



HAL
open science

Triaxialité et isomérisme à hauts spins dans les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 82$

Romain Léguillon

► **To cite this version:**

Romain Léguillon. Triaxialité et isomérisme à hauts spins dans les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 82$. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112223 . tel-00932123

HAL Id: tel-00932123

<https://theses.hal.science/tel-00932123>

Submitted on 16 Jan 2014

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

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

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : Modélisation et Instrumentation en Physique,
Energies, Géosciences et Environnement
Laboratoire de *Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière*

DISCIPLINE Physique

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 17/10/2013

par

Romain LÉGUILLON

Triaxialité et isomérisme à haut spin
dans les noyaux proches
de la fermeture de couche $N=82$

Directeur de thèse : Costel PETRACHE Professeur (Université Paris-Sud)

Composition du jury :

<i>Président du jury :</i>	Araceli LOPEZ-MARTENS	Directrice de recherche (CSNSM, Orsay)
<i>Rapporteurs :</i>	Nadine REDON	Directrice de recherche (IPNL, Lyon)
	Gilles De FRANCE	Directeur de recherche (GANIL, Cean)
<i>Examineurs :</i>	Santo LUNARDI	Professeur (Università di Padova, Italie)
	Marc LABICHE	Directeur de recherche (STFC Daresbury Laboratory)

Thèse présentée devant l'Université Paris-Sud
pour obtenir

le grade de *Docteur en Physique*

par **Romain LÉGUILLON**

Laboratoire d'accueil : le Centre de Sciences Nucléaires et de Science de la Matière
École doctorale : Modélisation et Instrumentation en Physique, Energies, Géosciences et
Environnement

Titre de la thèse :

**Triaxialité et isomérisme à haut spin
dans les noyaux proches
de la fermeture de couche $N = 82$**

Gilles	DE FRANCE	Rapporteur
Marc	LABICHE	Examineur
Araceli	LOPEZ-MARTENS	Présidente du jury
Santo	LUNARDI	Examineur
Costel	PETRACHE	Directeur de thèse
Nadine	REDON	Rapportrice

Abstract

The existence of triaxial nuclei has been the subject of a long standing debate. The possibility of soft and rigid triaxiality has been proposed very early, and many theoretical and experimental studies have been devoted to this intriguing phenomenon since then. More recently two unique fingerprints of triaxiality in nuclei have been intensively studied : the wobbling motion and the dynamic chirality. These exotic types of motion were observed in specific regions of the nuclear chart : the wobbling motion in the odd-even Lu nuclei with $A \sim 160$, the chirality primarily in the odd-odd and odd-even nuclei with $A \sim 130$ nuclei. We have recently studied the Nd nuclei up to very high spins and identified several bands, which were interpreted as the manifestation of various types of collective motion : tilted axis rotation, principal axis rotation along the short and long axes, wobbling motion and chiral bands. Another phenomenon revealed by our recent results on the Nd nuclei with neutron numbers just below the $N=82$ shell closure, is the shape coexistence. In fact, these nuclei are predicted to have high-spin seniority isomers built on a spherical shape, coexisting with bands built on either triaxial, highly or even superdeformed shapes.

