]/[7]/[2]
$^{158}\text{Gd}$	1402	2.2/-/2.7	-/ $0^-/0^-$	oui	[1]/[7]/[2]
$^{158}\text{Gd}$	1861	5.0/-/-	-/ $2^-/2^-$	oui	[1]/[7]/[2]
$^{168}\text{Er}$	1431	3.6/-	$1^-/3^-$	oui	[8]/[9]
$^{168}\text{Er}$	1541	0.2/-	$1^-/3^-$	oui	[8]/[9]
$^{168}\text{Er}$	1633	4.3/-	$2/2^-$	oui	[8]/[9]
$^{168}\text{Er}$	1828	0.5	$2^-$	oui	[9]
$^{168}\text{Er}$	1913	1.7/-	$0^-/0^-$	oui	[8]/[9]
$^{168}\text{Er}$	1999	0.4	$3^-$	oui	[9]
$^{182}\text{W}$	1373	8.0/-/9.2	$2^-/2^-/3^-$	oui	[10]/[11]/[12]

TABLE 2.4 – Etats  $3^-$  recensés dans notre région d'intérêt avec une B(E3) mesurée. Nous notons les nombreux changements d'attribution des têtes de bandes rotationnelles par les différents auteurs au cours de cette étude historique allant de 1967 à 2002. Références : [1] Bloch R. et al. 1967, [2] Sugawara M. et al. 1993, [3] McMillan D.J. et al. 1971, [4] McGowan F.K. et Milner T. 1981, [5] Bäcklin A. et al. 1982, [6] Klora J. et al. 1993, [7] Greenwood R.C. 1978, [8] Meyer R.A. et al. 1987, [9] Jolie J. et al. 2002, [10] Herzog P. et al. 1972, [11] Seo T. 1973, [12] Rikovska J. 1983.

Le critère de sélection a été de ne retenir que les états excités pour lesquels une B(E3) a été obtenue.

Il faut noter qu'un seuil de  $B(E3) \geq 5$  W.u. permet de considérer l'état comme étant collectif [Meyer R.A. et al. 1987]. C'est le cas de l'état  $3^-$  à 1276 keV du  $^{156}\text{Gd}$  pour lequel nous montrons que la tête de bande  $K$  a changé plusieurs fois entre  $K^\pi = 0^-$  et  $K^\pi = 1^-$ . Ces errances ont fait écrire à [Bäcklin A. et al. 1982] que la tête de bande  $K$  n'était donnée que comme « indication pratique pour le regroupement » des états, en anglais « convenience for the grouping » : la valeur  $K^\pi = 1^-$  a été attribuée à l'état  $3^-$  à 1276 keV.

Mais, la valeur  $K^\pi = 1^-$  est donnée seulement entre parenthèses pour les états de la bande B. Au cours des années, ces parenthèses sont tombées en désuétude, sources [ENSDF], sans que nous ayons pu trouver un critère scientifique valable pour l'expliquer. Ainsi, la bande B est considérée dans la littérature en 2014 comme étant  $K^\pi = 1^-$  « partenaires en signature » de la bande A sans preuve scientifique.

L'objectif de cette thèse est d'essayer de lever toute ambiguïté en vérifiant si les bandes A et B ont une structure commune ou non.

## 2.3 Expériences testant la symétrie tétraédrique statique dans le $^{156}\text{Gd}$

La tableau [2.5] montre deux critères supplémentaires à ceux énoncés ci-dessus qui ont guidé historiquement le choix du  $^{156}\text{Gd}$  comme premier noyau atomique à étudier pour tester la symétrie tétraédrique statique, à savoir l'absence de transition E2 « intra-bande » pour la bande A et la facilité de peupler ces états.

Noyau atomique	$(\alpha, xn)$	$(\gamma, \gamma')$	$(n, n', \gamma)$	Coulex	(t,p)	$(n_{th}, \gamma)$
$^{154}\text{Gd}$	oui	/	/	oui	/	/
$^{156}\text{Gd}$	oui	oui	oui	oui	oui	oui
$^{156}\text{Dy}$	oui	/	/	oui	/	/
$^{158}\text{Dy}$	/	/	/	oui	/	/

TABLE 2.5 – Réactions nucléaires types peuplant les premiers états de parité négative du  $^{156}\text{Gd}$  et des noyaux atomiques voisins. Le « oui » indique un peuplement. Nous notons la richesse spécifique au  $^{156}\text{Gd}$  par rapport au  $^{154}\text{Gd}$  notamment en réaction  $(n_{th}, \gamma)$  qui est seulement possible sur un noyau atomique parent voisin stable comme le  $^{155}\text{Gd}$ .

La première idée est historique et correspond au fait que pour un noyau atomique de symétrie tétraédrique de déformation rigide, les moments quadrupolaires sont nuls. Le noyau atomique de symétrie tétraédrique de déformation rigide se désintégrerait sans transition E2 « intra-bande ». Dans la réalité, un moment quadrupolaire nul ne peut pas exister quantiquement à cause du « mouvement de point » zéro. Des transitions E2 peuvent alors exister mais doivent être fortement ralenties par rapport à une bande rotationnelle normale.

La deuxième idée correspond au fait qu'au début de ce travail, plus de 10 réactions différentes correspondantes à autant de systèmes de détection et d'équipe expérimentales ont été répertoriées alimentant ces états d'intérêt. Mais, aucune de ces équipes n'a pu mesurer des transitions E2 dans le bas de la bande A. Il ne pouvait donc pas s'agir d'une erreur répétée et donc cette absence apparente de transitions E2 doit correspondre bel et bien à un phénomène physique. Il fallait donc réussir à mesurer les probabilités réduites de ces transitions pour s'en assurer.

### 2.3.1 Nouvelle investigation du schéma des états du $^{156}\text{Gd}$ avec JUROGAM

La collaboration TetraNuc a utilisé le multidétecteur JUROGAM à Jyväskylä (Finlande) pour effectuer pour la première fois une analyse de la réaction de fusion-évaporation  $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n\gamma)^{156}\text{Gd}$  en triple coïncidence  $\gamma$ . La figure [2.19] montre que cette expérience a permis une meilleure connaissance du schéma de désexcitation à bas et moyen spin.

Les points notables sont :

- les états  $5^-$  et  $3^-$  ont été assignés dans la même bande rotationnelle par les transitions  $4^- \rightarrow 3^-$  et  $6^- \rightarrow 5^-$  ;
- l'absence de transition quadrupolaire  $5^- \rightarrow 3^-$  a été établie comme correspondant à une transition d'intensité inférieure à 0.1% de la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  [Doan Q.T. et al. 2010].

Cette mesure à elle seule ne permettait pas de conclure sur le moment quadrupolaire de la bande A bien que confirmant l'apparente absence de transition E2 jusqu'à une très faible intensité. Pour aller plus loin, il fallait une mesure de la durée de vie de l'état  $5^-$  et surtout une mise en évidence d'une transition  $5^- \rightarrow 3^-$ , ce qui sera fait à l'ILL.

### 2.3.2 Mesures de faible intensité et de durée de vie dans la bande de spin impair de $^{156}\text{Gd}$

Afin de réaliser une expérience pouvant mesurer des transitions de très faible intensité, la collaboration a décidé d'utiliser la réaction de capture radiative d'un neutron thermique

$^{155}\text{Gd}(n_{th},\gamma)^{156}\text{Gd}$  dont la section efficace est gigantesque : 61000 barns. Ces expériences se sont déroulées auprès du réacteur nucléaire de recherche de l'ILL à Grenoble qui produit un flux très intense de neutrons thermiques ( $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Il faut noter que cette réaction est au centre de nos expériences de thèse.

Le spectromètre GAMS5 a été utilisé pour réaliser des mesures de très haute résolution absolue en énergie allant jusqu'à l'eV. Une très faible transition correspondant à la différence en énergie entre l'état  $5^-$  et l'état  $3^-$  a été mesurée avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe ayant une efficacité maximale pour cette technique de mesure par diffraction, ce qui a permis d'évaluer son intensité relative à  $I_\gamma(5^- \rightarrow 3^-) = 0.016(2)\%$  de la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  prise comme normalisation. La durée de vie de l'état  $5^-$  a été mesurée avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat par élargissement Doppler suivant la méthode GRID (Gamma Ray Induced Doppler), ce qui a permis d'évaluer sa durée de vie à  $\tau(5^-) = 0.22_{-0.03}^{+0.18}$  ps.

En combinant les résultats de ces deux expériences, nous obtenons le moment quadrupolaire résultant  $Q_0(5^-) = 710_{-160}^{+70} \text{ fm}^2$  [Jentschel M. et al. 2010] qui est comparable à celui de la bande fondamentale  $Q_0(4^+) = 670_{-6}^{+6} \text{ fm}^2$  (voir aussi figure [2.19]). Ces deux bandes rotationnelles seraient basées sur la même structure intrinsèque ce qui favorise l'hypothèse d'une excitation octupolaire axiale vibrationnelle.

## 2.4 Est-ce que les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$ sont « partenaires en signature » ?

Les expériences pré-thèse amènent à chercher la déformation octupolaire non-axiale dans son mode vibrationnel car elles excluent l'hypothèse d'une déformation rigide pour la bande A comme nous venons de le voir. Dans ce contexte, une compétition voir un mélange de formes entre la déformation octupolaire axiale et non-axiale dans son mode vibrationnel serait possible. La problématique de la thèse peut alors être posée.

### 2.4.1 Schéma des états du $^{156}\text{Gd}$

La figure [2.19] montre le schéma partiel des états du  $^{156}\text{Gd}$  obtenu après analyse des expériences pré-thèse auprès des détecteurs Jurogam et GAMS5. Le moment quadrupolaire résultant dans la bande A est comparable à celui de la bande fondamentale suggérant pour l'instant que la bande A soit interprétée comme une vibration octupolaire axiale. La question est maintenant : qu'en est-il de la bande B ? Peut-on l'interpréter dans le cadre de nos prédictions ?

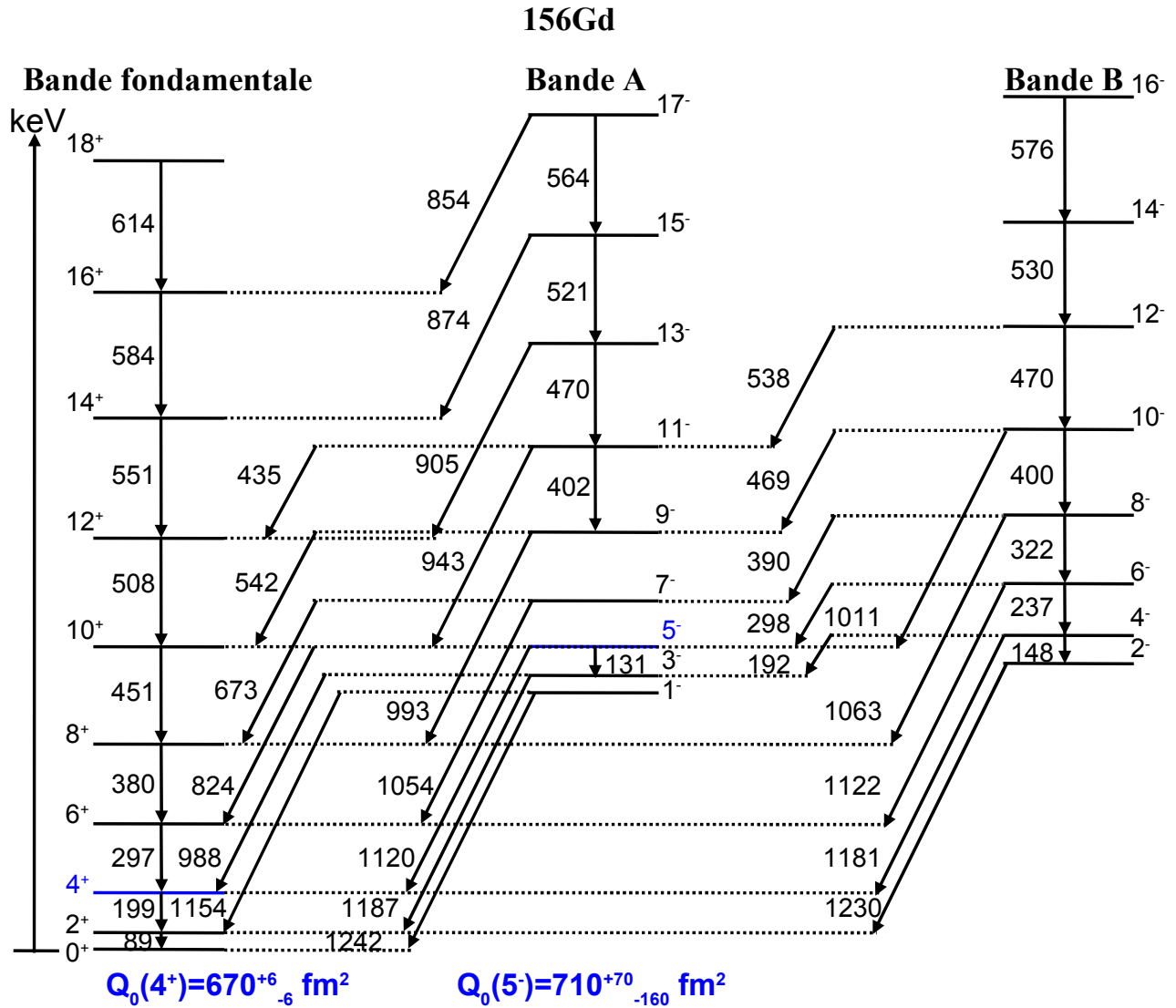


FIGURE 2.19 – Schéma partiel des états du <sup>156</sup>Gd représentant les bandes A et B ainsi que la bande fondamentale. Le moment quadrupolaire mesuré pour les transitions 4<sup>+</sup> → 2<sup>+</sup> et 5<sup>-</sup> → 3<sup>-</sup> [Jentschel M. et al. 2010] et [Doan Q.T. et al. 2010] est indiqué en bleu.

## 2.4.2 Solutions à 1-phonon de la surface d'énergie nucléaire totale

La figure [2.20] montre un dessin schématique du profil de la descente la plus raide vers les minima tétraédriques pouvant être obtenu avec la surface d'énergie nucléaire totale montrée en figure [1.19]. Le schéma indique les solutions 1-phonon à une dimension. Il est imaginable que deux vibrations puissent être en compétition : la vibration octupolaire axiale vs. non-axiale. La vibration non-axiale permettrait d'avoir des solutions à plus faible énergie d'excitation car elles seraient contenues dans un puits de potentiel plus évasé que pour la déformation octupolaire axiale. Dans ce cas, la vibration non-axiale serait donc énergiquement favorisée par rapport à la vibration octupolaire axiale.

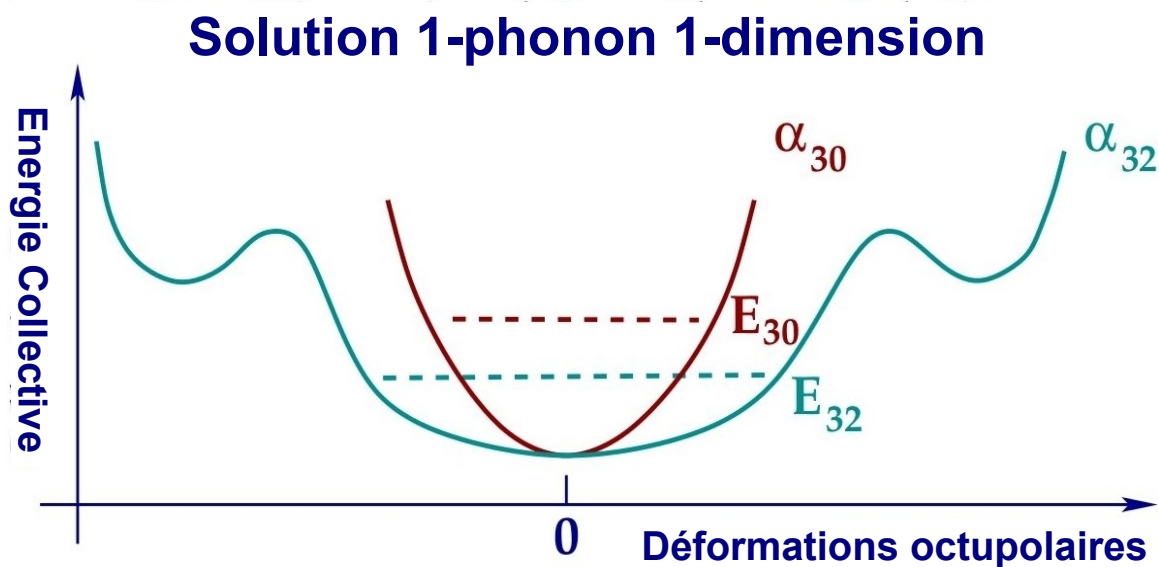


FIGURE 2.20 – Représentation schématisée des solutions à 1-phonon obtenues avec la surface d'énergie nucléaire totale. Une compétition de formes entre la déformation octupolaire axiale et non-axiale est possible.

### 2.4.3 Problématique de la thèse

L'idée est de réaliser des mesures qui permettraient de distinguer éventuellement deux structures différentes pouvant caractériser une compétition voire un mélange de formes d'excitation collective dans le  $^{156}\text{Gd}$  entre une vibration d'un phonon octupolaire axial (poire) et non-axial (tétraèdre) comme cela est suggéré avec le potentiel de WSU. Nous pouvons résumer la problématique de la thèse à partir des connaissances actuelles en posant la question suivante : est-ce que les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  sont réellement « partenaires en signature » d'une bande  $K^\pi = 1^-$  caractérisant la déformation octupolaire axiale dans son mode vibrationnel ? Ou bien : est-ce que les bandes A et B sont de natures différentes ? Et dans ce cas, est-ce que la symétrie tétraédrique joue un rôle spécifique ?

Pour répondre à cette question, les probabilités réduites de transition  $B(E1)$  « extra-bande » des états  $2^-$  et  $4^-$  et  $B(E2)$  « intra-bande » de l'état  $4^-$  de la bande B devront être obtenues expérimentalement pour pouvoir dans un premier temps les comparer à la bande A. Ces mesures seront du type : coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  de l'alimentation de l'état, intensité de transition  $\gamma$  pour mesurer les rapports d'embranchement et durée de vie de l'état nucléaire. Dans un deuxième temps quand nous serons en mesure de le faire, il faudra comparer ces mesures avec les prédictions théoriques car c'est seulement dans ce cas que nous pourrons dire si la symétrie tétraédrique joue un rôle dans la structure du noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$ .

## 2.5 Conclusions du chapitre

Ce chapitre passe en revue le contexte expérimental autour de l'étude par la collaboration TetraNuc du  $^{156}\text{Gd}$  comme candidat potentiel à la mise en évidence de la symétrie tétraédrique.

Une collectivité octupolaire apparaît pour  $N \geq 86$  signée par l'existence des états de parité négative de basse énergie. Ces états sont interprétés dans la littérature comme caractérisant une déformation octupolaire axiale ce qui est en concurrence par rapport au modèle avec un potentiel de WSU prédisant une déformation  $\alpha_{32}$  statique jusqu'à  $N=90$  puis la possibilité d'une excitation vibrationnelle  $\alpha_{32}$ . De plus, certains états  $1^-$  ne semblent pas caractéristiques d'un état rotationnel car ils peuvent être corrélés à des excitations particule-trou. Notamment, une étude des excitations particule-trou montre que les premiers états de parité négative avec  $I > 1$  du  $^{156}\text{Gd}$  sont en effet collectifs. Finalement, la systématique du moment d'inertie cinématique montre que les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  pourraient avoir des structures différentes ce qui est suggéré par le rapport des probabilités réduites de transition  $B(E2)/B(E1)$  très différentes entre les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$ .

Certaines des observations expérimentales ont eu des tentatives d'explication par le couplage de Coriolis introduit par [Neergård K. et Vogel P. 1969] mélangeant les têtes de bande pour expliquer les  $B(E3)$  observés dans les Terres-Rares. Notre étude historique des attributions des têtes de bandes rotationnelles montre la difficulté d'une attribution univoque, que ce soit avec le modèle du noyau rigide ou le modèle IBA, sur laquelle est basée l'interprétation actuelle des bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$ .

Le  $^{156}\text{Gd}$  (voisin du prédit doublement magique tétraédrique  $Z=64$   $N=90$ ) est étudié car il peut être peuplé par de nombreuses réactions différentes permettant des études spécifiques comme celles des expériences TetraNuc pré-thèse JUROGAM et GAMS5. Ces expériences pré-thèse suggèrent que la déformation octupolaire axiale dans mode vibrationnel est associée à la bande A.

Est-ce que la bande B pourrait manifester le mode vibrationnel déformation octupolaire non-axiale ? Pour l'instant, ces deux bandes sont vues comme « partenaires en signature » indiquant qu'elles devraient posséder la même structure sans qu'il y ait eu de comparaison des probabilités réduites de transition entre les bandes A et B. La problématique de la thèse est alors la suivante : les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  sont-elles réellement « partenaires en signature » de tête de bande  $K^\pi = 1^-$  caractérisant le mode vibrationnel d'une déformation octupolaire axiale ? La réponse viendra de l'obtention des probabilités réduites de transition de la bande B afin de les comparer à la bande A.



# Chapitre 3

## Recherches expérimentales

### Résumé

- la réaction de capture radiative avec des neutrons thermiques peuple les états d'intérêt de bas spin du  $^{156}\text{Gd}$  après émission d'une transition primaire  $\gamma$  de grande énergie ;
- les notions d'interaction rayonnement-matière ainsi que du principe de la diffraction  $\gamma$  à la base de la spectrométrie à très haute résolution absolue (eV) sont brièvement rappellées ;
- les dispositifs expérimentaux EXILL et GAMS5 utilisés dans nos expériences pour la mesure des rayonnements  $\gamma$  issus des désexcitations nucléaires après la réaction de capture radiative sont décrits ;
- l'analyse des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  réalisée avec le multidétecteur  $\gamma$  EXILL complète la connaissance de l'alimentation des états dont nous voulons mesurer la durée de vie ;
- l'analyse d'intensité de transition  $\gamma$  par diffraction jusqu'à l'ordre 5 avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe est réalisée pour les transitions  $2^- \rightarrow 2^+$ ,  $4^- \rightarrow 4^+$  et  $4^- \rightarrow 2^-$  pour vérifier leur non contamination ;
- l'analyse de durée de vie de l'état par élargissement Doppler (GRID) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal est réalisée pour les états  $1^-$  à 1242 keV,  $2^-$  à 1320 keV et  $4^-$  à 1468 keV sur chacune des transitions E1 d'environ 1 MeV la plus intense désexcitant ces états.

### 3.1 Réaction de capture radiative $^{155}\text{Gd}(n_{th},\gamma)^{156}\text{Gd}$

Les expériences pré-thèse effectuées par la collaboration TetraNuc au laboratoire JYFL de Jyväskylä (Finlande) et à l'ILL de Grenoble (France) auront permis les progrès expérimentaux suivants :

- la réaction de fusion évaporation avec un faisceau  $\alpha$  étudiée à JYFL avec le multidétecteur  $\gamma$  Jurogam a permis d'affiner le schéma de désexcitation du  $^{156}\text{Gd}$  en identifiant les états d'intérêt de parité négative, mais elle n'a pas permis de faire

- des mesures de précision des états se désexcitant avec des intensités de transition  $\gamma$  relatives inférieures à 0.01% [Doan Q.T. et al. 2010];
- la réaction de capture radiative  $^{155}\text{Gd}(n_{th},\gamma)^{156}\text{Gd}$  étudiée à l'ILL avec le spectromètre GAMS5 a permis de faire ces mesures de précision (intensité de transition  $\gamma$  pour mesurer les rapports d'embranchement et durée de vie de l'état nucléaire) sur certaines transitions de très faible intensité de la bande A permettant d'apporter une réponse claire quant à l'interprétation de cette bande [Jentschel M. et al. 2010].

Pour la partie expérimentale de cette thèse, nous avons fait le choix d'utiliser aussi cette réaction de capture radiative pour étendre les mesures de précisions aux états d'intérêt de la bande B, en sachant que les bandes A et B sont qualifiées dans la littérature de « partenaires en signature ». L'objectif de nos mesures est de tester la validité de cette interprétation, et le cas échéant d'en proposer une autre dans le cadre des symétries de « Haut-Rang » dont les effets sont prédits en [2.4.3].

### 3.1.1 Sections efficaces

La réaction utilisée pour peupler les états d'intérêt du  $^{156}\text{Gd}$  est la capture radiative d'un neutron thermique ( $n_{th},\gamma$ ) [Bartholomew G.A. 1961] d'énergie  $E_n = 25$  meV sur du Gd naturel ou enrichi. Le noyau atomique est créé avec une énergie d'excitation  $S_n = 8535.8 \pm 0.5$  keV [Bäcklin A. et al. 1982] correspondant à l'énergie de séparation du neutron.

Cette réaction a une section efficace très importante de 61000 barns permettant en un temps raisonnable de faire des mesures de précision sur des transitions de très faible intensité. Le tableau [3.1] montre la comparaison de la section efficace entre le  $^{156}\text{Gd}$  et les autres isotopes du Gd.

Isotope	Section efficace (barn)	Abondance isotopique (%)
$^{152}\text{Gd}$	700	0.2
$^{154}\text{Gd}$	60	2.18
$^{155}\text{Gd}$	61000	14.80
$^{156}\text{Gd}$	2.0	20.47
$^{157}\text{Gd}$	254000	15.65
$^{158}\text{Gd}$	2.3	24.84
$^{160}\text{Gd}$	1.5	21.86

TABLE 3.1 – Section efficace de capture radiative et abondance pour les isotopes stables du Gd. Le  $^{155}\text{Gd}$  possède la section la plus importante des isotopes du Gd après le  $^{157}\text{Gd}$  [Magill J. et al.].

### 3.1.2 Peuplement des états de bas spin : transitions primaires et quasi-continuum

La réaction de capture radiative d'un neutron thermique est effectuée sur un état à haute énergie d'excitation mais de largeur de quelques eV [Bollinger L.M. et Thomas G.E. 1970]. A notre échelle d'énergie, cela signifie que la réaction alimente un unique état nucléaire excité dans le  $^{156}\text{Gd}$  de spin-parité  $I^\pi = 2^-$  dû au couplage du spin 1/2 du neutron avec celui de l'état fondamental ( $I^\pi = 3/2^-$ ) du  $^{155}\text{Gd}$ . Il faut noter qu'un état  $1^-$  serait possible au niveau du couplage des spins mais un tel état ne correspond pas à l'énergie d'excitation  $S_n = 8535.8 \pm 0.5$  keV. Le  $^{156}\text{Gd}$  émet en premier une transition primaire  $\gamma$  de grande énergie [Bäcklin A. et al. 1982] qui est de type dipolaire (électrique ou magnétique) à 90% [Postma H. 1981].

La figure [3.1] montre que les transitions primaires  $\gamma$  de  $S_n = 8.535$  MeV à environ 5 MeV sont bien visibles sur les spectres  $\gamma$  en tant que pics bien résolus.

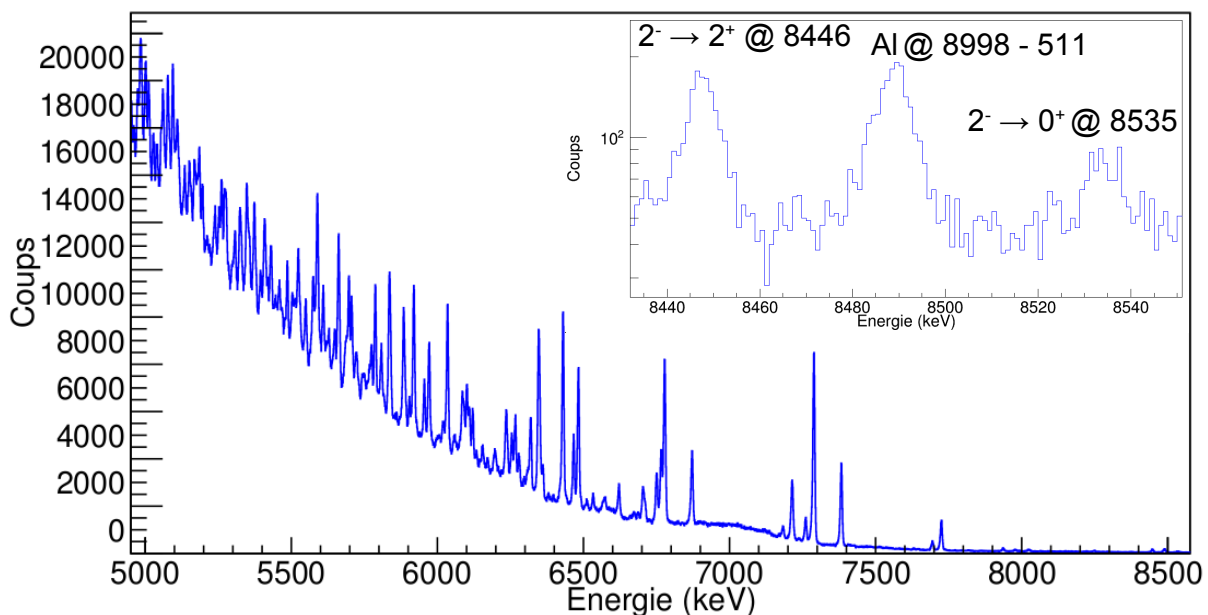


FIGURE 3.1 – Spectre  $\gamma$  obtenu par réaction de capture radiative avec EXILL pour les hautes énergies de 5 MeV à  $S_n = 8.535$  MeV du  $^{156}\text{Gd}$ . Nous notons les transitions primaires discrètes de grande énergie émises dans la réaction de capture radiative. Nous notons aussi la différence d'intensité entre la transition M2  $2^- \rightarrow 0^+$  à 8535 keV et l'intensité de la transition E1  $2^- \rightarrow 2^+$  à 8446 keV.

La figure [3.2] montre que les transitions primaires  $\gamma$  d'environ de 2.5 à 5 MeV alimentent des états fortement excités à plusieurs MeV [Koeling T. 1978] qui se trouvent dans une zone de grande densité des états. Le quasi-continuum  $\gamma$  n'est qu'une conséquence de la résolution insuffisante des détecteurs Ge pour pouvoir discriminer ces transitions. L'estimation de l'intensité de ce quasi-continuum est une part essentielle de l'analyse ef-

fectuée avec l'expérience EXILL dont l'objectif est de quantifier l'alimentation non connue de l'état d'intérêt car celle-ci doit être simulée pour évaluer sa durée de vie.

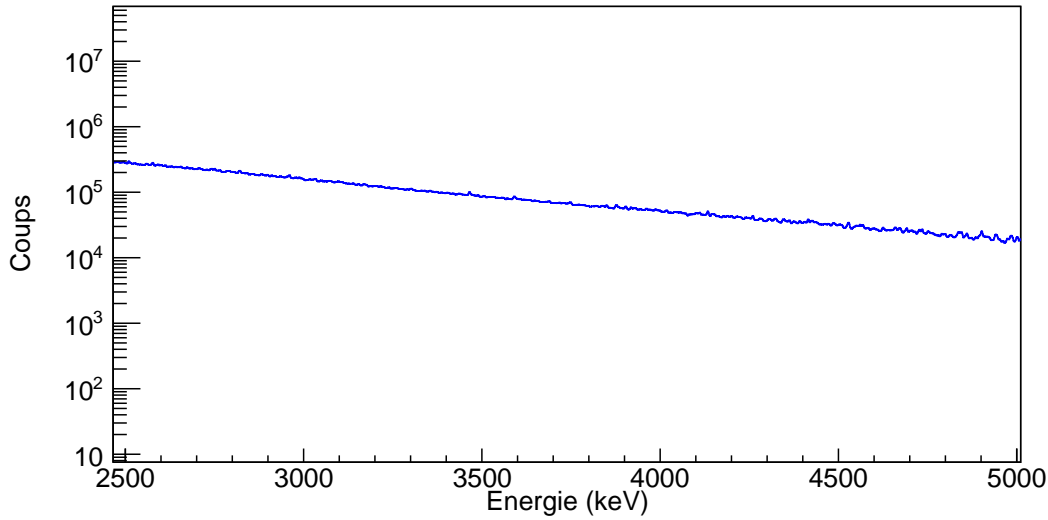


FIGURE 3.2 – Spectre  $\gamma$  obtenu par réaction de capture radiative avec EXILL pour les moyennes énergies de 2.5 à 5 MeV du  $^{156}\text{Gd}$ . Nous notons l'absence de transitions discrètes signant la présence d'un quasi-continuum dans la désexcitation du noyau atomique.

Le peuplement des états excités situés au-dessous de l'état de capture suit une distribution en énergie [Porter C.E. 1956] qui est engendrée par les différentes combinaisons possibles des transitions permises (en terme d'énergie et de multipolarité) entre les états excités discrets du noyau atomique créé. Le tableau [3.2] montre que la probabilité de désexcitation vers un spin identique à celui de l'état de capture est favorisée par les combinaisons de désexcitation. Les autres états sont peuplés par émission successive de une ou plusieurs transitions secondaires. La réaction de capture radiative dans les noyaux atomiques de Gd induit en moyenne une multiplicité  $\gamma$  de 3.6 [Muehlhause C.O. 1950] ce qui implique que les états excités de bas spin  $I=[1-5]$  sont peuplés préférentiellement.

Spin	Nombre de combinaisons
$1^-$	25
$2^-$	31
$3^-$	25
$4^-$	17
$5^-$	10

TABLE 3.2 – Nombre de combinaisons possibles pour peupler un état excité du  $^{156}\text{Gd}$  en deux ou trois transitions  $\gamma$ . Nous considérons une transition primaire dipolaire électrique ou magnétique puis des transitions secondaires dipolaires ou quadrupolaires.

### 3.1.3 Hypothèse de la cascade en deux étapes alimentant les états d'intérêt

La figure [3.3] montre les deux possibilités du noyau atomique de se désexciter par une cascade en deux étapes [Koeling T. 1978] de l'état de capture à  $S_n = 8.535$  MeV jusqu'aux états de spin  $I=[1-5]$  proches de la ligne des états « yrasts » :

- a) la désexcitation en deux étapes se fait par un état intermédiaire à faible énergie d'excitation dans une zone de moyenne densité des états, la désexcitation du  $\gamma$  primaire et du  $\gamma$  secondaire peut être mise en évidence par une coïncidence entre le  $\gamma$  primaire et le  $\gamma$  secondaire alimentant l'état d'intérêt ;
- b) la désexcitation en deux étapes se fait par un état intermédiaire à haute énergie d'excitation dans une zone de grande densité des états appelée le quasi-continuum, la détection du  $\gamma$  primaire et du  $\gamma$  secondaire ne peut pas être discriminée par les détecteurs Ge dont la résolution est limitée à environ 2 keV à 1 MeV.

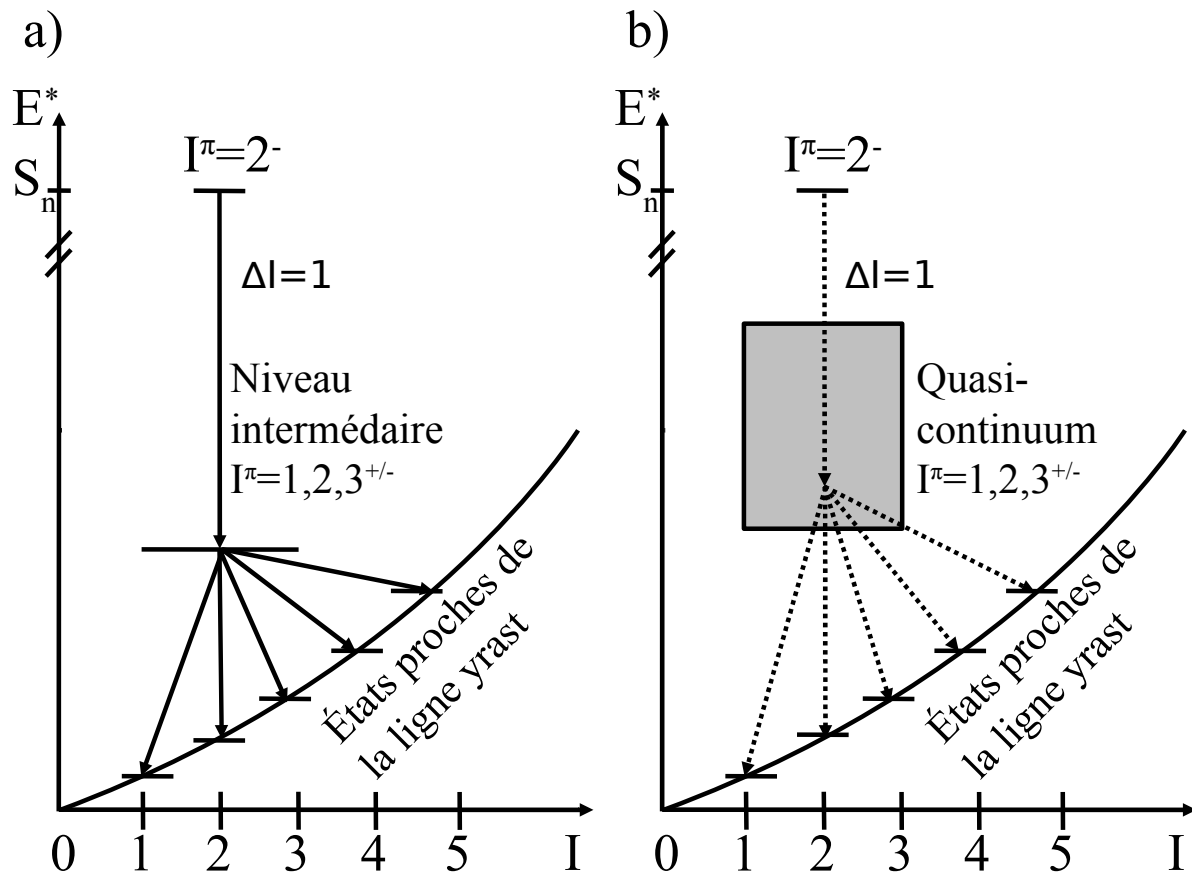


FIGURE 3.3 – Schéma montrant les deux possibilités pour que le noyau atomique se désexcite par une cascade en deux étapes depuis l'état de capture radiative. De gauche à droite : a) la désexcitation du noyau atomique en deux étapes passe par un état intermédiaire dans une zone de moyenne densité des états ; b) la désexcitation du noyau atomique en deux étapes passe par un état intermédiaire dans une zone de grande densité des états appelée le quasi-continuum.

La figure [3.3] montre que l'un des objectifs de l'expérience EXILL est de vérifier si l'hypothèse de la cascade en deux étapes utilisée dans la méthode GRID (méthode que nous utiliserons pour mesurer les durées de vie) est justifiée ou non dans notre cas.

Autrement dit, existe-t-il des cas où la désexcitation du noyau atomique ne s'effectue pas en deux étapes ? Quelles sont leur contribution relative le cas échéant ? Comment ces cas pourraient influencer la mesure de durée de vie ? Nous répondrons à ces questions en [3.4.1].

## 3.2 Quelques notions de physique des $\gamma$

Dans cette partie, nous ferons un bref rappel sur les notions de physique utiles pour la détection et la spectrométrie des  $\gamma$  que nous utiliserons lors de nos expériences, à savoir : interaction rayonnement-matière et principe de la diffraction  $\gamma$ .

### 3.2.1 Interaction rayonnement-matière

La première expérience effectuée à l'ILL avec le multidétecteur  $\gamma$  EXILL repose sur la détection des rayonnements  $\gamma$  par des détecteurs Ge.

La figure [3.4] montre les principes de l'interaction d'un rayonnement  $\gamma$  avec la matière qui peut s'effectuer principalement par trois processus différents partiellement en compétition en fonction de son énergie : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paire électron-positron.

La figure [3.5] montre le coefficient d'absorption linéaire en fonction de l'énergie du  $\gamma$  incident pour ces trois processus d'interaction rayonnement-matière dans le cas du Ge.

La figure [3.6] montre une représentation schématisée d'un spectre  $\gamma$  type.

A faible énergie (de l'ordre de 100 keV), l'effet photoélectrique domine correspondant à l'éjection d'un électron du cortège électronique de la matière traversée par le rayonnement  $\gamma$ . Ce processus de nature discrète permet la détection des transitions avec une section efficace  $\sigma = Z^4/E^3$ . L'énergie de l'électron éjecté du cortège électronique est :

$$E_{e^-} = E - E_l; \quad (3.1)$$

où  $E_l$  est l'énergie de liaison de l'électron (de l'ordre de l'eV) dans l'atome.

A énergie intermédiaire (de l'ordre de 1 MeV), l'effet Compton domine correspondant au choc inélastique d'un  $\gamma$  avec un électron. Ce processus continu crée un fond global dans le spectre en énergie à cause de la diffusion du  $\gamma$  secondaire qui peut sortir du détecteur.

L'énergie du  $\gamma$  diffusé est :

$$E' = \frac{E}{\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos(\theta))\right)}; \quad (3.2)$$

avec :

- $E$ , l'énergie du  $\gamma$  incident ;
- $\theta$ , l'angle entre le  $\gamma$  incident et le  $\gamma$  diffusé.

A plus haute énergie ( $>1.022$  MeV), la création de paire électron-positron domine. Ce processus peut créer un pic de pleine énergie ou de simple ou double échappement en fonction de l'absorption ou non des  $\gamma$  provenant de l'annihilation du positron. Ce phénomène est très important dans notre cas pour la détection des  $\gamma$  primaires. L'électron et le positron emportent sous forme d'énergie cinétique l'énergie excédentaire à leur création :

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2}(E - 2m_e c^2). \quad (3.3)$$

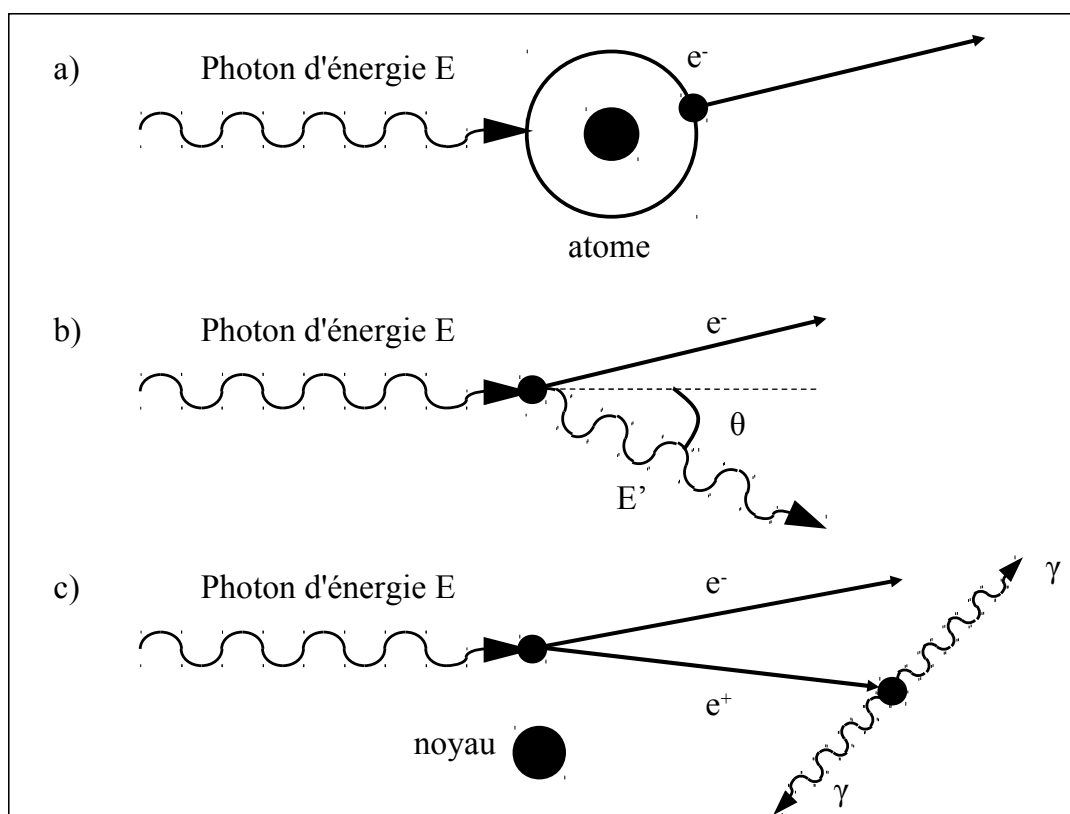


FIGURE 3.4 – Schémas des trois processus de l'interaction rayonnement-matière. a) L'effet photoélectrique correspond à l'éjection d'un électron du cortège électronique de la matière traversée par le rayonnement  $\gamma$ . b) L'effet Compton correspond à la diffusion inélastique d'un  $\gamma$  avec un électron. c) La création d'une paire électron-positron est suivie de l'annihilation du positron avec émission de deux  $\gamma$  de 511 keV à  $180^\circ$ .

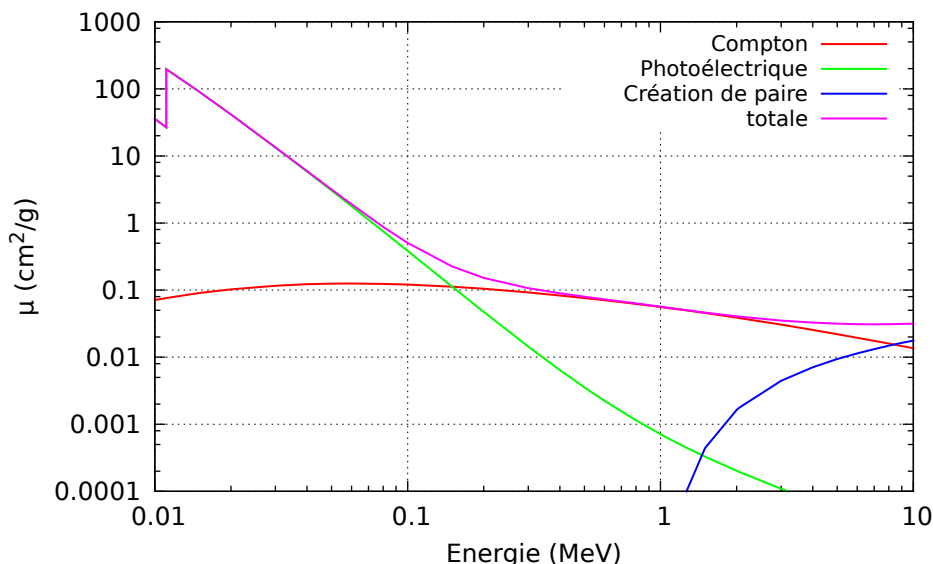


FIGURE 3.5 – Coefficient d’atténuation linéique  $\mu$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) en fonction de l’énergie du  $\gamma$  incident pour les trois processus d’interaction rayonnement-matière dans le Ge. A basse énergie, l’effet photoélectrique (en vert) domine. A moyenne énergie, l’effet Compton (en rouge) devient le plus probable. A haute énergie, l’effet de création de paire électronique (en bleu) est majoritaire. Les données sont issues de [XCOM1].

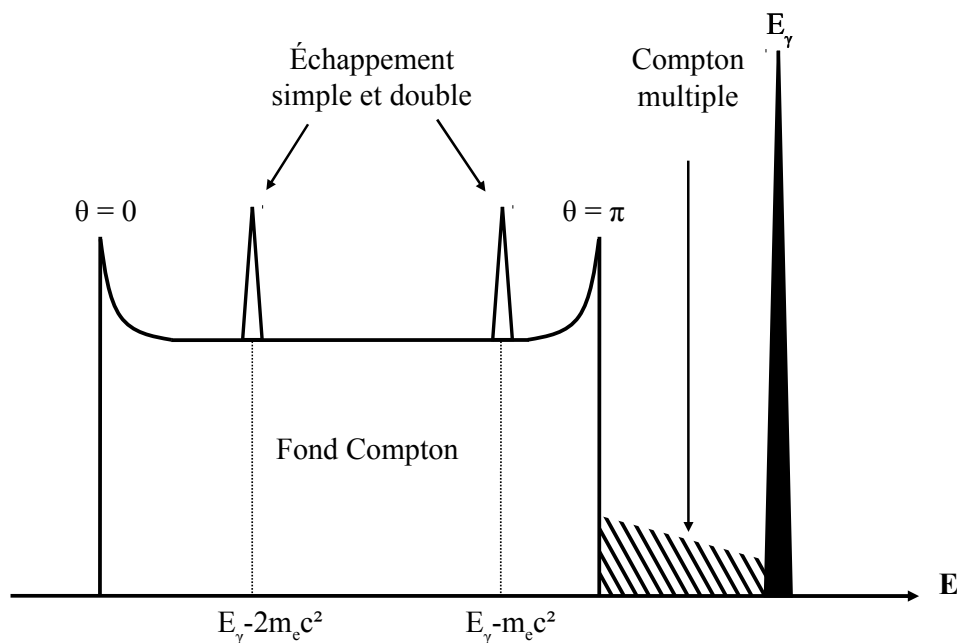


FIGURE 3.6 – Représentation schématique d’un spectre  $\gamma$ . Pour  $E_\gamma > 2m_e c^2$ , la création de paire électron-positron peut créer en plus d’un pic de pleine énergie, un pic de simple ou double échappement. A plus basse énergie, la diffusion inélastique des  $\gamma$  sur un électron entraîne la création d’un fond Compton.



### 3.2.2 Principe de la diffraction $\gamma$

Les deux autres expériences de la thèse effectuées à l'ILL sont basées sur la diffraction  $\gamma$  par un cristal orienté. La figure [3.7] montre la différence entre la diffraction  $\gamma$  par transmission dite « diffraction de Laue » et celle par réflexion dite « diffraction de Bragg ». La « diffraction de Laue » utilisée dans cette thèse correspond à une série de diffusions cohérentes de Rayleigh sur les électrons atomiques qui sont localisés suivant la géométrie du réseau du cristal du spectromètre GAMS5.

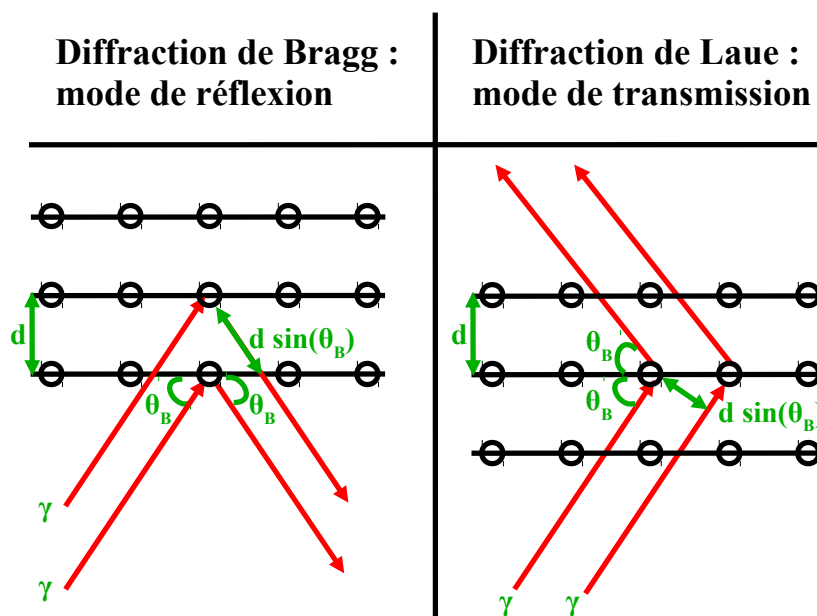


FIGURE 3.7 – Comparaison entre la diffraction  $\gamma$  par transmission dite « diffraction de Laue » et celle par réflexion dite « diffraction de Bragg ». La « diffraction de Laue » est utilisée dans cette thèse.