My PhD consists of two experiments. Firstly I have prepared, performed and analyzed an experiment realized at the Research Center of Nuclear Physics (RCNP) of the Osaka University. This experiment was performed to study the isomeric states and to develop the level schemes of the ^{135}La , ^{136}La and ^{136}Ba nuclei. We have used a radioactive ^{17}N beam of 80 MeV created by the stripping reaction of ^{18}O on a ^9Be target and selected using an achromatic spectrometer. The ^{17}N radioactive beam bombarded a 20 mg/cm^2 ^{124}Sn target to produce the nuclei of interest by a fusion-evaporation reaction. The present thesis presents the results obtained for ^{135}La , which include the construction and discussion of the level scheme and the measurement of the lifetime of two known isomers. The second part of the thesis consists in the analysis of two different experiments performed using the same beam-target combination $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ at slightly different beam energies and two different setups, EUROBALL and JUROGAM II + RITU + GREAT, to study the neodymium isotopes from ^{138}Nd to ^{141}Nd . My work was focused on the even-even ^{138}Nd and ^{140}Nd nuclei, with special emphasis on ^{140}Nd , which is discussed in the present thesis. The multitude of high-spin bands observed in this nucleus are discussed in the framework of Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS) and Tilted Axis Cranking (TAC) models. The observed high-spin bands in $^{138-141}\text{Nd}$ which are consistently interpreted as based on an energy minimum at triaxial deformation, represent a strong support for the existence of stable triaxial nuclear shapes at high spins. A 27^- high-spin isomer has also been identified in ^{140}Nd , which combined with the previous known 20^+ isomer in the same nucleus allow to extract for the first time an experimental value for the energy difference between the $\pi h_{11/2}$ and $\pi(d_{5/2}g_{7/2})$ orbitales at high spins.

Remerciements

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury, à savoir Nadine Redon, Gilles De France, Araceli Lopez-Martens, Santo Lunardi et Marc Labiche, d'être venus sur Orsay pour assister à ma soutenance mais également d'avoir lu mon manuscrit. Parmi ces personnes je tiens à remercier tout particulièrement les deux rapporteurs Nadine Redon et Gilles De France.

Je remercie bien évidemment Costel Petrache pour avoir accepté de m'encadrer durant cette thèse, pour son soutien, les discussions sur différents thèmes de la physique et le métier d'enseignant-chercheur.

Thanks to Tadashi Shimoda, Atsuko Odahara and all the Japanese team that have welcomed me, for all the time passed to construct the setup, develop the acquisition system, and trained me for the analysis procedure.

Je remercie particulièrement Araceli Lopez-Martens d'avoir contrôlé l'application des corrections du jury sur le manuscrit mais aussi d'avoir fourni au nom de la collaboration GABRIELA des diviseurs de courant pour alimenter les boucliers anti-Compton.

Je remercie Jean-Marc Régis pour nos longues discussions sur la méthode d'extraction des temps de vie. Mais également à tout le groupe de recherche dont il fait partie pour avoir permis d'obtenir une cible de ^{130}Te et quatre scintillateurs de LaBr_3 pour l'expérience réalisée au tandem d'Orsay.

Je remercie Alain pour son point de vue dans l'interprétation des résultats.

Je remercie Isabelle, Alain et Jurgen pour avoir participé à l'expérience réalisée au tandem d'Orsay.

Je remercie Gregory Lehaut pour avoir développé un programme d'analyse pour les données de l'expérience réalisée au RCNP Osaka.

Thanks to Theodoros for the discussions on the analysis algorithm and interpretation.

Je remercie Nicolas pour avoir résolu certains de mes problèmes informatiques.

Je remercie Cristian Commeaux, Luc Perrot pour nos discussions sur la préparation de l'expérience réalisé au RCNP.

Je remercie Thileli, Samra, Nga et Alexis pour avoir partagé mon bureau.

Je remercie Dmitry pour nos discussions autour d'un café ou d'un barbecue.

Je remercie Chantal pour nos discussions autour d'un café.

Je remercie mes parents et ma famille pour m'avoir soutenu durant toute ma thèse.

Je remercie les thésards et les post-docs du CSNSM et de l'IPN d'Orsay pour nos séminaires inter-thésards, nos soirées pizza ...

Je remercie le groupe de structure nucléaire de l'IPN de Lyon pour avoir transmis les données brutes de l'expérience JR87.

Je remercie tous ceux qui ont participé au bon déroulement des différentes expériences qui ont jalonné cette thèse.

Je remercie tout ceux que j'oublie et qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de la thèse.