La relation de Bragg est applicable pour un rayonnement  $\gamma$  diffracté par un cristal :

$$n\lambda = 2d \sin(\theta_B); \quad (3.4)$$

avec :

- $n$ , l'ordre de diffraction ;
- $\lambda$ , la longueur d'onde ;
- $d$ , distance inter-maille du cristal ;
- $\theta_B$ , l'angle de Bragg recherché entre le faisceau  $\gamma$  incident et la direction du plan des mailles du cristal.

La relation de Planck établit une relation entre la longueur d'onde du rayonnement  $\gamma$  et son énergie :

$$E = \frac{hc}{\lambda}. \quad (3.5)$$

La réponse théorique du cristal diffractant à un rayonnement  $\gamma$  est calculée avec l'aide de la théorie de la diffraction dynamique [Zachariassen W.H. 1967]. La diffraction  $\gamma$  par le cristal du spectromètre GAMS5 crée des franges d'interférences qui sont des bandes rectilignes perpendiculaires au plan de diffraction, alternativement brillantes et obscures (maximum et minimum d'intensité). La figure [3.8] montre que la forme de l'intensité du rayonnement  $\gamma$  diffracté en fonction de l'énergie est la valeur absolue d'un sinus cardinal ( $|\sin_c(\theta_B)| = |\frac{\sin(\theta_B)}{\theta_B}|$ ). Cette forme correspond à la transformée de Fourier du rayonnement  $\gamma$  monochromatique à travers une maille du cristal diffractant. En fait, seule l'enveloppe de la forme de l'intensité du rayonnement  $\gamma$  diffracté par le spectromètre GAMS5 est mesurée par le détecteur Ge. La diffraction théorique détermine un élargissement énergétique minimal du rayonnement  $\gamma$ . A énergie de transition identique, la largeur théorique de la diffraction est plus faible pour un ordre de diffraction élevé. A ordre de diffraction identique, la tendance générale est qu'à une énergie plus élevée moins de  $\gamma$  sont diffractés.

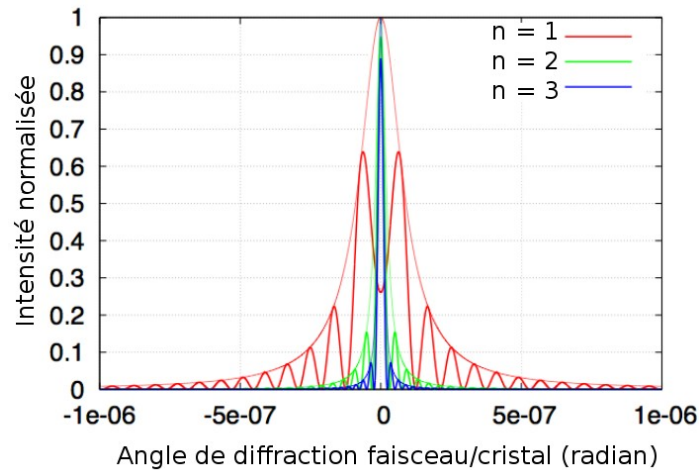


FIGURE 3.8 – Réponse théorique du cristal diffractant à un rayonnement  $\gamma$ . Elle représente la courbe d'oscillation de l'intensité d'une onde plane diffractée en fonction de l'angle du cristal diffractant.

### 3.3 Description des expériences effectuées à l'ILL

La majorité des expériences que nous avons effectuées pour cette thèse ont utilisé une réaction de capture radiative pour alimenter à bas spin et haute intensité les états d'intérêt du  $^{156}\text{Gd}$ . En Europe, ce type de recherche peut être mené à l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble avec les dispositifs expérimentaux suivants : le multidétecteur  $\gamma$  EXILL (EXO GAM à l'ILL) pour mesurer les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  de l'alimentation de l'état d'intérêt, et le spectromètre GAMS5 résident à l'ILL en géométrie simple cristal courbe pour la mesure d'intensité de transition  $\gamma$  ou double cristal plat pour la mesure durée de vie de l'état d'intérêt.

### 3.3.1 Présentation de l'ILL

L'ILL est un laboratoire international situé sur le polygone scientifique de Grenoble. Il possède un réacteur nucléaire de recherche à très haut flux de neutron d'une puissance thermique de 58.3 MW. Le réacteur nucléaire fonctionne par cycles de 50 jours ponctués par les arrêts nécessaires au remplacement de l'élément combustible d'uranium 235 (10 kg). L'essentiel du temps des expériences est consacré à l'étude des matériaux, mais les neutrons sont aussi utilisés pour répondre à des questions liées à la structure nucléaire.

Le réacteur nucléaire fournit au niveau de son cœur un flux très intense de neutrons thermalisés par l'eau lourde ( $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Les neutrons thermiques ont un comportement non directionnel créant un nuage de particules non chargées qui baigne entièrement la cible utilisée pour les expériences. Compte tenu de la grande section efficace de la réaction, nous considérons que chaque neutron arrivant sur la cible est capturé. Les réactions de capture radiative peuvent être effectuées directement au niveau du cœur du réacteur nucléaire. Pour les expériences GAMS5, les rayonnements  $\gamma$  sont émis de façon isotrope dont une petite partie rayonnent à travers le tube du faisceau (les autres sont absorbés par le collimateur ou les murs du réacteur nucléaire) jusqu'au spectromètre GAMS5 (sur environ 15 m) situé en dehors du cœur du réacteur nucléaire mais toujours dans l'enceinte de confinement. Pour l'expérience EXILL, les neutrons peuvent être guidés à l'extérieur de l'enceinte de confinement du réacteur nucléaire (sur environ 50 m) jusqu'à l'aire expérimentale PF1B.

La figure [3.9] montre le réservoir situé au niveau du cœur du réacteur nucléaire servant de cible pour notre expérience GAMS5 de mesure de durée de vie. Il est rempli d'un cristal de  $Gd_2O_3$  sous forme de poudre. La poudre permet d'utiliser l'ensemble de la matière disponible car les neutrons brûlent littéralement la cible en cours du temps en commençant par la surface de la matière cible et cela d'autant plus rapidement que la section efficace de capture est grande.

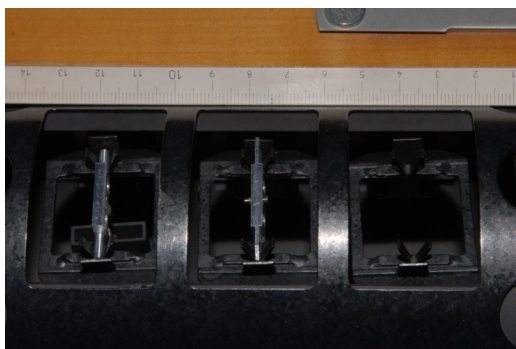


FIGURE 3.9 – Réservoir situé au cœur du réacteur nucléaire ayant pour objectif de servir de cible pour l'expérience GAMS5 de mesure de durée de vie. Le réservoir contenait du cristal de  $Gd_2O_3$  sous forme de poudre.

### 3.3.2 Mesure en coïncidence $\gamma$ - $\gamma$ des alimentations des états d'intérêt avec le multidétecteur $\gamma$ EXILL

L'expérience EXILL (EXOGAM à l'ILL, détecteur basé habituellement au laboratoire GANIL à Caen) est unique en son genre car elle permet d'utiliser un grand multidétecteur  $\gamma$  auprès d'une source intense de neutrons thermiques. La figure [3.10] montre que cette expérience se trouve dans le hall des guides à neutron à l'aire expérimentale PF1B située en dehors de l'enclenche du réacteur nucléaire à environ 50 m du cœur. Le flux de neutrons est de  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  en arrivant à la zone expérimentale de réaction-détection. La cible de Gd est enrichie en  $^{155}\text{Gd}$  pour maximiser le taux de production du  $^{156}\text{Gd}$ . Cette cible est sous forme de poudre d'une masse de quelques microgrammes seulement pour ne pas saturer le taux de comptage des détecteurs Ge. La poudre est collée avec une superglue dans la feuille d'Al servant de support pour être sûr que la poudre ne sorte pas quand le vide est réalisé. De plus, le flux de neutrons a été réduit pour limiter le comptage dans les détecteurs Ge en mettant un Plexiglas de 10 mm d'épaisseur 6 m en amont de la chambre de réaction.

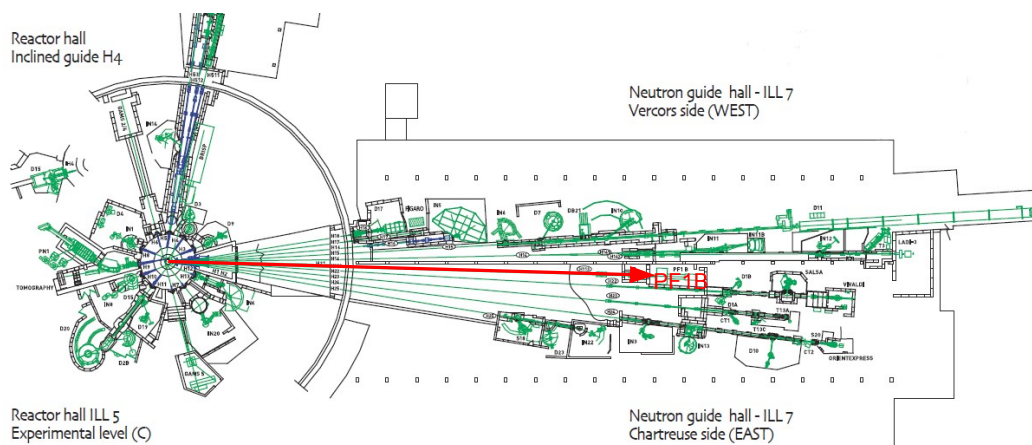


FIGURE 3.10 – Plan du réacteur nucléaire avec ses différentes aires expérimentales. L'aire expérimentale PF1B de l'expérience EXILL se situe dans le hall de guide de neutron ILL7. La flèche rouge représente le parcours des neutrons jusqu'à la cible au centre d'EXILL.

La figure [3.11] montre la géométrie d'EXILL couvrant un angle solide proche de  $4\pi$  pour maximiser l'efficacité de détection. EXILL est constitué de 3 couronnes de détecteurs placées à  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $135^\circ$  par rapport au guide de neutron. La couronne à  $90^\circ$  possède 8 détecteurs Ge répartis à  $45^\circ$  de type Clover-EXOGAM (détecteurs composites segmentés de 4 cristaux Ge coaxiales). Les couronnes à  $45^\circ$  et  $135^\circ$  possèdent 4 détecteurs (3 de type GaSp-coaxial et 1 de type Lohengrin également segmentés en 4 cristaux). EXILL est donc composé au total de 16 détecteurs comprenant en tout 46 cristaux Ge pour une efficacité de détection de 6%. Chacun des détecteurs Ge (sauf les Lohengrin) est enveloppé par une enceinte anti-Compton servant usuellement à limiter par anti-coïncidence le fond Compton dans les spectres des Ge, mais aussi de blindage passif par rapport à l'environnement.

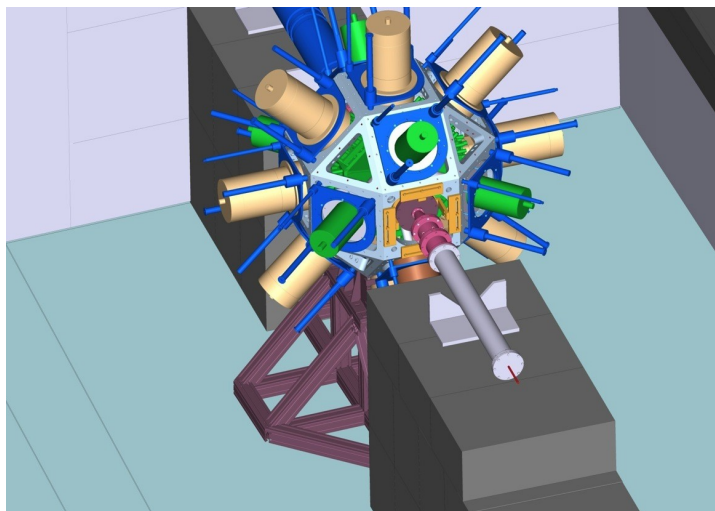


FIGURE 3.11 – Schéma de principe du multidétecteur  $\gamma$  EXILL : en beige les détecteurs Clovers, en brun et au-dessous les Lohengrin, en vert les GaSp.

Le principe de fonctionnement d'un multidétecteur  $\gamma$  tel qu'EXILL est de détecter les rayonnements  $\gamma$  émis au niveau de la cible en coïncidence temporelle pour remonter aux structures excitées du noyau atomique étudié. Nous allons en décrire ici les grands principes de fonctionnement.

La multiplicité totale  $N$  d'un événement (ici une réaction de capture radiative) est le nombre de transitions  $\gamma$  nécessaires à la désexcitation de l'état de capture jusqu'à l'état fondamental. Si ces différents rayonnements  $\gamma$  peuvent être détectés en coïncidence en temps par plusieurs détecteurs Ge, alors un ordonnancement des états peut être effectué. Pour cela, il faut définir une fenêtre de coïncidence en temps pour laquelle toute détection par les Ge est considérée comme prompte : i.e. avec une durée de vie de l'événement qui est plus faible que l'ouverture de la fenêtre de coïncidence. Typiquement, elle est de l'ordre de 100 ns pour un multidétecteur Ge. La multiplicité expérimentale  $M$  correspond au nombre de détecteurs touchés pendant l'ouverture de cette fenêtre en temps. Cette multiplicité est utilisée pour classer les événements sous formes de matrices à  $M$  événements en coïncidence (typiquement pour notre expérience  $M=2$ ).

La projection de la matrice de coïncidence à partir d'une fenêtre en énergie sur une transition  $A$  montre le groupe des  $X$  transitions qui sont émises de façon prompte en série par le noyau atomique avec la transition  $A$ . Nous pouvons construire un schéma de désexcitation du noyau atomique étudié en analysant les intensités relatives des  $X$  transitions dans chaque spectre des combinaisons de projection obtenues. Ce schéma permet dans une certaine mesure de déterminer les différentes branches de désexcitation qui sont utilisées pour distinguer les différentes structures nucléaires pouvant apparaître dans le noyau atomique étudié.

Les détecteurs utilisés pour faire la spectroscopie  $\gamma$  sont des détecteurs Ge de Haute-Pureté (HPGe). La résolution d'un détecteur de type Clover est de l'ordre de 1.0 keV à 122 keV et 2.1 keV à 1322 keV [Duchêne G. et al. 1999]. Le Clover est composé de 4 cristaux permettant de réaliser la sommation dit de « add-back » qui correspond à sommer les énergies des coïncidences internes dans le détecteur Ge lorsque le  $\gamma$  incident diffuse par effet Compton ou création de paire électron-positron d'un cristal à l'autre. L'objectif est d'augmenter l'efficacité de détection de pleine énergie (que nous appellerons dans la suite photopic pour simplifier). Le facteur « add-back »  $F = 1 + (\epsilon)_{add-back}/(\epsilon)_{direct}$  (où  $\epsilon$  est l'efficacité photopic) mesure le gain en efficacité de détection d'un  $\gamma$ . Le facteur « add-back » à 1322 keV est de 1.53 indiquant un gain de 53% en nombre de coups photopics par rapport à l'utilisation des 4 cristaux du Clover de façon individuelle. Il faut aussi noter que les cristaux des Clovers d'EXOGAM sont segmentées permettant de réduire l'élargissement des pics par une meilleure mesure de l'angle de détection permettant de réduire l'effet Doppler et ce qui permet aussi la mesure de la polarisation plane des rayonnements  $\gamma$ , nous n'avons toutefois pas utilisé ces fonctions durant notre expérience car elles étaient sans objet pour nous.

La multiplicité expérimentale  $M$  n'est jamais égale à la multiplicité réelle  $N$  de l'événement physique car le multidétecteur n'a pas une efficacité de détection de 100% ainsi qu'une granulométrie suffisante pour éviter les effets dit de « pile-up » (détection multiple dans un détecteur). L'efficacité de détection photopic d'un  $\gamma$  avec EXILL est d'environ  $\epsilon_\gamma = 6\%$  à 1.3 MeV. Augmenter le nombre de coïncidences demandées  $M$  diminue la statistique de détection, par exemple l'efficacité de détection photopic d'une coïncidence double avec EXILL est d'environ  $\epsilon_{\gamma\gamma} = \epsilon_\gamma\epsilon_\gamma = 0.36\%$  à 1.3 MeV. De plus, les détecteurs Ge ont une efficacité de détection dépendante de l'énergie du  $\gamma$  incident ce qui implique que l'intensité de transition  $\gamma$  mesurée doit être corrigée par la courbe d'efficacité de détection qui dépend de la géométrie et de la qualité du détecteur. Cette courbe est obtenue par des mesures en sources avec une normalisation sur des intensités de transitions  $\gamma$  bien connues [Lederer C.M. et al. 1967].

Les enceintes anti-Compton d'EXILL sont composées de cristaux de scintillateur en germanate de bismuth (BGO) qui sont lus par des photomultiplicateurs. Elles ont pour objectif d'atténuer le fond Compton dans les spectres des détecteurs Ge. L'enceinte BGO est blindée de la vue directe de la cible par un collimateur en alliage de tungstène. Si le BGO détecte un événement en coïncidence avec son détecteur Ge, alors c'est qu'il y a eu un effet Compton ou de création de paire électron-positron dans le détecteur Ge avec un échappement du  $\gamma$  diffusé vers le BGO. L'énergie collectée dans le détecteur Ge n'est pas une pleine énergie correspondant à un photopic impliquant que l'événement doit être rejeté : c'est la méthode dite en « anti-coïncidence Compton ».

### 3.3.3 Présentation générale des spectromètres GAMS5

La figure [3.12] montre le spectromètre GAMS5 (GammaSpectrometer5) [Jentschel M. et al. 2010] situé à l'extrémité d'un guide (ligne H6/H7) traversant la cuve du réacteur nucléaire. La cible à irradier entourée d'un gaz d'He est placée dans le doigt de gant à l'intérieur du tube du faisceau qui est lui-même immergé dans le modérateur à eau lourde  $D_2O$  entourant le cœur du réacteur nucléaire. Les  $\gamma$  issus de la désexcitation du noyau atomique sont collimatés jusqu'à l'aire de mesure du spectromètre GAMS5 [Börner H.G. et Jolie J. 1993] sur une distance de 15 m pour un angle d'acceptance de seulement  $10^{-7}$  sr. Le spectromètre GAMS5 de type DuMond [DuMond W.M. 1947] réalise la diffraction  $\gamma$  sur un cristal orienté à un angle de diffraction précis en fonction de leur énergie. La distribution en énergie de ce faisceau  $\gamma$  diffracté est balayée en angle par un détecteur Ge, placé dans un blindage à l'extrémité d'un collimateur en plomb d'une longueur de 3 m, qui assure le comptage des  $\gamma$ . Le déplacement du détecteur Ge est synchronisé avec l'orientation du spectromètre GAMS5. Le Si est choisi comme cristal diffractant car de tels cristaux de qualité suffisante sont disponibles. Son épaisseur de 2.47 mm optimise la réflectivité entre 800 keV et 1.2 MeV. Le cristal Si est coupé suivant la direction  $\langle 220 \rangle$  des indices de Miller. La distance inter-maille est  $d = 1.92015787 \times 10^{-10}$  m.

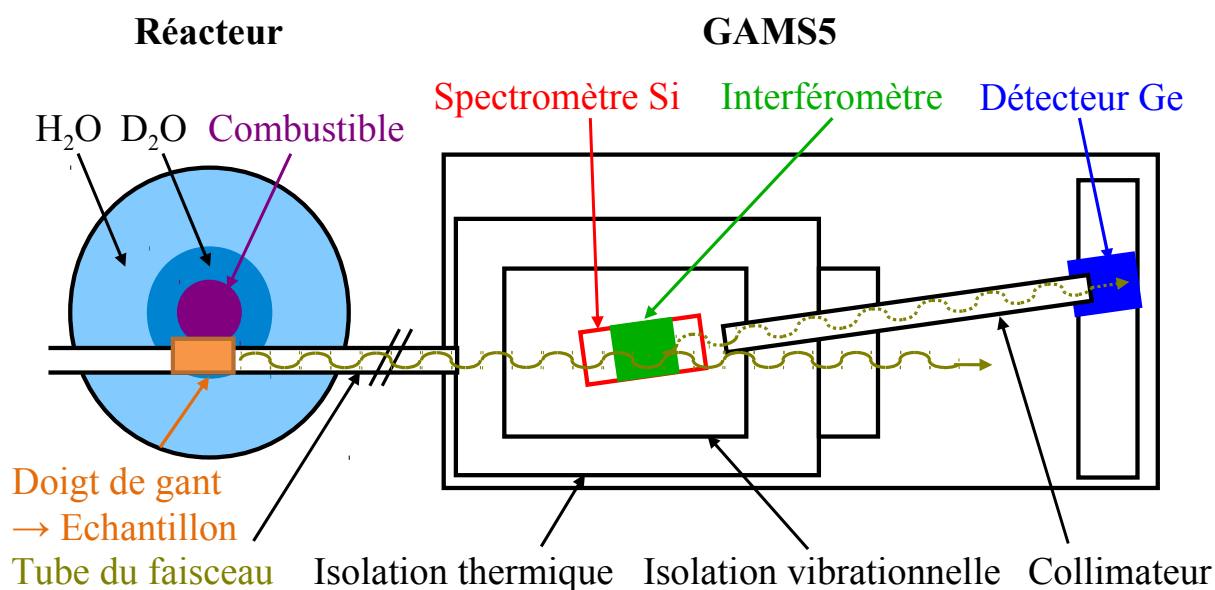


FIGURE 3.12 – Schéma de principe du spectromètre GAMS5. La réaction de capture radiative a lieu au niveau de la cible placée dans le doigt de gant. Le faisceau  $\gamma$  est collimaté pour arriver jusqu'à l'aire de mesure. Le spectromètre GAMS5 positionné sur une table limitant la vibration mécanique réalise la diffraction  $\gamma$  par un cristal de Si. Le détecteur Ge enregistre le nombre et l'énergie des  $\gamma$  diffractés à un angle donné par rapport au faisceau  $\gamma$  provenant de la cible.

La figure [3.13] montre l'interféromètre laser de Michelson positionnant le cristal du spectromètre GAMS5 avec une résolution angulaire absolue de l'ordre de  $10^{-10}$  rad. Toute-

fois, la capacité de positionnement du spectromètre GAMS5 est limitée à cause de la vibration mécanique du support de l'interféromètre. La figure [3.14] montre que le déplacement angulaire du bras de l'interféromètre se mesure par le déplacement en distance  $\Delta L$  de l'extrémité du bras de l'interféromètre qui est indépendant de l'alignement initial en angle  $\theta_0$ . Deux paramètres initiaux sont mesurés : le non alignement en angle  $\theta_0$  entre le cristal et le bras de l'interféromètre, et le décalage arbitraire  $F_0$  du bras de l'interféromètre. Finalement, si l'interféromètre est instable dans le temps, alors il existe une dépendance temporelle des paramètres de l'interféromètre.

La valeur des franges pour une position  $\theta$  de l'interféromètre est donné par :

$$F = K \sin(\theta + \theta_0) + F_0; \quad (3.6)$$

avec :

- $K$ , une constante géométrique;
- $\theta_0$ , paramètre de calibration;
- $F_0$ , paramètre de calibration.

La constante géométrique  $K$  est la longueur du bras de l'interféromètre  $H$  mesurée en unités de longueur d'onde optique  $D$  multipliée par le nombre de passage (ici 4) de la lumière entre le bras de l'interféromètre et le prisme :

$$K = \frac{4H}{D}; \quad (3.7)$$

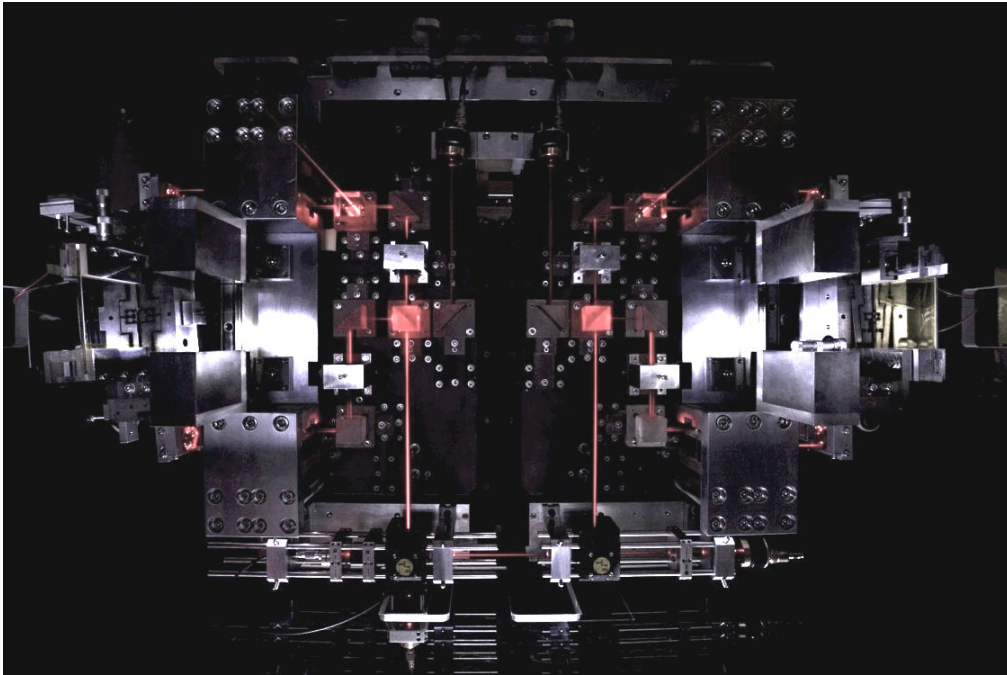


FIGURE 3.13 – Interféromètre de Michelson pilotant le spectromètre GAMS5. Les miroirs habituels de l'interféromètre de Michelson sont remplacés par des prismes qui permettent une mesure indépendante en angle initial.



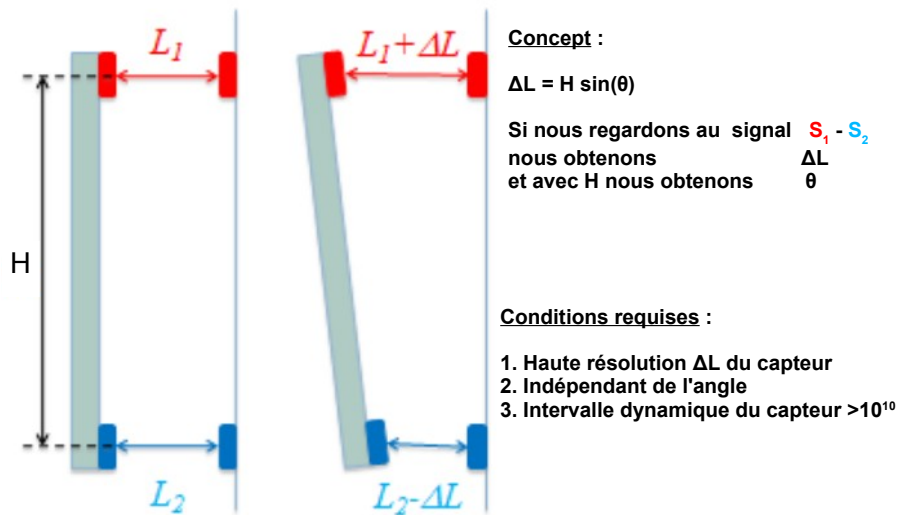


FIGURE 3.14 – Conversion d’une mesure de déplacement de l’interféromètre en une mesure en angle. La mesure de déplacement en distance  $\Delta L$  est indépendante de l’alignement en angle initial  $\theta_0$ . La distance connue entre les deux prismes situés aux extrémités du bras de l’interféromètre est notée  $H$ .

La résolution relative en énergie du spectromètre GAMS5 est donnée par :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta \theta_B}{\theta_B}; \quad (3.8)$$

avec :

- $\frac{\Delta d}{d}$ , la résolution relative spatiale des mailles du cristal du spectromètre GAMS5 ;
- $\frac{\Delta \theta_B}{\theta_B}$ , la résolution relative de l’angle de Bragg du faisceau  $\gamma$  diffracté.

La figure [3.15] montre la résolution relative en énergie du spectromètre GAMS5 pour les deux géométries :

- le double cristal plat montré en [3.3.5]. La résolution relative spatiale des mailles est considérée comme parfaite. De plus, l’angle de Bragg du faisceau  $\gamma$  diffracté à 1 MeV est  $\theta_B = 10^{-2}$  radian pour une résolution absolue  $\Delta \theta_B = 10^{-8}$  radian. Par conséquent, la résolution relative en énergie est constante à  $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-6}$  (par exemple, la résolution absolue est de 1 eV à 1 MeV) [Jentschel M. et al. 2010] et [Börner H.G. et al. 1999] car la théorie de la diffraction dynamique indique que la largeur à mi-hauteur de l’angle de diffraction est inversement proportionnelle à l’énergie ( $FWHM = 2\frac{h\varepsilon}{E}$ ) [Zachariasen W.H. 1967]. L’angle solide d’acceptance du spectromètre GAMS5 est très faible à  $10^{-11}$  sr réduisant fortement l’efficacité de détection.
- le simple cristal courbe montré en [3.3.4]. La résolution relative spatiale des mailles n’est pas parfaite car la courbure forcée du cristal diffractant implique des défauts géométriques. La résolution relative en énergie est dépendante de l’énergie car la relation précédente de largeur à mi-hauteur ne s’applique plus. Elle est inférieure au

cas précédent mais elle reste meilleure avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal qu'avec les détecteurs HPGe jusqu'à 1 MeV à l'ordre 1 de diffraction et jusqu'à 4 MeV à l'ordre 4 de diffraction. La courbure du cristal augmente l'angle solide d'acceptance du spectromètre GAMS5 à  $10^{-7}$  sr.

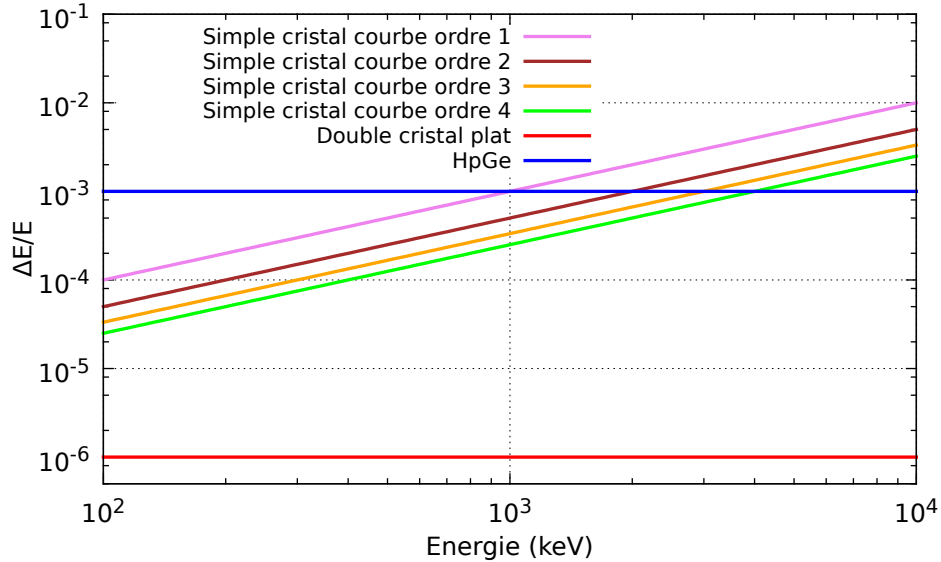


FIGURE 3.15 – Résolution relative en énergie pour les deux géométries du spectromètre GAMS5 en fonction de l'énergie du  $\gamma$  incident. La meilleure résolution relative en énergie est obtenue avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat (en rouge). La résolution relative en énergie reste meilleure avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal qu'avec les détecteurs HPGe jusqu'à 1 MeV à l'ordre 1 de diffraction et jusqu'à 4 MeV à l'ordre 4 de diffraction.

### 3.3.4 Mesure d'intensité de transition $\gamma$ par diffraction jusqu'à l'ordre 5 avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe

L'objectif est la mesure des intensités de transition  $\gamma$  par diffraction jusqu'à l'ordre 5 jusqu'à une intensité très inférieure au % de la transition majoritaire. Pour cette expérience, l'angle solide d'acceptance du spectromètre GAMS5 ( $10^{-7}$  sr) est privilégiée par rapport à sa résolution relative en énergie (meilleure qu'avec les détecteurs HPGe jusqu'à 4 MeV à l'ordre 4 de diffraction) ce qui implique que la superposition en énergie de deux transitions est possible. Dans cette expérience, une cible de 30 mg enrichie à 90% en  $^{155}\text{Gd}$  est utilisée pour limiter le comptage des  $\gamma$  parasites des autres isotopes.

La figure [3.16] montre que la courbure du cristal suit la divergence du faisceau  $\gamma$  venant de la cible pour accepter le maximum d'intensité [Koch H.R. et al. 1980] de telle sorte que le cristal est courbé à 3 mradian pour un  $\gamma$  de 1 MeV à l'ordre 1 de diffraction.

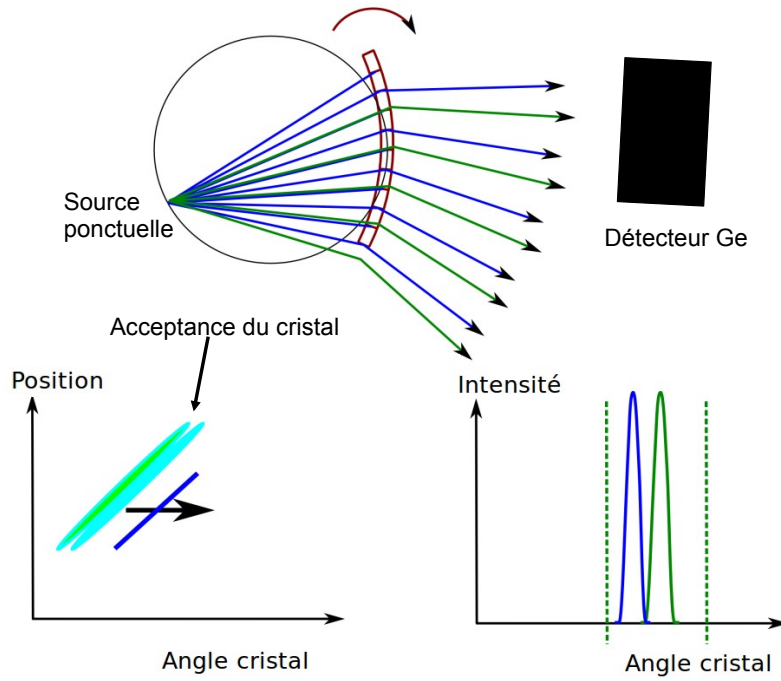


FIGURE 3.16 – Schéma du spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe. En haut, la courbure du cristal suit la divergence du faisceau  $\gamma$  issu du point cible noté source. En bas à gauche (l'axe nommé position se réfère à la position sur le cristal sur lequel un  $\gamma$  arrive), les surfaces « position du rayonnement  $\gamma$  sur le spectromètre GAMS5 - angle du spectromètre avec le rayonnement  $\gamma$  incident » indiquent l'acceptance du spectromètre GAMS5 à un rayonnement  $\gamma$  : l'acceptance du cristal est parallèle au rayonnement  $\gamma$ . En bas à droite, le maximum d'intensité du rayonnement  $\gamma$  existe pour un angle précis du cristal avec le faisceau  $\gamma$  et la dispersion de l'intensité du rayonnement  $\gamma$  restante est due aux défauts géométriques du cristal engendrés par la courbure du cristal.

Le détecteur Ge est calibré en énergie par une fonction linéaire sur les  $I$  canaux du détecteur :

$$E = I/C_1 - C_0. \quad (3.9)$$

Le spectromètre Si est calibré en frange par une fonction quadratique sur les  $n$  ordres de diffraction après développement limité du sinus de la loi de diffraction (avec  $K = 1.603 \times 10^6$  qui est une constante géométrique) :

$$F = C_0 + C_1 n + C_2 n^2; \quad (3.10)$$

avec les coefficients  $C_i$  qui sont liés aux paramètres de l'équation des franges :

$$\begin{aligned} C_0 &= F_0 + K\theta_0; \\ C_1 &= \frac{K\pi\hbar c}{Ed\langle 220 \rangle}; \\ C_2 &= -\frac{K\theta_0\pi^2\hbar^2 c^2}{2E^2 d\langle 220 \rangle^2}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

La figure [3.17] montre un exemple de mesure avec le programme « Bentspec » (M. Jentschel, ILL). Sous le contrôle de l'interféromètre, un balayage en énergie dit « scan en énergie » est réalisé pour différents angles du spectromètre Si avec le faisceau  $\gamma$  incident par rotation du cristal diffractant pour couvrir un intervalle de quelques keV autour de la transition  $\gamma$  d'intérêt. La matrice « index d'angles du spectromètre Si » en ordonnée en fonction des « canaux du détecteur Ge » en abscisse contient la statistique enregistrée dans un canal du détecteur Ge pour un angle du spectromètre Si avec le faisceau  $\gamma$  incident pour un temps de mesure donné. Cette matrice est projetée sur les cinq premiers ordre de diffraction de largeur représentée par l'intervalle entre deux traits verticaux noirs. En bas de la figure, le profil de la fenêtre de projection de la matrice de l'axe du détecteur Ge sur l'axe du spectromètre Si est visible. A droite, le profil de l'axe du spectromètre Si est aussi visible. Le fond continu Compton créé dans le détecteur Ge est monochromatisé par la projection, il ne doit pas être confondu avec les autres transitions discrètes.

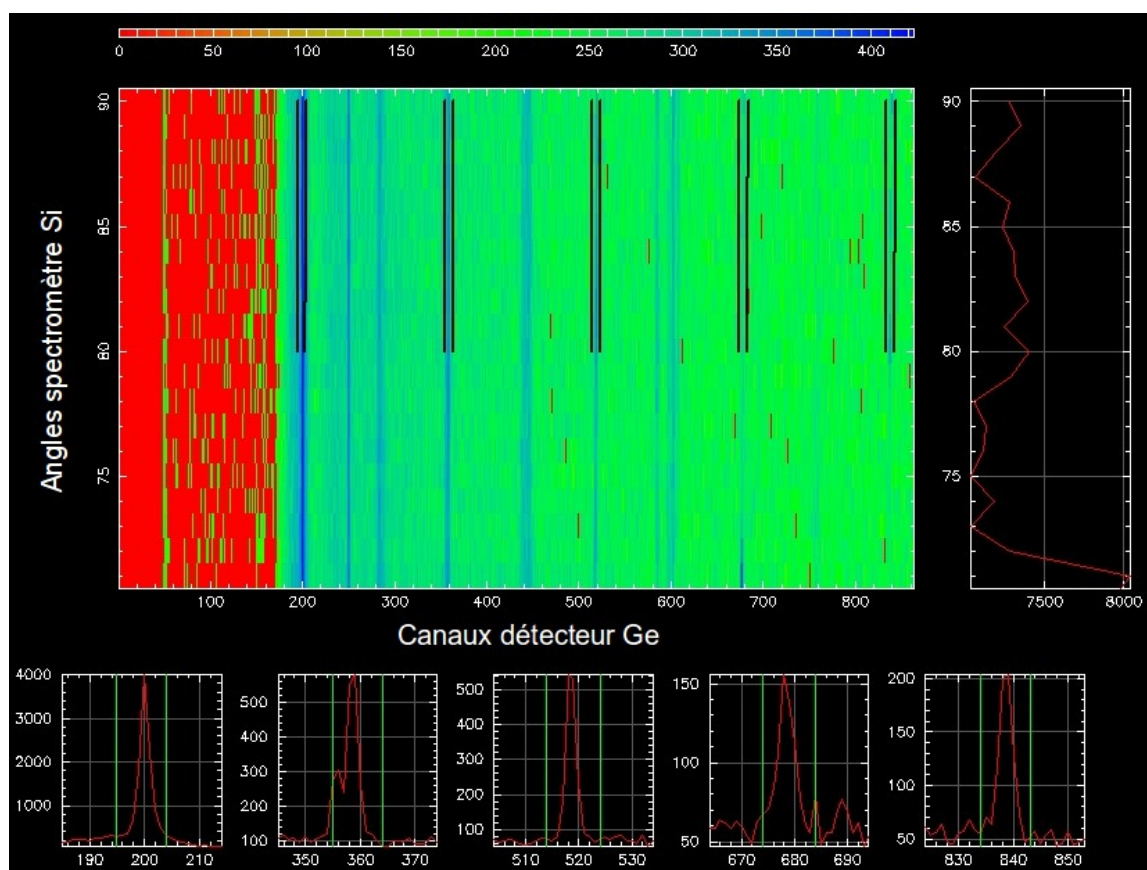


FIGURE 3.17 – Exemple d'analyse avec le programme « Bentspec » (M. Jentschel, ILL) de la projection de la matrice « index d'angles du spectromètre Si » en fonction des « canaux du détecteur Ge ». L'axe « canaux du détecteur Ge » en abscisse est projeté sur l'axe « index d'angles du spectromètre Si » en ordonné. La mesure effectuée à l'ordre 1 de diffraction sur la transition  $4^- \rightarrow 2^-$  à 148.846 keV est montrée sur cette figure.

La question est de savoir si l'intensité de la transition tabulée dans la littérature est contaminée par le fond continu Compton d'une transition  $\gamma$  d'énergie plus élevée que la transition d'intérêt en sachant que ce fond continu Compton est monochromatisé par la projection de la matrice « index d'angles du spectromètre Si » en fonction des « canaux du détecteur Ge ». La figure [3.18] montre le bénéfice de la mesure à l'ordre 5 par rapport à l'ordre 1 pour une transition d'intérêt de 1000 keV : d'une part la résolution relative est meilleure pour un ordre de diffraction plus élevé, d'autre part la monochromatisation du fond continu Compton d'une transition  $\gamma$  d'énergie plus élevée que la transition d'intérêt est diminuée. En effet, la transition d'intérêt de 1000 keV mesurée à l'ordre 1 de diffraction (donc à un angle de Bragg correspondant à l'énergie de 1000 keV) est fortement contaminée par la monochromatisation du fond continu Compton de la transition de non intérêt de 2000 keV mesurée à l'ordre 2 de diffraction (donc aussi à un angle de Bragg correspondant à l'énergie de 1000 keV). Tandis que, la transition d'intérêt de 1000 keV mesurée à l'ordre 5 de diffraction (donc à un angle de Bragg correspondant à l'énergie de 200 keV) est très faiblement contaminée par la monochromatisation du fond continu Compton de la transition de non intérêt de 2000 keV mesurée à l'ordre 10 de diffraction (donc aussi à un angle de Bragg correspondant à l'énergie de 200 keV), car l'intensité de diffraction diminue avec l'ordre de diffraction suivant le profil du sinus cardinal de la théorie de la diffraction dynamique [Zachariasen W.H. 1967].

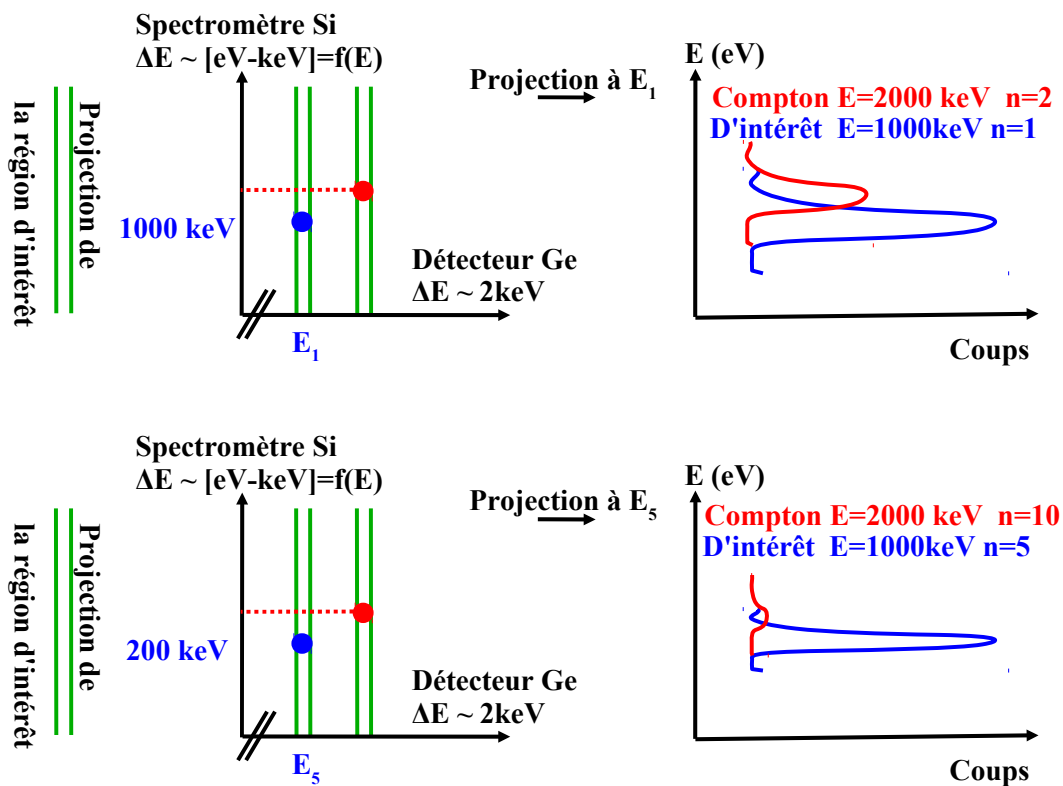


FIGURE 3.18 – Comparaison schématique entre une mesure à l'ordre 5 de diffraction et une mesure à l'ordre 1 de diffraction. Avec : en rouge la monochromatisation du fond continu Compton de la transition de non intérêt et en bleu la transition d'intérêt.

L'intensité de transition  $\gamma$  obtenue doit être corrigée à cause de :

- l'absorption des  $\gamma$  et de l'efficacité de détection qui dépendent de l'énergie de la transition  $\gamma$  ;
- la différence de la réflectivité du cristal du spectromètre GAMS5 suivant les ordres de diffraction.

La probabilité d'atténuation du  $\gamma$  donnée par  $P(E,n)$  permet de quantifier ces corrections. Pour une énergie donnée, l'intensité entre les différents ordres se compare par :

$$I(E, m) = I(E, n) \frac{P(E, m)}{P(E, n)}. \quad (3.12)$$

Les intensités sont normalisées sur une transition de référence donnée dans la littérature [Klora J. et al. 1993].

### 3.3.5 Mesure de durée de vie de l'état par élargissement Doppler (GRID) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat

L'objectif est la mesure de durée de vie de l'état (de l'ordre de la picoseconde) par élargissement Doppler [Börner H.G. et Jolie J. 1993] dit « Gamma Ray Induced Doppler (GRID) broadening » permettant des mesures de quelques fs à quelques ps (inférieur à 5 ps). Pour cette expérience, la résolution relative en énergie du spectromètre GAMS5 (de l'ordre de l'eV pour 1 MeV) est privilégiée par rapport à son angle solide d'acceptance ce qui n'est pas problématique car nos mesures sont effectuées sur la transition E1 « extra-bande » de forte intensité. Ainsi, la superposition en énergie de deux transitions ne se pose pratiquement pas. Dans cette expérience, une cible massive de 5 g en Gd naturel est utilisée pour réaliser des expériences d'assez longue durée.

La figure [3.19] montre que le premier cristal plat du GAMS5 filtre en angle d'incidence le faisceau  $\gamma$  tandis que le second cristal réalise la spectrométrie en énergie de la transition [Kessler E.G. et al. 2001].

L'acceptance du signal est beaucoup plus faible (environ 100 fois) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat qu'en géométrie simple cristal courbe. Le temps d'acquisition est de l'ordre de quelques jours pour une transition d'environ  $I_\gamma = 100/10^4 n$  ce qui implique que le spectromètre GAMS5 doit être calibré en énergie pour chaque acquisition de données qui dure quelques minutes pour éviter la dérive de la calibration.

La calibration détermine le nombre de franges  $F_0$  dans le mode non-dispersif du spectromètre GAMS5 (avec  $K = 1.266 \times 10^6$  qui est une constante géométrique) :

$$E = \frac{n\pi\hbar cK}{d\langle 220 \rangle (F - F_0)}. \quad (3.13)$$

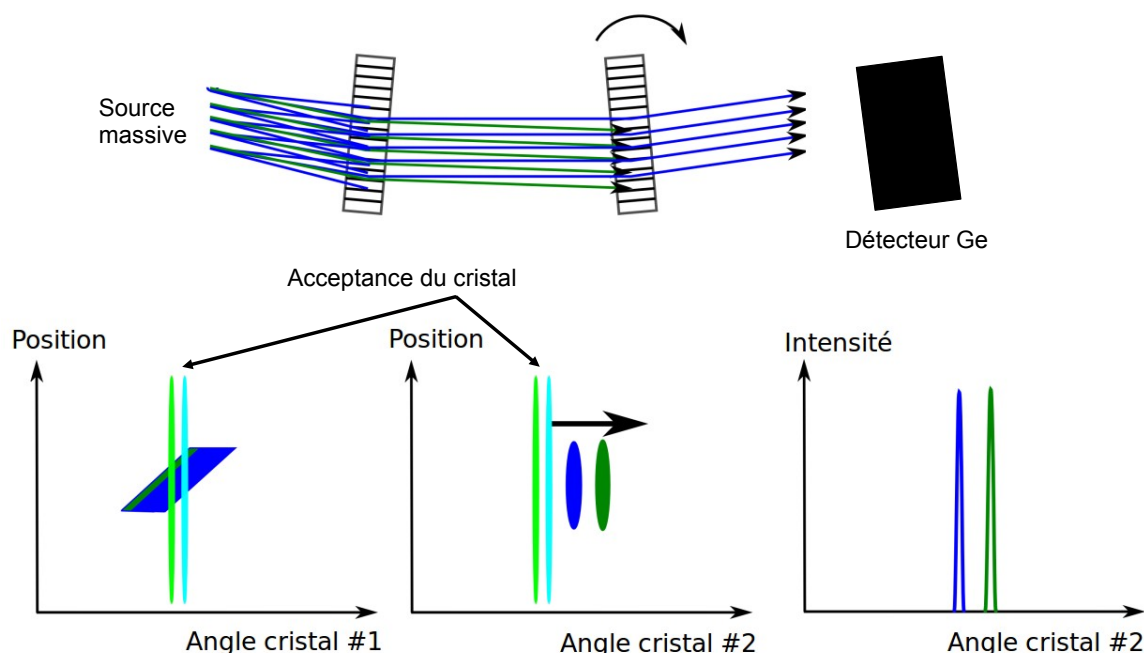


FIGURE 3.19 – Schéma du spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat. En haut, le faisceau  $\gamma$  incident arrive sur le premier cristal filtrant en angle d'incidence le faisceau  $\gamma$  tandis que le second cristal réalise la spectrométrie en énergie. En bas à gauche (l'axe nommé position se réfère à la position sur le cristal sur lequel un  $\gamma$  arrive), les surfaces « position du  $\gamma$  sur le spectromètre GAMS5 - angle du spectromètre GAMS5 avec le  $\gamma$  incident » indiquent l'acceptance du spectromètre GAMS5 à un  $\gamma$  : l'acceptance du premier cristal n'est pas parallèle à la divergence du faisceau  $\gamma$  tandis que le second cristal est parallèle au faisceau  $\gamma$ . En bas à droite, le maximum d'intensité du rayonnement  $\gamma$  existe pour un angle précis du cristal avec le faisceau  $\gamma$  et la dispersion de l'intensité du rayonnement  $\gamma$  est étroite.

La capture du neutron thermique par un noyau atomique de la cible crée un premier  $\gamma$  de grande énergie appelé transition primaire. Le noyau atomique recule fortement comparé à l'énergie de liaison atomique par conservation de l'énergie-impulsion. L'énergie cinétique du noyau atomique est dissipée par des collisions atomiques dans la cible qui freinent le noyau atomique jusqu'à son arrêt. La séquence des collisions atomiques dépend de la stœchiométrie de la cible ainsi que du nombre de collisions pris en compte. Cette séquence de collisions atomiques est la suivante pour cette expérience :  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ . La mesure est basée sur l'élargissement Doppler issu de la dispersion

en énergie de la transition  $\gamma$  autour de sa valeur maximale car le rayonnement  $\gamma$  est émis en vol. Si un état nucléaire est peuplé par une cascade (ce qui est presque toujours le cas), alors la somme de tous les reculs du noyau atomique en vol participant à l'élargissement Doppler doit être pris en compte. La figure [3.20] montre le principe d'une mesure de durée de vie par méthode d'élargissement Doppler dit « Gamma Ray Induced Doppler (GRID) broadening ».

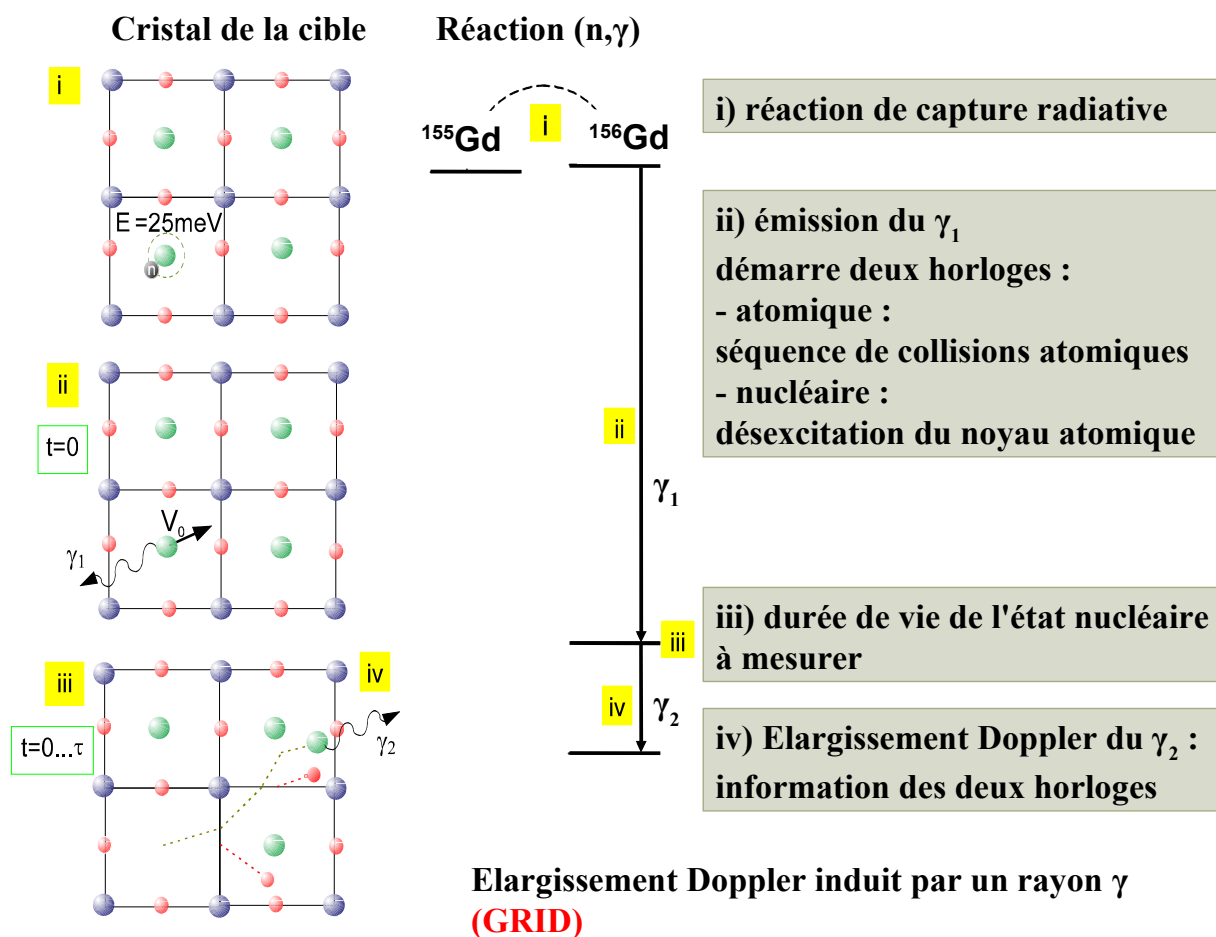


FIGURE 3.20 – Schéma de principe de la méthode GRID pour mesurer une durée de vie d'état nucléaire. La désexcitation du noyau atomique par l'émission du  $\gamma_1$  démarre deux horloges : d'une part atomique par la séquence de collisions du noyau atomique avec les atomes du cristal de la cible, d'autre part nucléaire par la désexcitation nucléaire du noyau atomique. L'émission isotrope en vol du  $\gamma_2$  crée un élargissement Doppler qui dépend de la durée de vie de l'état nucléaire. Le  $\gamma_2$  schématise la somme de tous les reculs du noyau atomique en vol participant à l'élargissement Doppler d'un état nucléaire peuplé par une cascade.

La figure [3.21] montre que le spectromètre GAMS5 peut être utilisé en deux modes. Le mode des cristaux parallèles est non-dispersif en énergie du faisceau  $\gamma$  incident. La transition  $\gamma$  est non Dopplérisée ce qui permet de mesurer la largeur d'excès  $\Gamma_{EW}$  caractérisant la réponse du spectromètre GAMS5. La largeur d'excès est la largeur additionnelle entre



la largeur de la transition  $\gamma$  mesurée dans le mode non-dispersif et la largeur théorique  $\Gamma_{TH}$  de la transition  $\gamma$  caractérisant la réponse théorique du spectromètre GAMS5. Cette réponse théorique du spectromètre GAMS5 est modélisée par la convolution du calcul de la théorie de la diffraction dynamique avec une Gaussienne qui modélise l'imperfection résiduelle des cristaux, les vibrations des cristaux et les erreurs d'alignement d'un cristal par rapport à l'autre. Une transition  $\gamma$  connue de forte intensité est utilisée pour cette mesure. Le mode des cristaux non-parallèles est dispersif en énergie du faisceau  $\gamma$  incident. La transition  $\gamma$  est Dopplérisée ce qui permet de mesurer la largeur totale  $\Gamma_{TO}$  caractérisant la durée de vie de l'état nucléaire.

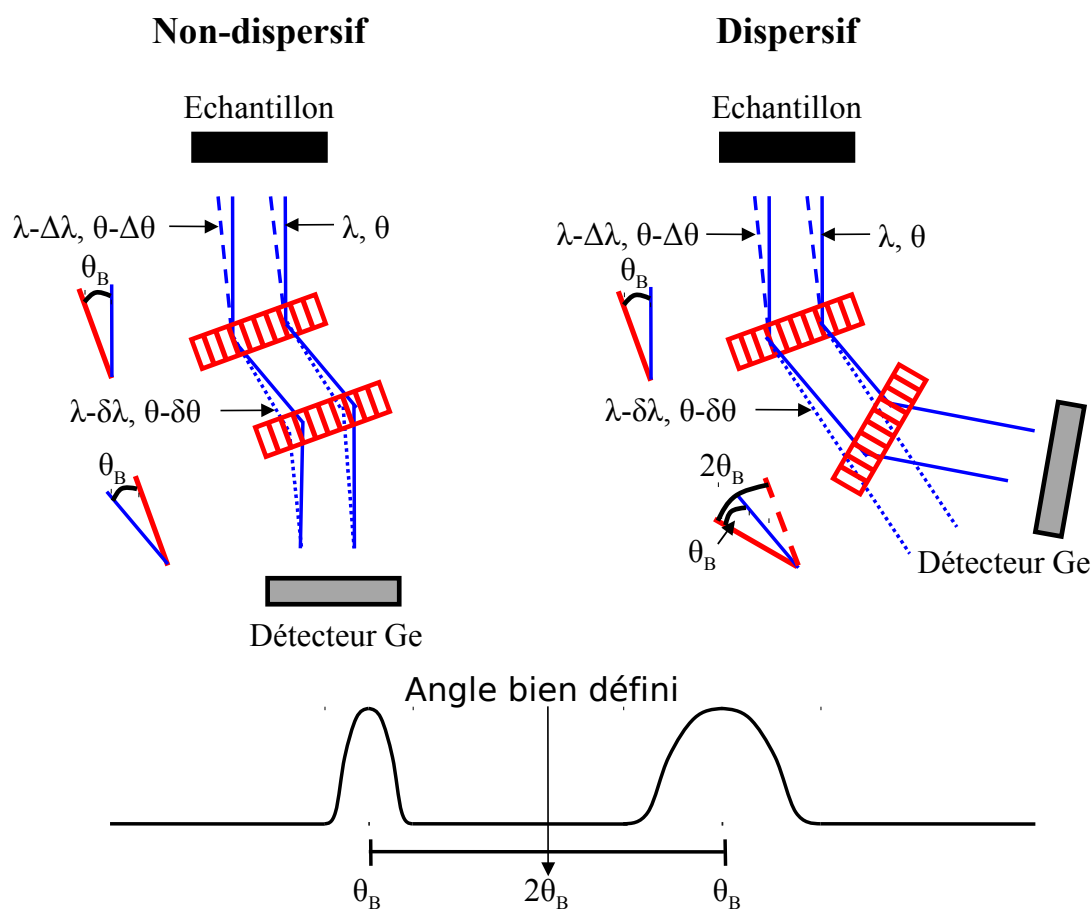


FIGURE 3.21 – Les deux modes du spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat. Ces deux modes sont : les cristaux parallèles (pour  $\theta = +\theta_B$ ) pour une mesure non-dispersive en énergie et les cristaux non-parallèles (pour  $\theta = -\theta_B$ ) pour une mesure dispersive en énergie [Börner H.G. et Jolie J. 1993]. Avec :  $\theta$  un angle quelconque entre le faisceau  $\gamma$  incident et la direction du plan des mailles du cristal,  $\theta_B$  l'angle de Bragg recherché entre le faisceau  $\gamma$  incident et la direction du plan des mailles du cristal,  $\Delta\theta$  la dispersion du faisceau  $\gamma$  incident et  $\delta\theta_B$  la dispersion du faisceau  $\gamma$  diffracté.

Une durée de vie courte crée à un grand élargissement Doppler car la majorité des  $\gamma$  sont émis à grande vitesse lors de la séquence de collisions atomiques. Au contraire, une durée de vie longue crée un faible élargissement Doppler. Pour  $\tau > 5$  ps, l'élargissement Doppler est uniquement celui issu de l'effet de l'agitation thermique du cristal de la cible car le freinage du noyau atomique est terminé. La vitesse thermique due à l'agitation thermique des noyaux atomiques du cristal de la cible crée un élargissement Doppler supplémentaire  $\Gamma_{TV}$ . Ce fait est aussi la solution pour mesurer la vitesse thermique sur un état de  $\tau > 5$  ps. Au-delà de cette durée, la séquence de collisions atomiques est terminée ce qui implique que l'élargissement Doppler issu du freinage du noyau atomique n'existe plus car le noyau atomique se désexcite au repos. Dans ce cas, la largeur du signal dans le mode de dispersion est la largeur issue uniquement de la vitesse thermique du cristal de la cible convoluée à la réponse du spectromètre GAMS5. La vitesse thermique est reliée à la température par :

$$V_{thermique} = \sqrt{\frac{3KT}{M}}. \quad (3.14)$$

avec :

- $T(^{\circ}K)$ , la température du cristal de la cible ;
- $M(Kg)$ , la masse du noyau atomique ;
- $K = 1.3806488(13) \times 10^{-23}(JK^{-1})$ , la constante de Boltzmann.

La largeur totale  $\Gamma_{TO}$ , liée à la distribution de vitesse de recul du noyau atomique freiné par les collisions atomiques dans la cible, est la convolution de 3 largeurs issues de :

- la réponse du spectromètre GAMS5  $\Gamma_{EW}$  (« excess width ») mesurée par son mode non-dispersif qui est un paramètre de l'expérience ;
- la vitesse thermique du cristal de la cible  $\Gamma_{TV}$  (« thermal velocity ») mesurée sur un état suffisamment long qui est aussi un paramètre de l'expérience ;
- la désexcitation de l'état de durée de vie à mesurer  $\Gamma_{NB}$  (« nuclear broadening ») dont sa largeur est elle-même convoluée avec les durées de vie des états d'alimentation se décomposant en 2 parties : l'alimentation par des états dont les transitions peuvent être discriminées avec l'analyse d'EXILL et l'alimentation par des états dont les transitions ne peuvent pas être discriminées (car présentes dans le quasi-continuum déterminé par l'analyse d'EXILL) qui sera simulée.

Le modèle de la cascade en deux étapes par un état intermédiaire  $(\epsilon_i, \tau_i)$  simule la désexcitation du noyau atomique passant par le quasi-continuum. Dans un premier temps, la distribution de vitesse de recul du noyau atomique correspondante est simulée avec le programme « Slowdown » (M. Jentschel, ILL) par un tirage Monte-Carlo. Dans un deuxième temps, la distribution de vitesse de recul du noyau atomique simulée est minimisée avec le programme « Ngriddle » (M. Jentschel, ILL) par la distribution de vitesse de recul du noyau atomique mesurée. La durée de vie de l'état intermédiaire inconnu est simulée pour la plage de temps  $\tau_i = [1 - 10^5]fs$  avec quatre points par décade (multiple de

10). L'énergie de l'état intermédiaire inconnu est simulée pour la plage  $\epsilon_i = [E_i - S_n]$  par pas de 500 keV où  $E_i$  est l'énergie de l'état intermédiaire. Une distribution de chi-square  $\chi^2(\epsilon_i, \tau_i)$  quantifie l'adéquation d'une loi de probabilité multinomiale à la distribution de vitesse de recul du noyau atomique. La durée de vie la plus probable correspond au  $\chi_{min}^2$  pour l'ensemble des hypothèses de simulation de la distribution de vitesse de recul du noyau atomique. La déviation du  $\chi^2$  par rapport au  $\chi_{min}^2$  détermine l'erreur expérimentale. La déviation n'est pas identique à gauche et à droite du minimum ce qui implique une erreur expérimentale asymétrique. L'erreur expérimentale est calculée avec un  $\chi_{min}^2 + 1$  correspondant à une mesure à  $1 \sigma$  de vraisemblance (intervalle de confiance de 68%). Il existe une pente ascendante douce du  $\chi^2$  vers les temps longs à cause de l'élargissement Doppler supplémentaire issu de l'agitation thermique du cristal de la cible. Les sources d'erreurs possibles sont avant tout systématiques à cause de la méconnaissance de la distribution de vitesse de recul du noyau atomique. Cette incertitude est réduite en simulant un grand nombre de scénarios d'alimentation comme nous l'avons effectué dans cette thèse.

## 3.4 Résultats expérimentaux

Trois expériences ont été réalisées avec : le multidétecteur  $\gamma$  EXILL (EXO GAM à l'ILL) pour mesurer les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  de l'alimentation de l'état, et le spectromètre GAMS5 résident à l'ILL en géométrie simple cristal courbe pour la mesure d'intensité de transition  $\gamma$  ou double cristal plat pour la mesure durée de vie de l'état. L'ensemble des mesures analysées permet l'évaluation des B(E1) et B(E2) des états  $2^-$  et  $4^-$  (en notant que l'état  $6^-$  est trop faiblement alimenté car la différence de spin est  $\Delta I = 4$  par rapport à l'état initial  $2^-$ ) afin de les comparer à celles des états  $1^-$ ,  $3^-$  et  $5^-$ .

### 3.4.1 Analyse de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$ des alimentations des états d'intérêt avec le multidétecteur $\gamma$ EXILL

L'expérience EXILL permet d'enregistrer des coïncidences  $\gamma$  afin de construire/vérifier le schéma de désexcitation du  $^{156}\text{Gd}$  sur un intervalle en énergie allant jusqu'à  $S_n = 8.535$  MeV. Cette expérience est la première mesure systématique de l'alimentation du  $^{156}\text{Gd}$  par réaction de capture radiative en coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . Les données d'EXILL ont été enregistrées avec une électronique numérique permettant une datation individuelle de chaque événement  $\gamma$  avec une résolution d'horloge de 10 ns (méthode du « timestamp »). Ces données, en qualité et volume, vont bien au-delà du seul cadre de notre recherche de la symétrie tétraédrique et elles pourront servir par la suite dans une étude plus générale concernant les états de bas spin de ce noyau atomique. L'analyse s'effectue ici spécifiquement sur les états proches des têtes des deux bandes vues comme « partenaires en signature » :  $1^-$  à 1242 keV,  $2^-$  à 1320 keV,  $3^-$  à 1276 keV,  $4^-$  à 1468 keV et  $5^-$  à 1408 keV.

Les différentes étapes de l'analyse détaillée par la suite sont résumées :

- a) détermination de la durée de fenêtre de coïncidence  $\gamma$  effectuée en étudiant le rapport signal/bruit des spectres Ge ;
- b) détermination du gain statistique du « add-back » entre les différentes coïncidences internes des 4 cristaux d'un détecteur Clover ou Lohengrin ;
- c) détermination de l'apport de l'enceinte anti-Compton dans cette expérience par une soustraction normalisée sur les photopics de deux spectres Ge obtenus avec et sans condition de rejet Compton ;
- d) détermination de la calibration en énergie de chaque cristal Ge jusqu'à 10 MeV avec une précision de la calibration comprise de 0.1 à 0.3 keV ;
- e) détermination de la courbe de correction d'efficacité dépendante de l'énergie (avec sources jusqu'à 1.5 MeV valable jusqu'au quasi-continuum à 2.5 MeV) puis par normalisation sur les intensités  $\gamma$  primaires tabulées ;
- f) détermination de la multiplicité à prendre en compte avec un histogramme de distribution en multiplicité expérimentale des  $\gamma$  justifiant la prise en compte des événements de multiplicité 3 ;
- g) construction de deux matrices de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  en fonction de différentes gammes en énergies adaptées au cas particulier de l'analyse ;
- h) identification des transitions primaires par rapport aux transitions secondaires effectuée grâce à la projection totale de la matrice de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  ;
- i) recherche d'éventuelles transitions  $\gamma$  de contamination ne venant pas de la réaction étudiée effectuée grâce à la projection totale de la matrice de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  ;
- j) étude des projections conditionnées par des fenêtres en énergie sur les transitions primaires pour vérifier les hypothèses d'alimentation des états d'intérêt à mesurer par la méthode GRID ;
- k) étude des projections conditionnées par des fenêtres en énergie sur les transitions secondaires pour compléter la connaissance des alimentations/désexcitations des états de bas spin ;
- l) quantification de la contribution en intensité de l'alimentation des états d'intérêt par chacun des chemins possibles de désexcitation de l'état de formation du noyau atomique pour l'énergie d'excitation  $S_n = 8535.8 \pm 0.5$  keV.

a) Nous avons déterminé la durée de fenêtre de coïncidence  $\gamma$  pour construire la matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  avec la meilleure statistique et rapport signal/bruit parmi les valeurs significatives testées : 50 ns, 80 ns, 100 ns, 200 ns et 300 ns. La figure [3.22] montre que les durées de fenêtre de coïncidence  $\gamma$  les plus courtes ont une perte statistique globale ce qui est logique pour un système de détection avec des Ge tandis que la statistique plafonne après 200 ns : une durée de fenêtre de coïncidence  $\gamma$  de 200 ns est choisie pour limiter le « pile-up » pouvant dégrader le rapport signal/bruit.

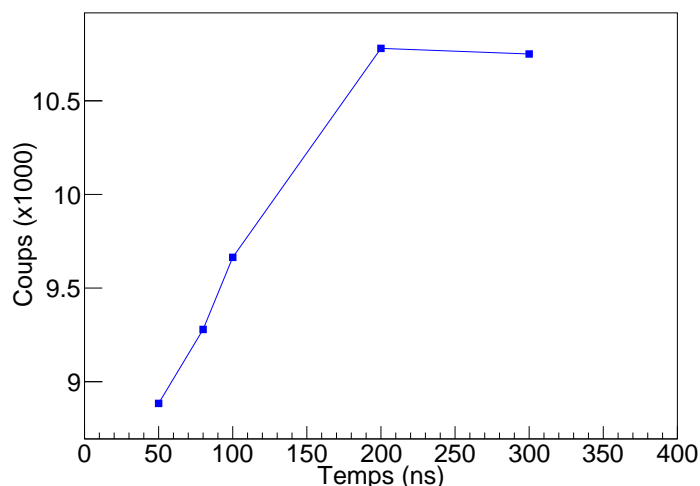


FIGURE 3.22 – Evolution de la statistique relative en fonction de la largeur de fenêtre de coïncidence  $\gamma$ . Une durée de fenêtre de coïncidence  $\gamma$  de 200 ns est choisie.

b) Nous avons déterminé le gain statistique du « add-back » avec la source  $^{152}\text{Eu}$  pour une fenêtre de coïncidence de 200 ns et sans sélection de multiplicité interne au Clover ou Lohengrin pour prendre en compte les diffusions par effet Compton entre les 4 cristaux. La figure [3.23] montre une comparaison du facteur « add-back » à 2, 3 ou 4 cristaux en notant l'augmentation du « add-back » pour une transition de grande énergie à cause d'une plus grande probabilité de diffusion Compton entre les cristaux. Le facteur « add-back » à 4 cristaux est de 1.5 à 1332 keV (transition du  $^{60}\text{Co}$ ) ce qui est comparable à la valeur de référence [Duchêne G. et al. 1999]. Le « add-back » à 4 cristaux est choisi car la statistique est plus importante sans constater d'effet de « pile-up » car la multiplicité totale d'un événement de réaction est en moyenne seulement de  $N = 3.6$ .

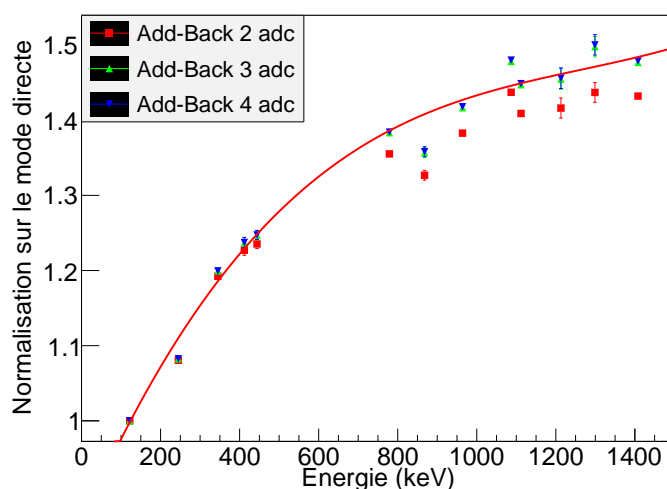


FIGURE 3.23 – Comparaison du facteur « add-back » à 2, 3 ou 4 cristaux d'un détecteur segmenté en fonction de l'énergie du  $\gamma$  incident. Le « add-back » à 4 cristaux est choisi.

c) Nous avons déterminé l'efficacité des enceintes anti-Compton par une soustraction normalisée sur les photopics de deux spectres Ge obtenus avec et sans condition de rejet Compton (veto).

La figure [3.24] montre que le spectre de différence est nul aux fluctuations statistiques près ce qui implique que nous ne prenons pas en compte le veto des anti-Compton pour éviter tout veto fortuit pouvant occasionner une perte statistique.

Plusieurs raisons peuvent expliquer ce fait : la connexion en série de tous les signaux des différents segments (chaque enceinte anti-Compton est constituée de 16 segments) a été réalisée vers un signal commun ajoutant un fort bruit de comptage, les différents alignement en temps n'étaient pas pris en compte.

Les enceintes anti-Compton ont été utilisées comme blindage passif des  $\gamma$  provenant de l'environnement.

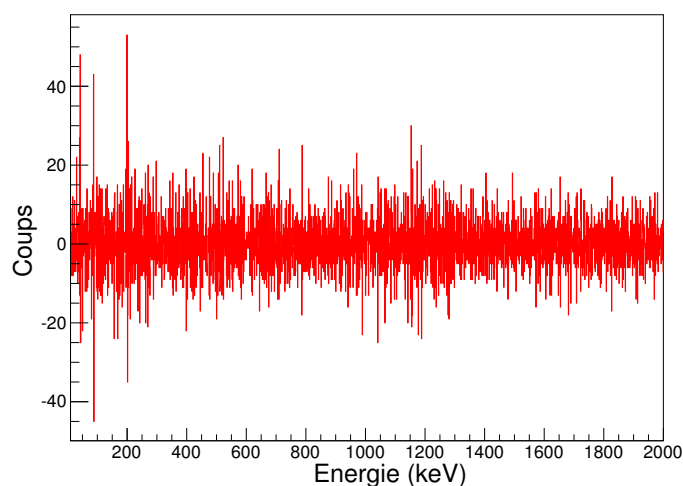


FIGURE 3.24 – Spectre de différence avec et sans condition de rejet Compton, exemple donné pour l'ADC0. Nous voyons qu'aux fluctuations statistiques près, il n'y a pas de différence.

d) Nous avons déterminé la calibration de chaque cristal Ge dont le signal énergie est codé sur 10000 canaux. La calibration est effectuée avec la source  $^{152}\text{Eu}$  pour les basses énergies et avec une cible de  $\text{BaCl}_2$  en utilisant la capture radiative sur le  $^{35}\text{Cl}$  pour les hautes énergies jusqu'à 10 MeV. La figure [3.25] montre la précision de l'ajustement de la calibration en fonction de l'énergie pour l'ADC0 qui est comprise de 0.1 à 0.3 keV. La précision de l'ajustement de la calibration a été déterminante pour étudier la coïncidence des transitions primaires. La comparaison des calibrations linéaires et quadratiques indique que la réponse des détecteurs est globalement linéaire en fonction de l'énergie sur notre plage d'intérêt. La durée très courte de notre expérience (16h) ne nécessite pas un suivi de calibration en fonction du temps pour corriger d'éventuelles dérives.

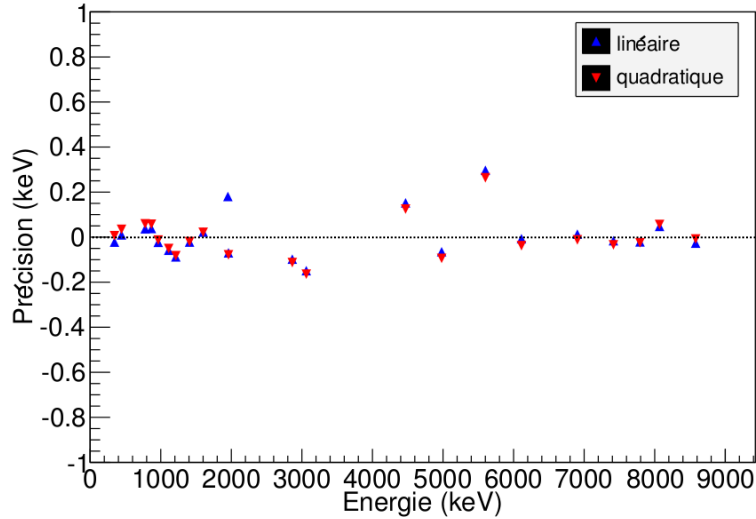


FIGURE 3.25 – Précision de l’ajustement de la calibration en fonction de l’énergie montrant la différence entre les valeurs calibrées et tabulées, exemple donné pour l’ADC0. Aimablement fourni par F. Didierjean, IPHC.

e) Nous avons déterminé la courbe d’efficacité avec les sources  $^{152}\text{Eu}$  et  $^{133}\text{Ba}$  pour les énergies allant de 30 à 1408 keV. Les événements sont construits avec une multiplicité interne de 1 pour les Clover et une fenêtre de coïncidence  $\gamma$  de seulement 80 ns pour éviter le « pile-up » dû à l’utilisation de sources trop intenses pour les Clover d’EXILL. La figure [3.26] montre la courbe d’efficacité paramétrisée de 20 à 2000 keV par la fonction :

$$\epsilon(E) = \exp\left(\sum_{i=1}^6 C_i E^{2-i}\right); \quad (3.15)$$

avec les paramètres de la formule après ajustement :

- $C[1] = -2.618 \times 10^{-4}$  ;
- $C[2] = -1.376$  ;
- $C[3] = +4.304 \times 10^{+2}$  ;
- $C[4] = -4.466 \times 10^{+4}$  ;
- $C[5] = +1.823 \times 10^{+6}$  ;
- $C[6] = -2.686 \times 10^{+7}$ .

Comme les potentielles nouvelles transitions de désexcitation des états d’intérêt sont forcément de faible énergie ( $\lesssim 2$  MeV car inférieure à l’énergie d’excitation des états étudiés), la correction en efficacité est valide pour l’énergie des transitions secondaires des états d’intérêt. A plus haute énergie jusqu’à  $S_n = 8.535$  MeV pour évaluer les transitions primaires, une auto normalisation sur les intensités de transition  $\gamma$  (pour  $10^4$  neutrons absorbés) tabulées est nécessaire [Bäcklin A. et al. 1982].

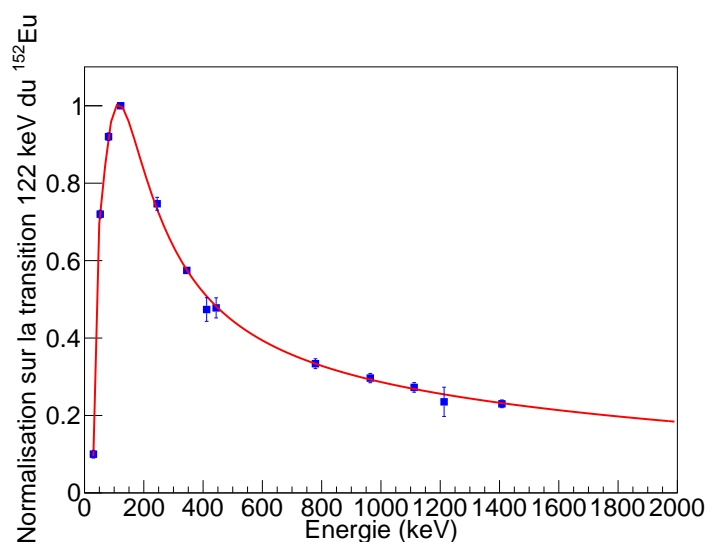


FIGURE 3.26 – Courbe d’efficacité en fonction de l’énergie allant jusqu’à 2000 keV pour le multidétecteur  $\gamma$  EXILL. La courbe d’efficacité a été déterminée avec les sources  $^{152}\text{Eu}$  et  $^{133}\text{Ba}$  pour les énergies allant de 30 à 1408 keV.

f) Nous avons déterminé la multiplicité (après « add-back ») à prendre en compte pour construire une matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$ . La figure [3.27] montre un histogramme de la distribution en multiplicité expérimentale des  $\gamma$  pour  $10^6$  événements :

- 68% des événements sont en coïncidence double ;
- 22% des événements sont en coïncidence triple.

Les 10% restant correspondent à des événements de plus haute multiplicité qui sont plus susceptibles de contenir du « pile-up ». Nous avons décidé de n’exploiter que les événements doubles et triples coïncidences pour construire une matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  afin de favoriser le rapport signal/bruit par rapport à la statistique.

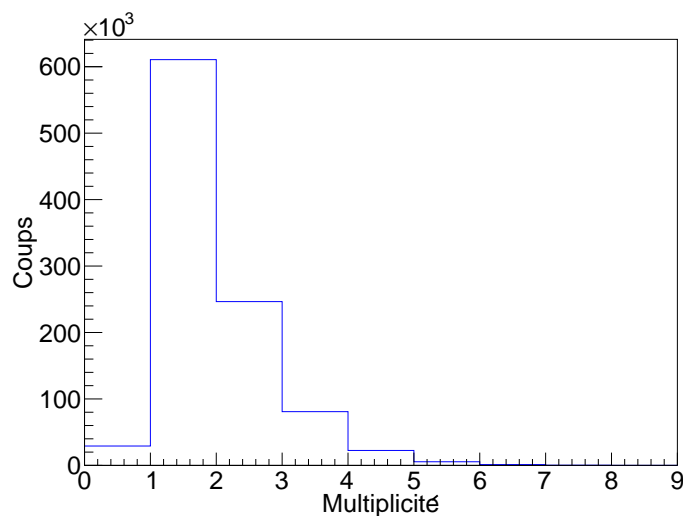


FIGURE 3.27 – Histogramme de la multiplicité  $\gamma$  enregistrée par EXILL pour une fenêtre de coïncidence de 200 ns. 90% des événements sont en coïncidence double ou triple.



g) Les 16h de données de notre expérience durant la campagne d'EXILL nous ont permis d'enregistrer  $3 \times 10^{10}$  événements.

Une matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  symétrique (les projections sont équivalentes sur les deux axes simplifiant l'analyse) est construite : les événements doubles sont directement rangés après symétrisation, tandis que les événements triples sont éclatés en trois événements doubles puis rangés après symétrisation.

L'analyse de données a été entreprise en exploitant deux dimensions différentes de matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  :

- dans un premier temps, une matrice est construite sur une gamme de 4 MeV corrigée de l'efficacité de détection (avec une extrapolation après 2 MeV).
- dans un deuxième temps, la figure [3.28] montre la matrice construite sur la gamme maximale de 10 MeV non corrigée de l'efficacité de détection car la fonction à ajuster n'est pas bien connue pour les hautes énergies.

La plupart des transitions primaires de haute énergie sont déjà répertoriées en intensité dans la littérature. Les rares nouvelles transitions primaires que nous avons pu mesurer sont évaluées par comparaison de leur intensité avec une transition primaire voisine connue. Ce point n'est pas réellement un problème car l'objet de la matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  à 10 MeV est principalement de déterminer les coïncidences entre les transitions primaires et secondaires. Les intensités des transitions secondaires sont alors mesurées dans un deuxième temps avec la matrice à 4 MeV.

La figure [3.28] montre les zones distinctes visibles directement sur la matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  à 10 MeV :

- les transitions E2 « intra-bande » de la bande fondamentale tout en bas de la matrice jusqu'à 0.6 MeV ;
- les transitions E1 « extra-bande » vers 1 MeV ;
- les transitions « yrasts » jusqu'à 2.5 MeV ;
- le quasi-continuum de 2.5 à 5 MeV ;
- les transitions primaires de 5 MeV à  $S_n = 8.536$  MeV ;
- les contaminations de noyaux atomiques légers avec leur simple voire double échappement.

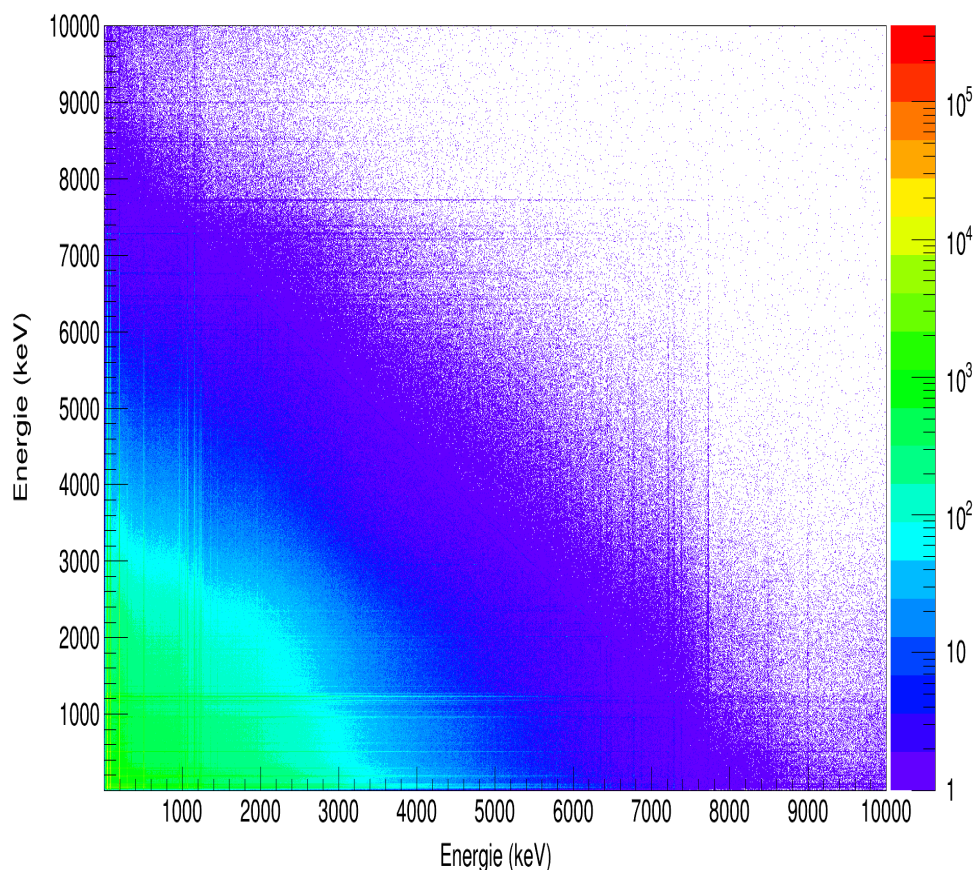


FIGURE 3.28 – Matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  jusqu'à 10 MeV avec toute la statistique de l'expérience, soit  $3 \times 10^{10}$  événements. Les transitions E2 « intra-bande » de la bande fondamentale sont visibles dans le bas de la matrice (lignes horizontales et verticales allant jusqu'à 0.6 MeV) ainsi que les transitions E1 « extra-bande » se situant vers 1 MeV. les autres zones sont expliquées dans le texte.

h) La figure [3.29] montre la projection totale de la matrice de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  qui indique la présence de trois zones distinctes sur le spectre en énergie :

- La zone à basse énergie de 0.02 MeV à 2.5 MeV contient les transitions discrètes entre états proches de la ligne des états « yrasts » concentrant la plupart des transitions discrètes alimentant les états d'intérêt ;
- La zone à haute énergie à partir de 5 MeV contient les transitions discrètes primaires dont certaines peuvent alimenter directement les états d'intérêt (transitions pouvant être mesurées en pleine énergie, parfois en premier échappement, plus rarement en deuxième échappement) ;
- entre les deux, une zone de quasi-continuum  $\gamma$  existe correspondant à une alimentation intermédiaire passant par des états très excités au-dessus de la ligne des états « yrasts » dans une zone de densité des états dont l'énergie  $\gamma$  de désexcitation n'est pas résolue par les détecteurs Ge.

Il est important de quantifier les processus d'alimentations car ils conditionnent les hypothèses à retenir pour l'étude avec la méthode GRID des durées de vie.

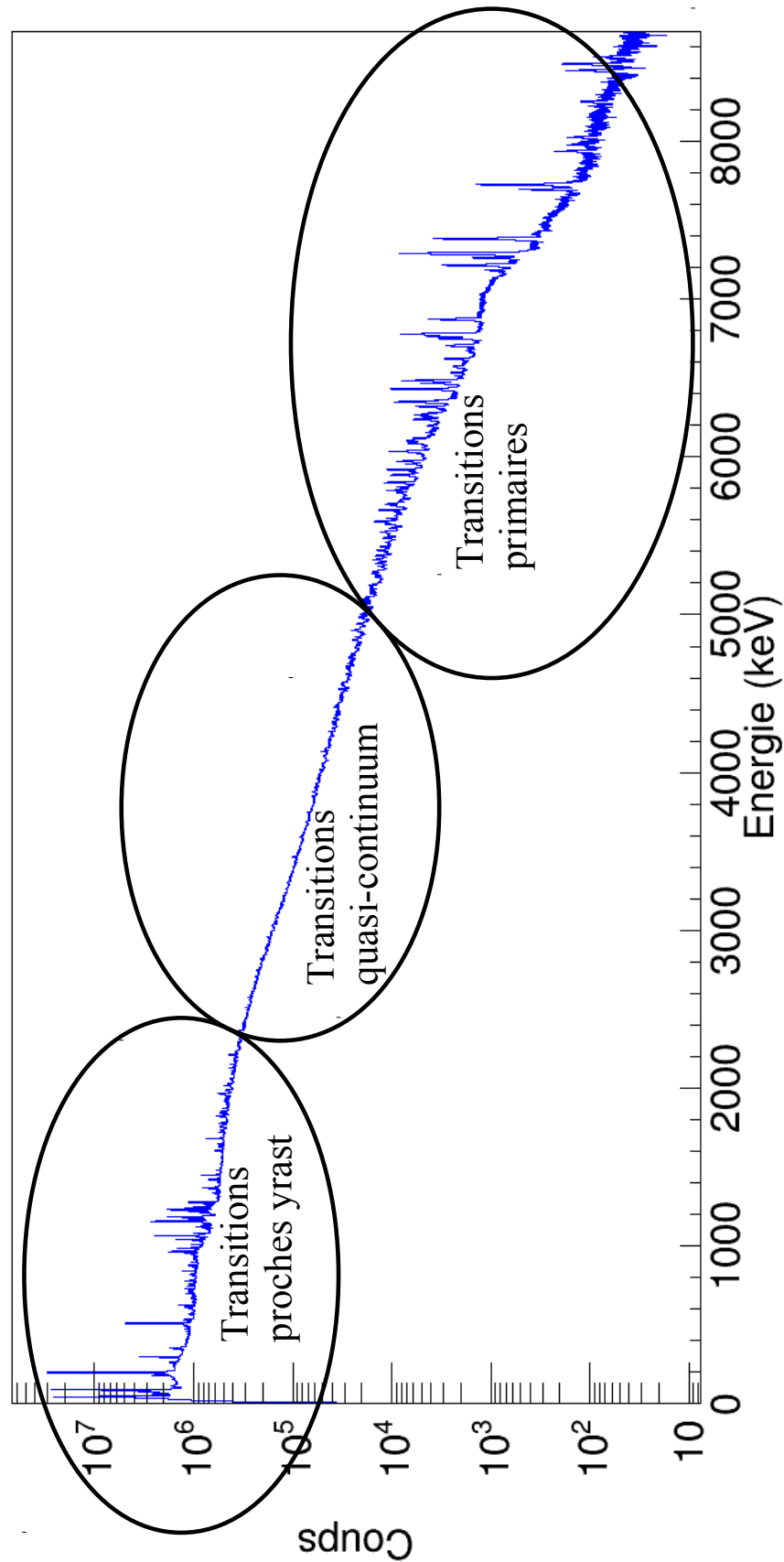


FIGURE 3.29 – Projection totale de la matrice  $\gamma\text{-}\gamma$  sur la gamme de 10 MeV. Trois régions sont bien distinctes structurant la désexcitation du  $^{156}\text{Gd}$  à partir de l'état  $2^-$  à  $S_n = 8.536$  MeV.

i) Le tableau [3.3] montre les contaminations trouvées grâce au spectre de projection totale ne venant pas de la réaction étudiée qui sont principalement dûs aux irradiations neutrons des matériaux de construction de la ligne de faisceau et de la chambre à réaction : acier et aluminium.

Or, ces transitions de contamination ne se trouvent pas dans la zone en énergie de recherche de nouvelles transitions secondaires ne posant donc pas de problème pour l'analyse des coïncidences.

Par contre, ces transitions de contamination ne doivent pas être confondues avec une transition primaire du  $^{156}\text{Gd}$  lors de leur projection conditionnée pour regarder le bas du spectre.

En fait, la source principale de contamination du spectre est le  $^{158}\text{Gd}$  malgré l'enrichissement de la cible en  $^{155}\text{Gd}$ , car la section efficace de  $^{157}\text{Gd}$  est de 254000 barns ce qui est environ 5 fois la section efficace de  $^{155}\text{Gd}$ .

Noyau atomique	Section efficace (barn)	Energie (keV)	Intensité relative	$\gamma/10^4n$
$^{27}\text{Al}$	0.231	30.6	100%	/
$^{27}\text{Al}$	0.231	7724.0	96%	1
$^{27}\text{Al}$	0.231	3033.9	31%	/
$^{52}\text{Cr}$	0.86	7938.6	100%	1
$^{52}\text{Cr}$	0.86	2320.9	32%	/
$^{52}\text{Cr}$	0.86	5618.2	32%	/
$^{56}\text{Fe}$	2.59	7631.2	100%	2
$^{56}\text{Fe}$	2.59	7645.6	86%	2
$^{56}\text{Fe}$	2.59	6018.4	34%	1
$^{58}\text{Ni}$	4.37	8998.6	100%	4
$^{58}\text{Ni}$	4.37	464.9	54%	/
$^{58}\text{Ni}$	4.37	8533.7	47%	2

TABLE 3.3 – Principales transitions  $\gamma$  venant des réactions parasites identifiées dans l'environnement d'EXILL. Les données des colonnes 2,3,4 sont issues des sources [ENSDF]. La dernière colonne indique la mesure d'intensité effectuée sur la projection totale après renormalisation sur une transition connue voisine.

j) Dans un premier temps, nous avons étudié les spectres de coïncidences avec les transitions primaires connues [Bäcklin A. et al. 1982].

L'effet de création de paire électron-positron est de très loin celui qui contribue le plus aux détections de pleine énergie dans la gamme des transitions primaires de 5 MeV à  $S_n = 8.536$  MeV. Il complique un peu l'analyse : ces transitions peuvent être mesurées soit en pleine énergie  $E_\gamma$ , parfois en premier échappement  $E_\gamma - 511$  keV, plus rarement en deuxième échappement  $E_\gamma - 1022$  keV. Par contre, l'effet Compton est très faible à ces énergies rendant le fond des spectres très propre. Le fond résiduel est soustrait par la méthode dite de « la soustraction du fond local » basée sur un spectre de fond pris sur une fenêtre positionnée à côté de la transition d'intérêt.

Les figures [3.30] [3.32] et [3.34] montrent à titre d'illustration trois fenêtres caractéristiques identifiant les différents types de cascade de désexcitation les plus probables vers le  $2^-$  à 1319.6 keV :

- à 7215 keV montrant la coïncidence avec la  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV directement ;
- à 5884 keV montrant la coïncidence avec la  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV en deux étapes ;
- à 6347 keV montrant la coïncidence avec la  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV et la  $3^- \rightarrow 2^+$  de 1187 keV.

j.1) Le spectre de coïncidence avec la transition 7215 keV illustre une désexcitation directe vers un état de spin-parité identique à celui de départ (l'état  $2^-$  à  $S_n = 8.536$  MeV). La figure [3.30] montre les coïncidences avec :

- tout d'abord la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV ;
- et finalement la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 89 keV.

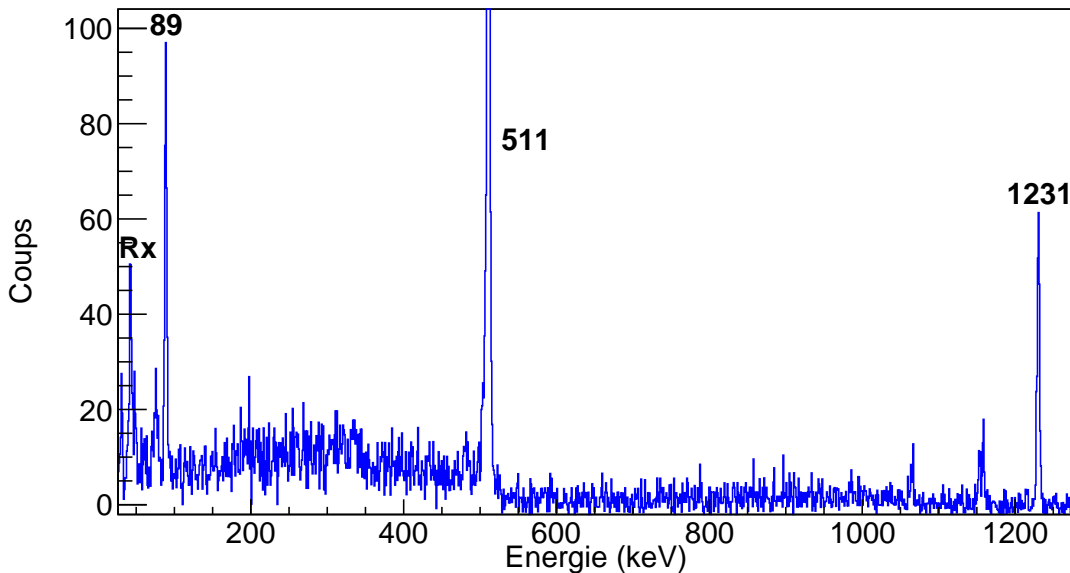


FIGURE 3.30 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma\text{-}\gamma$  à  $7215(\pm 2)$  keV. Elle montre les transitions en coïncidence à 1231 keV et à 89 keV avec la transition primaire à 7215 keV.

La figure [3.31] résume l'analyse de cette coïncidence :

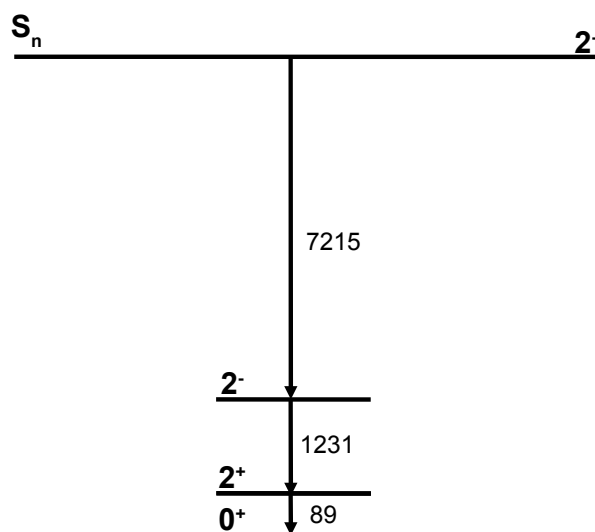


FIGURE 3.31 – Transition primaire de 7215 keV qui alimente directement l'état  $2^-$  d'intérêt.

j.2) Le spectre de coïncidence avec la transition 5884 keV illustre un cas type d'une cascade en deux étapes d'un état intermédiaire inconnu jusqu'ici alimenté par une transition primaire vers l'état  $2^-$  à 1319.6 keV. La figure [3.32] montre les coïncidences avec :

- tout d'abord la transition secondaire de 1332 keV ;
- puis la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV ;
- et finalement la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 89 keV.