Table des matières

1	Introduction	9
1.1	Motivations et organisation du manuscript	9
1.2	Excitations uniparticules	10
1.3	Modèles collectifs	11
1.3.1	Déformations nucléaires	11
1.3.2	Déformations quadrupolaires	13
1.3.3	Déformation triaxiale	14
1.4	Isomérisme nucléaire	15
1.4.1	Isomère de spin	16
1.4.2	Isomère de faible énergie de désexcitation γ	16
1.4.3	Isomère de type K	17
1.4.4	Isomère de forme	18
2	Descriptions des modèles nucléaires	19
2.1	Modèle de la goutte liquide	19
2.1.1	Modèle de la goutte liquide en rotation	20
2.2	Modèle en couches	20
2.2.1	Potentiel d'oscillateur harmonique modifié	22
2.3	Orbitales uniparticules dans les noyaux déformés	23
2.3.1	Traitement perturbatif des faibles élongations	23
2.3.2	Orbitales uniparticules associées à un potentiel d'oscillateur déformé axial	24

2.3.3	Forme triaxiale - l'anisotropie du potentiel d'oscillateur harmonique	24
2.4	Modèles de rotation forcée	27
2.4.1	Le modèle de cranking	27
2.4.2	Rotation autour d'un axe incliné ("Tilted Axis Cranking", TAC)	34
2.4.3	Le modèle Cranked Nilsson-Strutinsky dépendant de la configuration (CNS)	40
2.5	Mécanismes de réaction des ions lourds	45
2.5.1	Modèle du noyau composé	45
2.5.2	Modèle d'interaction directe	48
2.5.3	Modèle optique	49
3	Méthodes expérimentales	53
3.1	Production des faisceaux	53
3.1.1	Faisceaux radioactifs	53
3.1.2	Pulsation du faisceau	54
3.1.3	Spectromètre de recul	55
3.2	Les principaux types de détecteurs utilisés	58
3.2.1	Détecteurs de particules chargées	58
3.2.2	Détecteurs silicium	58
3.2.3	Détecteurs gazeux	59
3.2.4	Scintillateurs	60
3.2.5	Détecteurs germanium	60
3.3	Coïncidences	62
3.3.1	Matrices symétriques $E_{\gamma} - E_{\gamma}$ et $E_{\gamma} - E_{\gamma} - E_{\gamma}$	62
3.3.2	Distribution angulaire et rapport DCO	62
3.3.3	Cube $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} - \Delta T_{\gamma_1 - \gamma_2}$	64
3.4	Mesures des temps de vie des états isomériques	64
3.4.1	La méthode de l'ajustement de la forme du pic de coïncidence	65
3.4.2	La méthode du décalage du centroïde (Centroid Shift Méthode, CSM)	67
3.4.3	Extraction de l'information temporelle dans la détection d'un photon	68

4	Etude du ^{135}La à l'aide d'un faisceau radioactif de ^{17}N	73
4.1	Le laboratoire Research Center of Nuclear Physics (RCNP) de l'Université d'Osaka . . .	73
4.2	Dispositif expérimental	73
4.2.1	Cible primaire de production : étude et conception du système de refroidissement	73
4.2.2	Détecteurs de particules chargées et de photons γ autour de la cible du plan focal	83
4.2.3	Électronique et system d'acquisition	89
4.3	Étalonnage et analyse des données	94
4.3.1	Alignement en temps et correction des fluctuations du gain des détecteurs germanium	94
4.3.2	Éfficacité de la boule de détecteurs germanium	94
4.3.3	Résultat de suppression Compton	95
4.3.4	Spectre γ conditionné par une particule chargée	95
4.3.5	Résultats sur le ^{135}La	99
4.4	Discussion du schéma de niveaux du noyau ^{135}La	108
5	Etude du ^{140}Nd à l'aide de JUROGAM II et d'EUROBALL	113
5.1	Etats des connaissances sur le noyau ^{140}Nd	113
5.2	Dispositifs expérimentaux	115
5.2.1	Calcul de section efficace	115
5.2.2	Dispositif expérimental de l'expérience EUROBALL	116
5.2.3	Ensemble de détection de l'expérience JR87	117
5.3	Analyse des données	119
5.3.1	Relecture et construction d'événements	119
5.3.2	Alignement en temps et correction de la dérive en temps	122
5.4	Discussion du ^{140}Nd	123
5.4.1	Les bandes quadrupolaires (Q1-Q12)	132
5.4.2	Les bandes dipolaires (D1-D11)	135
5.4.3	Notation des configurations dans le modèle CNS	139
5.4.4	Analyse Cranked Nilson-Strutinsky des bandes de hauts spins du ^{140}Nd	139