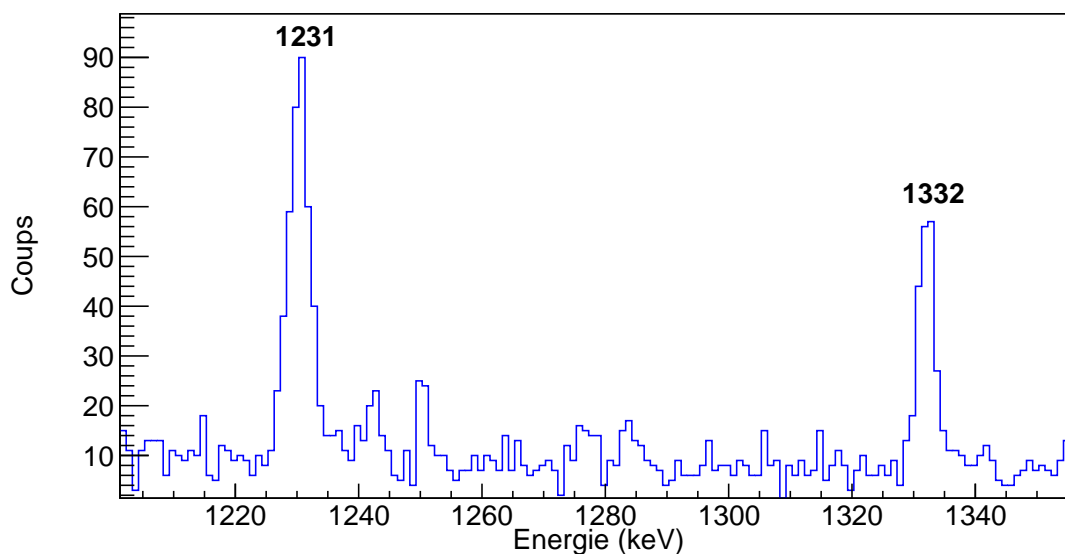


FIGURE 3.32 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma$ - $\gamma$  à 5884( $\pm 2$ ) keV. Elle montre les transitions en coïncidence à 1332 et à 1231 keV avec la transition primaire à 5884 keV.

La figure [3.33] résume l'analyse de cette coïncidence :

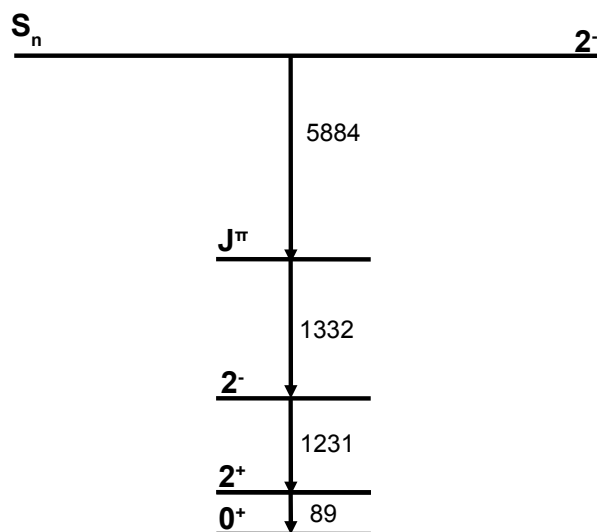


FIGURE 3.33 – Transition primaire vers un état intermédiaire de spin parité indéterminé qui se désexcite vers l'état  $2^-$  d'intérêt.

j.3) Le spectre de coïncidence avec la transition 6347 keV illustre une transition primaire en coïncidence avec deux transitions secondaires en parallèles qui elles mêmes alimentent deux états intermédiaires connus. La figure [3.34] montre les coïncidences avec :

- la transition secondaire de 868 keV et ensuite la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV ;
- la transition secondaire de 914 keV et ensuite la transition  $3^- \rightarrow 2^+$  de 1187 keV ;
- et finalement la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 89 keV.

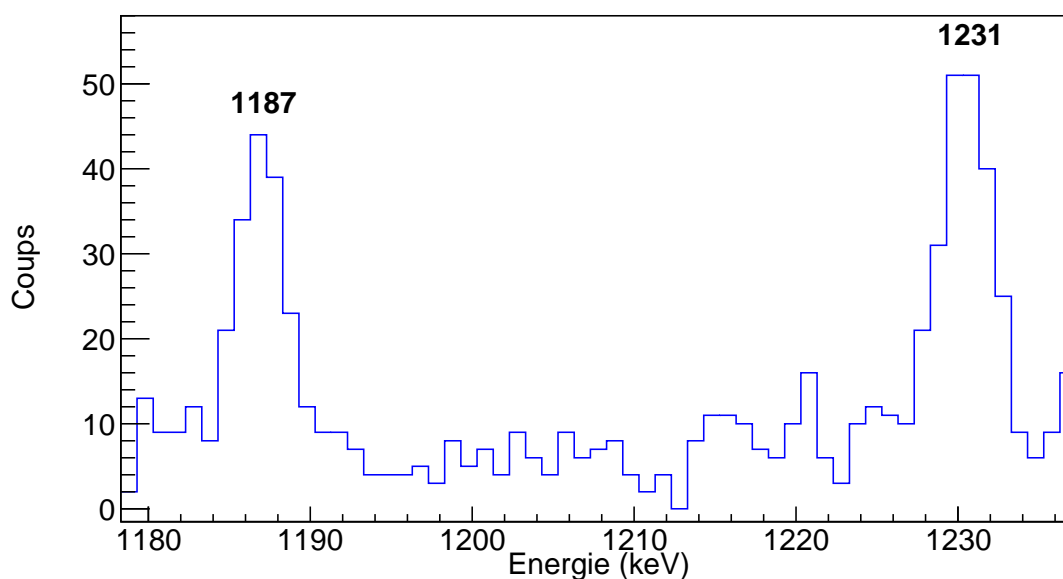


FIGURE 3.34 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma$ - $\gamma$  à 6347( $\pm$ 2) keV. Elle montre les transitions en coïncidence à 1187 et à 1231 keV avec la transition primaire à 6347 keV.

La figure [3.35] résume l'analyse de cette coïncidence :

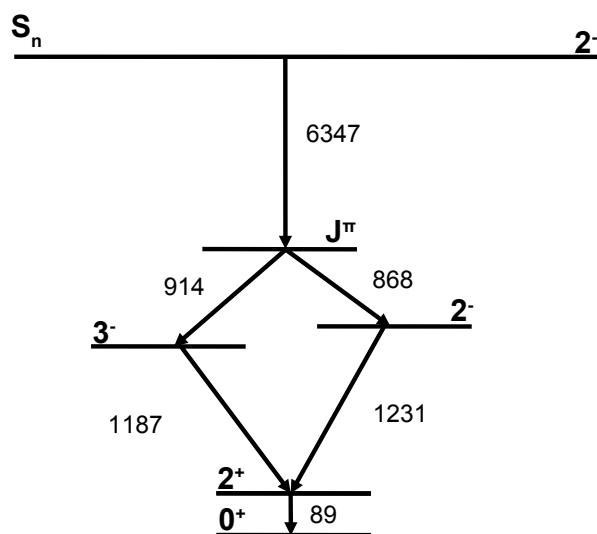


FIGURE 3.35 – Transition primaire vers un état intermédiaire inconnu jusqu'ici et qui se désexciterait lui même vers deux états différents de parité négative connus (les énergies des deux séries de transitions en parallèle sont comparables à  $\pm 1$  keV).

Les coïncidences de transition « primaire directe avec l'état d'intérêt » et « primaire et secondaire avec l'état d'intérêt » que nous avons pu déterminer durant notre analyse sont montrées respectivement dans l'annexe [C.1] et [C.2].

k) Dans un deuxième temps, nous avons étudié les spectres de coïncidences avec les transitions de désexcitation des états  $2^-$  et  $4^-$ .

Leur particularité est qu'elles se trouvent dans une portion du spectre où il y a une très forte densité de transitions ne permettant pas la soustraction d'un fond local placé à côté de la fenêtre de coïncidence qui soit décorrélé de toute autre transition. Le fond est soustrait par la méthode dite de « la soustraction du fond global » basée sur la soustraction de la projection totale de la matrice qui est pondérée afin de normaliser la statistique correspondant au fond de la fenêtre.

Les figures [3.36] ,[3.37] et [3.38] montrent à titre d'illustration trois fenêtres caractéristiques identifiant les alimentations vers les états  $2^-$  à 1320 keV et  $4^-$  à 1468 keV :

- à 1231 keV désexcitation E1 de l'état  $2^-$  montrant particulièrement la transition  $4^- \rightarrow 2^-$  de 148 keV de l'état  $4^-$  à 1468 keV ;
- à 1180 keV désexcitation E1 de l'état  $4^-$  montrant particulièrement la transition  $4^- \rightarrow 4^+$  de 526 keV de l'état  $4^-$  à 1995 keV ;
- à 526 keV alimentation de l'état  $4^-$  montrant qu'il n'existe pas de transition primaire de 6542 keV.



k.1) La figure [3.36] montre la projection à 1231 keV de la coïncidence avec la transition  $4^- \rightarrow 2^-$  de 148 keV. La projection est représentative du seuil de l'intensité d'une transition pouvant être mesurée par notre expérience : environ  $1 \gamma/10^4 n$  absorbés.

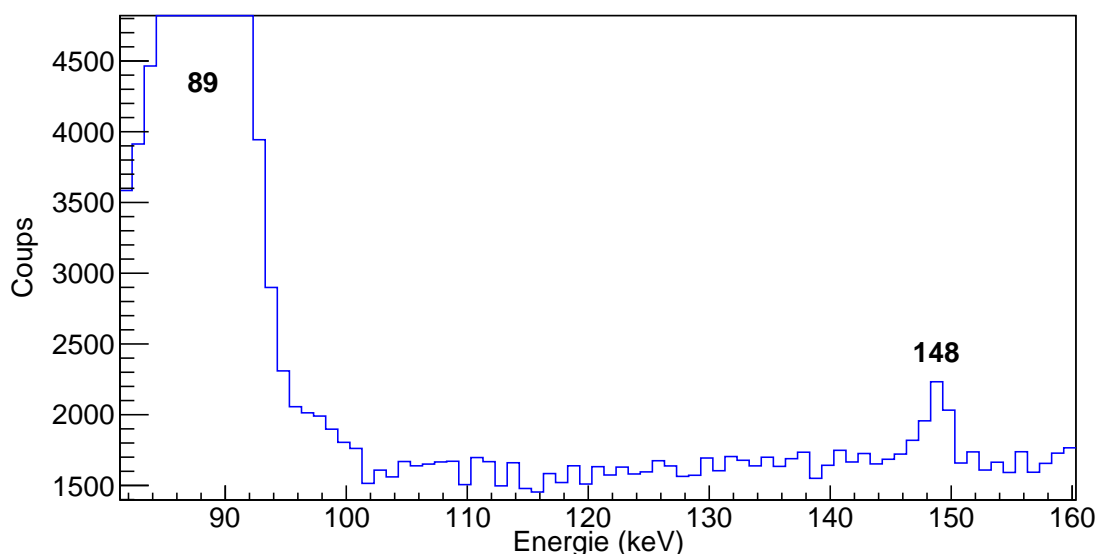


FIGURE 3.36 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma$ - $\gamma$  à  $1231(\pm 2)$  keV. Elle montre la transition E2 de 148 keV entre les états  $4^-$  et  $2^-$  d'intérêt.

k.2) La figure [3.37] montre la projection à 1180 keV de la coïncidence avec la transition  $4^- \rightarrow 4^+$  de 526 keV de l'état  $4^-$  à 1995 keV vers l'état  $4^-$  à 1468 keV. La projection est contaminée par une transition venant d'un état  $6^+$  à 1765 keV expliquant la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 296 keV présente dans le spectre.

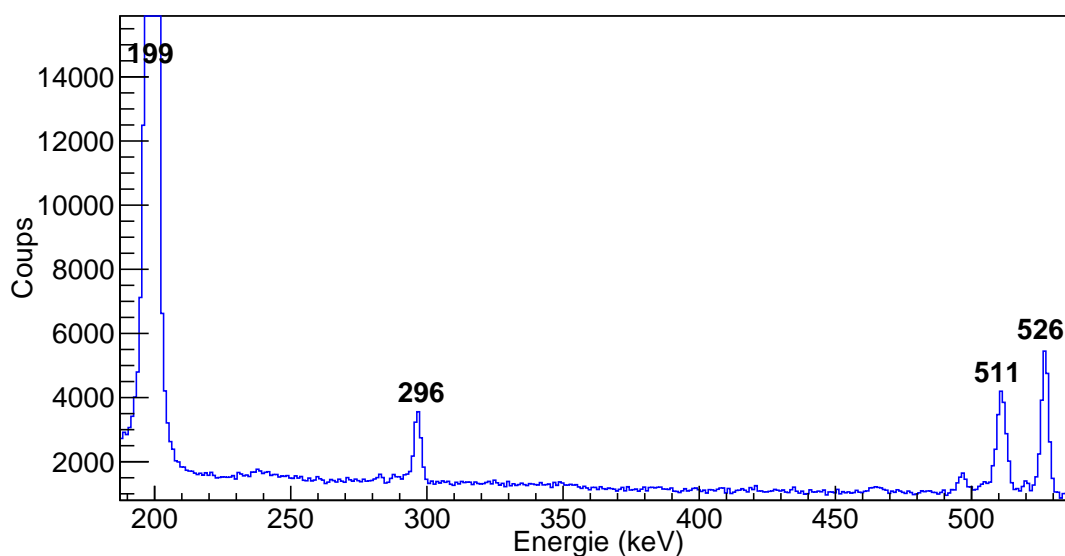


FIGURE 3.37 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma$ - $\gamma$  à  $1180(\pm 2)$  keV. Elle montre la transition de 526 keV alimentant l'état d'intérêt  $4^-$  à 1468 keV.

k.3) La figure [3.38] montre la projection (en log pour voir l'ensemble du spectre) à 526 keV qui est la projection réciproque de la précédente. La projection montre que l'état  $4^-$  à 1995 keV qui se désexcite par ce 526 keV n'est pas alimenté directement par une transition primaire mais elle passe d'abord de façon statistique par le quasi-continuum.

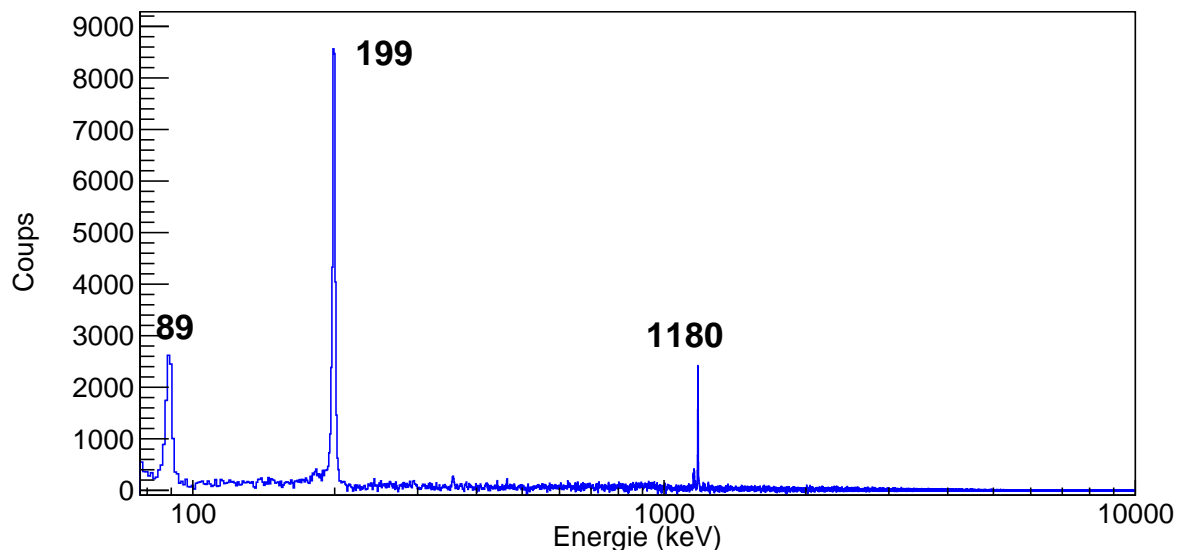


FIGURE 3.38 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma$ - $\gamma$  à  $526(\pm 2)$  keV. Elle montre l'absence de transition primaire discrète dans l'alimentation de l'état  $4^-$  à 1995 keV.

Les coïncidences de transition « tertiaire avec l'état d'intérêt » et « tertiaire et quaternaire avec l'état d'intérêt » que nous avons pu déterminer durant notre analyse sont montrées respectivement dans l'annexe [C.3] et [C.4].

1) Le tableau [3.4] montre le pourcentage relatif des processus d'alimentation des états d'intérêt du  $^{156}\text{Gd}$  en réaction  $(n_{th}, \gamma)$  obtenue après l'analyse des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ .

D'une part, une proportion très importante de l'alimentation (de 25 à 51 %) passe à la fois par le quasi-continuum et une transition tertiaire discrète voir aussi une transition quaternaire discrète. La cascade en trois ou quatre étapes peut se simplifiée par une cascade en deux étapes avec un état contenant la durée de vie des états supplémentaires, comme nous le verrons en [3.4.3].

D'autre part, la très grande majorité de l'alimentation (de 36 à 66 %) passe uniquement par le quasi-continuum des transitions primaires alimentant des états inconnus probablement à grande énergie d'excitation qui se désexcitent eux-même vers les états d'intérêt. Le modèle de la cascade en deux étapes par un état intermédiaire  $(\epsilon_i, \tau_i)$  simule

la désexcitation du noyau atomique passant par le quasi-continuum, comme nous le verrons aussi en [3.4.3].

état (keV)	$I(\gamma/10^4n)$	1) $1^e$	2) $1^e+2^e$	3) Q.C.+ $3^e$	4) Q.C.+ $3^e+4^e$	5) Q.C.
$1^-$ à 1242	510.20	0.00%	12.40%	51.11%	0.00%	36.49%
$2^-$ à 1320	557.24	1.02%	16.95%	37.16%	0.19%	44.68%
$3^-$ à 1276	632.00	1.93%	15.49%	34.14%	0.00%	48.44%
$4^-$ à 1468	258.36	0.00%	7.31%	16.80%	9.06%	66.83%
$5^-$ à 1408	117.10	0.00%	2.81%	41.24%	0.00%	55.95%

TABLE 3.4 – Pourcentage relatif des processus d'alimentation principaux pour les premiers états de  $1^-$  à  $5^-$ . La transition primaire discrète est notée  $1^e$ , celle secondaire discrète  $2^e$ , celle tertiaire discrète  $3^e$ , celle quaternaire discrète  $4^e$  et le quasi-continuum Q.C.

La figure [3.39] schématise les principaux processus d'alimentation des états nucléaires « yrasts » en réaction  $(n_{th}, \gamma)$  pour le  $^{156}\text{Gd}$ .

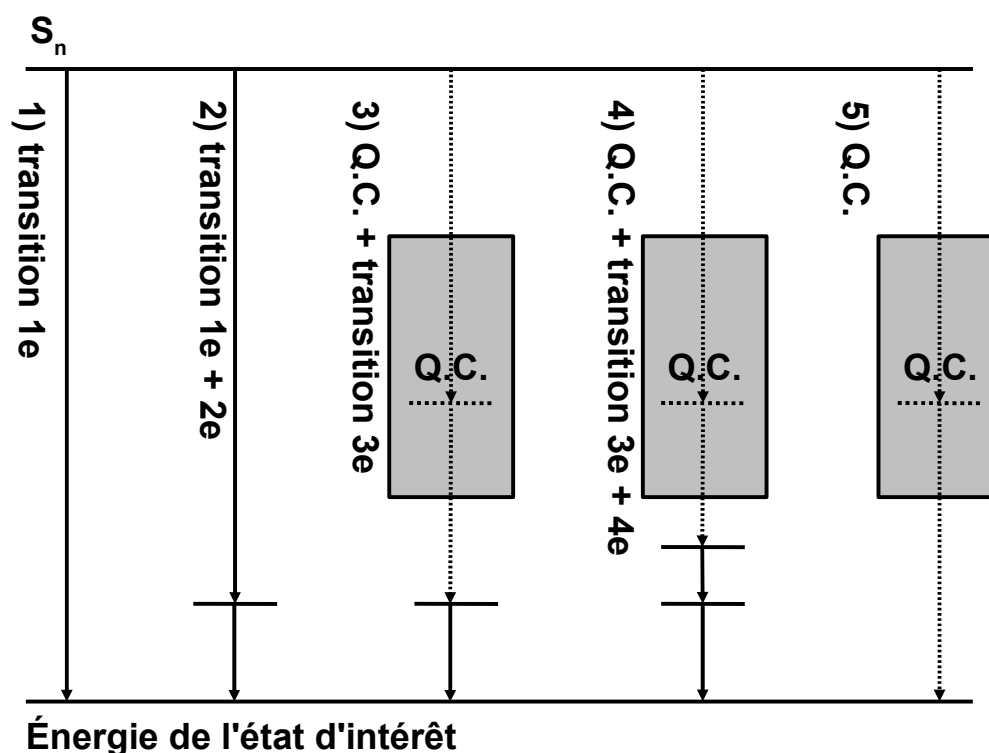


FIGURE 3.39 – Schéma des différentes voies d'alimentation des états de basse énergie d'excitation en réaction  $(n_{th}, \gamma)$  pour le  $^{156}\text{Gd}$ . Les transitions  $\gamma$  discrètes sont représentées par les flèches tandis que le quasi-continuum (noté Q.C. dans le tableau [3.4]) est représenté par les rectangles gris.

Plus d'une centaine de nouvelles alimentations discrètes des premiers états de  $1^-$  à  $5^-$  ont été trouvées lors de notre analyse. Les coïncidences que nous avons pu déterminer durant notre analyse pour les états d'intérêt sont montrées dans l'annexe [C]. L'hypothèse de la cascade en deux étapes alimentant les états d'intérêt est complétée : les états du quasi-continuum sont simulés par tirage Monte-carlo tandis que de la durée de vie inconnue des autres alimentations est augmentée pour tenir compte d'une convolution de durée de vie de plusieurs états.

### 3.4.2 Analyse d'intensité de transition $\gamma$ par diffraction jusqu'à l'ordre 5 avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe

L'analyse d'intensité de transition  $\gamma$  par diffraction jusqu'à l'ordre 5 avec le spectromètre GAMS5 en géométrie simple cristal courbe est réalisée pour les transitions  $2^- \rightarrow 2^+$ ,  $4^- \rightarrow 4^+$  et  $4^- \rightarrow 2^-$  afin de vérifier leur non contamination.

Les différentes étapes de l'analyse détaillée par la suite sont résumées :

- a) le détecteur Ge et le spectromètre Si sont calibrés afin de convertir respectivement les canaux et les franges en énergie ;
- b) l'intensité de la transition d'intérêt est corrigée de la réflectivité en fonction de son énergie pour chaque ordre de diffraction ;
- c) l'intensité de la transition d'intérêt est normalisée en  $\gamma/10^4 n$  sur la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  à 297 keV de la bande fondamentale ;
- d) le « scan en énergie » de 147.500 keV à 149.775 keV à  $n=2$  vérifie la calibration en énergie et la normalisation en intensité, tandis que  $n=1$  montre la transition  $4^- \rightarrow 2^-$  ;
- e) les transitions  $2^- \rightarrow 2^+$  et  $4^- \rightarrow 4^+$  d'intérêt pour la durée de vie sont mesurées à  $n=5$  pour s'affranchir de la possible contamination de la monochromatisation du fond continu Compton d'une transition  $\gamma$  ;
- f) la possible contamination de la transition d'intérêt par une transition mesurée à un ordre supérieur de diffraction est discutée.

a) La figure[3.40] montre la précision de l'ajustement de la calibration en fonction de l'énergie pour le détecteur Ge qui est comprise de 0.01 à 0.04 keV. Les ordres de diffraction  $n=[1-4]$  de la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 296.532 keV sont utilisés pour ajuster la gamme d'énergie de  $1 \times 296.532$  keV à  $4 \times 296.532$  keV. La calibration est valide de part et d'autre de cette gamme d'énergie car le détecteur a un comportement linéaire en énergie. Les paramètres de la calibration sont :

- $C_0 = 39.5 \pm 1.4$  ;
- $C_1 = 1.067 \pm 0.002$ .

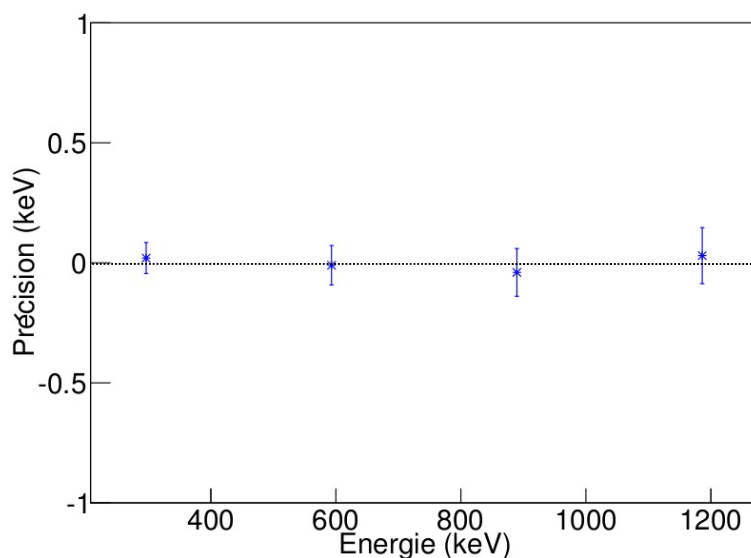


FIGURE 3.40 – Précision de l’ajustement de la calibration en fonction de l’énergie pour le détecteur Ge montrant la différence entre les valeurs calibrées et tabulées. La calibration du détecteur Ge est réalisée avec les 4 ordres de diffraction mesurés sur la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 296.532 keV.

La figure [3.41] montre la précision de l’ajustement de la calibration en fonction des franges pour le spectromètre Si qui est comprise de 0.2 à 0.5 franges. Les paramètres de calibration  $F_0$  et  $\theta_0$  sont :

- $F_0 = +2397.6 \pm 0.4$  ;
- $\theta_0 = -0.0035430 \pm 0.0000002$ .

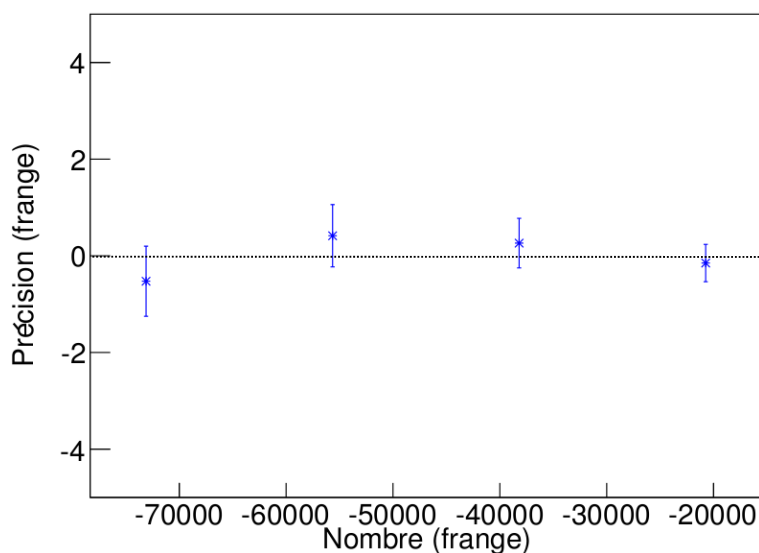


FIGURE 3.41 – Précision de l’ajustement de la calibration en fonction des franges pour le spectromètre Si montrant la différence entre les valeurs calibrées et tabulées. La calibration du spectromètre Si est réalisée avec les 4 ordres de diffraction mesurés sur la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 296.532 keV.

b) Nous devons réaliser une correction de la réflectivité pour normaliser l'intensité des transitions  $\gamma$  mesurées à des ordres différents de diffraction car l'intensité effective de la transition est plus faible pour un ordre de diffraction élevé. La correction de la réflectivité est calculée avec la théorie de la diffraction dynamique pour une géométrie du cristal donnée [Authier A. 2004].

La correction de la réflectivité à l'ordre 5 de diffraction est tentée d'être calculée pour la première fois pour cette géométrie du cristal. La correction de la réflectivité dépend doucement de l'énergie (variations visibles sur un intervalle de quelques dizaines de keV) de la transition  $\gamma$ .

La correction de la réflectivité est calculée systématiquement pour des énergies de part et d'autre de l'énergie de la transition mesurée. La figure [3.42] montre la correction de la réflectivité pour des énergies voisines de la transition  $4^- \rightarrow 4^+$ .

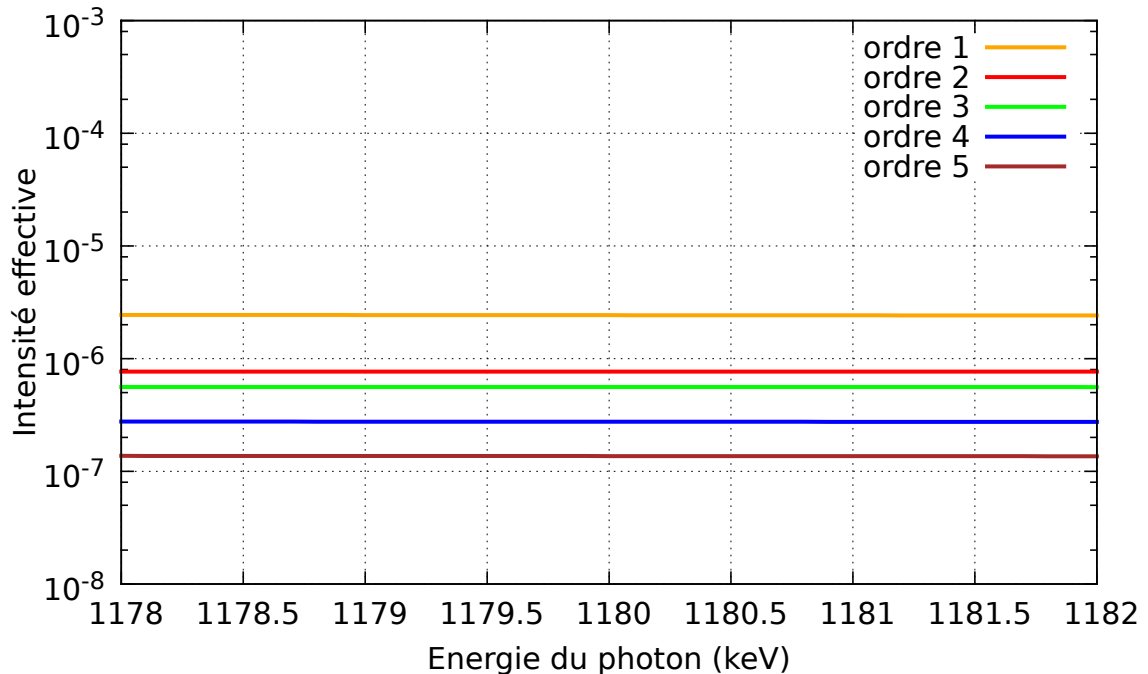


FIGURE 3.42 – Correction de la réflectivité pour l'intervalle en énergie de la transition  $4^- \rightarrow 4^+$  pour les ordres de 1 à 5 de diffraction. La correction de la réflectivité à l'ordre 5 de diffraction n'est donnée qu'à titre indicatif car la réflectivité à l'ordre 5 de diffraction est tentée d'être calculée pour la première fois pour cette géométrie du cristal.

c) L'intensité de transition  $\gamma$  est normalisée sur la valeur tabulée de la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de  $E_\gamma=296.532(3)$  keV qui est de  $I_\gamma=253(5) \gamma/10^4 n$  [Klora J. et al. 1993].

La mesure à l'ordre 1 de diffraction de 295.000 keV à 297.000 keV est utilisée pour effectuer cette normalisation dans notre expérience. Cette normalisation détermine les intensités relatives à l'unité de référence absolue qui est de 1  $\gamma$  pour  $10^4$  neutrons absorbés.

Le spectre en lui-même n'est pas montré car il n'est pas porteur d'information autre que cette normalisation en intensité.

Par contre, les spectres suivants vont indiquer les mesures réalisées, notamment : les figures [3.45] et [3.46] montrent respectivement les transitions  $2^- \rightarrow 2^+$  et  $4^- \rightarrow 4^+$  mesurées à l'ordre 5 de diffraction, la figure [3.44] montre la transition  $4^- \rightarrow 2^-$  et la figure [3.43] montre une vérification de la calibration.

d) La figure [3.43] montre la mesure à l'ordre 2 de diffraction du spectre de 147.500 keV à 149.775 keV. La présence de la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  permet de vérifier la calibration en énergie (avec 296.557(25) keV vs. 296.532(3) keV [Klora J. et al. 1993]) et la normalisation en intensité (avec  $253(2) \gamma/10^4 n$  vs.  $253(5) \gamma/10^4 n$  [Klora J. et al. 1993]) car cette transition est parfaitement connue [Greenwood R.C. 1978].

La figure [3.44] montre la mesure à l'ordre 1 de diffraction du spectre de 147.500 keV à 149.775 keV. A droite du spectre, la transition  $4^- \rightarrow 2^-$  est visible : la calibration en énergie est correcte avec 148.859(15) keV vs. 148.846(2) keV [Klora J. et al. 1993] et l'intensité est en accord avec  $1.02(6)\gamma/10^4 n$  vs.  $1.04(5)\gamma/10^4 n$  [Klora J. et al. 1993]. A gauche du spectre, la transition de l'état  $2^+$  à 2174.338 keV vers l'état  $1^+$  à 2026.645 keV est visible avec une différence d'intensité de moins de 1% entre la mesure de la thèse et celle de [Klora J. et al. 1993]. Au centre du spectre, la monochromatisation du fond continu Compton de la transition de la bande fondamentale de très forte intensité  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 296.532(3) keV est aussi visible.

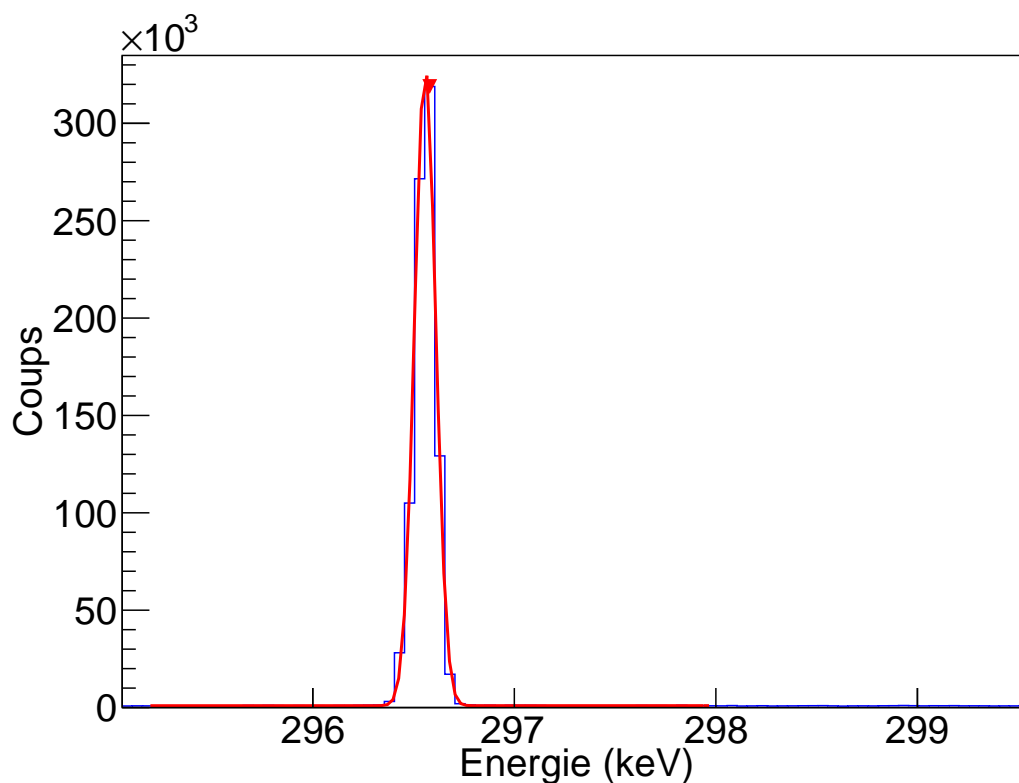


FIGURE 3.43 – Le « scan en énergie » de 147.500 keV à 149.775 keV mesurée à l'ordre 2 montre la transition de normalisation  $6^+ \rightarrow 4^+$  à 296.532(3) keV. Voir texte ci-dessus.

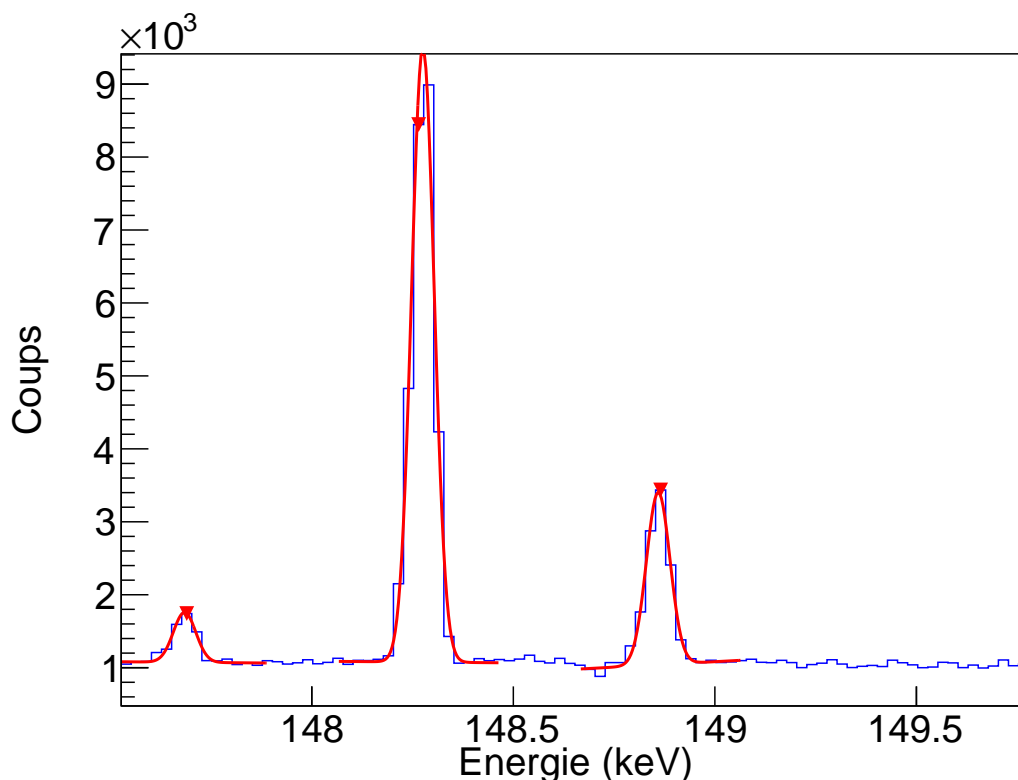


FIGURE 3.44 – Le « scan en énergie » de 147.500 keV à 149.775 keV mesurée à l'ordre 1. Il montre de gauche à droite la transition  $2^+ \rightarrow 1^+$  à 147.693 keV, la monochromatisation du fond continu Compton de la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 296.532 keV, la transition d'intérêt  $4^- \rightarrow 2^-$  à 148.846 keV. Voir texte ci-dessus.

e) Les figures [3.45] et [3.46] montrent respectivement les transitions  $2^- \rightarrow 2^+$  et  $4^- \rightarrow 4^+$  mesurées à l'ordre 5 de diffraction pour s'affranchir de la possible contamination de la monochromatisation du fond continu Compton d'une transition  $\gamma$  d'énergie plus élevée que la transition d'intérêt. La statistique est alors plus faible mais la résolution relative en énergie est meilleure.

Malheureusement, la méconnaissance de la correction de la réflectivité à l'ordre 5 ne permet pas de normaliser ces deux transitions.

Toutefois, le rapport  $I = \frac{I_{4^- \rightarrow 4^+}}{I_{2^- \rightarrow 2^+}}$  permet quand même de tirer des conclusions quant à la possibilité qu'il y ait des contaminations :  $I = 0.47(1)$  dans cette expérience vs.  $I = 0.41(4)$  [Klora J. et al. 1993] pour laquelle la mesure a été réalisée à l'ordre 3 de diffraction. Notre résultat est légèrement à l'extérieur des marges d'erreur.

Nous allons discuter de ce résultat dans le paragraphe suivant.



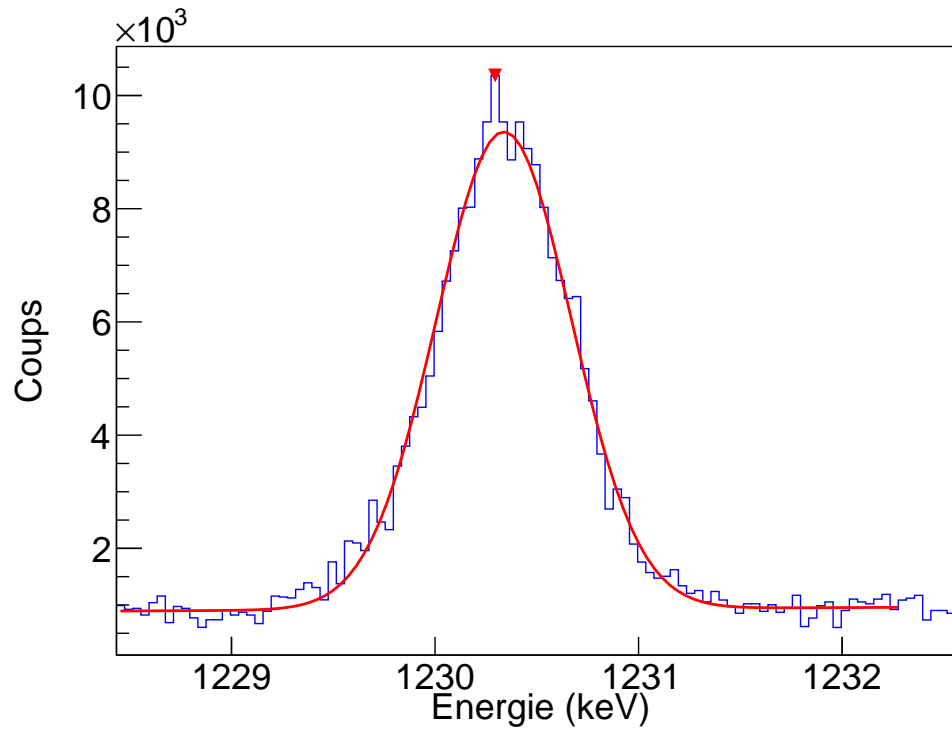


FIGURE 3.45 – Le « scan en énergie » de 1228.000 keV à 1232.160 keV mesurée à l'ordre 5. Il montre la transition d'intérêt  $2^- \rightarrow 2^+$  à 1230.691(1) keV. Voir texte ci-dessus.

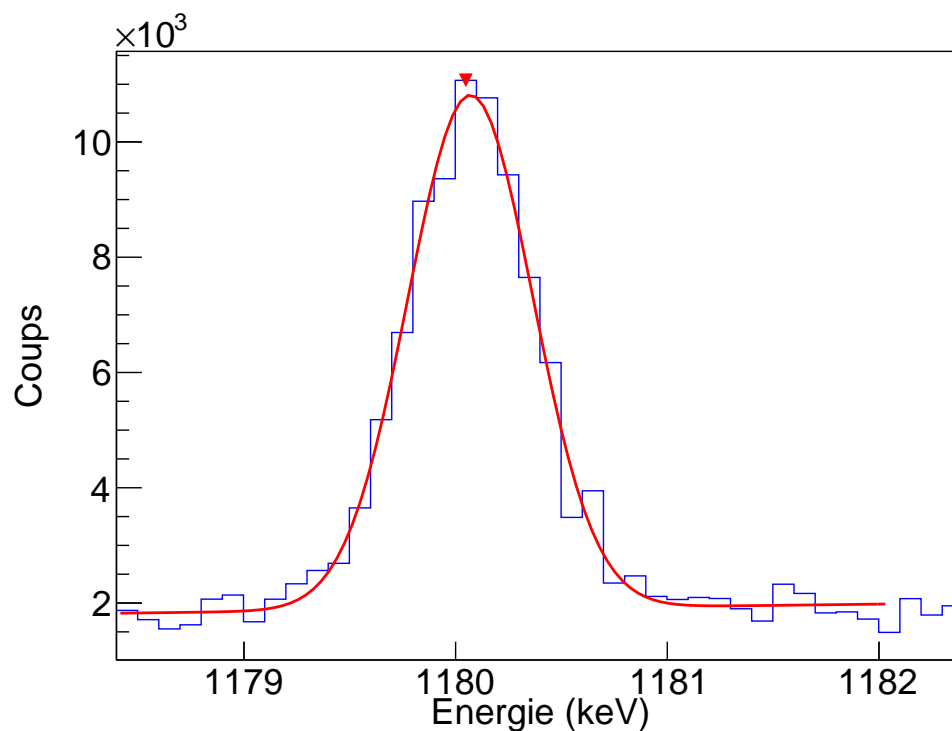


FIGURE 3.46 – Le « scan en énergie » de 1178.000 keV à 1182.000 keV mesurée à l'ordre 5. Il montre la transition d'intérêt  $4^- \rightarrow 4^+$  à 1180.317(3) keV. Voir texte ci-dessus.

f) Les questions qui se posent sont : quel type et quelle magnitude de contamination pourraient influencer nos mesures ?

D'une part pour la mesure de durée de vie sur les transitions E1, la contamination est exclue car le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat a une résolution relative de l'ordre de l'eV.

D'autre part pour la mesure d'intensité de transition  $\gamma$  sur les transitions E1, la résolution relative du spectromètre GAMS5 n'est pas suffisante pour exclure une éventuelle contamination.

Notamment, la mesure des E1 d'énergie d'environ 1 MeV à l'ordre 3 de diffraction pourrait être contaminée par les transitions du quasi-continuum. En fait, la mesure à l'ordre 5 assure qu'aucune contamination due à la monochromatisation du fond continu Compton d'une transition  $\gamma$  jusqu'à environ 5.5 MeV n'existe car si c'était le cas le pic de cette contamination interviendrait avec une énergie de respectivement n-multiple de 1231 et 1180 keV pour n=2, 3, 4 et 5.

Or, rien de tel n'est observé dans les expériences pour lesquelles nous disposons des données allant jusqu'à l'énergie disponible du noyau atomique excité ( $S_n = 8535.8 \pm 0.5$  keV). En effet pour la transition à 1180 keV mesurée à l'ordre 5 de diffraction, la transition la plus proche se trouve à 12 keV. Tandis que pour la transition à 1231 keV mesurée à l'ordre 5 de diffraction, la transition la plus proche se trouve à 22 keV.

La mesure à l'ordre 5 de diffraction prend ici tout son sens car la densité de transitions discrètes intenses est bien inférieure après 5 MeV d'énergie d'excitation pour le  $^{156}\text{Gd}$ . Toutefois, la difficulté dans le calcul de la correction de la réflectivité à l'ordre 5 réalisée ici pour la première fois avec cette géométrie du cristal ne permet que d'exprimer un rapport des intensités.

Une déviation de 12% est constatée dans le rapport  $I_{4 \rightarrow 4+} / I_{2 \rightarrow 2+}$  des intensités de transition  $\gamma$  mesurés à l'ordre 5 de diffraction par rapport à ceux de la littérature mesurés à l'ordre 3 de diffraction [Klora J. et al. 1993].

Comme nous verrons dans la suite, cette source potentielle d'erreur est faible par rapport aux différences des probabilités réduites de transition attendues (et finalement réellement mesurées). En conséquence et afin de rester conservateur, nous avons retenu les intensités  $\gamma$  publiées dans la littérature.

### 3.4.3 Analyse de durée de vie de l'état par élargissement Doppler (GRID) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat

L'analyse de durée de vie de l'état par élargissement Doppler (GRID) avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat est réalisée pour les états  $1^-$  à 1242 keV,  $2^-$  à 1320 keV et  $4^-$  à 1468 keV sur la transition E1 d'environ 1 MeV la plus intense désexcitant ces états.

Les différentes étapes de l'analyse détaillée par la suite sont résumées :

- a) sélection de l'intervalle d'intérêt des canaux du détecteur Ge pour ajuster au modèle théorique uniquement la transition d'intérêt ;
- b) détermination du profil du modèle d'ajustement par le calcul de la réponse théorique du cristal du spectromètre GAMS5 ;
- c) la largeur due à la réponse du spectromètre GAMS5  $\Gamma_{EW}$  et la largeur due à la vitesse thermique du cristal de la cible  $\Gamma_{TV}$  sont déterminées sur la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  de 944 keV dans le  $^{158}\text{Gd}$  ;
- d) l'ajustement du modèle avec les mesures expérimentales d'élargissement Doppler de la transition d'intérêt après conversion des franges en énergies donne une durée de vie possible ;
- e) la durée de vie la plus probable est obtenue après avoir simulé le quasi-continuum par le modèle de la cascade en deux étapes d'un état intermédiaire  $(\epsilon_i, \tau_i)$  ;
- f) les durées de vie avec leur erreur des états  $1^-$ ,  $2^-$  et  $4^-$  sont comparées entre deux hypothèses de durée de vie de l'état intermédiaire discriminé ;
- g) les durées de vie obtenues sont confrontées aux mesures antérieures publiées qui ont été effectuées avec d'autres méthodes notamment pour l'état  $1^-$  validant la qualité de nos mesure ;
- h) les durées de vie des états  $2^-$  et  $4^-$  sont données en montrant les progrès réalisés entre les mesures non dédiées de [Klora J. et al. 1993] et celles dédiées ici dans cette thèse.

a) Une sélection de l'intervalle d'intérêt des canaux du détecteur Ge est réalisée pour ajuster au modèle théorique uniquement la transition d'intérêt. En effet, certaines diffusions dues aux collisions inélastiques des  $\gamma$  avec l'air contenu dans la « ligne de faisceau » ou bien avec les matériaux environnants peuvent arriver jusqu'au détecteur Ge. La sélection de l'intervalle d'intérêt des canaux du détecteur Ge consiste à prendre la région du spectre qui nous intéresse en plaçant une fenêtre sur le spectre Ge afin d'ajuster le signal par un modèle sans les contributions parasites voisines.

b) La figure [3.47] montre le calcul de la réponse théorique du cristal du spectromètre GAMS5 pour les énergies voisines des transitions  $\gamma$  de 1153 keV, 1231 keV et 1180 keV désexcitant respectivement les états  $1^-$ ,  $2^-$  et  $4^-$ .

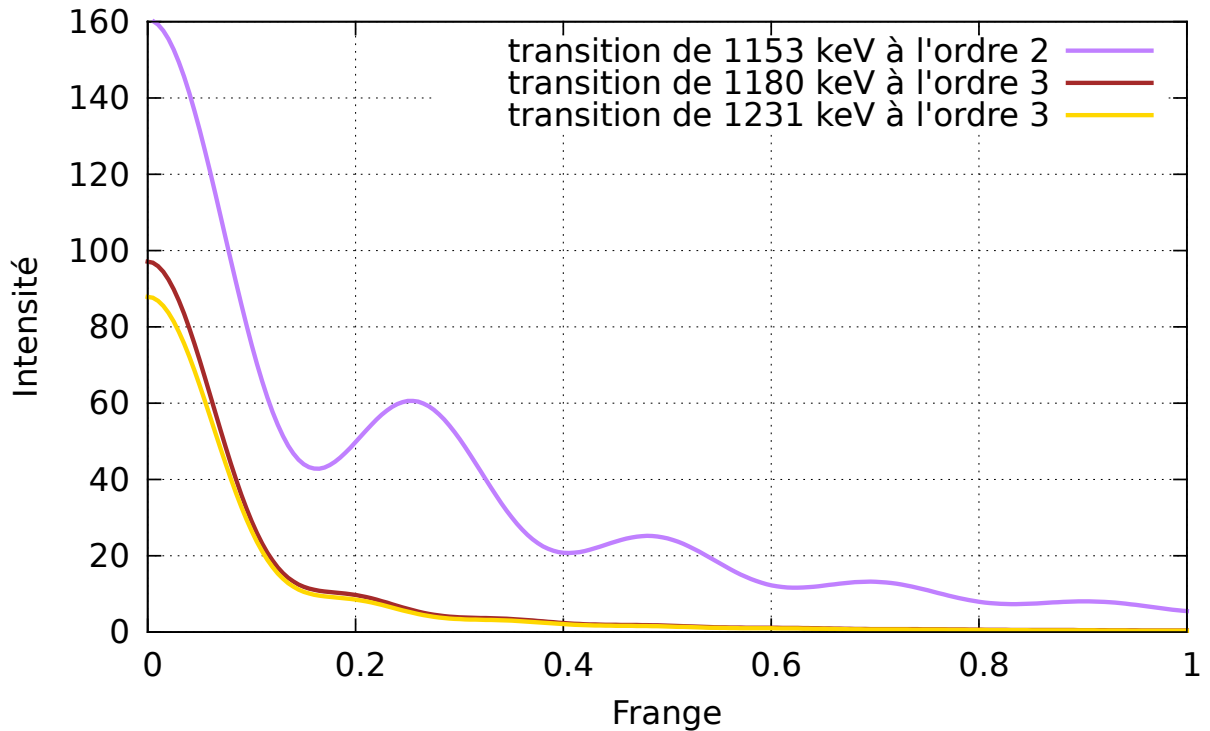


FIGURE 3.47 – Réponse théorique du spectromètre GAMS5 pour les énergies d'intérêt. La réponse théorique du spectromètre GAMS5 est calculée pour l'ordre de diffraction mesurée. La transition de 1153 keV a été mesurée à l'ordre 2 car l'intensité diffractée est plus importante pour un ordre de diffraction plus faible. Les deux autres transitions ont été mesurées à l'ordre 3 de diffraction car la résolution absolue en énergie est meilleure pour un ordre de diffraction plus élevé.

c) La figure [3.48] montre que l'état  $2^-$  à 1024 keV du  $^{158}\text{Gd}$  se désexcitant par une transition  $\gamma$  de 944 keV d'intensité  $I_\gamma = 910/10^4 n$  de durée de vie  $\tau > 5$  ps est utilisé pour obtenir la largeur d'excès et la vitesse thermique.

Dans un premier temps, la largeur d'excès est mesurée avec le mode non-dispersif du spectromètre GAMS5 sur cette transition  $\gamma$  intense pour mesurer un profil d'intensité bien déterminé. La largeur d'excès qui est considérée comme stable pendant l'expérience est de  $0.231 \pm 0.021$  franges.

Dans un deuxième temps, la vitesse thermique est mesurée avec le mode dispersif du spectromètre GAMS5 sur cet état de durée de vie  $>5$  ps pour mesurer uniquement la largeur issue de la vitesse thermique. La vitesse thermique qui est considérée comme stable pendant l'expérience est de  $366_{-47}^{+44}$  m/s.

La largeur  $\Gamma_{EW}$  due à la réponse du spectromètre GAMS5 et la largeur due à la vitesse thermique du cristal de la cible  $\Gamma_{TV}$  ne portent pas d'information sur l'état, mais elles

servent à déconvoluer le signal en énergie du spectromètre GAMS5 pour obtenir la largeur de la durée de vie de l'état mesuré.

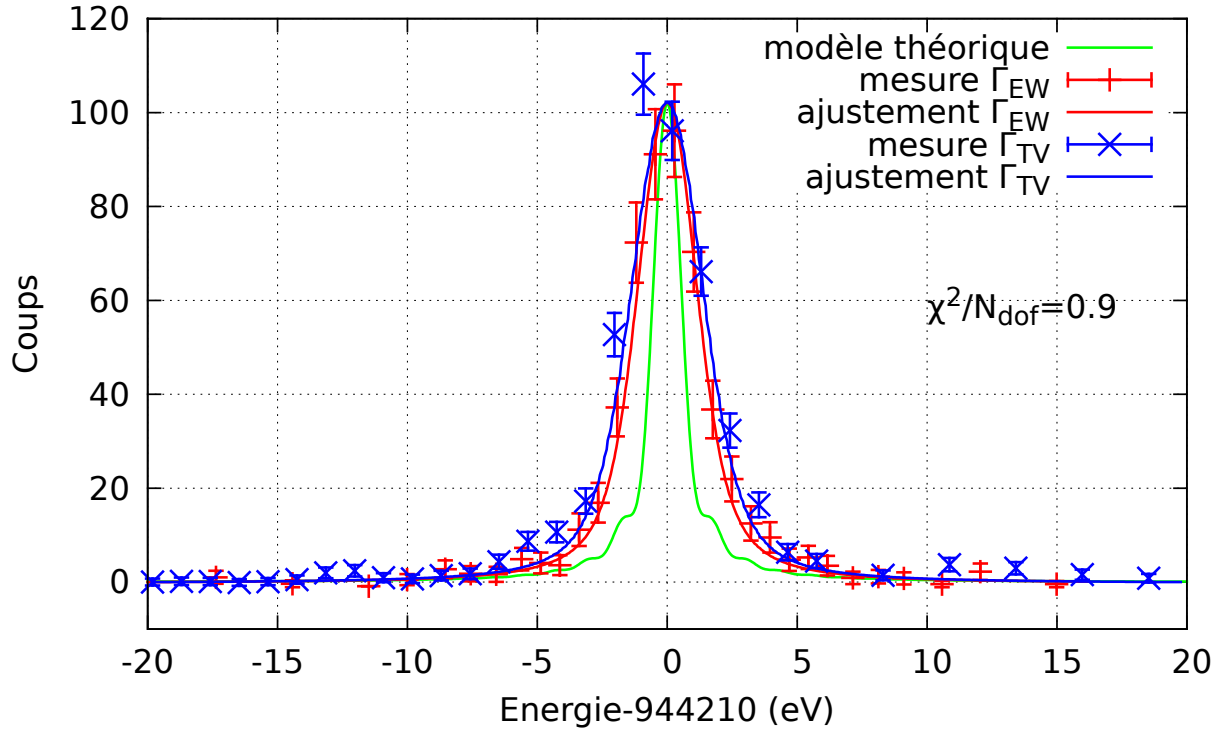


FIGURE 3.48 – Elargissement Doppler (eV) pour la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  de 944 keV du  $^{158}\text{Gd}$ . En vert, le modèle théorique calculé pour cette énergie. En rouge, les mesures expérimentales en mode non-dispersif du spectromètre avec l'ajustement des mesures pour obtenir la largeur  $\Gamma_{EW}$ . En bleu, les mesures expérimentales en mode dispersif du spectromètre avec l'ajustement des mesures pour obtenir la largeur  $\Gamma_{TV}$ .

d) Les figures [3.49], [3.50] et [3.51] montrent respectivement, après conversion des franges en énergie, l'ajustement du modèle avec les mesures expérimentales d'élargissement Doppler de la transition de plus forte intensité désexcitant les états suivants :  $1^-$  mesuré à l'ordre 2 de diffraction avec un facteur de conversion de 20.070 eV/frange,  $2^-$  mesuré à l'ordre 3 de diffraction avec un facteur de conversion de 15.231 eV/frange et  $4^-$  aussi mesuré à l'ordre 3 de diffraction avec un facteur de conversion de 14.010 eV/frange.

L'ajustement de la transition étudiée est centré à 0 à son maximum sur le graphique car seul l'élargissement relatif de la transition est porteur d'information.

L'ajustement du modèle avec les mesures expérimentales donne une durée de vie qui doit être corrigée de l'alimentation par des états dont les transitions peuvent être discriminées (mesurées par EXILL) ou par le quasi-continuum simulé par la cascade en deux étapes (hypothèse complétée par EXILL).

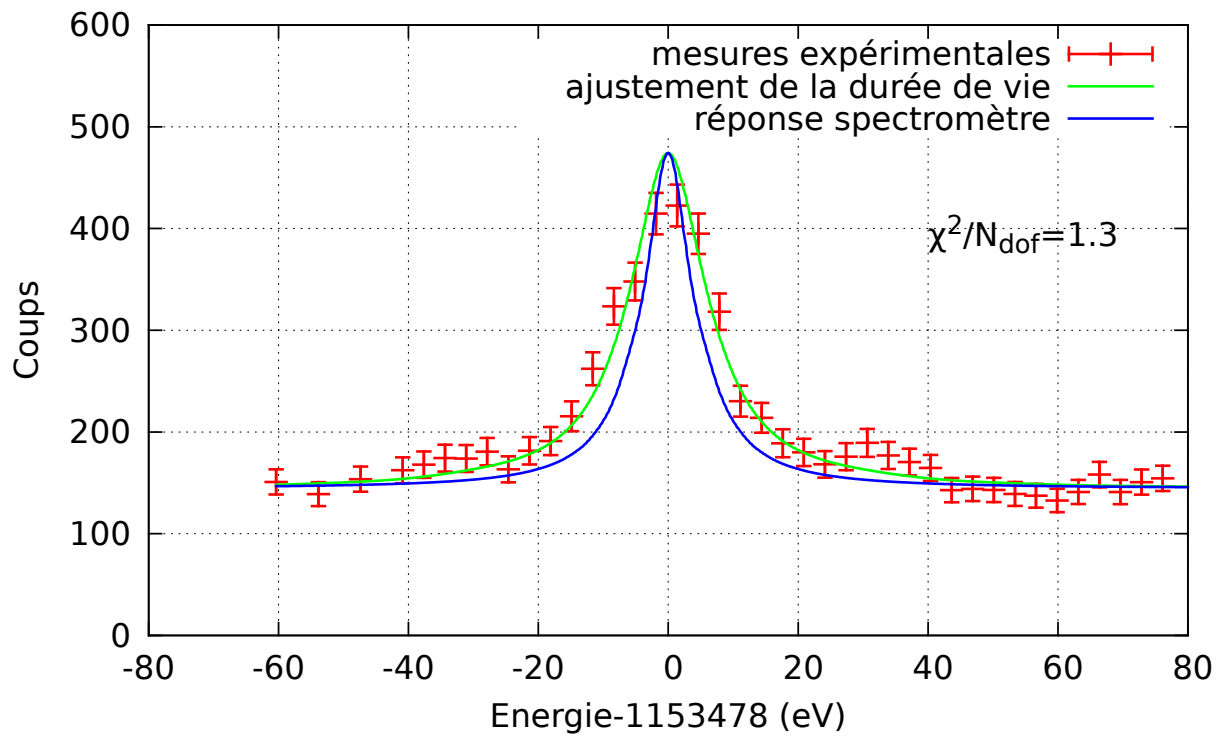


FIGURE 3.49 – Elargissement Doppler pour la transition  $1^- \rightarrow 0^+$  de 1153 keV du  $^{156}\text{Gd}$ . Les franges ont été converties en énergie (20.070 eV/frange).

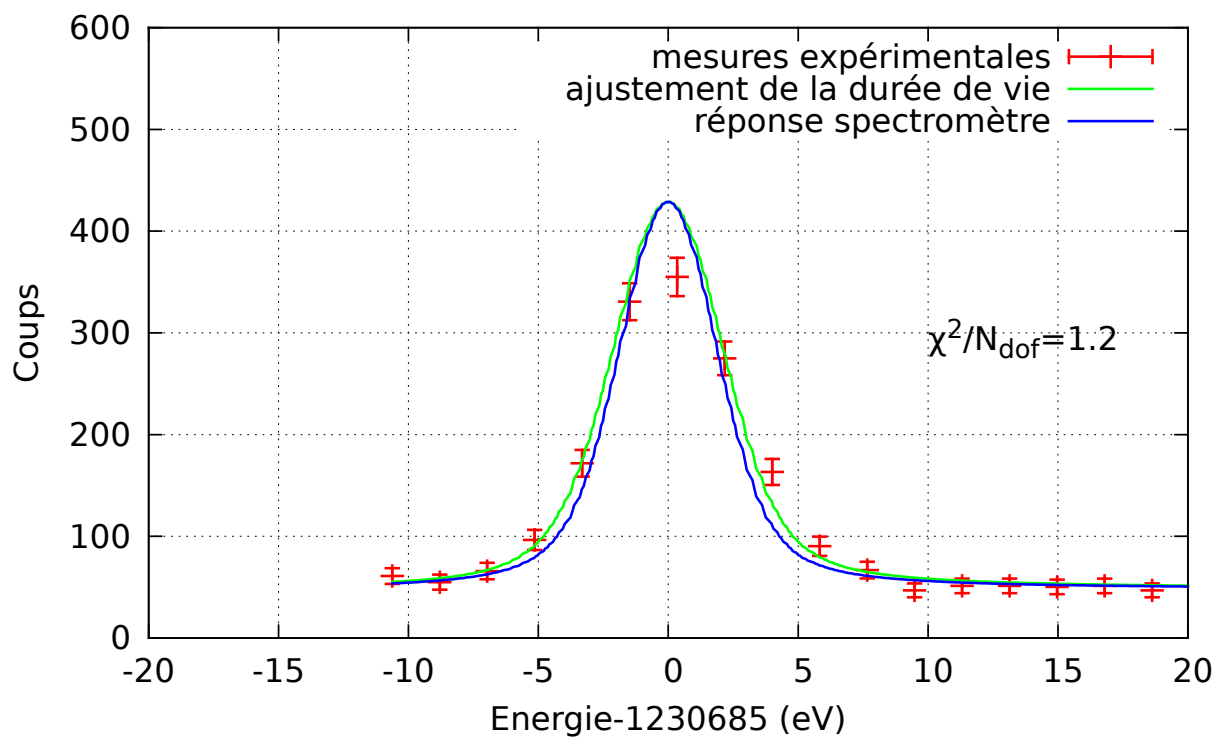


FIGURE 3.50 – Elargissement Doppler pour la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  de 1231 keV du  $^{156}\text{Gd}$ . Les franges ont été converties en énergie (15.231 eV/frange).

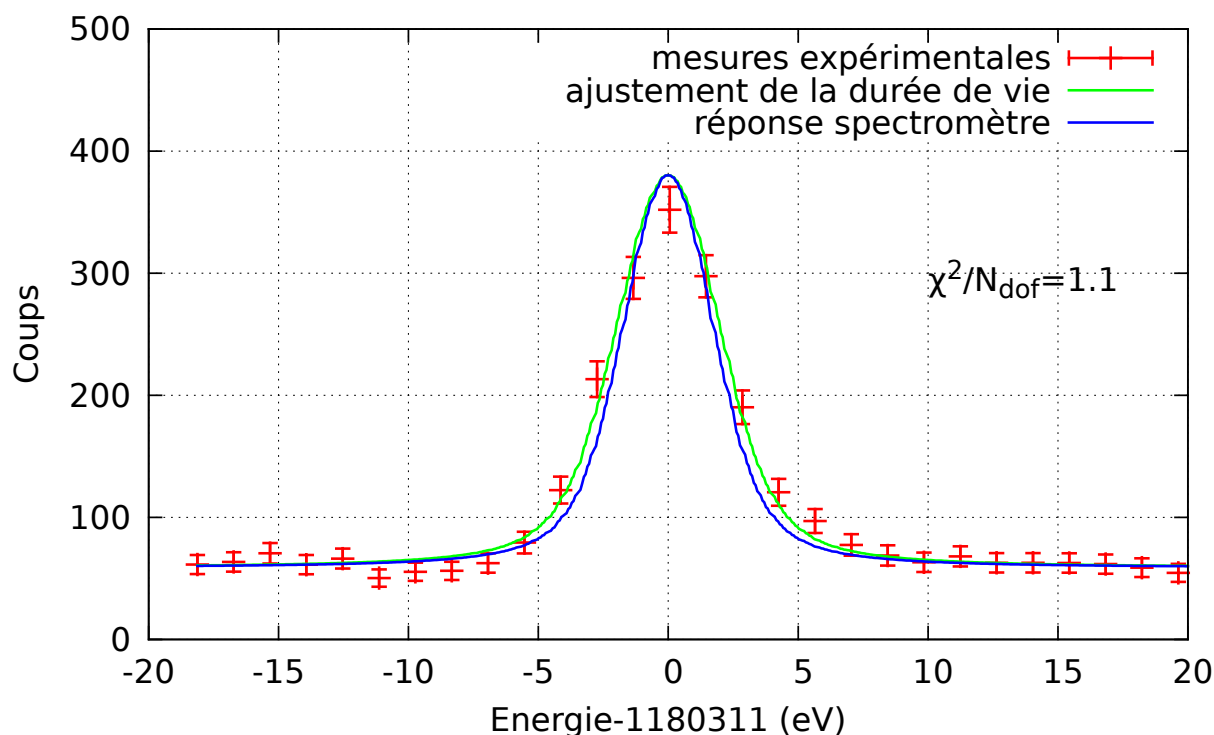


FIGURE 3.51 – Elargissement Doppler pour la transition  $4^- \rightarrow 4^+$  de 1180 keV du  $^{156}\text{Gd}$ . Les franges ont été converties en énergie (14.010 eV/frange).

e) Les figures [3.52], [3.53] et [3.54] montrent respectivement la durée de vie la plus probable avec son erreur asymétrique pour les états  $1^-$ ,  $2^-$  et  $4^-$ .

La durée de vie la plus probable tient compte de l'alimentation des états comme définie en [3.4.1].

La durée de vie la plus probable est celle qui minimise la matrice à deux dimensions « énergie d'excitation » vs. « durée de vie » d'un état intermédiaire  $(\epsilon_i, \tau_i)$  en testant les différents scénarios d'alimentation.

La déviation du  $\chi_{min}^2 + 1$  par rapport au  $\chi_{min}^2$  détermine une plage de vraisemblance à  $1 \sigma$  que nous associons à l'erreur expérimentale qui est alors asymétrique.

La figure [3.54] montre que l'erreur de la durée de vie peut être contrainte à  $1 \sigma$  pour l'état  $4^-$ .

La figure [3.53] montre que l'erreur de la durée de vie peut seulement être contrainte à une limite supérieure pour l'état  $2^-$ .

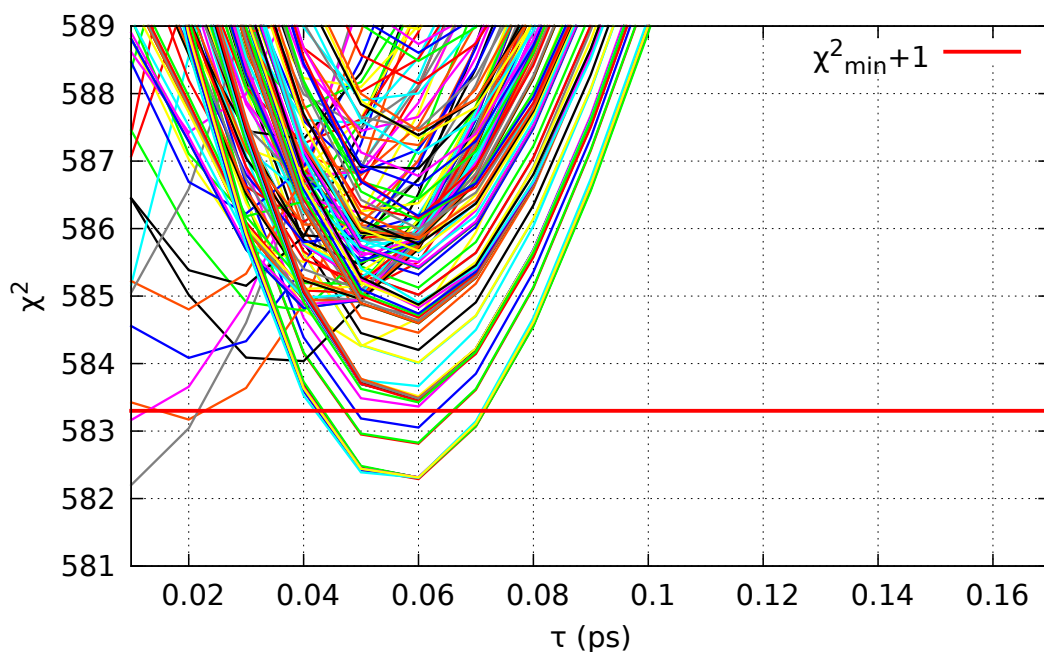


FIGURE 3.52 – Durée de vie la plus probable de l'état  $1^-$  de 1242 keV du  $^{156}\text{Gd}$ . La droite  $\chi^2_{\min} + 1$  estime une erreur asymétrique pour la durée de vie la plus probable déterminée par le  $\chi^2_{\min}$ . Chaque courbe indique un scénario d'alimentation différent obtenu par tirage Monte-Carlo.

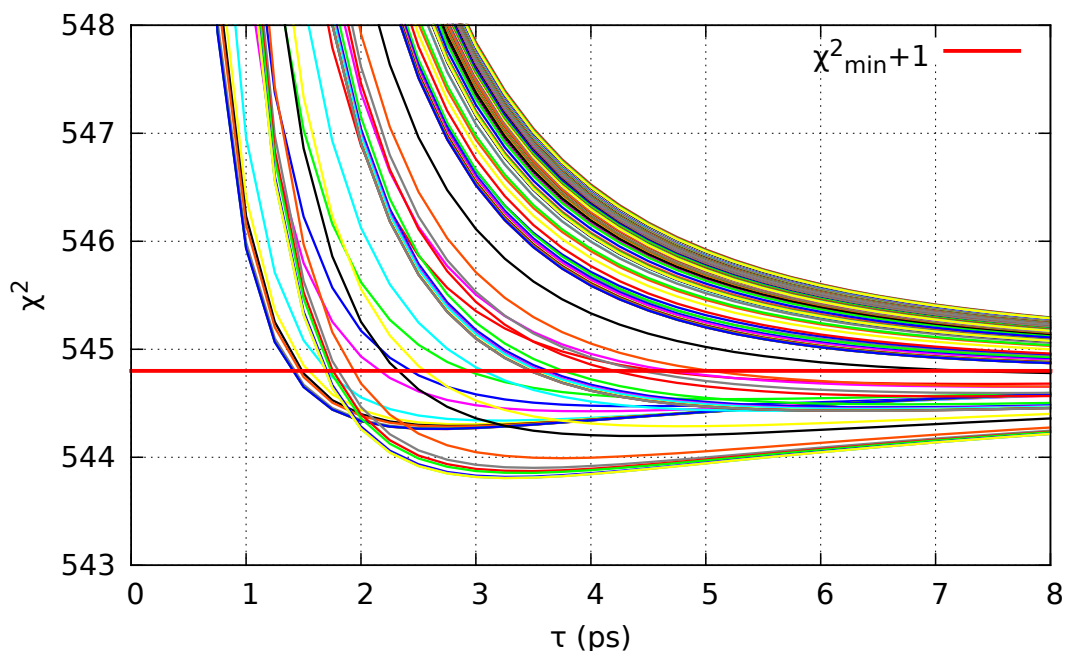


FIGURE 3.53 – Durée de vie la plus probable de l'état  $2^-$  de 1320 keV du  $^{156}\text{Gd}$ . La droite  $\chi^2_{\min} + 1$  estime une erreur asymétrique pour la durée de vie la plus probable déterminée par le  $\chi^2_{\min}$ . Chaque courbe indique un scénario d'alimentation différent obtenu par tirage Monte-Carlo.



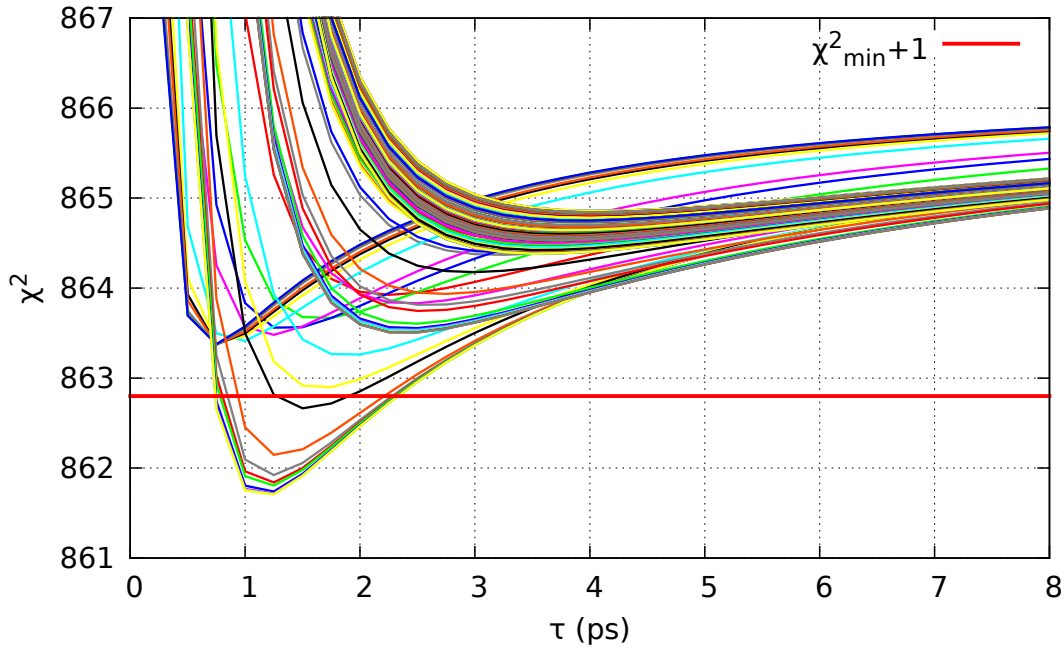


FIGURE 3.54 – Durée de vie la plus probable de l'état  $4^-$  de 1468 keV du  $^{156}\text{Gd}$ . La droite  $\chi^2_{\min} + 1$  estime une erreur asymétrique pour la durée de vie la plus probable déterminée par le  $\chi^2_{\min}$ . Chaque courbe indique un scénario d'alimentation différent obtenu par tirage Monte-Carlo.

f) L'analyse de l'expérience d'EXILL permet d'obtenir l'énergie et l'intensité d'une transition, mais pas la durée de vie d'un état nucléaire. Le tableau [3.5] montre les deux hypothèses testées sur la durée de vie cet état intermédiaire discriminé :

- l'hypothèse historique : 1.0 ps pour  $E \leq 2$  MeV et 0.5 ps pour  $E > 2$  MeV.
- l'hypothèse revisitée : 2.0 ps pour  $E \leq 2$  MeV et 1.0 ps pour  $E > 2$  MeV.

état	hypothèse historique (ps)	hypothèse revisitée (ps)
$1^-$ à 1242 keV	$0.070^{+0.015}_{-0.012}$	$0.060^{+0.010}_{-0.020}$
$2^-$ à 1320 keV	$> 4.000$	$> 3.250$
$4^-$ à 1468 keV	$1.250^{+1.250}_{-0.450}$	$1.250^{+1.000}_{-0.500}$

TABLE 3.5 – Comparaison entre l'hypothèse historique et revisitée de la durée de vie de l'état intermédiaire discriminé de durée de vie inconnue. Les durées vie des états intermédiaires alimentant les états d'intérêt sont doublés pour l'hypothèse revisitée par rapport à celle historique dans l'objectif de tenir compte la possibilité d'une cascade en plus que deux étapes. L'évaluation de la durée de vie des états d'intérêt est alors revue à la baisse de seulement environ 10% ce qui est insuffisant pour influencer de façon significative le calcul des probabilités réduites de transition.

g) L'hypothèse revisitée est retenue car la durée de vie du  $1^-$  est alors en meilleure accord avec la littérature qui donne  $0.055^{+0.004}_{-0.004}$  ps [Pitz H.H. et al. 1989] en tenant compte

des sources [ENSDF] pour la valeur de  $L_\gamma$ . Cette comparaison est importante car la mesure de la littérature est basée sur une réaction de diffusion inélastique  $(\gamma, \gamma')$  (dite de « fluorescence  $\gamma$  ») peuplant l'état  $1^-$  réalisant une mesure de durée de vie modèle indépendante grâce à la connaissance exacte de l'interaction Coulombienne purement électromagnétique. La figure [3.55] montre la comparaison de durées de vie mesurées pour des états équivalents de bas spins dans la région des Terres-Rares entre un échantillon de celles obtenues par la méthode GRID et celles obtenus par d'autres méthodes avec des réactions telles que  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(n, n'\gamma)$  et Coulex, sources [ENSDF]. L'hypothèse revisitée est en accord avec le fait que les durées de vie ont tendance à être sur-estimées d'environ 10% à cause de l'élargissement Doppler supplémentaire issu de l'agitation thermique du cristal de la cible.

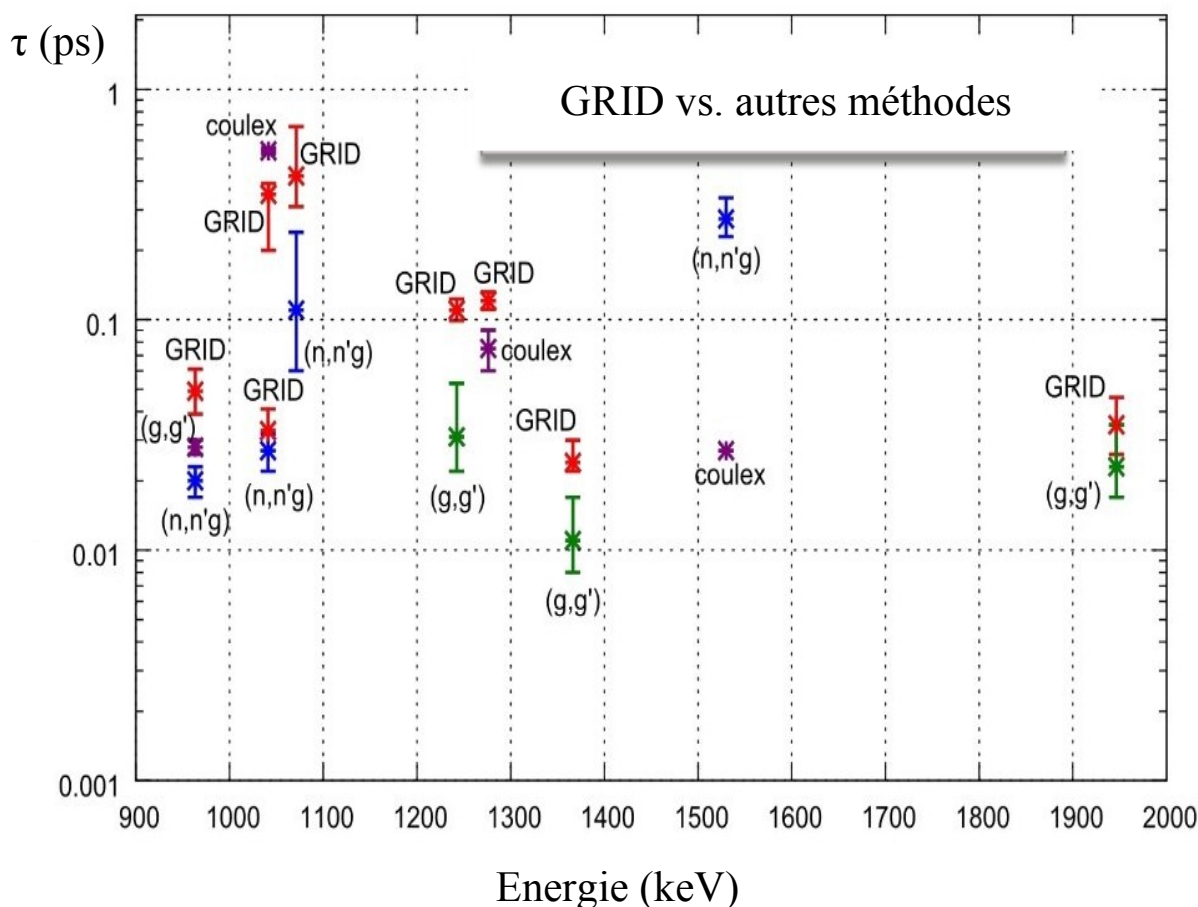


FIGURE 3.55 – Comparaison de durées de vie entre la méthode GRID et d'autres méthodes avec des réactions telles que  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(n, n'\gamma)$  et Coulex. Mesures données pour les noyaux atomiques de  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{162}\text{Dy}$ , sources [ENSDF]. Nous constatons que la méthode GRID a tendance à sur-estimer les durées de vie d'environ 10%. Aimablement fourni par M. Jentschel, ILL.

h) Le tableau [3.6] montre la comparaison, à titre informatif, des durées de vie des premiers états  $2^-$  et  $4^-$  entre les mesures de la thèse et celles de [Klora J. et al. 1993] qui n'avaient pas pour objectif de se focaliser sur une seule mesure. La durée de vie de l'état

$4^-$  est mesurée pour la première fois avec une plage d'erreur. La limite basse de la mesure de la durée de vie de l'état  $2^-$  est aussi abaissée. Nous notons des différences essentielles dans la méthode de mesure par rapport à cette thèse : la statistique est meilleure, la vitesse thermique est mieux contrôlée, l'alimentation a été mesurée de façon exhaustive avec EXILL et surtout la durée de vie la plus probable est déterminée par la méthode du  $\chi_{min}^2$  ce qui est différent de la méthode avec la formule de Bethe par [Klora J. et al. 1993].

état	thèse (ps) méthode du $\chi_{min}^2$	[Klora J. et al. 1993] (ps) formule de Bethe
$2^-$ à 1320 keV	$> 3.250$	$> 5.600$
$4^-$ à 1468 keV	$1.250_{-0.500}^{+1.000}$	$> 5.000$

TABLE 3.6 – Comparaison de la durée de vie des états  $2^-$  et  $4^-$  entre la mesure de la thèse et celle de la littérature. Les erreurs sur les durées de vie mesurées dans la thèse sont réduites par rapport aux mesures de la littérature [Klora J. et al. 1993].

### 3.5 Conclusions du chapitre

La grande section efficace de la réaction de capture radiative pour des neutrons thermiques sur le  $^{155}\text{Gd}$  permet des mesures de grande statistique sur les états d'intérêt du  $^{156}\text{Gd}$  avec EXILL et GAMS5 à l'ILL. Cette réaction produit le noyau atomique d'intérêt dans un unique état excité  $2^-$  de très faible largeur de quelques eV [Bollinger L.M. et Thomas G.E. 1970] à  $S_n = 8.536$  MeV qui alimente par désexcitation  $\gamma$  les états de bas spin.

L'étude avec EXILL de la coïncidence de la transition primaire de grande énergie, qui donne une impulsion primaire de recul au noyau atomique, complète l'hypothèse de la cascade en deux étapes pour l'alimentation des états d'intérêt. Nous avons utilisé cette hypothèse pour la simulation du quasi-continuum qui constitue une partie majoritaire de l'alimentation des états d'intérêt. L'autre partie de l'alimentation a été observée par les transitions  $\gamma$  discrètes venant d'un état intermédiaire qui a pu être identifié souvent pour la première fois.

La mesure d'intensité de transition  $\gamma$  (jusqu'à une intensité de 0.05% de la transition majoritaire) s'effectue avec le spectromètre GAMS5 simple cristal courbe. La méthode de diffraction par des  $\gamma$  jusqu'à l'ordre 5 de loi de Bragg permet de vérifier que les transitions d'intérêt ne sont pas contaminées afin d'avoir confiance dans les valeurs des rapports d'embranchement de désexcitation de nos états d'intérêt.

La mesure de durée de vie courte (jusqu'à environ 5 ps) de l'état s'effectue avec le spectromètre GAMS5 en géométrie double cristal plat. La méthode d'« $\ll$  élargissement Doppler induit par un rayon  $\gamma \gg$  (GRID) permet d'évaluer l'élargissement Doppler créé par le faible recul du noyau atomique lors de l'émission du  $\gamma$  primaire et qui dépend de la durée de vie de l'état d'intérêt.

Du point de vue expérimental, la mesure des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  d'EXILL montre que la cascade en deux étapes n'est pas majoritaire. Toutefois du point de vue de l'analyse par la méthode GRID, la cascade en deux étapes reste valide car nous simulons une cascade à plus que deux étapes en augmentant l'hypothèse de la durée de vie de l'état intermédiaire discriminé.

# Chapitre 4

## Discussion des résultats et perspectives expérimentales

### Résumé

- nos mesures et celles de la littérature sont résumées par les schémas partiels de désexcitation des premiers états de  $1^-$  à  $5^-$  permettant d'obtenir les probabilités réduites de transition dont certaines sont très inattendues ;
- la limite de validité des modèles existant est discutée (ici IBA et RPA) décrivant respectivement le moment d'inertie cinématique et les probabilités réduites de transition ;
- une possible réinterprétation des deux premières bandes rotationnelles de parité négatives du  $^{156}\text{Gd}$  est proposée dans le cadre de la symétrie tétraédrique ;
- quelques unes des perspectives expérimentales ouvertes par notre étude sont discutées comme la mesure de durée de vie de l'état par la méthode Plunger ou l'utilisation de la réaction  $(n, n'\gamma)$ .

### 4.1 Synthèse des résultats

Les trois expériences effectuées à l'ILL en  $(n_{th}, \gamma)$  avec EXILL et GAMS5 nous ont permis d'obtenir un jeu de données unique caractérisant les propriétés des états de bas spin des deux premières bandes de parité négative du  $^{156}\text{Gd}$ . Rappelons que celles-ci sont historiquement vues comme des « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  d'une excitation à un phonon octupolaire axial.

Les mesures d'énergie et d'intensité de transition  $\gamma$  ainsi que de durée de vie de l'état permettent de calculer les probabilités réduites de transition dans le bas de ces deux bandes, ce qui est quasiment le seul exemple pour la région des Terres-Rares (avec le  $^{152}\text{Sm}$  ( $Z=62$   $N=90$ ) en  $(n, n'\gamma)$  [Garrett P.E. et al. 2009]). Grâce à nos mesures, nous testons la validité de l'explication historique de l'hypothèse d'une seule structure pour ces deux bandes. Nous répondrons ainsi à la question centrale de cette thèse.

### 4.1.1 Schémas partiels de désexcitation des premiers états de $1^-$ à $5^-$

Les figures [4.1], [4.2], [4.3], [4.4] et [4.5] montrent les schémas partiels de désexcitation des premiers états de  $1^-$  à  $5^-$  du  $^{156}\text{Gd}$  validés grâce aux matrices de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  d'EXILL.

Les informations présentées sur ces figures sont :

- en noir, le spin-parité de l'état ;
- en rouge, la durée de vie de l'état (en ps) mesurée sur la transition de plus forte intensité avec le cas échéant une erreur asymétrique caractéristique de la méthode GRID ;
- en bleu, le type de transition, l'énergie (en keV) et l'intensité de la transition  $\gamma$  (pour  $10^4$  neutrons absorbés).

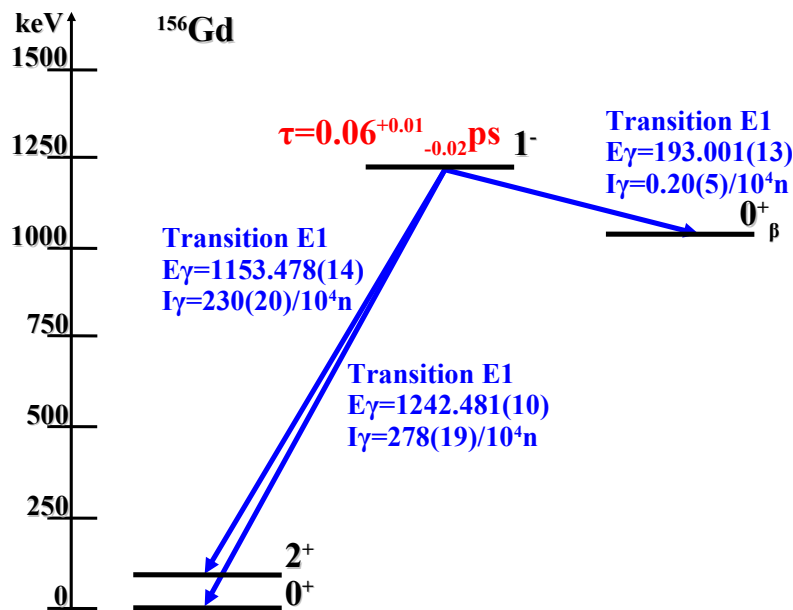


FIGURE 4.1 – Schéma de désexcitation de l'état  $1^-$  à 1242 keV. Nous montrons : deux transitions E1 « extra-bande » vers la bande fondamentale et une transition E1 « extra-bande » vers la  $\beta$ -bande. La mesure de la durée de vie est issue de la thèse. Les intensités de transition  $\gamma$  sont issues de [Klora J. et al. 1993].

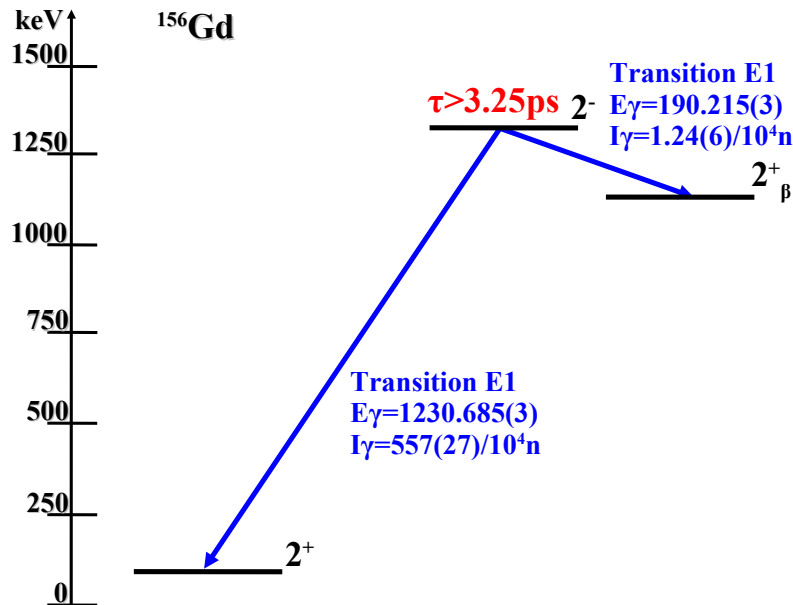


FIGURE 4.2 – Schéma de désexcitation de l'état  $2^-$  à 1320 keV. Nous montrons : une transition E1 « extra-bande » vers la bande fondamentale et une transition E1 « extra-bande » vers la  $\beta$ -bande. La mesure de la durée de vie est issue de la thèse. Les intensités de transition  $\gamma$  sont issues de [Klora J. et al. 1993] après vérification dans cette thèse d'une non-contamination jusqu'à l'ordre 5 de diffraction.

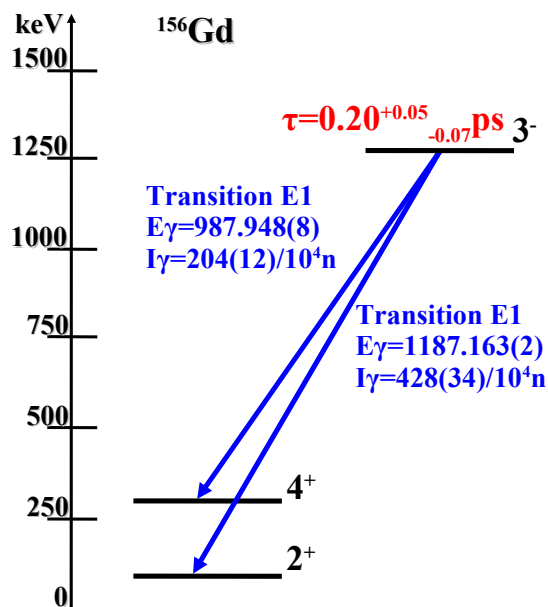


FIGURE 4.3 – Schéma de désexcitation de l'état  $3^-$  à 1276 keV. Nous montrons : deux transitions E1 « extra-bande » vers la bande fondamentale. La mesure de la durée de vie est issue de [Klora J. et al. 1993]. Les intensités de transition  $\gamma$  sont issues de [Klora J. et al. 1993].

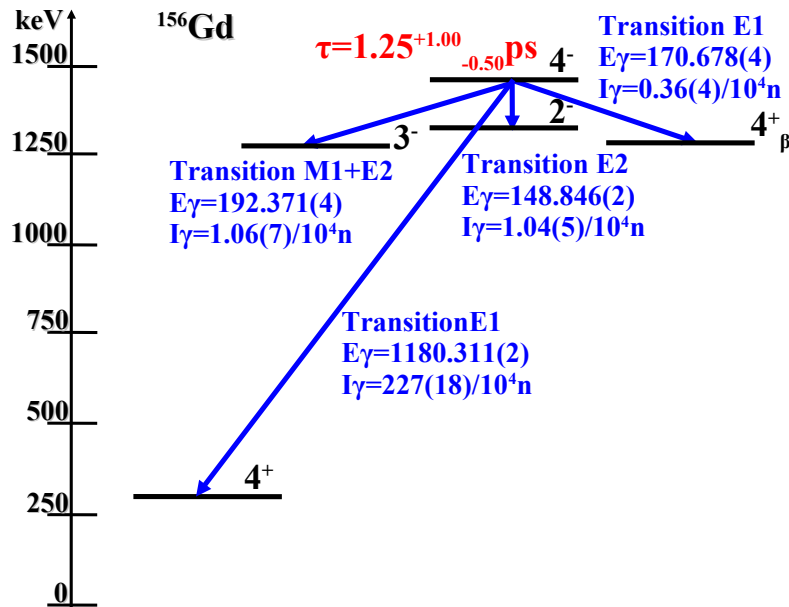


FIGURE 4.4 – Schéma de désexcitation de l'état  $4^-$  à 1468 keV. Nous montrons : une transition E1 « extra-bande » vers la bande fondamentale, une transition M1+E2 [Doan Q.T. et al. 2010] « extra-bande » vers la bande de parité négative à spin impair vu comme « partenaires en signature », une transition E1 « extra-bande » vers la  $\beta$ -bande et une transition E2 « intra-bande ». La mesure de la durée de vie est issue de la thèse. Les intensités de transition  $\gamma$  sont issues de [Klora J. et al. 1993] après vérification dans cette thèse d'une non-contamination jusqu'à l'ordre 5 de diffraction.

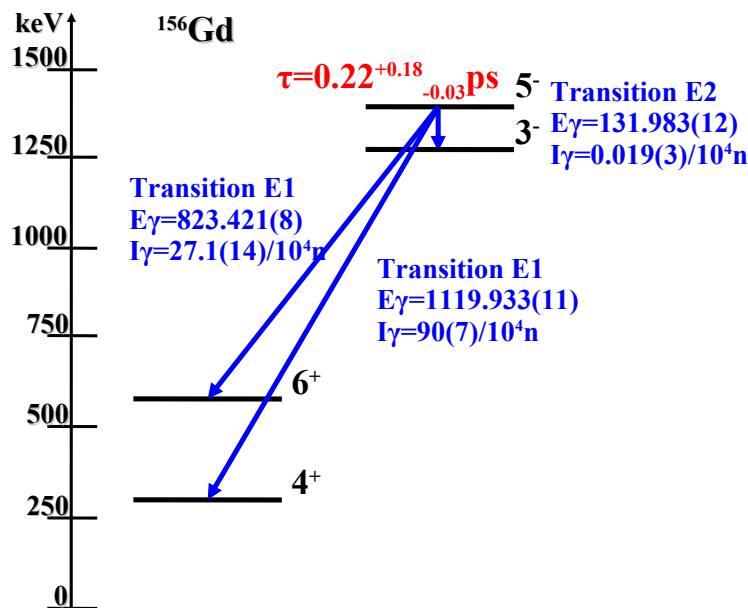


FIGURE 4.5 – Schéma de désexcitation de l'état  $5^-$  à 1408 keV. Nous montrons : deux transitions E1 « extra-bande » vers la bande fondamentale et une transition E2 « intra-bande ». La mesure de la durée de vie est issue de [Jentschel M. et al. 2010]. Les intensités de transition  $\gamma$  sont issues de [Jentschel M. et al. 2010] et [Klora J. et al. 1993].



### 4.1.2 Comparaison des probabilités réduites de transition et des moments multipolaires entre les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$

Les formules expliquées en [1.2.6] sont brièvement rappelées ci dessous pour les types de transitions d'intérêt.

La largeur de l'état  $\Gamma_\gamma$  (eV) est déduite de la mesure de  $\tau$  (ps) et de  $I_r$  (%) (relation de Heisenberg) :

$$\Gamma_\gamma = I_r \frac{\hbar}{\tau}, \quad \hbar = 6.582 \times 10^{-4} \text{eVps}. \quad (4.1)$$

La largeur de Weisskopf  $\Gamma_W$  (eV) est déduite de la mesure de  $E_\gamma$  (MeV) [Endt P.M. 1981] :

$$\begin{aligned} \Gamma_W(E1) &= 6.8 \cdot 10^{-2} A^{2/3} E_\gamma^3; \\ \Gamma_W(E2) &= 4.9 \cdot 10^{-8} A^{4/3} E_\gamma^5. \end{aligned} \quad (4.2)$$

L'intensité relative de Weisskopf  $S$  (W.u.) [Endt P.M. 1981] est :

$$S(E \vee M, \lambda) = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W}. \quad (4.3)$$

La probabilité réduite de transition électrique  $B(E, \lambda)$  ( $e^2(\text{fm})^{2\lambda}$ ) dans le cadre du modèle rotationnel [Endt P.M. 1981] est :

$$B(E \vee M, \lambda) = B_{sp} S; \quad (4.4)$$

avec :

$$\begin{aligned} - B(E1)_{sp} &= \frac{9}{64\pi} R^2 [\text{fm}^2]; \\ - B(E2)_{sp} &= \frac{9}{100\pi} R^4 [\text{fm}^4]. \end{aligned}$$

Le moment dipolaire intrinsèque transitionnel  $D_0$  (fm) et le moment quadrupolaire intrinsèque transitionnel  $Q_0$  ( $\text{fm}^2$ ) sont déduits respectivement de la probabilité réduite de transition  $B(E1)$  ( $e^2\text{fm}^2$ ) et  $B(E2)$  ( $e^2\text{fm}^4$ ) [Butler P.A. et Nazarewicz W. 1996] (voir en [1.2.6]).