5.4.5	Les bandes dipolaires interprétées par le modèle en couches en rotation (Cranked Shell Model, CSM) ainsi que par le modèle en couche en rotation autour d'un axe incliné (Tilted Axis Cranking, TAC)	146
5.4.6	Discussion de l'isomère $27^{(-)}$	154

Chapitre 1

Introduction

La physique nucléaire commença entre 1906 et 1911 par la mise en évidence par Rutherford *et al.* [1–3] de l’existence du noyau massif chargé positivement au centre de l’atome, mais ce ne fut que 25 ans plus tard que l’étude du noyau commença par la découverte et l’identification du neutron ¹.

Le noyau atomique est constitué d’un nombre entier de protons et de neutrons. Ces nucléons sont individuellement compris comme étant des fermions de spin $\frac{1}{2}\hbar$ qui obéissent au principe d’exclusion de Pauli ². L’existence d’états liés du noyau composés de protons chargés $+e$ et de neutrons non chargés, implique l’existence d’une autre interaction suffisamment intense de courte portée pour contrebalancer la répulsion coulombienne entre les protons. Cette interaction a été nommée interaction forte. Le challenge en physique nucléaire est de caractériser les propriétés du noyau en termes d’interaction entre les nucléons.

1.1 Motivations et organisation du manuscrit

Durant cette thèse deux axes d’études expérimentales des noyaux proches de la fermeture de couche $N=82$ ont été abordés :

- étude des isomères
- étude de la triaxialité.

L’étude des isomères comme nous allons le voir à la fin du dernier chapitre du manuscrit, permet, grâce à leur configuration simple, de contraindre efficacement le positionnement des orbitales pour le noyau étudié. Ainsi, les futures calculs théoriques profiteront de contraintes supplémentaires pour fixer les orbitales dans la région de masse d’intérêt.

L’étude de la triaxialité du ^{140}Nd s’inscrit dans l’étude systématique des néodymes qui présentent tous ce type de structure : ^{138}Nd [27], ^{139}Nd [28], ^{140}Nd [29] et ^{141}Nd [30]. De multiples bandes triaxiales à moyens et hauts spins ont été récemment observées dans ^{138}Nd [27] et ^{139}Nd [28], en plus

1. Prix Nobel de physique de 1935 décerné à James Chadwick pour la découverte du neutron.
2. Prix Nobel de physique de 1945 décerné à Wolfgang Pauli pour la découverte du principe d’exclusion.

des isomères de forme typique dans ces noyaux proches de la fermeture de couche $N=82$. Sans compter que pour le noyau de ^{138}Nd il a été mis en évidence deux phénomènes typiques de la triaxialité dans les noyaux :

- deux bandes interprétées comme bandes partenaires chirales
- une bande interprétée comme une manifestation du mode "wobbling" [11].

Ce manuscrit s'organise en quatre chapitres.

Le premier chapitre décrit les modèles utilisés dans la discussion des résultats expérimentaux mais également les processus de réactions qui ont permis de produire les noyaux d'intérêts.

Le second chapitre décrit l'instrumentation et les méthodes d'analyses employées durant cette étude.

Le troisième chapitre présente l'expérience réalisée à Osaka et les résultats expérimentaux obtenus concernant le schéma de niveaux du ^{135}La et les durée de vie de deux états isomériques de ce noyau.

Le quatrième chapitre est dédié à l'étude du ^{140}Nd , noyau investigué précédemment lors de deux expériences avec EUROBALL et JUROGAM II + RITU + GREAT, dans lequel on a identifié et interprété une multitude de bandes triaxiales à hauts spins, ainsi qu'un isomère 27^- basé sur forme sphérique du noyau.