Les tableaux [4.1] et [4.2] montrent le résumé de la connaissance actuelle des probabilités réduites de transition et des moments multipolaires associés. Les données des états  $2^-$  et  $4^-$  sont comparées à celles des états  $3^-$  et  $5^-$ . Le moment dipolaire est donné à titre d'information pour la bande vue dans la littérature comme  $K^\pi = 1^-$  car son calcul [Butler P.A. et Nazarewicz W. 1996] ne prend pas en compte le possible couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande. Les données de l'état  $4^+$  sont présentées à titre de référence pour la bande fondamentale [Reich C.W. 2012].

bande	transition	$B(E1) \times 10^{-4}$ (W.u.)	$B(E1) \times 10^{-4}$ (efm <sup>2</sup> )	$D_0$ (fm)
A	$3^- \rightarrow 4^+$ de 987 keV	$7.7^{+1.6}_{-1.6}$	$14.3^{+3.0}_{-3.0}$	$0.120^{+0.013}_{-0.013}$
A	$3^- \rightarrow 2^+$ de 1187 keV	$9.8^{+2.1}_{-2.1}$	$18.2^{+3.9}_{-3.9}$	$0.160^{+0.017}_{-0.017}$
A	$5^- \rightarrow 6^+$ de 823 keV	$6.4^{+1.4}_{-2.9}$	$11.9^{+2.6}_{-5.4}$	$0.096^{+0.010}_{-0.022}$
A	$5^- \rightarrow 4^+$ de 1119 keV	$8.5^{+1.9}_{-3.8}$	$15.8^{+3.5}_{-7.0}$	$0.121^{+0.013}_{-0.027}$
B	$2^- \rightarrow 2^+$ de 1231 keV	$< 0.78$	$< 1.46$	$< 0.025$
B	$4^- \rightarrow 4^+$ de 1180 keV	$1.5^{+0.9}_{-0.7}$	$2.73^{+1.83}_{-1.22}$	$0.034^{+0.010}_{-0.009}$

TABLE 4.1 – Probabilités réduites de transition dipolaire (en unités de Weisskopf et en efm<sup>2</sup>) et moments dipolaires associés à l'état initial de la transition pour des états de bas spin des bandes A et B du <sup>156</sup>Gd. Nous notons que d'une bande à l'autre celles-ci varient d'un facteur d'environ de 5 à 10.

bande	transition	$B(E2)$ (W.u.)	$B(E2) \times 10^4$ (e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> )	$Q_0$ (fm <sup>2</sup> )	$\beta$
GSB	$4^+ \rightarrow 2^+$ de 199 keV	$264^{+4}_{-4}$	$1.28^{+0.02}_{-0.02}$	$670^{+6}_{-6}$	$0.30^{+0.03}_{-0.03}$
A	$5^- \rightarrow 3^-$ de 131 keV	$293^{+61}_{-134}$	$1.46^{+0.23}_{-0.66}$	$710^{+70}_{-160}$	$0.35^{+0.03}_{-0.08}$
B	$4^- \rightarrow 2^-$ de 148 keV	$724^{+483}_{-322}$	$3.59^{+2.39}_{-1.59}$	$1123^{+327}_{-286}$	$0.57^{+0.19}_{-0.13}$

TABLE 4.2 – Probabilités réduites de transition quadrupolaire (en unités de Weisskopf et en efm<sup>2</sup>), moments quadrupolaires et déformation  $\beta$  associés à l'état initial de la transition pour des états de bas spin des bandes A et B du <sup>156</sup>Gd, ainsi qu'à titre de comparaison pour l'état  $4^+$  du <sup>156</sup>Gd. Nous notons que si les mesures des  $B(E2)$  sont compatibles pour la bande fondamentale et la bande A, elles sortent clairement de la marge d'erreur pour la bande B conduisant à une valeur non-conventionnelle de la déformation quadrupolaire pour la bande B.

A ce stade, il est souhaitable de rappeler les motivations de nos mesures. Nous avons vu que le rapport  $B(E2)/B(E1)$  [2.18] à bas spin est de plus d'un ordre de grandeur supérieur pour la bande B que pour la bande A. La question qui se posait alors était de savoir si ce rapport variait parce que les  $B(E1)$  étaient beaucoup plus faibles dans la bande B. C'était alors la seule possibilité car en effet l'hypothèse d'explication retenue dans la littérature des « partenaires en signature » implique des  $B(E2)$  « intra-bande » équivalentes pour les deux bandes et légèrement plus élevées que pour la bande fondamentale [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.35). Une analyse de ces tableaux permet d'arriver à des conclusions sensiblement différentes :

- Il est évident que les  $B(E1)$  de la bande B sont différentes de celles de la bande A. Cette différence est au minimum d'un facteur 5 si nous considérons la transition  $4^- \rightarrow 4^+$  mais pourrait aller en moyenne jusqu'à un facteur 10 si nous considérons aussi la transition  $2^- \rightarrow 2^+$  pour laquelle seule une valeur inférieure à pu être

donnée. Ce fait est à prendre en compte avec le mélange de tête de bande  $K$  comme nous le verrons en [4.2.1].

- La  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-)$  est totalement inattendue. Ce résultat non conventionnel est particulièrement attractif car aucune théorie actuelle ne peut en tenir compte de façon simple. En fait pour cette région de masse, cette valeur se situe à mi-chemin entre une forte déformation prolata de l'état fondamental donnant une  $B(E2)$  « intra-bande » d'environ 300 W.u. et la superdéformation à très haut spin donnant une  $B(E2)$  « intra-bande » d'environ 2000 W.u., sources [ENSDF]. A première vue, il serait facile de mettre en cause notre mesure en évoquant une erreur expérimentale toutefois celle-ci est hautement improbable car nous avons traqué toutes les sources d'erreur de mesure possibles en [3]. De plus, la méthode GRID de mesure de durée de vie a fait ses preuves depuis plus de 20 ans et il serait difficile de la mettre en cause sur une seule mesure. En fait comme nous le verrons en [4.4.3], cette valeur n'est pas unique car il en existe une autre pour un état  $4^-$  strictement équivalent dans le  $^{158}\text{Gd}$ .

Nous constatons grâce à nos mesures que la différence du rapport de probabilité réduite  $B(E2)/B(E1)$  entre la bande A et la bande B est non seulement due à des transitions E1 plus faibles mais aussi à des transitions E2 plus fortes. Ce résultat, s'il bouscule notre postulat de départ, permet néanmoins de répondre à la question centrale de la problématique de la thèse : les deux premières bandes rotationnelles de parité négative du  $^{156}\text{Gd}$  sont-elles « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  d'une structure vibrationnelle à un phonon octupolaire axial ? La réponse avec les connaissances actuelles est non car les probabilités réduites de transition entre ces deux bandes sont trop différentes pour être compatibles avec une seule structure rotationnelle. Toutefois, il faut moduler cette assertion pour voir si nous arrivons à interpréter ces différences en prenant en compte le couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande. C'est ce que nous allons voir maintenant.

## 4.2 Estimation de la limite de validité de l'hypothèse de la vibration octupolaire axiale avec couplage de Coriolis

Historiquement, [Lipas P.O. et Davidson J.P. 1961] ont utilisé le modèle de la vibration octupolaire axiale à un phonon pour expliquer la présence des états de parité négative de spin pair et impair vus comme collectifs car présents à faible énergie d'excitation dans la région des Terres-Rares.

Puis, [Neergård K. et Vogel P. 1969] ont montré qu'il était nécessaire d'introduire le couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande pour expliquer les valeurs observées

des probabilités réduites de transition B(E3). Pour des bandes rotationnelles vues comme « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$ , un important mélange des têtes de bandes rotationnelles  $|\Delta K| = 1$  existe pour la bande A à spin impair, tandis que ce mélange n'existe pas vers  $K = 0$  pour la bande B à spins pairs car la fonction d'onde de composante  $K^\pi = 0^-$  s'annule pour les états de spin pair [O'Neil R.A. et Burke D.G. 1971].

Les physiciens de l'époque ont donc considéré comme normale la différence du rapport  $B(E2)/B(E1)$  d'un facteur de plus d'un ordre de grandeur entre les deux bandes. En effet, le couplage de Coriolis implique pour les spins impairs des transitions E1  $|\Delta K| = 1$  dite « ralentie » et  $|\Delta K| = 0$  dite « favorisée », ce qui est différent pour les spins pairs où seule la transition  $|\Delta K| = 1$  dite « ralentie » est possible.

Nous pouvons obtenir une prédiction des observables expérimentales en observant la conséquence du couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande dans le cadre de deux modèles historiques différents (IBA et RPA) afin de les comparer à nos mesures.

### 4.2.1 Prédictions avec le modèle IBA : moment d'inertie cinématique

Le modèle « Interacting Boson Approximation » (IBA) a été utilisé par [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996] pour caractériser les états octupolaires dans les Terres-Rares. Dans ce cadre, les énergies d'excitations et les probabilités réduites de transition B(E3) ont été calculées pour les bandes  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ .

La figure [4.6] montre la comparaison du moment d'inertie cinématique pour les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  entre les valeurs théoriques du modèle IBA extraites graphiquement [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996] (dont les bandes A et B sont vues « partenaires en signature » dans ce modèle) et celles expérimentales. La magnitude des moments d'inertie cinétique théorique est normalisée sur le moment d'inertie cinématique expérimental du premier état de la bande B.

Si les allures relatives des bandes théoriques reproduisent plutôt bien les allures expérimentales, par contre ce n'est pas le cas des magnitudes relatives. En effet, le moment d'inertie cinématique théorique de la bande A est prédit avec une magnitude plus importante sortant des marges d'erreurs dues au relevé graphique.

Nous constatons que pour le  $^{156}\text{Gd}$ , le modèle IBA prenant en compte le couplage de Coriolis explique la différence d'allure du moment d'inertie cinématique entre les bandes A et B [Vogel P. 1976], mais il n'est toutefois pas capable de reproduire les magnitudes relatives (même après normalisation sur le premier état de la bande B) ce qui est un indice de la trop grande simplicité du modèle pour comprendre la richesse des structures de ces deux bandes.

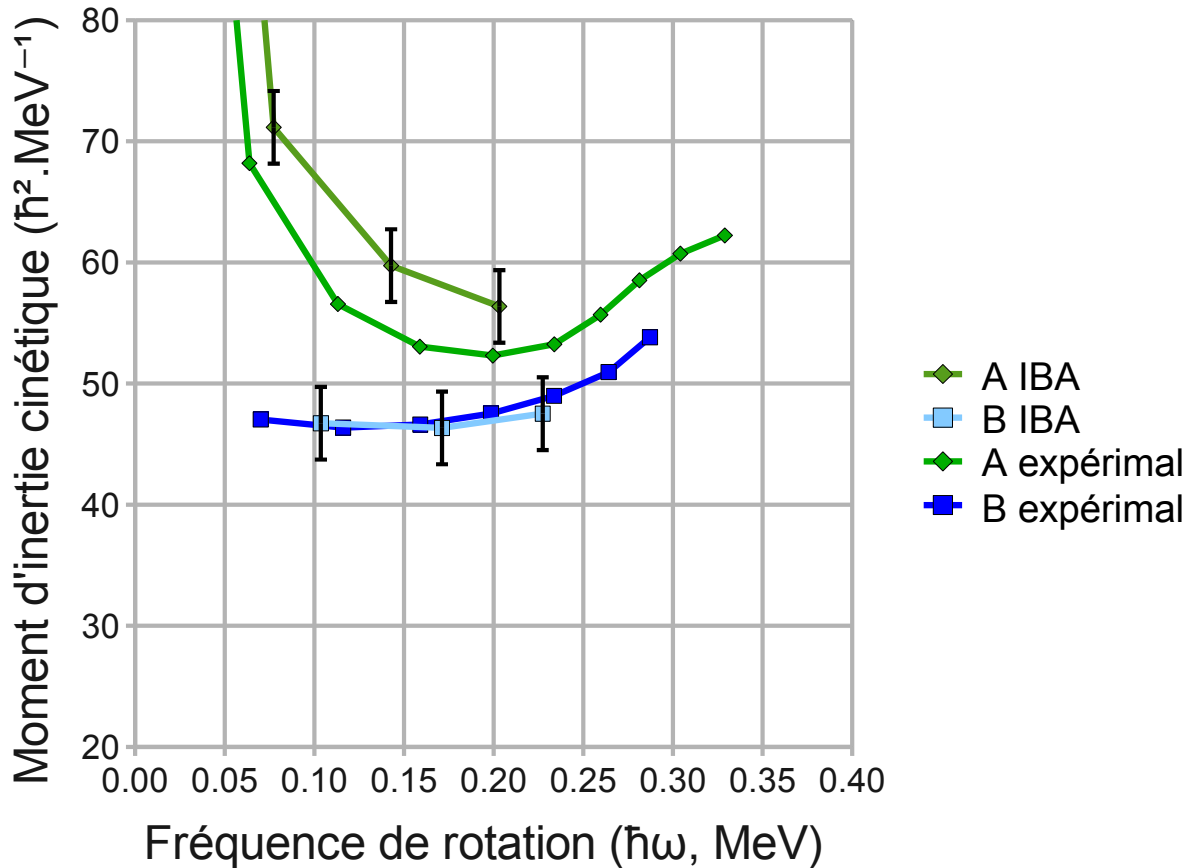


FIGURE 4.6 – Comparaison du moment d'inertie cinématique pour les bandes A et B du  $^{156}\text{Gd}$  entre les valeurs théoriques du modèle IBA et celles expérimentales. Nous observons que le moment d'inertie théorique de la bande A est prédit avec une magnitude plus importante sortant des marges d'erreurs dues au relevé graphique.

#### 4.2.2 Prédictions dans le cadre du modèle RPA : probabilités réduites de transition

[McGowan F.K. et Milner T. 1981] ont utilisé les calculs du modèle RPA de [Neergård K. et Vogel P. 1970] pour obtenir les probabilités réduites de transition en tenant compte du couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande.

Dans cette publication, les mesures obtenues en excitation Coulombienne ont été utilisées pour obtenir les valeurs des coefficients de mélange pour  $K = 0$  et  $K = 1$  pour le premier état  $3^-$  du  $^{156}\text{Gd}$  et de certains noyaux atomiques voisins. Nous avons utilisé ces valeurs de mélange pour voir si le couplage de Coriolis explique les rapports des  $B(E1)$  mesurées des bandes A et B.

La  $B(E1)$  peut être écrite en fonction des éléments de matrice, des coefficients de Clebsch-Gordan et en tenant compte du couplage de Coriolis par l'intermédiaire des co-

efficients de mélange  $C$  (voir [McGowan F.K. et Milner T. 1981 et références internes]) :

$$\begin{aligned} \sqrt{B(E1, J_i \rightarrow J_f)} &= C(J_i 0; \alpha) \langle J_i 0 10 | J_f 0 \rangle \langle 0^+ | M'(E1; 0) | 0^- \rangle \\ &+ \sqrt{2} C(J_i 1; \alpha) \langle J_i 1 1 - 1 | J_f 0 \rangle \langle 0^+ | M'(E1; -1) | 1^- \rangle. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Les amplitudes des coefficients de mélange de l'état  $3^-$  à 1476 keV du  $^{156}\text{Gd}$  déterminées par [McGowan F.K. et Milner T. 1981] sont :

- pour  $K = 0$ ,  $C(3,0)=0.610$ ;
- pour  $K = 1$ ,  $C(3,1)=0.782$ .

Les éléments de matrice obtenus respectivement pour  $|\Delta K| = 0$  et  $|\Delta K| = 1$  en utilisant nos mesures de  $B(E1, 3^- \rightarrow 4^+)$  et de  $B(E1, 3^- \rightarrow 2^+)$  sont :

- $\langle 0^+ | M'(E1; 0) | 0^- \rangle = 7.79_{-0.81}^{+1.90} \times 10^{-2}$  efm;
- $\langle 0^+ | M'(E1; -1) | 1^- \rangle = 0.76_{-0.10}^{+0.15} \times 10^{-2}$  efm.

En conséquence, la valeur attendue dans le cadre du couplage de Coriolis est :

$$\begin{aligned} B_{Coriolis}(E1, 4^- \rightarrow 4^+) &= (C(4, 1) \langle 4 1 1 - 1 | 4 0 \rangle \langle 0^+ | M_1 | 1^- \rangle)^2 \\ &= 0.243_{-0.060}^{+0.101} \times 10^{-4} e^2 fm^2; \end{aligned} \quad (4.6)$$

avec le coefficient de Clebsch-Gordan  $\langle 4 1 1 | 4 0 \rangle = 0.707$  et le coefficient de mélange  $C(4, 1) = 0.918$  [Gromov K.Y. 1993].

Nous définissons les rapports suivants à partir des probabilités réduites de transition :

$$\begin{aligned} BR_0 &= \frac{B(E1, 5^- \rightarrow 4^+)}{B(E1, 4^- \rightarrow 4^+)}; \\ BR_1 &= \frac{B(E1, 5^- \rightarrow 3^-)}{B(E1, 5^- \rightarrow 4^+)}; \\ BR_2 &= \frac{B(E1, 4^- \rightarrow 2^-)}{B(E1, 4^- \rightarrow 4^+)}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Si nous calculons le rapport  $BR_0$  avec la valeur calculée précédente  $B_{Coriolis}(E1, 4^- \rightarrow 4^+)$  et notre valeur expérimentale  $B(E1, 5^- \rightarrow 4^+)$ , alors nous obtenons la valeur  $BR_{0, Coriolis} = 63_{-12}^{+16}$ .

Cette valeur est plus d'un ordre de grandeur plus grande que celle obtenue avec nos mesures  $BR_0 = 5.6_{-3.5}^{+3.8}$ . Ce qui signifie que, si l'hypothèse du couplage de Coriolis était suffisante à expliquer nos mesures, alors les valeurs des transitions E1 de la bande B devraient être 10 fois plus faibles que ce que nous avons mesuré.

Un tel écart sort très largement des marges d'erreur ce qui invalide l'hypothèse du couplage de Coriolis pour expliquer les magnitudes relatives des B(E1) des deux bandes.

Il faut aussi noter que notre résultat expérimental  $BR_0$  est du même ordre de grandeur que la valeur mesurée dans le  $^{158}\text{Gd}$  qui est  $BR_0 = 8.6^{+3.3}_{-1.4}$  montrant qu'il ne s'agit pas d'un cas unique.

Nous pouvons aussi extrapoler une valeur théorique pour  $B_{\text{Coriolis}}(E2, 4^- \rightarrow 2^-)$  grâce aux rapports  $BR_1$  et  $BR_2$  car  $B_{\text{Coriolis}}(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = \frac{BR_2}{BR_0 \times BR_1} B(E2, 4^- \rightarrow 2^-)$ . Nous trouvons  $B_{\text{Coriolis}}(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = 60^{+15}_{-30}$  W.u. qui est très différent de la mesure  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = 724^{+483}_{-322}$  W.u. qui elle même n'est pas compatible avec la valeur de la bande A  $B(E2, 5^- \rightarrow 3^-) = 293^{+61}_{-134}$  W.u..

De toute évidence, la prise en compte du couplage de Coriolis dans l'hypothèse des deux bandes « partenaires en signature » n'explique pas les probabilités réduites de transition obtenues expérimentalement. Comme ces probabilités sont directement liées à la structures des bandes rotationnelles, nous pouvons supposer avec confiance que les bandes A et B n'ont pas la même structure.

Les questions qui se posent maintenant sont les suivantes. Pouvons-nous proposer une interprétation alternative basée sur deux structures différentes? Avons-nous assez d'informations expérimentales confirmées pour le faire? Quel est le rôle de la symétrie tétraédrique dans ce cadre? Disposons-nous de suffisamment de points de comparaison avec les prédictions théoriques? C'est ce que nous allons voir maintenant.

### 4.3 Recherche d'une réinterprétation pour les bandes A et B du $^{156}\text{Gd}$

Nous allons résumer l'ensemble des probabilités réduites de transition dipolaire et quadrupolaire connues pour toutes les bandes de parité négative dans ce noyau atomique.

Nous rappellerons l'interprétation actuelle en prenant en compte l'historique de l'attribution des têtes de bandes rotationnelles inhérente à l'utilisation du modèle rotationnel.

Nous montrerons une réinterprétation des bandes A et B pour tenir compte des prédictions théoriques pour la symétrie géométrique de « Haut-Rang » tétraédrique.

Nous confronterons nos résultats expérimentaux avec les premiers calculs des probabilités réduites de transition prenant en compte les déformations  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{32}$ .

### 4.3.1 Résumé des probabilités réduites de transition connues pour les états des bandes de parité négatives du $^{156}\text{Gd}$

La figure [4.7] montre ci-dessous les données disponibles pour les probabilités réduites  $B(E1)$  pour les transitions dipolaires désexcitant les états de parité négative vus comme collectifs.

Les probabilités réduites  $B(E1)$  pour les transitions dipolaires s'étalent sur environ deux ordres de grandeur en intensité ce qui semble beaucoup pour des bandes qui selon la littérature devraient faire partie de la même structure : vibration octupolaire axiale à un phonon. Ces grandes amplitudes ont été historiquement interprétées avec le couplage de Coriolis favorisant les transitions  $|\Delta K| = 0$  [Konijn J. et al. 1981] comme pour les bandes A, C et D.

Mais comme nous l'avons montré en [4.2.2], cette explication ne reproduit pas les valeurs pour la bande B. Ce jeu de données est actuellement le plus complet disponible pour la région des Terres-Rares avec celui obtenu en  $(n, n'\gamma)$  pour le  $^{152}\text{Sm}$  ( $Z=62$   $N=90$ ) [Garrett P.E. et al. 2009]. Ce dernier noyau atomique est aussi voisin du doublement magique tétraédrique  $^{154}\text{Gd}$  ( $Z=64$   $N=90$ ) et il présente aussi des amplitudes de variation importantes des probabilités réduites  $B(E1)$  pour les transitions dipolaires.

Les valeurs des probabilités réduites  $B(E1)$  pour les transitions dipolaires du  $^{156}\text{Gd}$  peuvent être regroupées de la façon suivante :

- 1) une valeur forte, de l'ordre de  $20 \times 10^{-4}$  à  $40 \times 10^{-4}$  W.u., comprenant les transitions de la bande D ;
- 2) une valeur moyenne, de l'ordre de  $5 \times 10^{-4}$  à  $9 \times 10^{-4}$  W.u., comprenant les transitions des bandes A (à l'exception de l'état  $1^-$  à 1242 keV dont les valeurs sont intermédiaires) et C ;
- 3) une valeur faible, de l'ordre de  $0.5 \times 10^{-4}$  à  $1.5 \times 10^{-4}$  W.u., comprenant principalement la bande B.

La figure [4.8] montre ci-dessous les données disponibles des probabilités réduites  $B(E2)$  pour les transitions quadrupolaires désexcitant les états de parité négative vus comme collectifs :

- La probabilité réduite  $B(E2, 5^- \rightarrow 3^-) = 293_{-134}^{+61}$  W.u. est comparable avec celle de la bande fondamentale ainsi que celle de la  $\beta$ -bande.
- Par contre, la probabilité réduite  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = 724_{-322}^{+483}$  W.u. est plus de deux fois plus grande que celle de la bande fondamentale. Elle pose réellement question car aucun modèle ne prédit une déformation quadrupolaire suffisante à bas spin pour reproduire une telle valeur. Même si nous avons confiance en notre mesure, nous allons la laisser de côté pour le moment afin de pouvoir poursuivre notre raisonnement, mais nous proposerons à la fin de ce chapitre plusieurs expériences pour essayer de la confirmer.



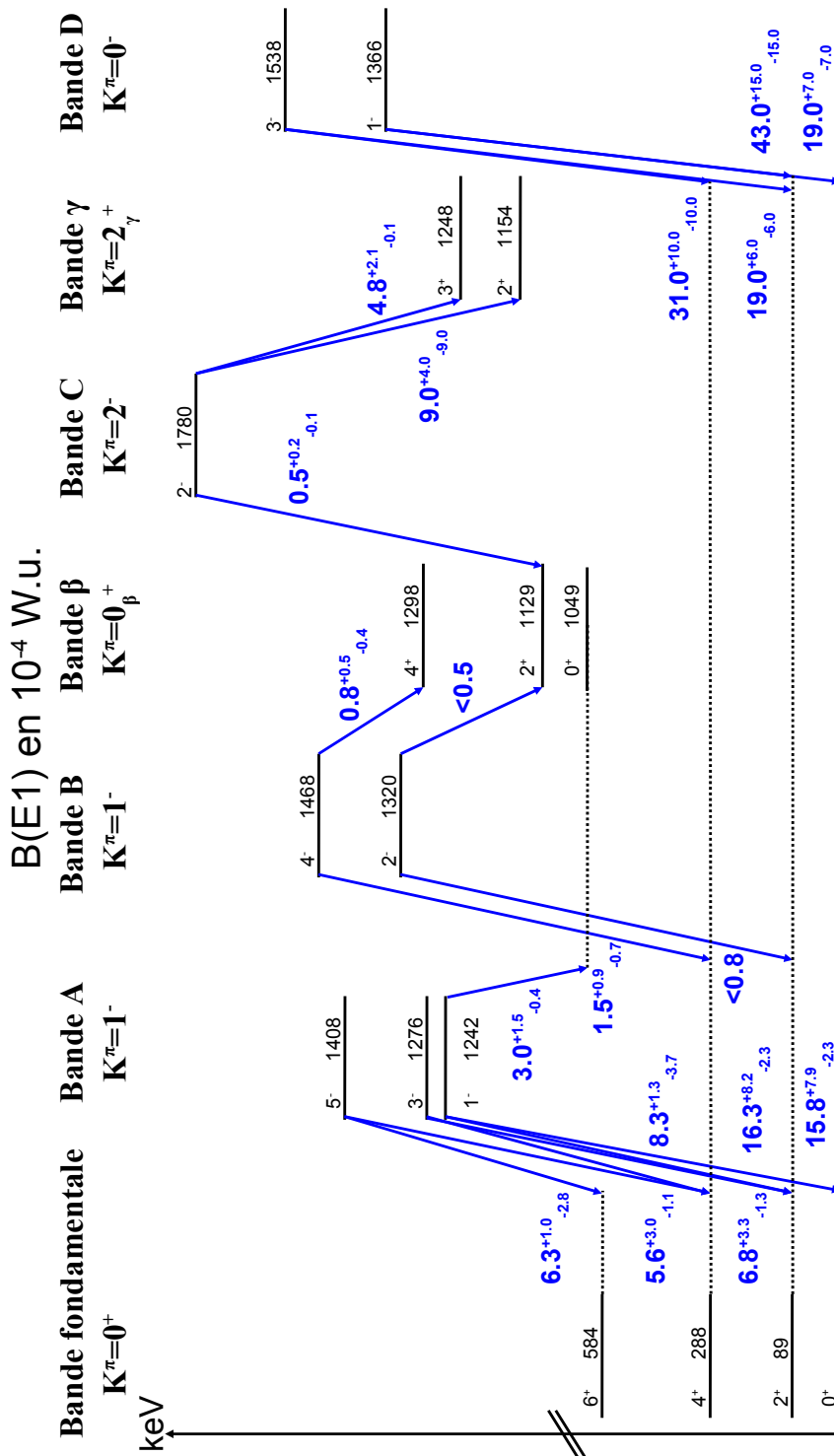


FIGURE 4.7 – Schéma partiel des états à bas spin des bandes rotationnelles de parité négative dans le  $^{156}\text{Gd}$  présentant les  $B(E1)$  (en  $10^{-4}$  unités de Weisskopf) se désexcitant vers la bande fondamentale, la  $\beta$ -bande et la  $\gamma$ -bande. Les labels des bandes sont ceux du texte. Les indications des têtes de bandes rotationnelles sont celles de la littérature avant notre étude, sources [ENSDF]. Les données des états  $1^-$ ,  $2^-$  et  $4^-$  sont issues de la thèse tandis que les autres sont issues des sources [ENSDF].

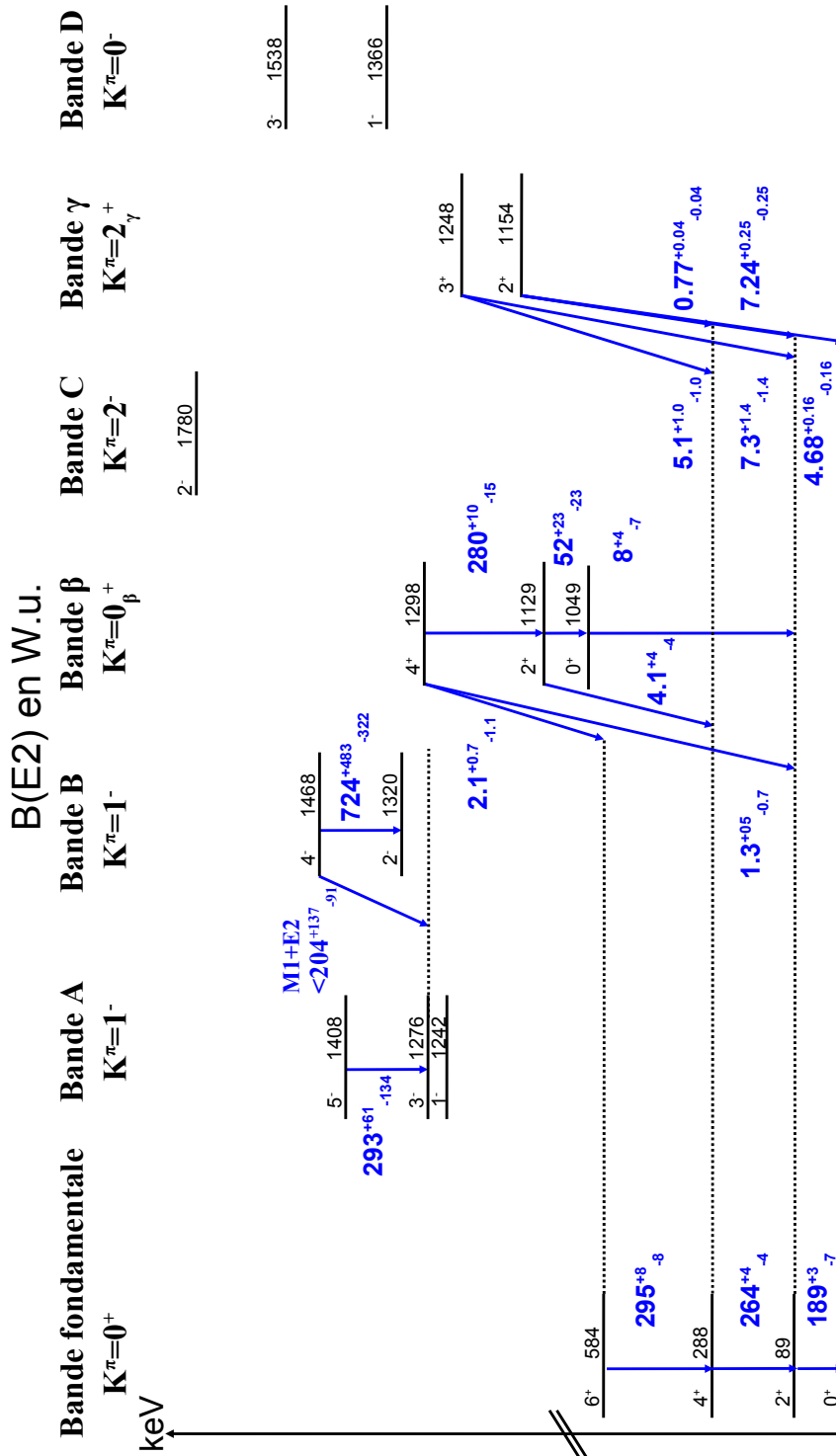


FIGURE 4.8 – Schéma partiel des états à bas spin des bandes rotationnelles de parité négative dans le  $^{156}\text{Gd}$  présentant les  $B(E2)$  (en unités de Weisskopf) se désexcitant vers la bande fondamentale, la  $\beta$ -bande et la  $\gamma$ -bande. Les labels des bandes sont ceux utilisés dans le texte. Les indications des têtes de bandes rotationnelles sont celles de la littérature avant notre étude, sources [ENSDF]. Les données des états  $1^-$ ,  $2^-$  et  $4^-$  sont issues de la thèse tandis que les autres sont issues des sources [ENSDF].

### 4.3.2 Rappel de la classification historique des bandes de parité négatives du $^{156}\text{Gd}$

Historiquement, l'interprétation des bandes de parité négative du  $^{156}\text{Gd}$  a été réalisée grâce au modèle rotationnel avec une excitation à un phonon octupolaire axial. Rappelons que dans de ce modèle, la vibration octupolaire autorise jusqu'à 4 structures rotationnelles en fonction de la projection  $K$  du moment angulaire du phonon  $\lambda = 3$  sur l'axe de symétrie du noyau atomique déformé. Comme nous l'avons vu au chapitre du contexte théorique, ce modèle implique l'existence de 7 bandes rotationnelles si nous prenons en compte les bandes « partenaires en signature » :  $K^\pi = 0^-$  (spin impair uniquement),  $K^\pi = 1^-, 2^-, 3^-$  (spin pair et impair).

Pour notre cas, il y a eu historiquement beaucoup d'hésitations pour l'attribution de la bande  $K^\pi = 0^-$  entre la bande A et et la bande D jusqu'à la mise en évidence de la bande B qui est liée à la bande A par des transitions M1+E2 [Doan Q.T. et al. 2010].

La classification de la littérature est que :

- les bandes A et B sont « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  [Bäcklin A. et al. 1982] et [Klora J. et al. 1993];
- la bande D de spin impair isolé est  $K^\pi = 0^-$  [Klora J. et al. 1993];
- la bande C est la bande à spin pair-impair des deux « partenaires en signature »  $K^\pi = 2^-$  [Klora J. et al. 1993].

Or comme montré en [2.2], la classification historique des bandes rotationnelles d'intérêt est insuffisante et ne doit pas nous limiter dans notre recherche d'une réinterprétation des deux premières bandes rotationnelles de parité négatives du  $^{156}\text{Gd}$ .

### 4.3.3 Proposition d'une réinterprétation dans le cadre de la symétrie tétraédrique

Si nous partons du principe qu'il est impossible de soutenir que des probabilités réduites de transition aussi différentes puissent être associées à une seule structure [Bohr A. et Mottelson B.R. 1975](v.2,p.46), alors nous devons en conclure que les bandes A et B ne peuvent pas être interprétées comme « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  d'une vibration octupolaire axiale. Cette constatation nous invite à essayer de formuler une réinterprétation. Quelles sont les possibilités ?

Nous avons vu en [2.2.3] qu'il était plus qu'improbable que les états de tête de bande  $K$  de ces bandes A et B soient des excitations non-collectives de particules. Ces états sont alors forcément associés à des vibrations collectives du noyau atomique. La question est donc de trouver la déformation du champ moyen qui permet de telles vibrations.

Le phonon a obligatoirement un moment d'ordre multipolaire impair car les états sont de parité négative. Le plus probable d'un point de vue énergétique est  $\lambda = 3$  associé aux déformations octupolaires. Le développement de la surface nucléaire en harmoniques sphériques implique 7 paramètres de déformations possibles :  $\alpha_{30}$ ,  $\alpha_{3\pm 1}$ ,  $\alpha_{3\pm 2}$  et  $\alpha_{3\pm 3}$ . Nous avons vu en [1.5.4] que les cartes de surface d'énergie nucléaire totale ne prédisent pas de minimum prononcé pour  $\mu = 1$  et  $\mu = 3$ . Il ne reste que deux paramètres de déformation possibles :  $\alpha_{30}$  correspondant à une forme de poire et  $\alpha_{32}$  correspondant à une forme de tétraèdre.

Pour pouvoir savoir laquelle des deux déformations est privilégiée d'un point de vue énergétique, il faudrait pouvoir minimiser l'énergie totale du noyau atomique dans l'espace 4D ( $\alpha_{20}\alpha_{22}\alpha_{30}\alpha_{32}$ ). Ces prédictions n'étant pas encore disponibles au moment de la rédaction de cette thèse, nous n'avons pas d'argument définitif pour dire laquelle des deux déformations est privilégiée. Pour proposer néanmoins une réinterprétation, nous raisonnons sur les têtes de bandes car une bande rotationnelle basée sur une vibration suivant la déformation tétraédrique ne peut mathématiquement qu'avoir une tête de bande  $K^\pi = 2^-$  ou  $K^\pi = 3^-$ . Cette remarque exclut à l'état actuel la bande A comme étant candidate à cette vibration. De plus, nous remarquons que les valeurs faibles des probabilités réduites de transition obtenues pour la bande B s'ajustent avec la possibilité d'une vibration suivant la déformation tétraédrique avec un moment dipolaire attendu plus faible que pour la vibration suivant la déformation octupolaire axiale.

Ces constatations ouvrent une possible réinterprétation des deux premières bandes rotationnelles de parité négatives du  $^{156}\text{Gd}$  :

- la bande A possède des B(E1) relativement fortes qui seraient compatibles avec les prédictions vues en [1.5] résultant de la déformation octupolaire axiale dans son mode vibrationnel superposée à la déformation quadrupolaire de l'état fondamental, ce qui implique que la bande A ne pourrait être labellisée que  $K^\pi = 0^-$  (pour autant que ce label soit significatif) car se trouvant sans partenaire de signature comme vue historiquement par [Lipas P.O. et Davidson J.P. 1961] (et modifié avec réserve par [Bäcklin A. et al. 1982]).
- la bande B possède des B(E1) relativement faibles qui seraient compatibles avec les prédictions vues en [1.5] résultant de la déformation octupolaire non-axiale dans son mode vibrationnel superposée à la déformation quadrupolaire de l'état fondamental, ce qui implique que la bande B ne pourrait être labellisée que  $K^\pi = 2^-$  (pour autant que ce label soit significatif) car la symétrie tétraédrique impose mathématiquement une tête de bande  $K^\pi = 2^-$ .

Quelques remarques importantes sont à signaler :

- la labellisation de la bande A en  $K^\pi = 0^-$  et de la bande B en  $K^\pi = 2^-$  est un retour à la labellisation originale après les multiples errances de l’attribution de leur tête de bande  $K$  comme vu en [2.2.4];
- la labellisation de la bande A en  $K^\pi = 0^-$  ne contredit pas les prédictions de [Cottle P.D. et Zamfir N.V. 1996] dans le  $^{156}\text{Gd}$  d’une bande  $K^\pi = 0^-$  placée plus haut en énergie que celle  $K^\pi = 1^-$  car nous pouvons douter de la prédiction en énergie du modèle IBA qui ne reproduit pas l’inversion énergétique entre les états  $2^-$  et  $3^-$  d’une part et entre les états  $4^-$  et  $5^-$  d’autre part en passant du  $^{156}\text{Gd}$  au  $^{158}\text{Gd}$ ;
- la labellisation de la bande B en  $K^\pi = 2^-$  ne pose pas de problème par rapport à la désexcitation de la bande B vers la «  $\beta$ -bande » car les B(E1) vers la «  $\beta$ -bande » sont comparables aux B(E1) vers la bande fondamentale indiquant un mélange de tête de bande  $|\Delta K| = 1$  pour la bande B et la «  $\beta$ -bande »;
- il n’est pas exclu à l’état actuel qu’il existe une vibration plus exotique sur la base d’une déformation combinant la déformation  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{32}$ ;
- il faut noter qu’à ce jour la très forte probabilité réduite de transition quadrupolaire mesurée sur la transition E2  $4^- \rightarrow 2^-$  n’est pas expliquée quelle que soit l’hypothèse retenue.

#### 4.3.4 Première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l’expérience

Afin d’effectuer une première comparaison de nos données expérimentales avec les prédictions théoriques, nos collègues japonais de la collaboration TetraNuc ont effectué des calculs des probabilités réduites de transition représentant la première estimation de leur ordre de grandeur en utilisant la théorie microscopique Hartree-Fock avec les interactions type Gogny. S. Tagami, Y.R. Shimizu et J. Dudek ont récemment publié [Tagami S. et al. 2013] leur méthode de projection du moment angulaire et du bon nombre de particule des états de type Hartree-Fock-Bogoliubov-Gogny obtenus dans le cadre du champ moyen réaliste. C’est dans ce cadre que les théoriciens pourront à terme améliorer les méthodes de calculs des probabilités réduites de transition combinant ce type de résultats microscopiques avec les méthodes puissantes du modèle collectif, voir thèse de [Rouvel D. 2014]. Ces techniques microscopique avancées permettent d’ores et déjà de calculer les probabilités réduites de transition électromagnétique dans le cadre du champ moyen en imposant les déformations que nous cherchons à tester dans cette thèse (voir à la suite). Dans un futur proche, ces déformations seront bientôt estimées de façon réaliste grâce aux solutions de l’équation de Schrödinger collective permettant d’obtenir les déformations dans l’espace 4D ( $\alpha_{20}\alpha_{22}\alpha_{30}\alpha_{32}$ ) des surfaces courbes de Riemann.

Pour notre exemple, la déformation quadrupolaire utilisée est fixée à  $\alpha_{20} = 0.25$  pour prendre en compte la déformation de l’état fondamental. La compétition entre la déformation  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{32}$  est explorée dans un intervalle comprenant les déformations

prédites par les cartes de surface d'énergie nucléaire totale pour trouver celles pouvant potentiellement reproduire les mesures, à savoir pour le  $^{156}\text{Gd}$  : un minimum à  $\alpha_{32} = 0.15$  et une susceptibilité à largeur à mi-hauteur de  $\alpha_{30} = 0.16$ . Les trois tableaux donnés dans la suite donnent une comparaison des probabilités réduites de transition (en unités  $e^2 fm^{2\lambda}$ ) entre les valeurs théoriques (fournies par les calculs de S. Tagami et al. communication privée de résultats préliminaires) et celles expérimentales (issues de la thèse pour les états  $2^-$  et  $4^-$ , issues de [Klora J. et al. 1993] pour l'état  $3^-$  et issues de [Jentschel M. et al. 2010] pour l'état  $5^-$ ).

Le tableau [4.3] montre une première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l'expérience en fonction de la variation de la déformation axiale  $\alpha_{30}$  avec  $\alpha_{32} = 0$ .

transition	$\alpha_{30}=0.10$	$\alpha_{30}=0.15$	$\alpha_{30}=0.20$	mesure
$2^- \rightarrow 2^+$ de 1231 keV	$3.83 \times 10^{-03}$	$1.43 \times 10^{-03}$	$2.28 \times 10^{-03}$	$< 1.46 \times 10^{-4}$
$3^- \rightarrow 2^+$ de 1187 keV	$8.23 \times 10^{-02}$	$1.67 \times 10^{-01}$	$2.71 \times 10^{-01}$	$18.2_{-3.9}^{+3.9} \times 10^{-4}$
$4^- \rightarrow 4^+$ de 1180 keV	$3.87 \times 10^{-03}$	$1.15 \times 10^{-02}$	$2.17 \times 10^{-02}$	$2.73_{-1.22}^{+1.83} \times 10^{-4}$
$5^- \rightarrow 4^+$ de 1119 keV	$8.73 \times 10^{-02}$	$1.77 \times 10^{-01}$	$2.86 \times 10^{-01}$	$15.8_{-7.0}^{+3.5} \times 10^{-4}$
$4^- \rightarrow 2^-$ de 148 keV	$8.31 \times 10^{+03}$	$8.89 \times 10^{+03}$	$1.15 \times 10^{+03}$	$3.59_{-1.59}^{+2.39} \times 10^4$
$5^- \rightarrow 3^-$ de 131 keV	$1.49 \times 10^{+04}$	$1.56 \times 10^{+04}$	$1.65 \times 10^{+04}$	$1.46_{-0.66}^{+0.23} \times 10^4$

TABLE 4.3 – Comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie pour  $\alpha_{30} = 0.10, 0.15, 0.20$  avec  $\alpha_{32} = 0$  et l'expérience.

Le tableau [4.4] montre une première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l'expérience en fonction de la variation de la déformation non-axiale  $\alpha_{32}$  avec  $\alpha_{30} = 0$ .

transition	$\alpha_{32}=0.10$	$\alpha_{32}=0.15$	$\alpha_{32}=0.20$	mesure
$2^- \rightarrow 2^+$ de 1231 keV	$8.08 \times 10^{-08}$	$1.26 \times 10^{-08}$	$6.38 \times 10^{-09}$	$< 1.46 \times 10^{-4}$
$3^- \rightarrow 2^+$ de 1187 keV	$1.18 \times 10^{-06}$	$1.65 \times 10^{-08}$	$9.25 \times 10^{-10}$	$18.2_{-3.9}^{+3.9} \times 10^{-4}$
$4^- \rightarrow 4^+$ de 1180 keV	$1.12 \times 10^{-09}$	$6.28 \times 10^{-08}$	$3.14 \times 10^{-08}$	$2.73_{-1.22}^{+1.83} \times 10^{-4}$
$5^- \rightarrow 4^+$ de 1119 keV	$1.19 \times 10^{-05}$	$6.54 \times 10^{-08}$	$1.52 \times 10^{-08}$	$15.8_{-7.0}^{+3.5} \times 10^{-4}$
$4^- \rightarrow 2^-$ de 148 keV	$5.55 \times 10^{+03}$	$5.34 \times 10^{+03}$	$5.06 \times 10^{+03}$	$3.59_{-1.59}^{+2.39} \times 10^4$
$5^- \rightarrow 3^-$ de 131 keV	$8.91 \times 10^{+03}$	$8.57 \times 10^{+03}$	$8.13 \times 10^{+03}$	$1.46_{-0.66}^{+0.23} \times 10^4$

TABLE 4.4 – Comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie pour  $\alpha_{32} = 0.10, 0.15, 0.20$  avec  $\alpha_{30} = 0$  et l'expérience.

Le tableau [4.5] montre une première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l'expérience en fonction de la variation simultanée des déformations  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{32}$  avec la même amplitude.

transition	$\alpha_{30}=\alpha_{32}=0.10$	$\alpha_{30}=\alpha_{32}=0.15$	$\alpha_{30}=\alpha_{32}=0.20$	mesure
$2^- \rightarrow 2^+$ de 1231 keV	$3.72 \times 10^{-06}$	$9.17 \times 10^{-06}$	$1.52 \times 10^{-07}$	$< 1.46 \times 10^{-4}$
$3^- \rightarrow 2^+$ de 1187 keV	$6.12 \times 10^{-02}$	$5.89 \times 10^{-02}$	$1.82 \times 10^{-02}$	$18.2^{+3.9}_{-3.9} \times 10^{-4}$
$4^- \rightarrow 4^+$ de 1180 keV	$1.70 \times 10^{-05}$	$4.31 \times 10^{-05}$	$7.95 \times 10^{-07}$	$2.73^{+1.83}_{-1.22} \times 10^{-4}$
$5^- \rightarrow 4^+$ de 1119 keV	$6.49 \times 10^{-02}$	$6.27 \times 10^{-02}$	$1.94 \times 10^{-02}$	$15.8^{+3.5}_{-7.0} \times 10^{-4}$
$4^- \rightarrow 2^-$ de 148 keV	$5.75 \times 10^{+03}$	$5.78 \times 10^{+03}$	$5.86 \times 10^{+03}$	$3.59^{+2.39}_{-1.59} \times 10^4$
$5^- \rightarrow 3^-$ de 131 keV	$1.46 \times 10^{+04}$	$1.47 \times 10^{+04}$	$1.48 \times 10^{+04}$	$1.46^{+0.23}_{-0.66} \times 10^4$

TABLE 4.5 – Comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie pour  $\alpha_{30} = \alpha_{32} = 0.10, 0.15, 0.20$  et l'expérience.

Les constatations de l'analyse des trois tableaux sont que :

- la  $B(E2, 5^- \rightarrow 3^-)$  est en meilleure accord avec  $\alpha_{30} \neq 0$  ;
- la  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-)$  est toujours en désaccord avec la mesure avec un écart jusqu'à un facteur 30 ;
- les B(E1) sont fortement sous-évaluées quand  $\alpha_{30} = 0$  et généralement sur-évaluées quand  $\alpha_{32} = 0$  ;
- un mélange de contribution  $\alpha_{30}$  et  $\alpha_{32}$  semble mieux s'ajuster avec les mesures expérimentales des B(E1), toutefois les différences restent de plus d'un ordre de grandeur.

En conclusion de cette rapide première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l'expérience, nous pouvons dire qu'il semble difficile de reproduire nos données en considérant les paramètres de déformation axiale  $\alpha_{30}$  et non-axiale  $\alpha_{32}$  comme indépendants. Cette constatation rejoint tout à fait l'idée développée par la collaboration TetraNuc de la nécessité absolue de la résolution de l'équation de Schrödinger collective permettant d'obtenir les déformations dans l'espace 4D ( $\alpha_{20}\alpha_{22}\alpha_{30}\alpha_{32}$ ) pour pouvoir aller plus loin.

## 4.4 Comment aller plus loin : suggestion de stratégie expérimentale pour le futur

Dans cette dernière partie, nous allons résumer quelques idées de mesures expérimentales qui permettent d'aller au-delà de nos mesures effectuées à l'ILL.

La mesure de la  $B(E2)$  « intra-bande » de l'état  $4^-$  d'environ 730 W.u, soit deux fois la valeur des probabilités réduites de transition de la bande fondamentale, est totalement inattendue. Si elle venait à être confirmée, elle représenterait une nouvelle classe de transition quadrupolaire correspondant à une déformation située quelque part entre celle de l'état fondamental des noyaux atomiques très déformés (d'environ  $\beta = 0.3$ ) et celle de la superdéformation (d'environ  $\beta = 0.6$ ). Cette nouveauté représenterait un challenge théorique important puisqu'à l'heure actuelle aucun modèle ne prédit une telle déformation. Ce challenge pourrait peut être aller au-delà de notre étude sur les symétries de « Haut-Rang ».

Avant d'en arriver là, il faut pouvoir confirmer cette mesure par d'autres méthodes indépendantes de la méthode GRID pour s'assurer qu'il n'y ait aucun biais de méthodologie. Il faudrait aussi utiliser d'autres réactions d'alimentation des états à mesurer pour limiter autant que possible une éventuelle contamination des transitions en cause et qui aurait pu nous échapper. Finalement, le  $^{158}\text{Gd}$  possède aussi une transition  $E2$  « intra-bande » de l'état  $4^-$  dont la  $B(E2)$  est élevée (mesurée aussi avec GRID) ce qui indique que notre mesure n'est pas un cas isolé.

#### 4.4.1 Mesure de durée de vie du $4^-$ et $6^-$ par la méthode Plunger

Nous proposons de mesurer la durée de vie des états  $4^-$  et  $6^-$  dans le  $^{156}\text{Gd}$  par la méthode Plunger afin de confirmer la mesure obtenue à l'ILL pour l'état  $4^-$  et étendre celle-ci à l'état  $6^-$  (mesure encore jamais réalisée) de façon à étudier l'évolution des probabilités réduites de transition en fonction du spin le long de cette bande.

Le Plunger OUPS du CSNSM-Orsay couplé au multidétecteur  $\gamma$  ORGAM de l'IPN d'Orsay a été utilisé pour effectuer un test de faisabilité de la mesure. Un faisceau de carbone avec une cible de Nd est la seule combinaison possible avec une cible d'isotope stable permettant une réaction de fusion-évaporation aboutissant au  $^{156}\text{Gd}$ . Cette réaction devrait fournir une vitesse de recul à la limite de la mesure mais suffisante pour effectuer une mesure de durée de vie par la méthode RDM (Recoil Distance Method). Un faisceau de  $^{14}\text{C}$  serait l'idéal en terme de section efficace, mais l'énergie du faisceau d'environ 80 MeV serait au-dessus de la barrière de Coulomb du « backing » de la cible en Ta et du stoppeur du faisceau en Au ce qui ouvrirait de nombreuses réactions non voulues.

La réaction finalement utilisée est  $^{150}\text{Nd}(^{12}\text{C},\alpha 2n)$  à 56 MeV d'énergie de bombardement pour se situer au pic de production de la voie de réaction calculée par [PACE4] de seulement 3 mb ce qui pose aussi un problème de statistique. La vitesse de recul du noyau atomique composé est prédite à seulement 0.75% de la vitesse de la lumière impliquant une séparation faible entre les composantes à l'arrêt et en vol de la transition



désexcitant les états d'intérêt. Une première analyse de cette expérience vue comme un test est montrée dans l'annexe [D].

#### 4.4.2 Mesure des probabilités réduites de transition en $(n,n'\gamma)$

Une autre réaction de peuplement pourrait être envisagée : la réaction de diffusion inélastique  $(n,n'\gamma)$  avec des neutrons quasi-mono-énergétiques. Une telle réaction a récemment été utilisée à l'Université du Kentucky pour étudier les  $B(E1)$  désexcitant les états de parité négative du  $^{152}\text{Sm}$  [Garrett P.E. et al. 2009].

L'étude montre un noyau atomique où les  $B(E1)$  sont voisins pour deux bandes labellisées « partenaires en signature »  $K^\pi = 1^-$  mais qui ne sont pas les bandes rotationnelles de parité négative de plus basse énergie.

La mesure de durée de vie se fait alors par la méthode DSAM (Doppler Shift Attenuation Method). Toutefois la mesure au spin  $6^-$  n'est pas garantie car les mesures de durée de vie ne sont rapportées dans cette publication que jusqu'à un état de spin  $5^-$  même si des états  $7^-$  et  $6^-$  semblent avoir été alimentés.

#### 4.4.3 Cas particulier du $^{158}\text{Gd}$

L'expérience  $^{157}\text{Gd}(n_{th}, \gamma)^{158}\text{Gd}$  effectuée en 1999 à l'ILL est très intéressante. En effet, une mesure de durée de vie de l'état  $4^-$  (aussi avec la méthode GRID) équivalent de celui du  $^{156}\text{Gd}$  a été effectuée pour ce noyau atomique [Börner H.G. et al. 1999].

De façon surprenante, la  $B(E2)$  n'avait pas été interprétée à ce moment là peut être parce qu'il ne s'agissait pas d'une mesure spécifique. Cette mesure aboutit à une  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = 1000_{-150}^{+2000}$  W.u. [Reich C.W. 2012] (après correction de  $I_\gamma$  à cause d'une contamination). Cette valeur est tout aussi inattendue que celle du  $^{156}\text{Gd}$  où nous avons mesuré une  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = 724_{-322}^{+483}$  W.u.

La figure [4.9] montre que le schéma partiel des états représentant les deux premières bandes rotationnelles de parité négative est similaire dans le  $^{156}\text{Gd}$  et le  $^{158}\text{Gd}$ . Nous pouvons penser que ces deux états  $4^-$  sont tout à fait comparables. Si c'était le cas, nous aurions ici un autre cas d'anomalie de forte probabilité réduite de transition à bas spin qui permettrait de dire que notre mesure n'est pas un cas isolé.

Un début de systématique en fonction du nombre de neutrons serait alors envisageable permettant peut être à terme d'en comprendre l'origine. Bien évidemment, la première chose à faire serait de confirmer cette mesure dans le cadre d'une nouvelle expérience dédiée à faire à l'ILL.

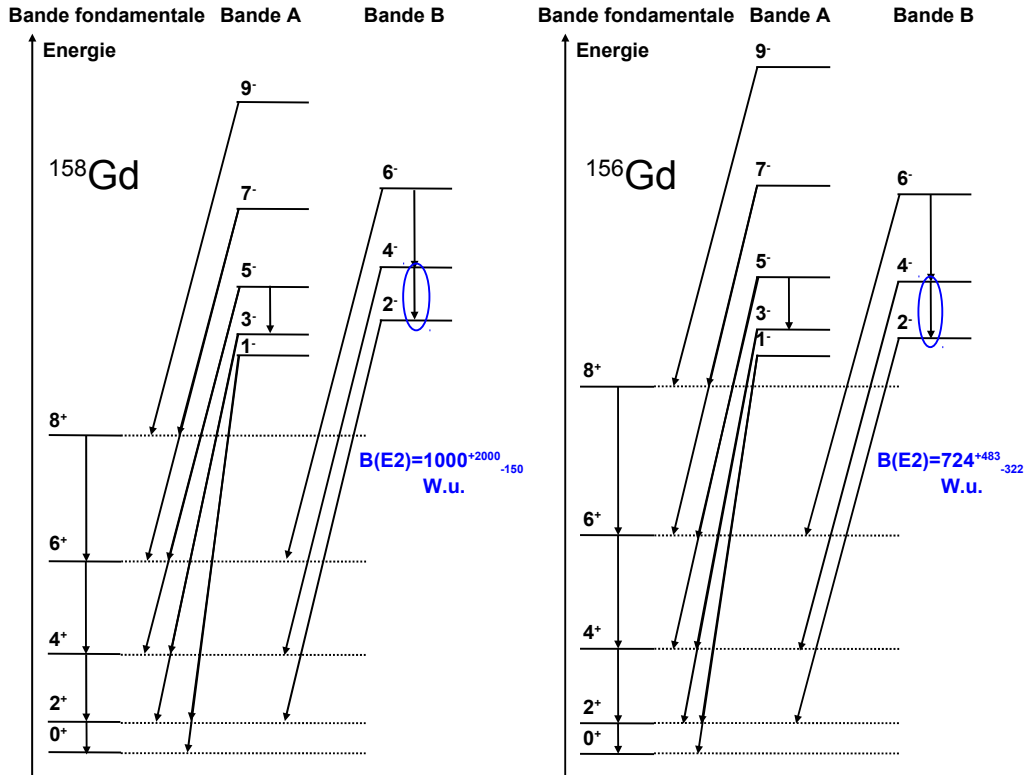


FIGURE 4.9 – Schéma partiel des états représentant les deux premières bandes rotationnelles de parité négative dans le  $^{156}\text{Gd}$  et le  $^{158}\text{Gd}$ . Le placement énergétique de ces états est similaire pour ces deux noyaux atomiques. Une probabilité réduite de transition quadrupolaire  $B(E2, 4^- \rightarrow 2^-)$  anormalement élevée est mesurée pour ces deux noyaux atomiques.

## 4.5 Conclusions du chapitre

Ce dernier chapitre synthétise les mesures connues de la thèse et de la littérature des premiers états nucléaires de  $1^-$  à  $5^-$  dans le  $^{156}\text{Gd}$  grâce aux schémas partiels de désexcitation de ces états. Les  $B(E1)$  et  $B(E2)$  obtenues pour les transitions qui désexcitent ces états sont comparées entre les états de spin impair et pair.

Une étude de la limite de la validité de l'hypothèse de la vibration octupolaire avec couplage de Coriolis est réalisée. Les modèles actuels (ici RPA et IBA) ne permettent pas de comprendre les valeurs obtenues respectivement pour l'observable de moment d'inertie cinématique et de probabilité réduite de transition.

La classification historique des bandes de parité négative du  $^{156}\text{Gd}$  est remise en cause par les mesures de cette thèse. Nos valeurs de probabilités réduites de transition ne permettent plus d'affirmer que les deux premières bandes rotationnelles de parité négative sont partenaires ce qui ouvre la voie à une réinterprétation des structures associées. Une première comparaison des probabilités réduites de transition entre la théorie et l'expérience est réalisée indiquant la possibilité de la présence d'une composante de

déformation octupolaire axiale (forme de poire) et non-axiale (forme de tétraèdre) pour expliquer les probabilités réduites de transition.

Pour aller plus loin dans la compréhension des structures octupolaires dans les Terres-Rares, une expérience test de durée de vie par méthode Plunger a été réalisée. Les états de bas spin pourraient aussi être peuplés par une réaction de capture radiative inélastique ( $n, n'\gamma$ ). Le noyau atomique suivant d'intérêt est le  $^{158}\text{Gd}$  car des valeurs tout aussi singulières des probabilités réduites de transition (notamment quadrupolaire) ont été mesurées.

---

# Conclusions

L'ensemble des mesures effectuées au cours de cette thèse à l'ILL, avec les détecteurs GAMS5 et EXILL, nous a permis d'obtenir pour la première fois une évaluation des probabilités réduites de transition des premiers états de bas spin de parité négative du  $^{156}\text{Gd}$ . Ces états sont des candidats potentiels à la manifestation de la symétrie de « Haut-Rang » tétraédrique telle qu'elle a été prédite pour ce noyau atomique [Dudek J. et al. 2002] et [Dudek J. et al. 2006].

En particulier, nous avons mesuré les probabilités réduites  $B(E1)$  et  $B(E2)$  pour les transitions dipolaires et quadrupolaires désexcitant les états  $2^-$  et  $4^-$  de la première bande rotationnelle à spin pair de parité négative afin de pouvoir les comparer à celles des états de la première bande à spin impair  $1^-$  [Pitz H.H. et al. 1989] et sources [ENSDF] ( $I_\gamma$ ),  $3^-$  [Klora J. et al. 1993] et  $5^-$  [Jentschel M. et al. 2010]. Cette comparaison a pour but de tester l'interprétation de la structure qui est actuellement donnée dans la littérature, à savoir : la vibration à un phonon suivant une déformation octupolaire axiale (forme de poire) brisant la symétrie de réflexion d'espace. En particulier, la question centrale de notre travail est de déterminer grâce à nos mesures, si ces deux premières bandes rotationnelles de parité négative peuvent être réellement les « partenaires en signature » d'une structure de déformation octupolaire axiale de tête de bande  $K^\pi = 1^-$ . Après avoir évalué les conséquences du couplage de Coriolis mélangeant les têtes de bande sur les probabilités réduites de transition, nous pouvons répondre non à cette question car les probabilités réduites  $B(E1)$  et  $B(E2)$  de ces deux bandes sont de valeurs trop dissemblables ce qui suggère l'existence de deux structures différentes.

Les premières comparaisons, que nous avons pu faire avec les calculs théoriques - approximation du champ moyen microscopique et interactions résiduelles du hamiltonien avec un potentiel de Woods-Saxon [Tagami S. et al. 2013] - se basant sur des déformations arbitraires, font apparaître une possibilité de mélange de configurations des excitations vibrationnelles octupolaires à un phonon suivant les déformations axiale  $\alpha_{30}$  (forme de poire) et non-axiale  $\alpha_{32}$  (forme de tétraèdre). Mais, la validation de ces comparaisons nécessite sur le plan théorique la résolution de l'équation de Schrödinger collective permettant d'obtenir les déformations dans l'espace 4D ( $\alpha_{20}\alpha_{22}\alpha_{30}\alpha_{32}$ ), desquelles seront déduites les probabilités réduites de transition théoriques. Une comparaison directe avec

les valeurs expérimentales sera alors possible ce qui permettra de quantifier l'influence des symétries de « Haut-Rang » sur la stabilité nucléaire du  $^{156}\text{Gd}$ , et au delà sur l'ensemble de la table de masse : comme par exemple le  $^{96}\text{Zr}$  où une présence de la symétrie tétraédrique est suggérée dans la configuration de l'état fondamental [Dudek J. et al. 2014], en passant par la région des Actinides [Curien D. et al. 2011], et au delà vers les noyaux atomiques « super-lourds ». Ces calculs sont actuellement en cours au sein de la collaboration TetraNuc.

# Annexes

## A Cartes de surface d'énergie nucléaire totale

Les cartes de surface d'énergie nucléaire totale [Dudek J. et Mazurek K.] pour les déformations octupolaires axiale et non-axiale en fonction de la déformation quadrupolaire, soit respectivement  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$  et  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$ , sont données ici pour les isotopes du Gd ( $Z=64$ ) avec  $N=[70-106]$  (isotopes du Gd déjà produits expérimentalement). Cet ensemble de cartes le long d'une chaîne isotopique complète montre les évolutions de formes en fonction de  $N$  : compétition de formes oblate/prolate pour les noyaux atomiques légers, sphéricité à  $N=82$ , apparition des minima octupolaires axiaux (forme de poire) à  $N=86$  pour les noyaux atomiques « transitionnels », apparition des minima octupolaires non-axiaux (forme de tétraèdre) avec concurrence d'une susceptibilité octupolaire axiale à  $N=90$  puis disparition de ces mêmes minima à  $N=94$ , et enfin fort minimum prolate pour les noyaux atomiques riches en neutrons avec persistance d'une légère susceptibilité octupolaire axiale. Dans le cadre de la comparaison entre la déformation octupolaire axiale (forme de poire) et non-axiale (forme de tétraèdre), les deux cartes de surface d'énergie nucléaire totale les plus pertinentes sont celles du  $^{150}\text{Gd}$  avec  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$  et du  $^{154}\text{Gd}$  avec  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

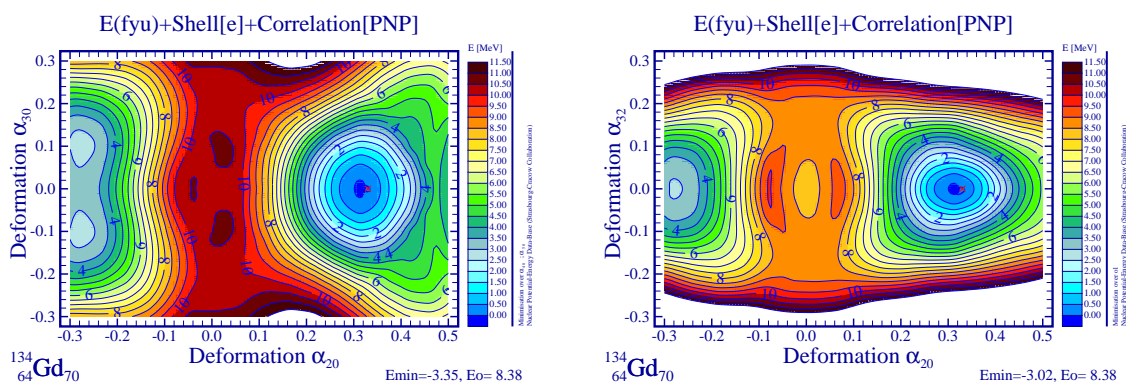


FIGURE A.1 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{134}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

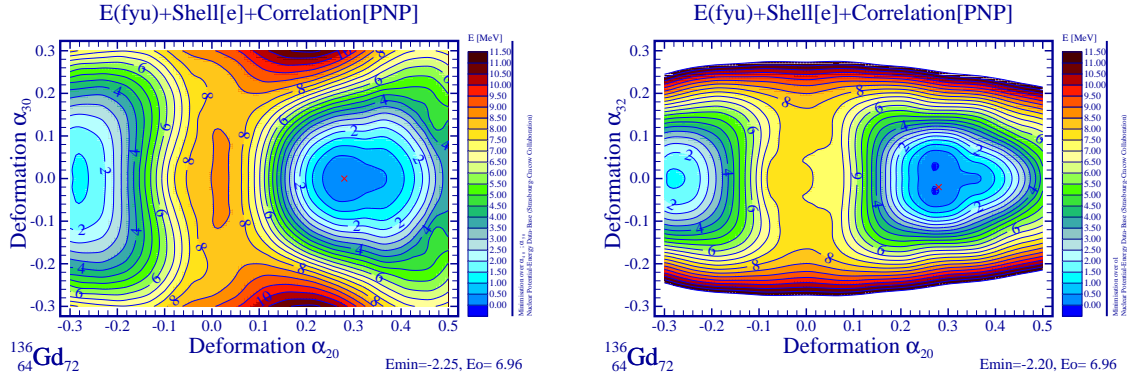


FIGURE A.2 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{136}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

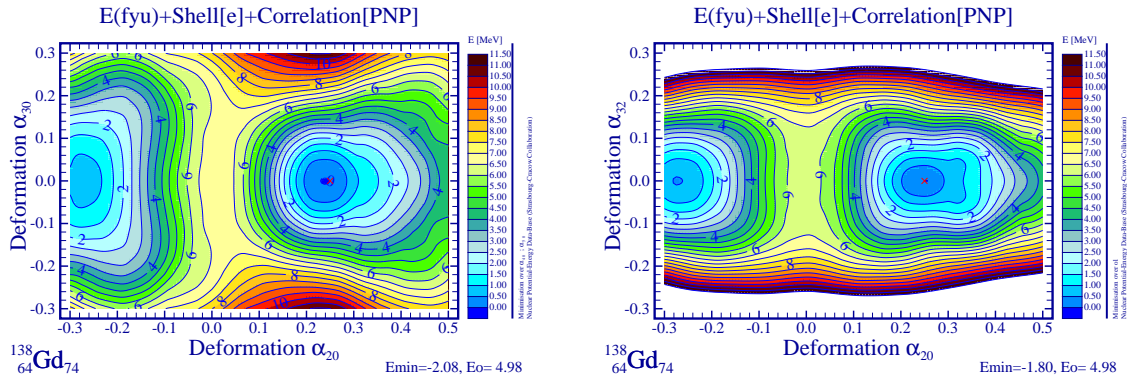


FIGURE A.3 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{138}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

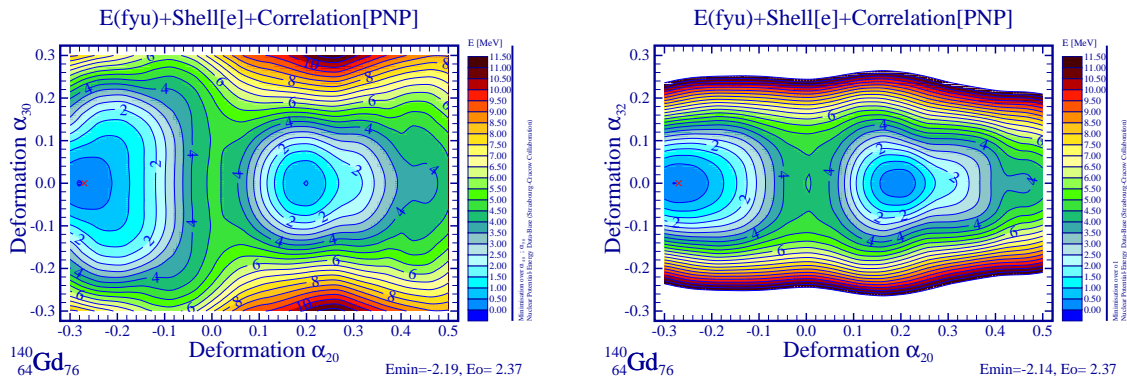


FIGURE A.4 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{140}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .



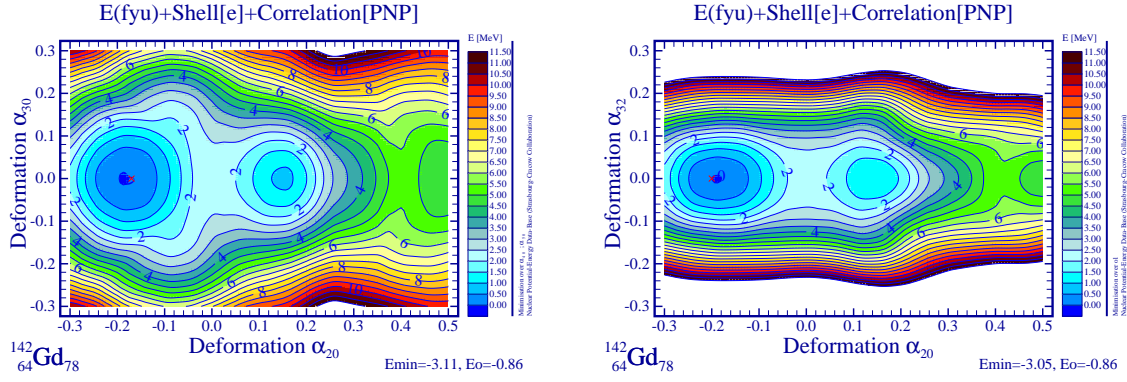


FIGURE A.5 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{142}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

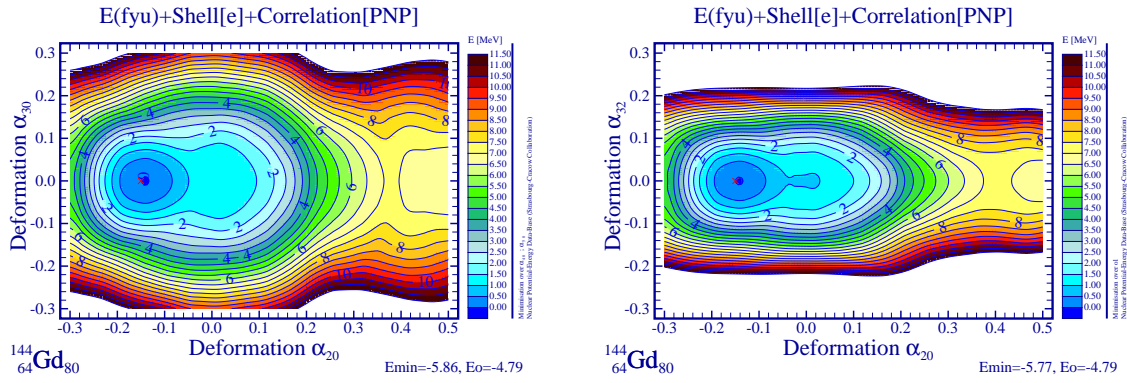


FIGURE A.6 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{144}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

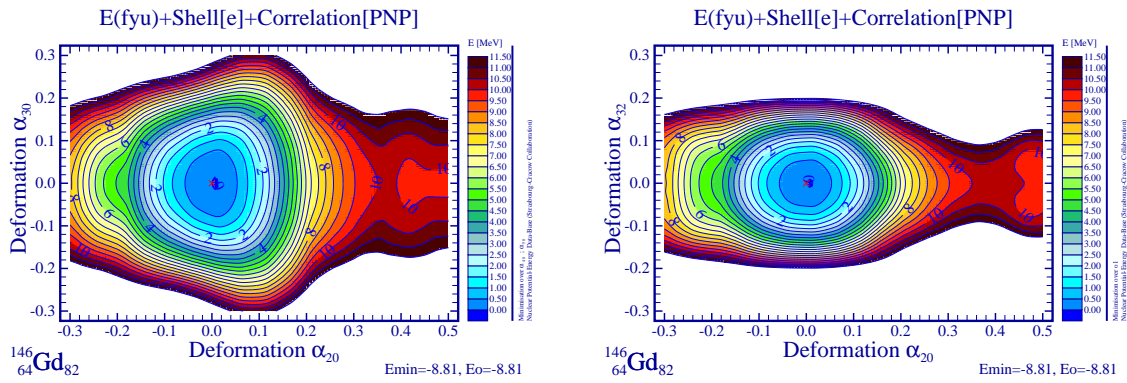


FIGURE A.7 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{146}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

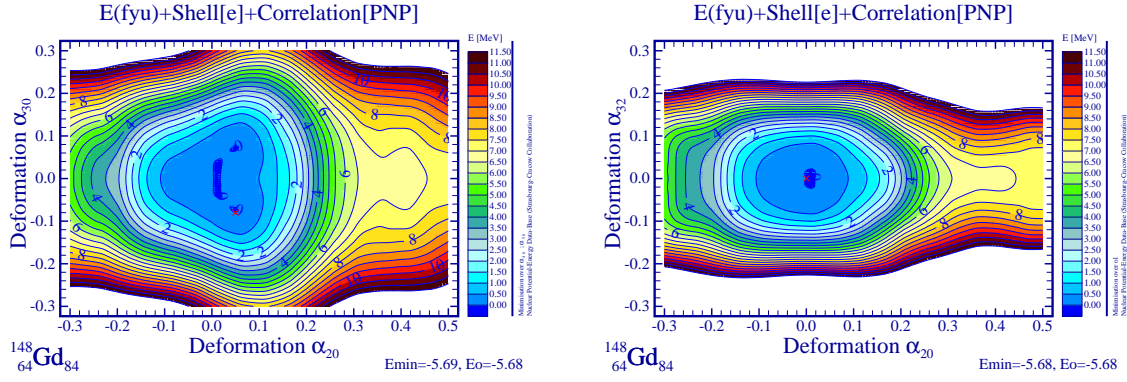


FIGURE A.8 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{148}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

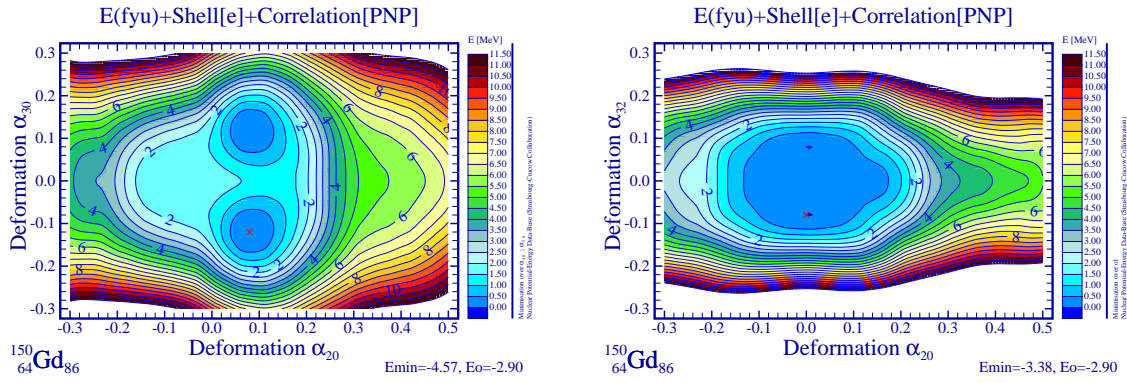


FIGURE A.9 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{150}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

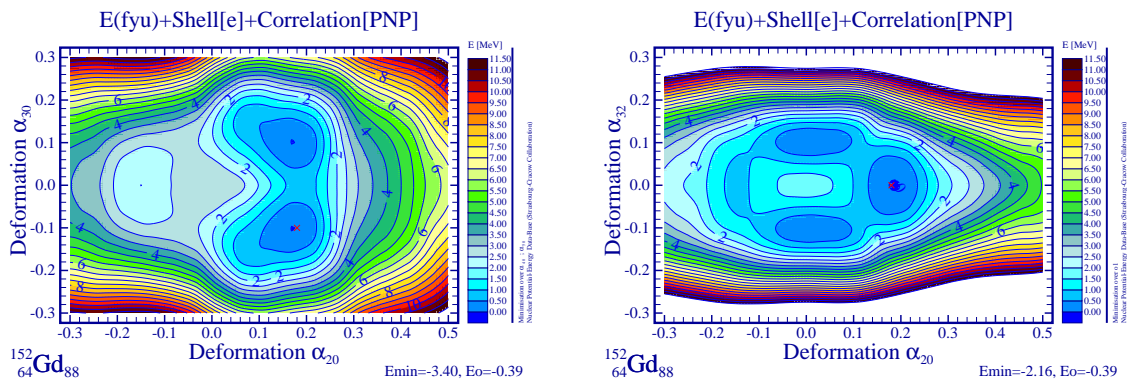


FIGURE A.10 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{152}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

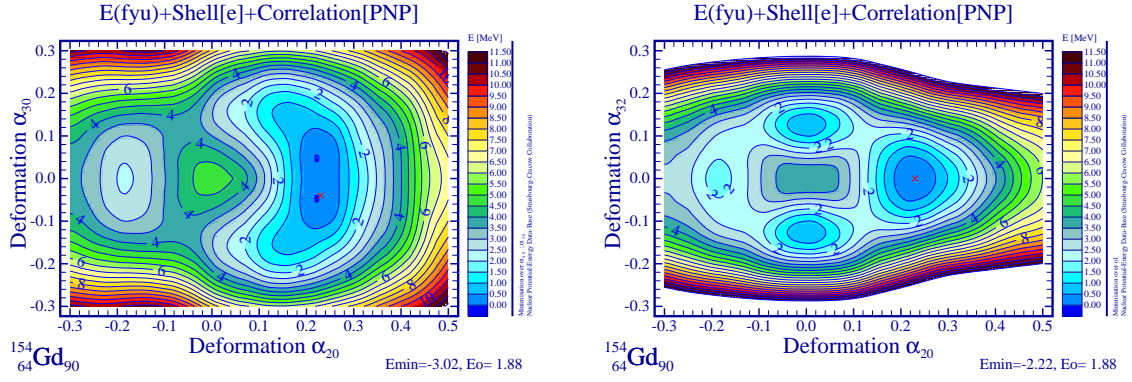


FIGURE A.11 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{154}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

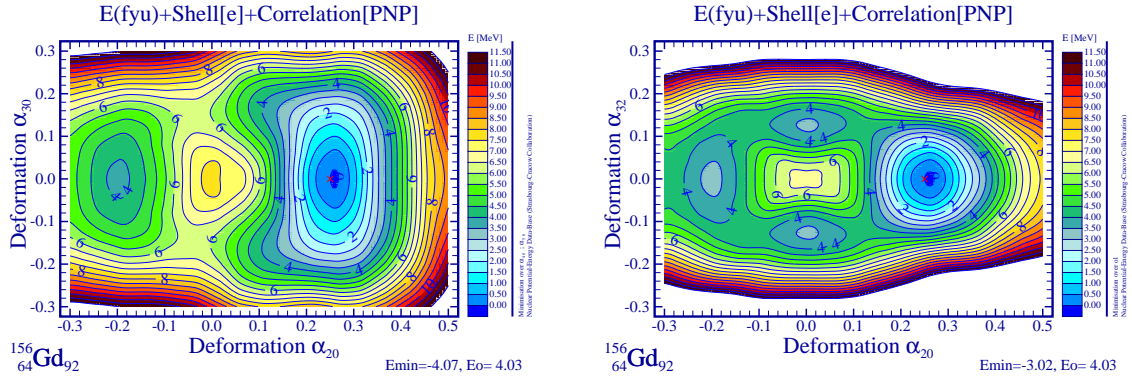


FIGURE A.12 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{156}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

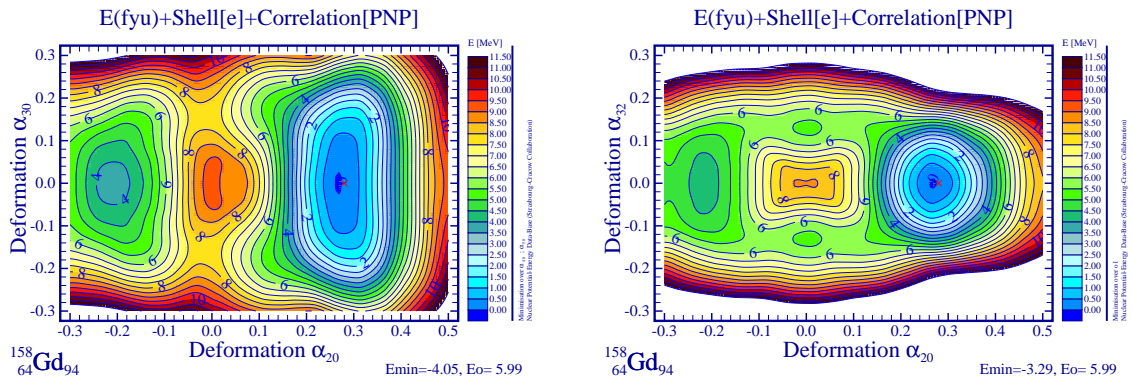


FIGURE A.13 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{158}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

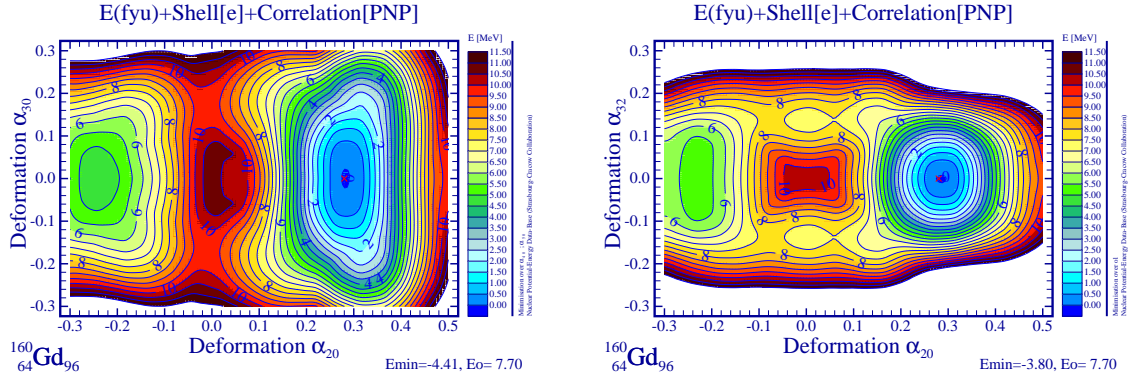


FIGURE A.14 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{160}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

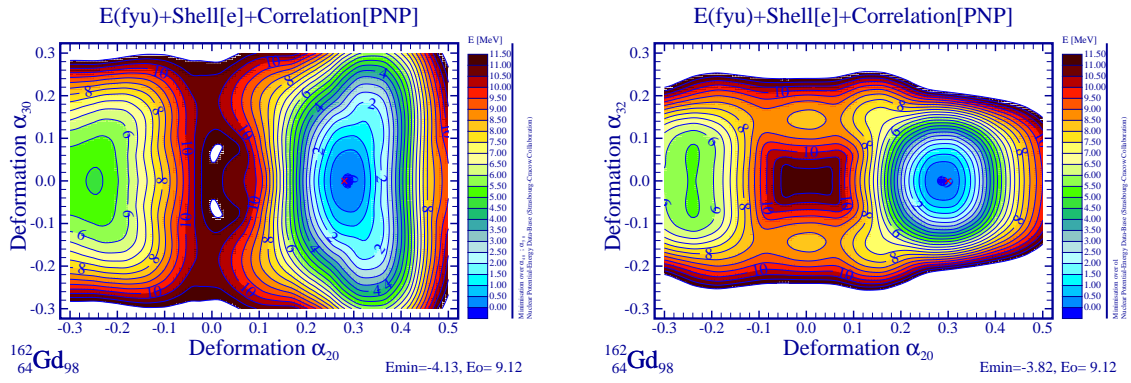


FIGURE A.15 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{162}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

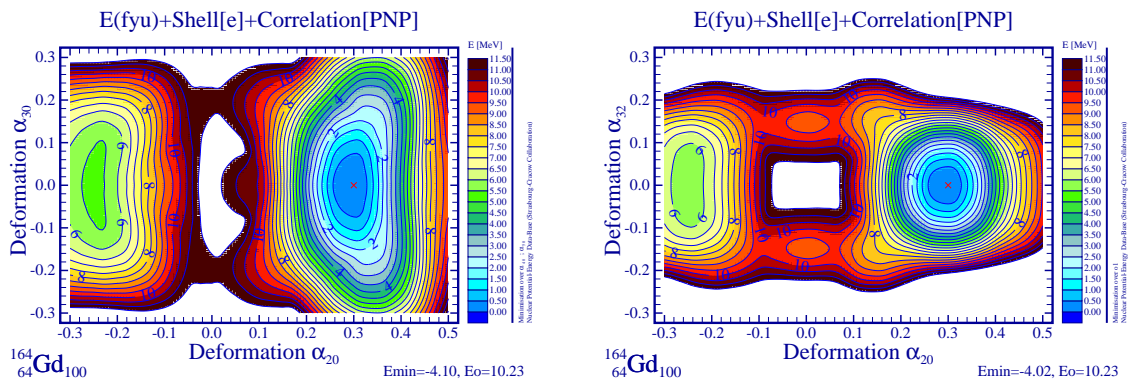


FIGURE A.16 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{164}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

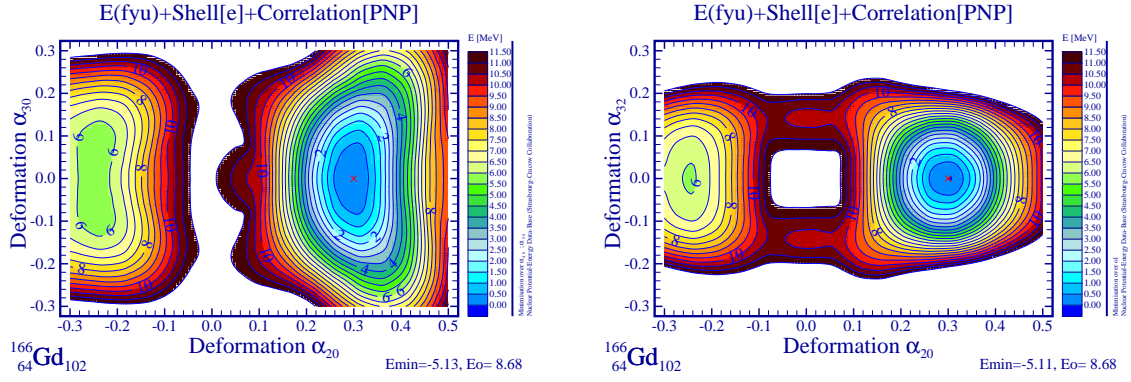


FIGURE A.17 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{166}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

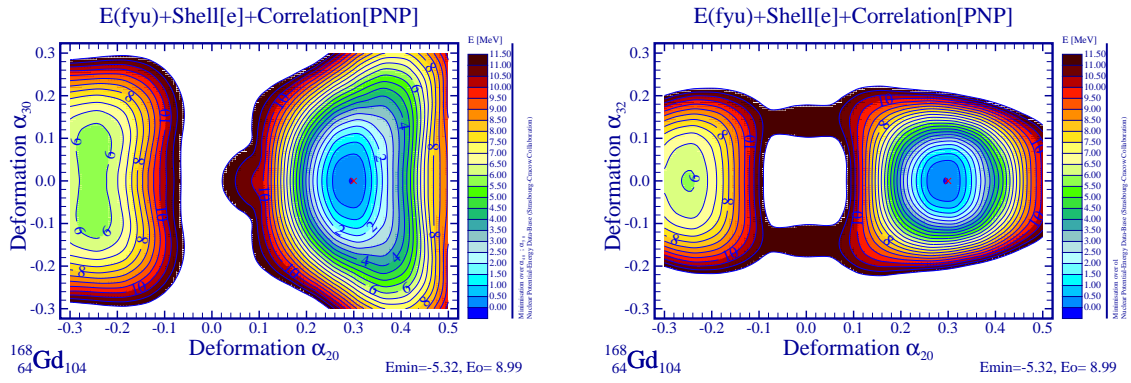


FIGURE A.18 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{168}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

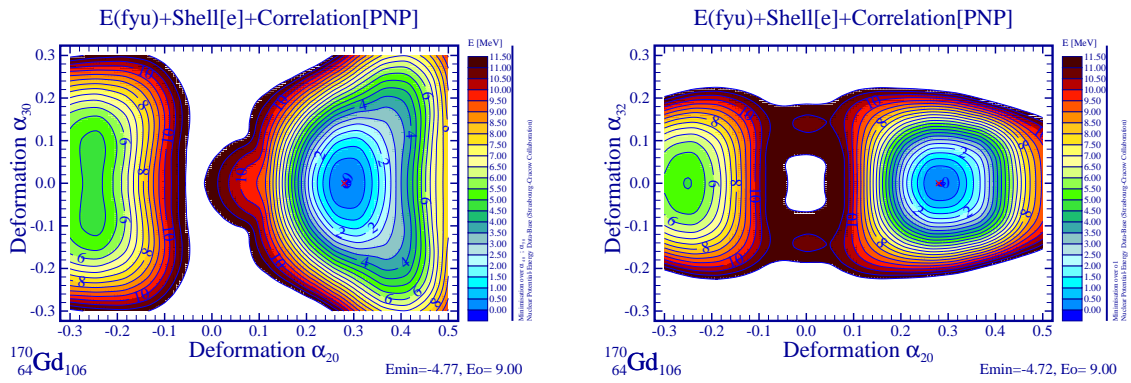


FIGURE A.19 – Surface d'énergie nucléaire totale du  $^{170}\text{Gd}$ , à gauche  $\alpha_{32}$  vs.  $\alpha_{20}$  et à droite  $\alpha_{30}$  vs.  $\alpha_{20}$ .

## B Moments d'inertie cinétique pour les bandes A et B comparés à la bande fondamentale pour les noyaux atomiques des Terres-Rares de la région du $^{156}\text{Gd}$

Le moment d'inertie cinématique  $\mathcal{J}_x$  est calculé pour les deux premières bandes rotationnelles de parité négative construites sur l'état  $1^-$  (ou  $3^-$ ) pour la bande A et  $2^-$  pour la bande B. Les têtes de bande utilisées dans le calcul sont celles de la littérature, sources [ENSDF]. Le chiffre spécifié pour chaque point sur les graphiques est le spin de l'état initial. Les carrés rouges correspondent à la bande fondamentale, les triangles verts à la bande A de spin impair et les points bleus à la bande B de spin pair. Nous remarquons qu'il existe seulement assez peu de données expérimentales ce qui ne permet pas de faire de véritable systématique. Mais de façon générale, nous pouvons observer que : pour  $Z=64, 66, 70$  et  $72$  (respectivement les isotopes du Gd, Dy, Yb et Hf) les bandes A et B adoptent des comportements différents à bas spin, alors que pour  $Z=74$  (isotopes du W) les moments d'inertie cinétique sont très similaires.

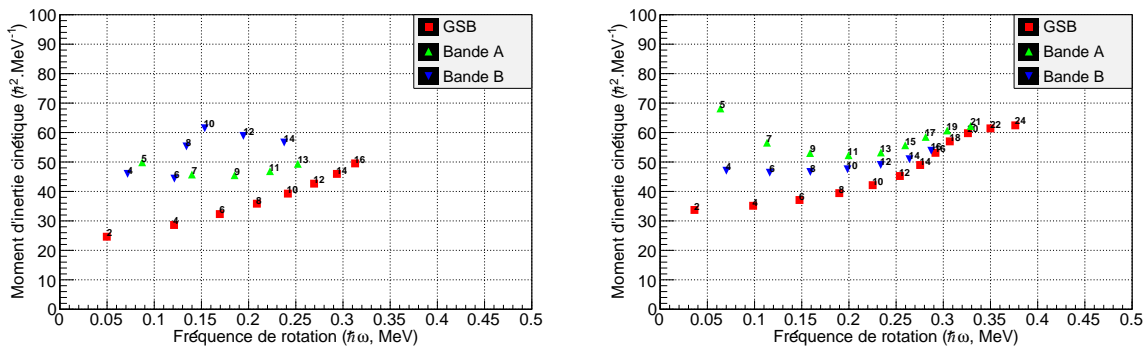


FIGURE B.1 – Moment d'inertie cinématique, à gauche du  $^{152}\text{Sm}$  et à droite du  $^{156}\text{Gd}$ .

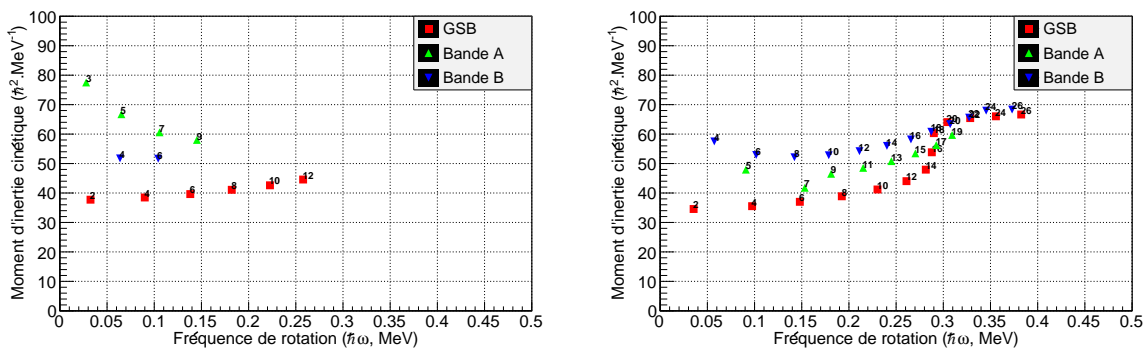


FIGURE B.2 – Moment d'inertie cinématique, à gauche du  $^{158}\text{Gd}$  et à droite du  $^{160}\text{Dy}$ .

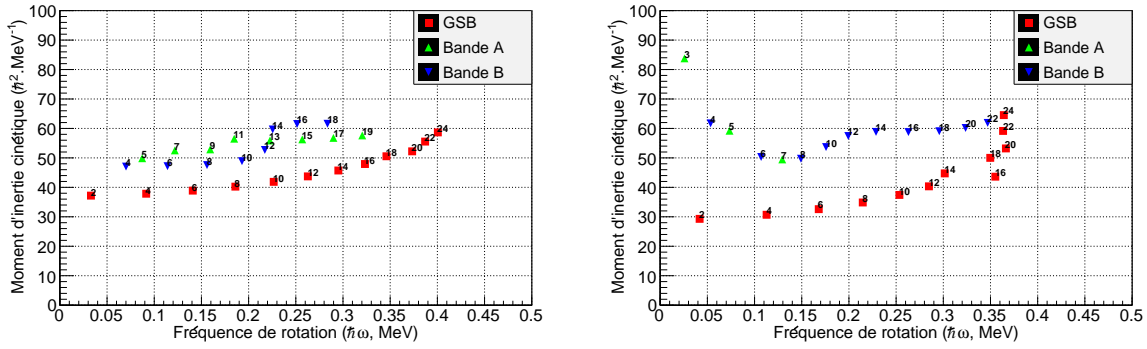


FIGURE B.3 – Moment d'inertie cinétique, à gauche du  $^{162}\text{Dy}$  et à droite du  $^{166}\text{Yb}$ .

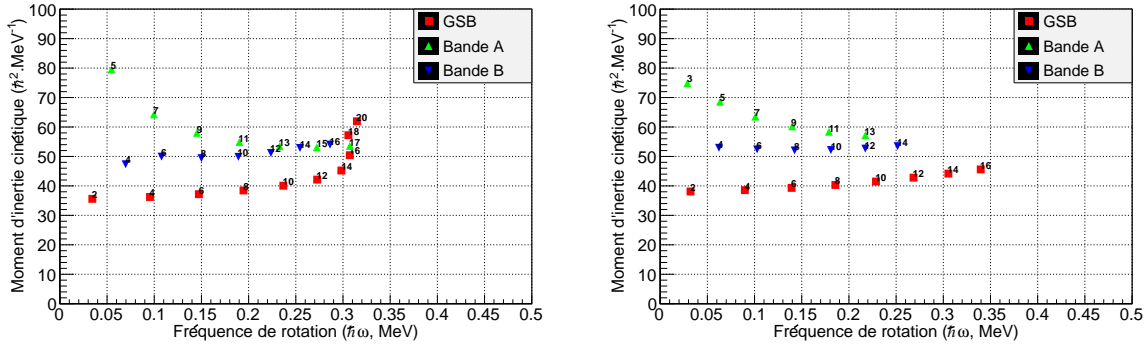


FIGURE B.4 – Moment d'inertie cinétique, à gauche du  $^{170}\text{Yb}$  et à droite du  $^{172}\text{Yb}$ .

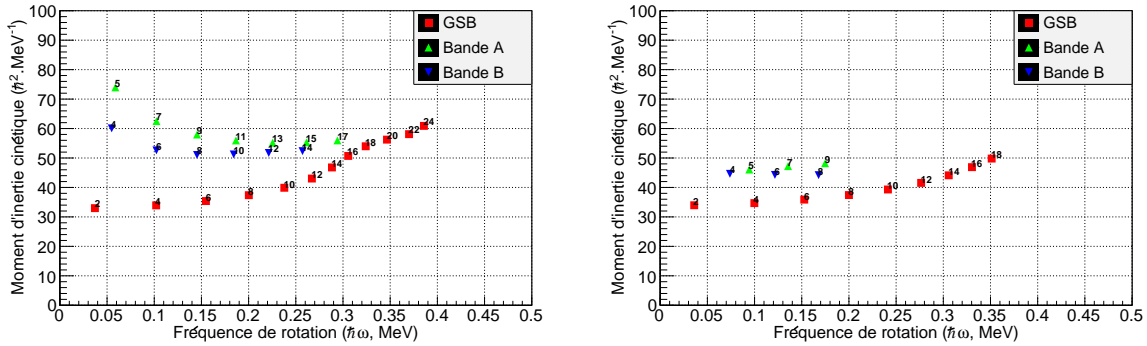


FIGURE B.5 – Moment d'inertie cinétique, à gauche du  $^{174}\text{Hf}$  et à droite du  $^{176}\text{Hf}$ .

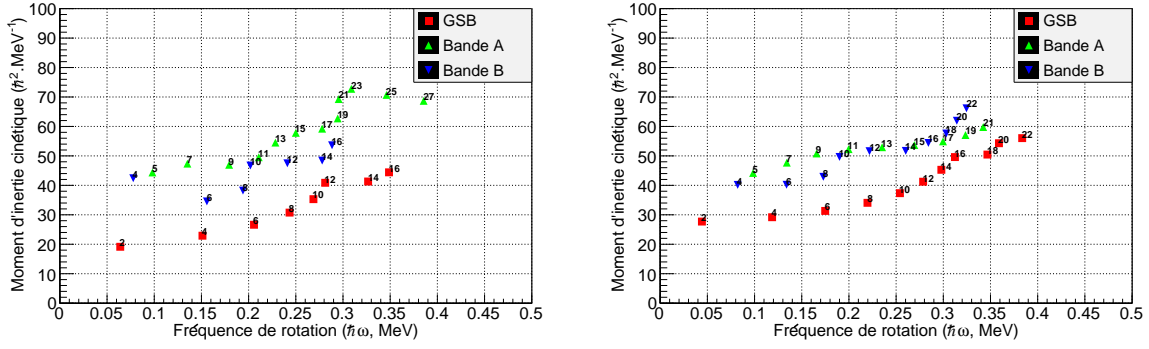


FIGURE B.6 – Moment d'inertie cinétique, à gauche du  $^{170}\text{W}$  et à droite du  $^{176}\text{W}$ .

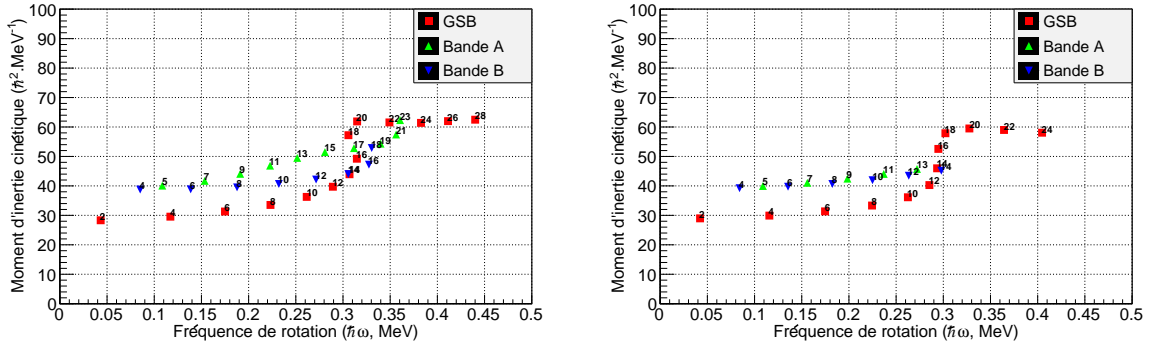


FIGURE B.7 – Moment d'inertie cinétique, à gauche du  $^{178}\text{W}$  et à droite du  $^{180}\text{W}$ .

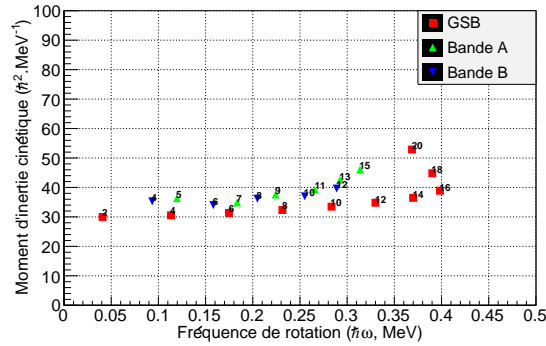


FIGURE B.8 – Moment d'inertie cinétique, du  $^{182}\text{W}$ .



## C Liste des coïncidences $\gamma$ - $\gamma$ obtenues avec EXILL en réaction $(n_{th}, \gamma)$

Les tableaux suivants répertorient les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  que nous avons pu identifier dans l'alimentation de nos états d'intérêt. Une nouvelle transition par rapport à la littérature (sources [ENSDF]) est signalée par (\*). Les intensités de transition  $\gamma$  sont normalisées pour  $10^4$  neutrons absorbés. Les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  sont classées en fonction du diagramme de coïncidence de la figure [C.1] qui schématise les principaux processus d'alimentation des états « yrasts » en réaction  $(n_{th}, \gamma)$  pour le  $^{156}\text{Gd}$  (le cas 5. est par définition non représenté dans les tableaux car il n'y a pas de mise en évidence de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  à cause du passage des transitions uniquement par le quasi-continuum).

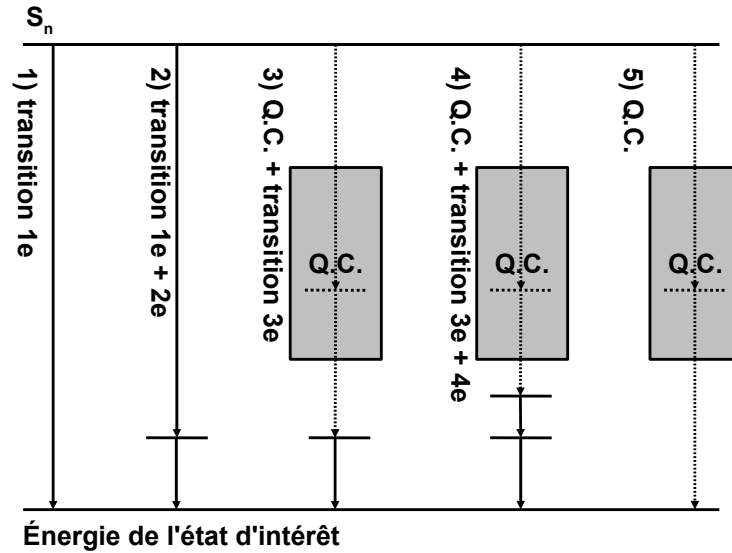


FIGURE C.1 – Schéma de principe des différentes voies d'alimentation des états de basse énergie d'excitation en réaction  $(n_{th}, \gamma)$  pour le  $^{156}\text{Gd}$ . Les transitions  $\gamma$  discrètes sont représentées par les flèches tandis que le quasi-continuum (noté Q.C. dans le tableau [3.4]) est représenté par les rectangles gris.

Les états d'intérêt des bandes A et B sont donnés ici avec leur intensité de désexcitation totale :

- $1^-$  à 1242 keV avec  $I_\gamma = 510.20/10^4 n$  ;
- $2^-$  à 1320 keV avec  $I_\gamma = 557.24/10^4 n$  ;
- $3^-$  à 1276 keV avec  $I_\gamma = 632.00/10^4 n$  ;
- $4^-$  à 1468 keV avec  $I_\gamma = 258.36/10^4 n$  ;
- $5^-$  à 1408 keV avec  $I_\gamma = 117.10/10^4 n$ .

## C.1 Coïncidences de transition primaire directe avec un état d'intérêt

2 coïncidences de transition primaire directe avec un état d'intérêt sont répertoriées.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$
$2^-$	7216.3	5.7(15)

TABLE C.1 – 1 coïncidence de transition primaire directe avec l'état  $2^-$  à 1320 keV.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$
$3^-$	7259.6	12.2(7)

TABLE C.2 – 1 coïncidence de transition primaire directe avec l'état  $3^-$  à 1276 keV.

## C.2 Coïncidences de transition primaire et secondaire avec un état d'intérêt

38 coïncidences de transition primaire et secondaire avec un état d'intérêt sont répertoriées.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$	transition secondaire (keV)	$I_\gamma$
$1^-$	6531.9	5.9(15)	763.6	5.4(4)
$1^-$	6319.1	27.2(7)	974.1	24.5(12)
$1^-$	6296.0	4.5(10)	998.1*	4.5(6)
$1^-$	6172.3	2.2(40)	1123.7*	3.1(8)
$1^-$	6107.8	12.5(15)	1185.0*	18.8(2)
$1^-$	5816.5	7.2(15)	1477.3*	3.8(7)
$1^-$	5588.6	34.7(10)	1704.9*	3.2(8)

TABLE C.3 – 7 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état  $1^-$  à 1242 keV.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$	transition secondaire (keV)	$I_\gamma$
$2^-$	6509.0	2.5(30)	706.9	0.8(3)
$2^-$	6481.7	70.0(50)	734.4	3.7(4)
$2^-$	6465.8	25.4(5)	750.6	15.5(12)
$2^-$	6429.4	83.0(5)	787.0	24.5(15)
$2^-$	6347.1	75.0(50)	867.1	10.7(5)
$2^-$	6319.1	27.2(7)	897.1	3.8(5)
$2^-$	6279.1	9.6(10)	937.0	5.5(14)
$2^-$	5920.9	6.1(50)	1294.9*	1.8(10)
$2^-$	5884.4	40.0(70)	1332.2*	5.8(4)
$2^-$	5648.3	13.0(15)	1568.3*	3.3(7)
$2^-$	5548.2	16.9(10)	1667.6*	2.5(8)
$2^-$	5529.1	10.7(15)	1687.0*	2.9(8)
$2^-$	5485.8	20.2(10)	1730.2*	5.3(5)
$2^-$	5394.4	5.1(25)	1821.8*	1.7(10)
$2^-$	5346.2	31.9(7)	1870.1*	1.3(11)
$2^-$	5000.9	18.2(20)	2211.7*	2.4(7)
$2^-$	4941.1	26.1(15)	2276.5*	3.0(6)

TABLE C.4 – 17 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état  $2^-$  à 1320 keV.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$	transition secondaire (keV)	$I_\gamma$
$3^-$	6764.8	34.3(5)	494.9	11.9(5)
$3^-$	6620.3	10.6(10)	638.7	8.0(9)
$3^-$	6347.1	75.0(50)	914.6	9.9(22)
$3^-$	6481.7	70.0(50)	777.6*	5.8(4)
$3^-$	6319.1	27.2(7)	940.3*	12.7(2)
$3^-$	5773.5	16.6(10)	1485.5*	4.1(5)
$3^-$	5705.3	23.1(7)	1553.6*	9.1(3)
$3^-$	5661.6	41.3(5)	1595.9*	7.2(4)
$3^-$	5626.8	11.2(20)	1634.3*	3.3(7)
$3^-$	5588.6	34.7(10)	1671.3*	11.8(2)

TABLE C.5 – 10 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état  $3^-$  à 1276 keV.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$	transition secondaire (keV)	$I_\gamma$
$4^-$	6465.8	25.4(5)	601.8	10.3(3)
$4^-$	5648.3	13(15)	1419.5*	3.8(5)
$4^-$	5529.1	10.7(15)	1538.3*	4.7

TABLE C.6 – 3 coïncidences de transition primaire et secondaire avec l'état  $4^-$  à 1468 keV.

$I^\pi$	transition primaire (keV)	$I_\gamma$	transition secondaire (keV)	$I_\gamma$
$5^-$	6262.4	3.3(30)	865.8*	2.2(7)

TABLE C.7 – 1 coïncidence de transition primaire et secondaire avec l'état  $5^-$  à 1408 keV.

### C.3 Coïncidences de transition tertiaire avec un état d'intérêt

123 coïncidences passant par le continuum avec un état d'intérêt sont répertoriées.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$
$1^-$	472.7	28.6(11)
$1^-$	490.3	3.29(19)
$1^-$	608.7	7.2(7)
$1^-$	672.4	3.21(19)
$1^-$	691.8	5.8(5)
$1^-$	709.9	29.0(11)
$1^-$	723.4	14.7(7)
$1^-$	782.4	13.3(10)
$1^-$	861.0	4.2(3)
$1^-$	931.8	13.1(9)
$1^-$	944.3	14.0(20)
$1^-$	948.1	3.5(12)
$1^-$	1080.6	12.6(24)
$1^-$	537.9*	4.6(5)
$1^-$	728.1*	3.6(6)
$1^-$	745.4*	13.3(2)
$1^-$	839.1*	6.8(4)
$1^-$	904.7*	6.5(4)
$1^-$	917.6*	2.5(7)
$1^-$	961.0	15.5(2)
$1^-$	1149.2*	2.5(7)
$1^-$	1159.3*	2.2(8)
$1^-$	1221.2*	5.6(5)
$1^-$	1265.2*	2.1(8)
$1^-$	1335.2*	2.3(8)
$1^-$	1374.6*	6.1(4)
$1^-$	1404.6*	7.6(3)
$1^-$	1421.5*	2.5(7)
$1^-$	1529.3*	5.6(5)
$1^-$	1587.8*	2.7(7)
$1^-$	1604.3*	2.1(8)
$1^-$	1610.7*	1.8(9)
$1^-$	1628.9*	1.8(9)
$1^-$	1636.8*	3.0(6)
$1^-$	1689.3*	7.5(3)

TABLE C.8 – 35 coïncidences de transition tertiaire avec l'état  $1^-$  à 1242 keV.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$
$2^-$	460.8	2.28(11)
$2^-$	614.5	57.3(18)
$2^-$	632.7	4.18(16)
$2^-$	646.2	20.3(10)
$2^-$	684.0	6.8(5)
$2^-$	996.9	5.4(5)
$2^-$	451.5*	0.5(3)
$2^-$	532.0*	1.2(6)
$2^-$	705.2*	8.4(3)
$2^-$	727.9*	5.3(5)
$2^-$	855.1*	1.9(5)
$2^-$	912.3*	6.8(4)
$2^-$	930.8*	2.0(5)
$2^-$	981.8*	2.7(5)
$2^-$	1030.1*	1.3(7)
$2^-$	1045.2*	3.1(5)
$2^-$	1148.2*	3.7(5)
$2^-$	1269.3*	1.5(6)
$2^-$	1400.6*	7.3(3)
$2^-$	1429.9*	3.0(5)
$2^-$	1510.6*	1.1(7)
$2^-$	1520.5*	2.3(5)
$2^-$	1560.5*	0.5(8)
$2^-$	1579.3*	3.2(5)
$2^-$	1596.1*	1.9(6)
$2^-$	1611.2*	4.6(5)
$2^-$	1744.9*	1.2(7)
$2^-$	1761.1*	5.0(4)

TABLE C.9 – 28 coïncidences de transition tertiaire avec l'état  $2^-$  à 1320 keV.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$
$3^-$	575.7	1.96(23)
$3^-$	658.4	9.1(5)
$3^-$	688.9	2.5(3)
$3^-$	725.7	3.9(4)
$3^-$	748.7	30.1(21)
$3^-$	879.4	5.9(5)
$3^-$	898.1	17.2(9)
$3^-$	1106.2	13.6(10)
$3^-$	768.4*	4.5(5)
$3^-$	858.8*	14.5(2)
$3^-$	870.8*	10.9(3)
$3^-$	999.0*	2.1(6)
$3^-$	1040.6*	8.9(3)
$3^-$	1060.0*	5.6(4)
$3^-$	1124.0*	2.7(6)
$3^-$	1165.8*	6.6(4)
$3^-$	1222.4*	6.0(4)
$3^-$	1231.7*	9.1(3)
$3^-$	1292.0*	3.6(5)
$3^-$	1306.8*	2.6(6)
$3^-$	1325.8*	10.0(3)
$3^-$	1338.6*	3.5(5)
$3^-$	1388.2*	3.2(5)
$3^-$	1420.1*	1.8(7)
$3^-$	1432.6*	20.0(2)
$3^-$	1447.2*	3.1(5)
$3^-$	1468.1*	1.8(7)
$3^-$	1518.0*	2.4(6)
$3^-$	1544.5*	1.2(8)
$3^-$	1570.3*	3.8(5)
$3^-$	1643.0*	4.1(5)

TABLE C.10 – 31 coïncidences de transition tertiaire avec l'état  $3^-$  à 1276 keV.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$
$4^-$	237.2	0.66(4)
$4^-$	312.0	0.37(5)
$4^-$	465.6	0.96(11)
$4^-$	548.3	2.64(13)
$4^-$	552.1	0.37(8)
$4^-$	687.0	10.0(7)
$4^-$	788.3	2.2(3)
$4^-$	115.0*	2.1(7)
$4^-$	496.5*	2.8(6)
$4^-$	638.1*	2.1(7)
$4^-$	867.8*	2.4(7)
$4^-$	917.2*	2.3(7)
$4^-$	997.3*	3.9(5)
$4^-$	1009.9*	2.6(7)
$4^-$	1049.7*	2.1(7)
$4^-$	1183.1*	8.8(3)
$4^-$	1207.8*	0.6(4)
$4^-$	1328.9*	1.1(4)
$4^-$	1392.9*	1.3(4)
$4^-$	1405.7*	1.2(4)
$4^-$	2144.7*	1.6(4)

TABLE C.11 – 21 coïncidences de transition tertiaire avec l'état  $4^-$  à 1468 keV.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$
$5^-$	485.1	2.4(4)
$5^-$	645.3*	2.2(5)
$5^-$	726.9*	13.3(2)
$5^-$	747.2*	8.9(3)
$5^-$	895.7*	8.8(3)
$5^-$	909.0*	3.4(5)
$5^-$	992.0*	5.1(4)
$5^-$	1057.5*	4.2(5)

TABLE C.12 – 8 coïncidences de transition tertiaire avec l'état  $5^-$  à 1408 keV.



## C.4 Coïncidences de transition tertiaire et quaternaire avec un état d'intérêt

3 coïncidences de transition tertiaire et quaternaire passant par le continuum avec un état d'intérêt sont répertoriées.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$	transition quaternaire (keV)	$I_\gamma$
$2^-$	237.2	0.66(4)	148.8	1.04(5)

TABLE C.13 – 1 coïncidence de transition tertiaire et quaternaire avec l'état  $2^-$  à 1320 keV.

$I^\pi$	transition tertiaire (keV)	$I_\gamma$	transition quaternaire (keV)	$I_\gamma$
$4^-$	464.8	1.7(5)	526.9	24.5(12)
$4^-$	420.0	0.76(5)	526.9	24.5(12)

TABLE C.14 – 2 coïncidences de transition tertiaire et quaternaire avec l'état  $4^-$  à 1468 keV.

## D Expérience test de mesure de durée de vie dans le $^{156}\text{Gd}$ par la méthode Plunger

L'objectif final de cette expérience réalisée en réaction de fusion-évaporation est double :

- effectuer une nouvelle mesure de la durée de vie du  $4^-$  à 1468 keV de la bande B pour pouvoir faire une comparaison entre deux méthodes différentes : GRID et Plunger. L'idée est d'éliminer tout biais expérimental possible concernant cette mesure qui, actuellement avec la méthode GRID, mène à une probabilité réduite de transition B(E2) totalement atypique comme montré en [4.1.2].
- réaliser si possible la première mesure de la durée de vie du  $6^-$  à 1705 keV pour mesurer l'évolution de cette probabilité réduite de transition en fonction du spin le long de la bande B. Rappelons ici que le  $6^-$  n'est pas, ou trop peu, alimenté en réaction ( $n_{th}, \gamma$ ) permettant de réaliser la mesure par la méthode GRID.

### D.1 Description de l'expérience

Une expérience test à été réalisée à l'IPN d'Orsay avec pour objectif d'en établir la faisabilité. La première analyse de ce test est donnée dans la suite de cette annexe.

L'expérience test a été réalisée avec le Plunger OUPS [Ljungvall J. et al.] du CSNSM installé auprès du multidétecteur  $\gamma$  ORGAM de l'IPN d'Orsay. La figure [D.1] montre le dispositif Plunger composé de la cible de  $^{150}\text{Nd}$  fabriquée à l'IKP de Cologne avec l'aide de A. Goasduff (CSNSM), K.O. Zell (IKP Cologne) et A. Blazhev (IKP Cologne) ; ainsi que le stoppeur en Au. Ils sont tous les deux montés sur la mécanique de précision permettant de positionner cible et stoppeur au micromètre près.

La réaction de fusion évaporation utilisée est  $^{150}\text{Nd}(^{12}\text{C}, \alpha 2n)^{156}\text{Gd}$  qui est le seul choix possible applicable à la méthode Plunger mais avec une section efficace de production de seulement 2.8 mbarns. Un meilleur faisceau aurait été le  $^{14}\text{C}$ , mais à notre énergie de bombardement seul le  $^{12}\text{C}$  permet d'être sous-Coulombien par rapport aux matériaux possibles pour le stoppeur et le « backing » afin d'éviter des réactions parasites de grande section efficace.

L'énergie optimale du faisceau a été calculée à 58.5 MeV [PACE4] en tenant compte de 2.5 MeV de ralentissement dans la cible. Toutefois, le maximum de vitesse de recul du noyau atomique composé est calculé à 0.75% de la vitesse de la lumière, ce qui est peu pour la méthode Plunger, mais qui dans des conditions d'expériences parfaites devrait quand même permettre d'effectuer la mesure.

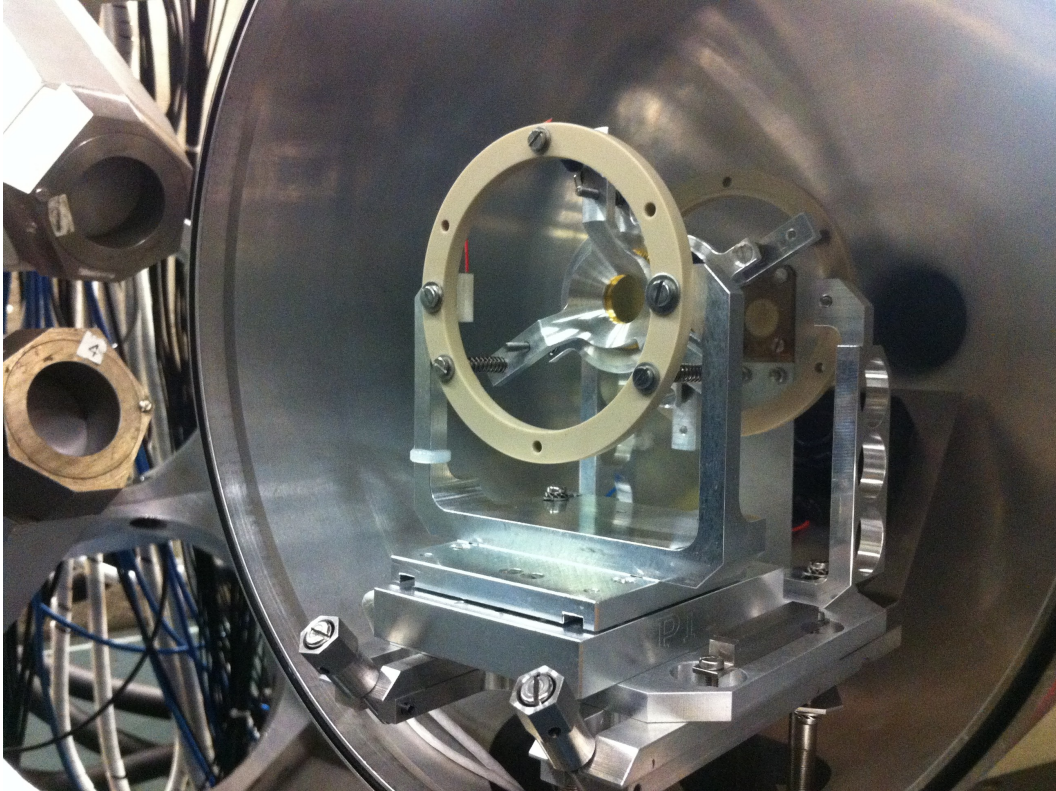


FIGURE D.1 – Dispositif cible-stoppeur du Plunger entouré du multidétecteur  $\gamma$  ORGAM installé à l'IPN d'Orsay. La cible est tendue sur la structure conique portée par l'anneau au premier plan. Le stoppeur est accroché sur l'anneau du fond. L'ensemble est posé sur un plateau sur lequel le stoppeur peut bouger afin de faire varier sa distance par rapport à la cible.

La méthode Plunger est basée sur le décalage Doppler induit par le recul du noyau atomique :

$$E' = E(1 + \beta \cos(\theta)); \quad (\text{D.1})$$

avec :

- $E$ , l'énergie de la transition de l'état d'intérêt dans le référentiel au repos ;
- $\beta$ , la vitesse de recul du noyau atomique ;
- $\theta$ , l'angle entre la direction du noyau atomique émetteur et la direction d'émission du  $\gamma$ .

Le décalage Doppler est d'autant plus grand que :

- l'énergie de la transition est importante ;
- la vitesse de recul est grande ;
- l'angle entre le noyau atomique émetteur et la direction d'émission du  $\gamma$  est proche de  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ .

La réaction de fusion produit le noyau atomique composé qui décroît vers le noyau atomique d'intérêt qui lui-même recule dans le vide à une vitesse donnée en direction du stoppeur où il est arrêté dans un deuxième temps. L'émission du  $\gamma$  d'intérêt peut alors

se faire soit durant la phase de vol où elle est Dopplérisée, soit à l'arrêt. Le rapport des intégrales entre la composante à l'arrêt  $I_s$  et en vol  $I_v$  mesurée pour différentes distances cible-stoppeur est lié à la durée de vie de l'état. Mais, il faut noter que le freinage du noyau atomique de recul dans la cible implique une variation de la vitesse de recul avec pour effet une traînée de la composante en vol vers celle à l'arrêt ce qui peut rendre l'analyse difficile à petite distance. Ce rapport s'exprime par :

$$\frac{I_s}{I_v + I_s} = \exp\left(-\frac{d}{\tau\beta c}\right); \quad (\text{D.2})$$

avec :

- $d$ , la distance entre la cible et le stoppeur ;
- $\beta$ , la vitesse de recul du noyau atomique ;
- $\tau$ , la durée de vie de l'état d'intérêt ;
- $c$ , la vitesse de la lumière.

Il faut noter qu'à ce stade l'influence de l'alimentation de l'état nucléaire sur sa durée de vie n'est pas pris en compte.

## D.2 Statistique de peuplement

Le tableau [D.1] montre la comparaison de la statistique de la voie de réaction mesurées sur la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  entre le  $^{156}\text{Gd}$  et le  $^{158}\text{Dy}$  (voie majoritaire dans notre réaction). Nous pouvons constater que le peuplement du  $^{156}\text{Gd}$  est 5 fois supérieur à celui prédit par [PACE4]. Ce fait est une bonne nouvelle car il autoriserait à effectuer la mesure dans un temps d'expérience raisonnable.

	Théorique [PACE4] (mb)	Expérimental [counts]
$^{156}\text{Gd}$	2.8	7200
$^{158}\text{Dy}$	457	231600
$^{156}\text{Gd}/^{158}\text{Dy}$	0.6%	3.1%

TABLE D.1 – Statistique de peuplement entre le  $^{156}\text{Gd}$  et le  $^{158}\text{Dy}$  comparé à la prédiction de PACE4.

## D.3 Vitesse de recul

L'analyse a été réalisée sur le  $^{158}\text{Dy}$  afin de maximiser la statistique de mesure car le test était trop court pour permettre la mesure directement sur la voie d'intérêt du  $^{156}\text{Gd}$ . La figure [D.3] montre la projection de la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  à 218 keV du  $^{158}\text{Dy}$  qui indique que les composantes à l'arrêt et en vol sont convoluées. La vitesse de recul est déterminée sur la transition  $14^+ \rightarrow 12^+$  qui est de plus grande énergie afin de maximiser l'effet Doppler et subir moins de freinage dans la cible.

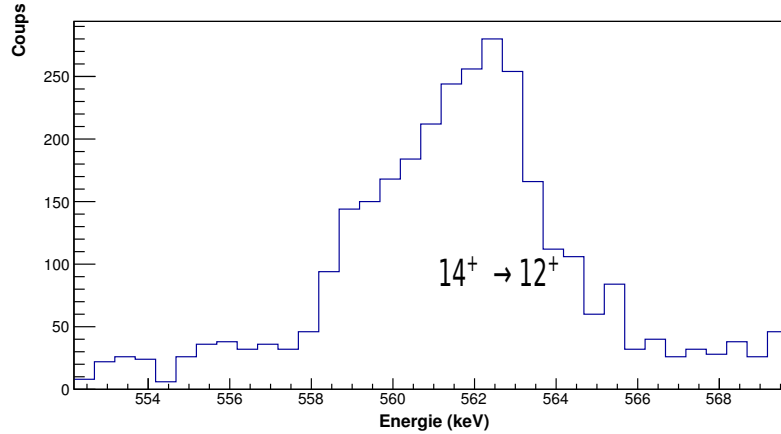


FIGURE D.2 – Portion du spectre de projection de la matrice  $\gamma$ - $\gamma$  à  $218(\pm 2)$  keV de la couronne à  $157.6^\circ$ . Un épaulement est visible à 560.7 keV sur la transition  $14^+ \rightarrow 12^+$  à 563.4 keV permettant d'obtenir la différence de centroïde entre la composante Dopplérisée et non Dopplérisée.

La figure [D.3] montre l'ajustement de l'effet Doppler en fonction des angles de mesure. Cet ajustement, qui n'est pas parfait, donne une vitesse de recul indicative de l'ordre de seulement 0.5% de la vitesse de la lumière alors que la prédiction était de 0.75%. Cette très faible vitesse de recul est une limitation forte pour la possibilité de mesurer les durées de vie d'intérêt par cette méthode. Avec une telle vitesse, les composantes en vol et à l'arrêt ne sont pas résolues et il faudrait alors une analyse approfondie pour simuler le « line-shape » résultant.

Ajustement Doppler,  $v/c=0.5\%$

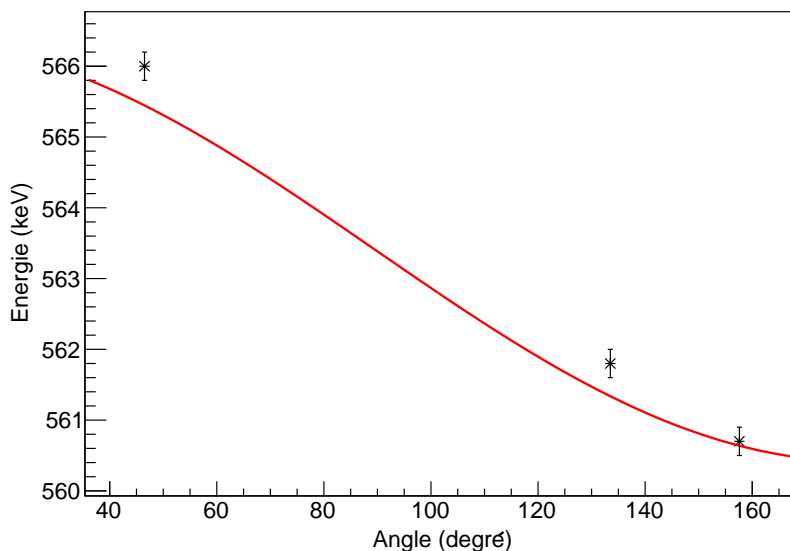


FIGURE D.3 – Courbe d'ajustement aux points expérimentaux pour obtenir la vitesse de recul du noyau atomique composé. La vitesse de recul est obtenue grâce à la mesure du décalage Doppler de la transition  $14^+ \rightarrow 12^+$  à 563.4 keV du  $^{158}\text{Dy}$ .

Le tableau [D.2] montre le décalage Doppler pour chaque couronne de détecteurs ce qui permet d'extraire la vitesse de recul du noyau atomique.

	non Dopplérisée	couronne à 157.6°	couronne à 133.5°	couronne à 46.5°
Energie (keV)	563.4	560.7	561.8	566.0

TABLE D.2 – Décalage Doppler pour chaque couronne d'ORGAM (sauf celle à 90°) mesuré sur la transition  $14^+ \rightarrow 12^+$  du  $^{158}\text{Dy}$ . Nous pouvons noter que le décalage Doppler maximal est faible et qu'il est proche de la résolution en énergie des détecteurs rendant ainsi la mesure difficile.

#### D.4 Test de mesure de durée de vie dans le $^{158}\text{Dy}$

Malheureusement, la faible statistique accumulée au-cours de ce test ne permet pas de réaliser une étude Doppler sur les transitions E1 « extra-bande » de grande énergie qui sont de l'ordre de 1 MeV et qui seraient celles sur lesquelles porterait notre expérience. Le test de mesure de durée de vie a donc été réalisé sur l'état  $10^+$  de la bande fondamentale du  $^{158}\text{Dy}$  par la transition E2 « intra-bande »  $10^+ \rightarrow 8^+$  de plus faible énergie à 476.0 keV. La figure [D.4] montre le résultat que nous avons obtenu : nous pouvons voir qu'il est assez difficile d'ajuster une droite passant par tous les points. Par conséquent, la mesure de ce test n'est pas en accord avec la mesure de la littérature :  $\tau = 12(5)$  ps vs.  $\tau = 2.0(3)$  ps [Emling H. et al. 1981].

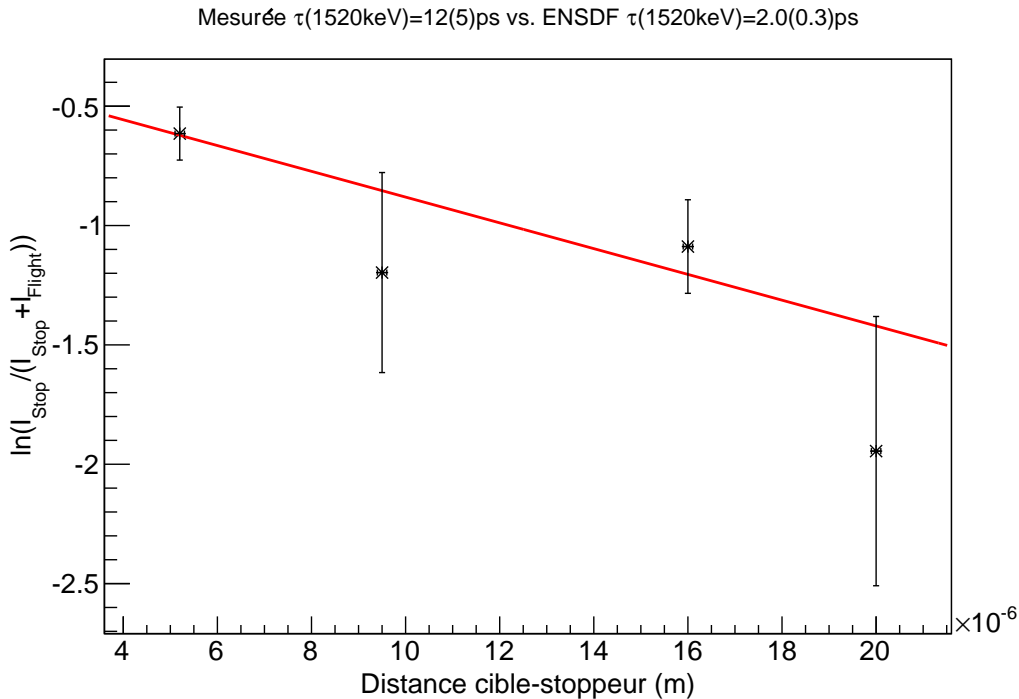


FIGURE D.4 – Droite d'ajustement aux points expérimentaux pour obtenir la durée de vie du  $10^+$  du  $^{158}\text{Dy}$ . Notre mesure de  $\tau = 12(5)$  s'écarte fortement de celle de la littérature.

Pour expliquer un tel écart, nous pouvons indiquer les limitations suivantes de notre test avec des erreurs provenant de :

- statistique : faible statistique réellement acquise sur 2 jours de faisceau ;
- systématique : plus faible vitesse de recul réellement obtenue que celle anticipée ;
- expérimentale : méconnaissance de l'épaisseur réelle de la cible (donc du freinage réel du noyau atomique) et résolution insuffisante des détecteurs Ge.

Par conséquent, seule une analyse approfondie permettrait de déconvoluer correctement les composantes en vol et à l'arrêt à partir du « line-shape » et il faudrait effectuer une simulation de l'alimentation des états d'intérêt ce que nous n'avons pas encore réalisé.

## D.5 Conclusion sur la faisabilité de l'expérience

En conclusions de notre test, nous pouvons dire que l'expérience que nous proposons est difficile à faire et probablement limite pour la méthode Plunger. Toutefois, nous pouvons travailler sur plusieurs aspects expérimentaux qui permettraient peut-être d'établir les conditions de succès de la mesure de durée de vie des états  $4^-$  et  $6^-$  dans le  $^{156}\text{Gd}$  :

- utiliser une réaction en cinématique inverse avec un ion lourd pour obtenir un recul du noyau atomique plus important ;
- une cible moins épaisse et plus uniforme afin de diminuer le freinage du noyau atomique de recul dans la cible provoquant un élargissement de la transition Dopplerisée ;
- une résolution optimale des détecteurs Ge au-dessous de 2.2 keV à 1.3 MeV ;
- une efficacité de détection plus importante pour réduire le temps de faisceau (actuellement 10 jours demandés pour une efficacité de détection d'Orgam de 3%).

# Bibliographie

- Alaga G. Intensity rules for beta and gamma transitions to nuclear rotational states. *Mat. Fys. Medd.*, 29, 1955.
- Authier A. *Dynamical Theory of X-ray Diffraction*. Oxford University Press, 2004.
- Bark R.A. et al. Tetrahedral shapes and octupole excitations in the mass 160 and 230 regions. Proceedings of the International Symposium on Exotic nuclei, 2012.
- Bartholomew G.A. Neutron capture gamma rays. *Annu. Rev. Nucl. Sci.* , 11, 1961.
- Bloch R. et al. Collective vibrational states in even Gd nuclei. *Nuclear Physics A*, 91, 1967.
- Bohr A. The coupling of nuclear surface oscillations to the motion of individual nucleons. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid.*, 26, 1952.
- Bohr A. et Mottelson B.R. Collective and individual-particle aspects of nuclear structure. *K. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med.*, 27, 1953.
- Bohr A. et Mottelson B.R. On the theory of rotational spectra. *At Energy*, 14, 1963.
- Bohr A. et Mottelson B.R. *Nuclear Structure*. World Scientific, 1975.
- Bollinger L.M. et Thomas G.E. Average-resonance method of neutron-capture  $\gamma$ -ray spectroscopy. *Physical Review C*, 2, 1970.
- Butler P.A. Octupole shapes. *Physica Scripta*, 88, 2000.
- Butler P.A. et Nazarewicz W. Intrinsic reflection asymmetry in atomic nuclei. *Reviews of Modern Physics*, 68, 1996.
- Bäcklin A. et al. Levels in  $^{156}\text{Gd}$  studied in the  $(n,\gamma)$  reaction. *Nuclear Physics A*, 380, 1982.
- Börner H.G. et al. Ultrahigh resolution study of collective modes in  $^{158}\text{Gd}$ . *Physical Review C*, 59, 1999.
- Börner H.G. et Jolie J. Sub-picosecond lifetime measurements by gamma ray induced Doppler broadening. *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.*, 19, 1993.



- Casten R.F. Shape phase transitions and critical-point phenomena in atomic nuclei. *Nature*, 2, 2006.
- Casten R.F. et al. Relation between the Z=64 Shell Closure and the Onset of Deformation at N=88-90. *Physical Review Letters*, 47, 1981.
- Chou W.T. et al. Signature splitting in octupole bands of deformed nuclei. *Physical Review C*, 45, 1992.
- Cooper L.N. et Henley E.M. Mu-mesonic atoms and the electromagnetic radius of the nucleus. *Physical Review*, 92, 1953.
- Cottle P.D. et Zamfir N.V. Systematic behavior of octupole states in deformed rare earth nuclei and the interacting boson approximation. *Physical Review C*, 54, 1996.
- Curien D. et al. Tetrahedral symmetry in nuclei : Search for its fingerprints in the Actinide and Rare-Earth regions. *Journal of Physics Conference Series*, 205, 2010.
- Curien D. et al. Search for tetrahedral symmetry in nuclei : a short overview. *Int. Journal of Modern Physics E*, 20, 2011.
- Davidson M.G. A model for odd parity states in even nuclei. *Nuclear Physics*, 33, 1962.
- Doan Q.T. et al. Spectroscopic information about a hypothetical tetrahedral configuration in  $^{156}\text{Gd}$ . *Physical Review C*, 82, 2010.
- Dobrowolski A. et al. Tetrahedral symmetry in nuclei : new predictions based on the collective model. *Int. Journal of Modern Physics*, 20, 2011.
- Donner W. et Greiner W. Octupole vibrations of deformed nuclei. *Zeitschrift für Physik*, 197, 1966.
- Duchêne G. et al. The Clover : a new generation of composite Ge detectors. *Nuc. Ins. and Met. in Physics Research A*, 432, 1999.
- Dudek J. et al. Woods-Saxon potential parameters optimized to the high spin spectra in the lead region. *Physical Review C*, 23, 1981.
- Dudek J. et al. Nuclear tetrahedral symmetry : possibly present throughout the periodic table. *Physical Review Letters*, 88, 2002.
- Dudek J. et al. Island of Rare-Earth nuclei with tetrahedral and octahedral symmetries : possible experimental evidence. *Physical Review Letters*, 97, 2006.
- Dudek J. et al. The suggested presence of tetrahedral symmetry in the ground-state configuration of the  $^{96}\text{Zr}$  nucleus. *Physica Scripta*, 89, 2014.

- Dudek J. et Mazurek K. Maps of total energy. <http://jacobi.ifj.edu.pl/~mazurek/index.php>.
- DuMond W.M. A high resolving Power, curved crystal focusing spectrometer for short waveLength Xrays and gammaRays. *The Review Of Scientific Instruments*, 18, 1947.
- Egido J.L. et al. Excited rotational bands in the high-spin region of deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 339, 1980.
- Emling H. et al. Reduced collectivity at high spins in  $^{158}\text{Dy}$ . *Physics Letters B*, 98, 1981.
- Endt P.M. Strengths of gamma-ray transitions. *Atomic Data And Nuclear Data Tables*, 26, 1981.
- ENSDF. Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.
- Ford K.W. et al. Nuclear size resonances. *Physical Review*, 79, 1950.
- Gaffney L.P. et al. Studies of pear-shaped nuclei using accelerated radioactive beams. *Nature*, 497, 2013.
- Garrett P.E. et al. New Features of Shape Coexistence in  $^{152}\text{Sm}$ . *Physical Review Letters*, 103, 2009.
- Goeppert-Mayer M. On closed shells in nuclei. *Physical Review*, 75, 1949.
- Goodman A.L. Self-consistent symmetries of the Hartree-Fock-Bogoliubov equations in a rotating frame. *Nuclear Physics A*, 230, 1974.
- Greenwood R.C. Collective and two-quasiparticle states in  $^{158}\text{Gd}$  observed through study of radiative neutron capture in  $^{157}\text{Gd}$ . *Nuclear Physics A*, 304, 1978.
- Grigoriev E.P. Inversion of the  $K^\pi = 1^-$  States in  $^{156}\text{Gd}$  and  $^{170}\text{Yb}$ . *Physics of Atomic Nuclei*, 66, 2003.
- Gromov K.Y. The coriolis mixing of the octupole states in  $^{156}\text{Gd}$ . *Izvestiya Akademii Nauk Seriya Fizicheskaya*, 57, 1993.
- Hahn B. et al. High-energy electron scattering and the charge distributions of selected nuclei. *Physical Review*, 101, 1956.
- Hamamoto I. et Mottelson B. Shell Model and High-Spin and Deformation. *Nuclear Physics A*, 507, 1990.
- Herzog P. et al. The  $K^\pi = 2^-$  octupole vibration band in  $^{182}\text{W}$ . *Nuclear Physics A*, 187, 1972.
- Hill D.L. et Wheeler J.A. Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. *Physical Review*, 89, 1953.

- Iachello F. et Arima A. Interacting boson model of collective I. the vibrational limit. *Annals Of Physics*, 99, 1976.
- Jentschel M. et al. Ultrahigh-resolution  $\gamma$ -ray spectroscopy of  $^{156}\text{Gd}$  : a test of tetrahedral symmetry. *Physical Review Letters*, 104, 2010.
- Jolie J. et al. Lifetimes of negative parity states in  $^{168}\text{Er}$ . *Physical Review C*, 62, 2002.
- Kessler E.G. et al. The GAMS4 flat crystal facility. *Nuc. Ins. and Met. in Physics Research A*, 457, 2001.
- Kibédy T. et al. Evaluations of theoretical conversion coefficients using Bricc. *Nuc. Ins. and Met. in Physics Research A*, 589, 2008.
- Kibédy T. et Spear R.H. Reduced electric-octupole transition probabilities  $B(E3; 0^+ \rightarrow 3^-)$  - an update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 80, 2002.
- Kleinheinz P. et al. Particle hole yrast states in  $^{146}\text{Gd}$  and  $^{147}\text{Gd}$  and the  $Z=64$  shell closure. *Z. Phys. A*, 290, 1979.
- Klora J. et al. Nuclear structure of  $^{156}\text{Gd}$  studied with  $(n,\gamma)$ ,  $(n,e^-)$ ,  $(d,p)$ ,  $(d,t)$  reactions and lifetime measurements. *Nuclear Physics A*, 561, 1993.
- Kluk A.F. et al. Properties of  $^{156}\text{Gd}$  levels populated in the decay of 15.2 day  $^{156}\text{Eu}$ . *Physical Review C*, 561, 1974.
- Kobach L. et Vogel P. Branching ratios for E1 transitions deexciting the octupole states in even-even deformed nuclei. *Physics Letters*, 32, 1970.
- Koch H.R. et al. The curved crystal gamma ray spectrometers for high resolution  $(n,\gamma)$  measurements. *Nuclear Instruments and Methods*, 175, 1980.
- Koeling T. A calculation of neutron capture  $\gamma$ -ray spectra. *Nuclear Physics A*, 307, 1978.
- Konijn J. et al. The level structure of  $^{156}\text{Gd}$  Studied by means of the  $(\alpha,2n\gamma)$  reaction. *Nuclear Physics A*, 352, 1981.
- Lederer C.M. et al. *Table of isotopes*. John Wiley & Sons Inc., 1967.
- Lipas P.O. et Davidson J.P. Octupole vibrations of deformed even nuclei. *Nuclear Physics*, 26, 1961.
- Ljungvall J. et al. Le Plunger d'Orsay. [http://www.csnsn.in2p3.fr/IMG/pdf/plunger\\_corrected.pdf](http://www.csnsn.in2p3.fr/IMG/pdf/plunger_corrected.pdf).
- Magill J. et al. Karlsruhe Nuclide Chart 2006. <http://www.nucleonica.net/nuclidechart.aspx>.

- Mariscotti M.A.J. et al. Phenomenological analysis of ground-state bands in even-even nuclei. *Physical Review*, 178, 1968.
- McGowan F.K. et Milner T. Reduced M1, E1, E2 and E3 transition probabilities for transitions in  $^{156-160}\text{Gd}$  and  $^{160-164}\text{Dy}$ . *Physical Review C*, 23, 1981.
- McMillan D.J. et al. Energy levels in  $^{156}\text{Gd}$  populated by 5.4-Day  $^{156}\text{Tb}$ . *Physical Review C*, 4, 1971.
- Meyer R.A. et al. Octupole state properties in  $^{168}\text{Er}$  and the two neutron  $[5, 2, 1, 1/2]$   $[6, 3, 3, 7/2]$  configurational pair. *Physical Review C*, 35, 1987.
- Muehlhause C.O. Neutron capture gamma ray multiplicity. *Physical Review*, 79, 1950.
- Nazarewicz W. and Olanders P. Rotational of stable octupole consequences deformation in nuclei. *Nuclear Physics A*, 441, 1985.
- Nazarewicz W. et al. High-spin consequences of octupole Shape in Nuclei around  $^{222}\text{Th}$ . *Physical Review Letters*, 52, 1984.
- Neergård K. et Vogel P. Coriolis interaction between octupole states in the even Dy isotopes. *Physics Letters B*, 30, 1969.
- Neergård K. et Vogel P. Low lying octupole states of the doubly even deformed nuclei with  $152 \leq A \leq 190$ . *Nuclear Physics A*, 145, 1970.
- Nilsson S.G. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Kgl. Dan. Viden. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 29, 1955.
- O'Neil R.A. et Burke D.G. Emperical evidence for Coriolis coupling of octupole states in  $^{172}\text{Yb}$ . *Nuclear Physics A*, 182, 1971.
- PACE4. Statistical model calculations in heavy ion reactions . <http://lise.nslc.msu.edu/pace4.html>.
- Pitz H.H. et al. Systematics study of low-lying dipole excitations in  $^{156,158,160}\text{Gd}$  by photon scattering. *Nuclear Physics A*, 492, 1989.
- Porter C.E. Fluctuations of nuclear reaction width. *Physical Review*, 104, 1956.
- Postma H. Dipole nature of statistical gamma ray spectra in  $(n,\gamma)$  reactions. *Physical Review C*, 24, 1981.
- Raman S. et al. Transitions probability,  $B(E2)\uparrow$ , from the ground to the first-excited  $2^+$  state of even-even nuclides. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36, 1987.
- Raman S. et al. Compilations of experimental deformation parameters  $\beta_2$ . *gs-deformations-exp.dat*, 1, 2001.

- Reich C.W. Nuclear Data Sheets for A=156. *Nuclear Data Sheets*, 113, 2012.
- Rikovska J. Gamma-ray polarization and nuclear orientation measurements on  $^{182}\text{Ta}$ . *Z. Phys. A - Atoms and Nuclei*, 311, 1983.
- Ring P. and Schuck P. *The nuclear many-body problem*. Springer, 1980.
- Robledo L.M. et Bertsch G.F. Global systematics of octupole excitations in even-even nuclei. *Physical Review C*, 84, 2011.
- Rohozinski S.G. Octupole vibrations in nuclei. *Rep. Prog. Phys.*, 51, 1988.
- Rohozinski S.G. et al. Towards a unified collective model for the nuclear quadrupole and octupole modes. *J. Phys. G Nucl. Phys.*, 8, 1982.
- Ronningen R.M. Reduced Transition Probabilities of Vibrational States in  $^{154-160}\text{Gd}$  and  $^{176-180}\text{Hf}$ . *Physical Review C*, 15, 1977.
- Rouvel D. *Essai sur les symétries géométriques et les transitions de forme du noyau de l'atome*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2014.
- Seo T. The g-factors of the two members of the  $K^\pi = 2^-$  band in  $^{182}\text{W}$ . *Nuclear Physics A*, 211, 1973.
- Siddiqi T.A. Gamma ray transitions in  $^{156}\text{Gd}$ . *Nuclear Physics A*, 179, 1972.
- Sugawara M. et al. Octupole bands of Gd isotopes. *Nuclear physics A*, 557, 1993.
- Sugawara M. et al. Coulomb excitation of  $^{156}\text{Gd}$ . *Physical Review C*, 83, 2011.
- Tagami S. et al. Microscopic study of tetrahedrally symmetric nuclei by an angular-momentum and parity projection method. *Physical Review C*, 87, 2013.
- Vogel P. Negative parity yrast states in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 60, 1976.
- Weizsäcker C.F. On the theory on nuclear masses. *Journal of Physisc*, 96, 1935.
- Woods R.D. et al. Diffusive surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Physical Review*, 95, 1954.
- XCOM1. Relative weight of gamma interaction in Ge. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- Zachariasen W.H. A General Theory of X-Ray Diffraction in Crystals. *Acta Cryst.*, 23, 1967.
- Zhu S.J. et al. Triaxiality, chiral bands and gamma vibrations in A=99-114 nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 59, 2007.
- Zilges A. et al. Uncommon decay branching ratios of spin-one states in the rare-earth region and evidence for K mixing. *Physical Review C*, 42, 1990.







**Loïc SENGELE**

**Etude des modes octupolaires dans le noyau atomique de  $^{156}\text{Gd}$  : recherche expérimentale de la symétrie tétraédrique**

**Mots-clefs :** stabilité et structures nucléaires, symétries géométriques du champ moyen, potentiel de Woods-Saxon Universel, symétrie de Haut-Rang tétraédrique, brisure de symétrie par réflexion, états nucléaires de parité négative, modes octupolaires, spectroscopie gamma fine et à ultra haute résolution par diffraction, mesure de durée de vie par la méthode GRID, probabilités réduites de transition.

Les symétries géométriques jouent un rôle important dans la compréhension de la stabilité de tout système physique. En structure nucléaire, elles sont reliées à la forme du champ moyen utilisé pour décrire les propriétés des noyaux atomiques. Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé les prédictions obtenues avec l'aide du Hamiltonien du champ moyen nucléaire avec le potentiel de Woods-Saxon Universel pour étudier les effets des symétries dites de « Haut-Rang ». Ces symétries ponctuelles mènent à des dégénérescences des états nucléaires d'ordre 4. Il est prédit que la symétrie tétraédrique influence la stabilité des noyaux proches des nombres magiques tétraédriques  $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90-94,136]$ . Nous avons sélectionné la région des Terres-Rares proche du noyau doublement magique tétraédrique  $^{154}\text{Gd}$  pour notre étude. Dans cette région, il existe des structures de parité négative qui sont mal comprises. Or la symétrie tétraédrique, en tant que déformation octupolaire non-axiale, brise la symétrie par réflexion et doit produire des états de parité négative. Après une étude systématique des propriétés expérimentales des noyaux de la région, nous avons sélectionné le  $^{156}\text{Gd}$  comme objet de notre étude des modes d'excitation octupolaire. Nous avons utilisé les probabilités réduites de transition gamma pour discerner ces différents modes. Pour atteindre cet objectif, nous avons réalisé trois expériences de spectroscopie gamma à l'ILL de Grenoble avec les détecteurs EXILL et GAMS afin de mesurer les durées de vie et les intensités des transitions gamma des états candidats. L'analyse de nos résultats montre que notamment la forme tétraédrique aide à comprendre les probabilités des transitions dipolaires. Ce résultat ouvre de nouvelles perspectives expérimentales et théoriques.

**Keywords:** nuclear structures and stability, mean-field geometrical symmetries, Universal Woods-Saxon potential, High-Rank tetrahedral symmetry, reflection symmetry breaking, negative parity nuclear states, octupolar modes, ultra-high resolution diffraction gamma spectroscopy, lifetimes measurements with the GRID method, reduced transitions probabilities.

Geometrical symmetries play an important role in the understanding of all physical systems. In nuclear structure they are linked to the shape of the mean-field used to describe the atomic nuclei properties. In the framework of this thesis, we have used the predictions obtained with the help of the nuclear mean-field Hamiltonian with the Universal Woods-Saxon potential to study the effects of the so-called "High-Rank" symmetries. These point-group symmetries lead to a nuclear state degeneracy of the order of 4. It is predicted that the tetrahedral symmetry affects the stability of nuclei close to the tetrahedral magic numbers  $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90-94,136]$ . We have selected the Rare-Earth region close to the tetrahedral doubly magic nucleus  $^{154}\text{Gd}$  for our study. In this region, there exists negative parity structures poorly understood. Yet the tetrahedral symmetry, as related to a non-axial octupole deformation, breaks the reflection symmetry and leads to the negative parity states. Following a systematic of experimental properties of the nuclei in this region, we have selected  $^{156}\text{Gd}$  as the object of our study for the octupole excitation modes. We have used the reduced transitions probabilities to discriminate between these modes. To achieve this goal, we have performed three gamma spectroscopy experiments at the ILL in Grenoble with the EXILL and GAMS detectors to measure the lifetimes and the gamma transition intensities from the candidate states. The analysis of our results shows that including the tetrahedral shape helps to understand the dipole transition probabilities. This result will open new experimental and theoretical perspectives.