1.2 Excitations uniparticules

Le potentiel de Yukawa³ est utilisé pour expliquer la force nucléaire, à l'aide d'un boson vecteur massif de l'interaction entre nucléons, le meson π ou pion. La découverte du pion en 1947 consolida cette théorie. Il a été néanmoins prouvé que le potentiel nucléon-nucléon seul ne suffisait pas à décrire la richesse de la physique nucléaire. De nos jours des calculs "ab initio" basés sur des interactions à trois nucléons offrent des résultats prometteurs permettant de reproduire plus fidèlement les schémas de niveaux des noyaux légers, mais nous ne nous intéresserons pas ici à ce type de calculs.

Depuis la fin des années '40, des progrès significatifs ont été réalisés pour développer le modèle en couches⁴ [4,5]. En introduisant un couplage spin-orbite modifié comme en physique atomique, le modèle a été en mesure de reproduire les nombres "magiques" de la physique nucléaire, qui correspondent à des noyaux possédant un nombre particulier de neutrons (N) ou de protons (Z) qui sont très stables. En considérant les protons et les neutrons séparément et en remplissant les premières orbitales tout en respectant le principe d'exclusion de Pauli, les nombres magiques empiriques peuvent être interprétés comme des fermetures de couches. À l'origine ce modèle utilisait un potentiel à symétrie sphérique, ce qui permettait de reproduire correctement les noyaux de forme quasi-sphérique.

3. Prix Nobel de physique de 1949 décerné à Hideki Yukawa pour sa prédiction de l'existence de mésons.

4. Prix Nobel de physique de 1963 décerné à Eugene Paul Wigner, Maria Goeppert-Mayer et Johannes Hans Daniel Jensen.

En observant les états excités des noyaux il apparaît que la majorité des noyaux ne sont pas sphériques, mais montrent une certaine déformation. Le modèle en couches déformées développé par Nilsson [6] a démontré sa grande efficacité à décrire ces noyaux.

1.3 Modèles collectifs

Parallèlement aux efforts d'extraction de la force nucléaire à partir des premiers principes, des descriptions collectives de la matière nucléaire (principalement pour les noyaux lourds) ont été réalisées en simplifiant l'interprétation du comportement des noyaux. Une formule semi-empirique a été développée par Bethe et Weizsäcker en 1935 - 1936 [7, 8], qui représente une bonne approximation de l'énergie de liaison des noyaux. L'énergie de liaison moyenne par nucléon est approximativement constante pour les noyaux stables autour de 8.5 MeV [6, 9]. De là, il a été admis que la force nucléaire est de courte portée. La formule de Bethe-Weizsäcker est la somme d'un terme de volume (proportionnel à A , $A = N + Z$), un terme de surface (proportionnel $A^{2/3}$), ainsi qu'un terme de répulsion Coulombienne ; chacun de ces termes est affecté d'un poids qui permet l'ajustement aux tables de masses. En plus de ces termes collectifs, il est nécessaire de rajouter un terme d'asymétrie provenant du principe d'exclusion de Pauli, ainsi qu'un terme d'appariement pour prendre en compte l'asymétrie pair-impair, pour finalement obtenir :

$$B(N, Z) = a_{vol}A - a_{surf}A^{2/3} - a_{coul}\frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{asym}\frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A). \quad (1.1)$$

Le terme d'appariement $\delta(A)$ peut prendre trois valeurs :

- $\delta(A) = 0$ pour les noyaux impair-pairs ou pair-impairs
- $\delta(A) = -\frac{a_p}{A^{3/4}}$ pour les noyaux impair-impairs
- $\delta(A) = \frac{a_p}{A^{3/4}}$ pour les noyaux pair-pairs.

La formule de Bethe-Weizsäcker reproduit de manière générale l'énergie de liaison des noyaux proches de la ligne de stabilité, mais elle n'apporte aucune information concernant la configuration des nucléons dans leurs états fondamentaux, ni même sur les modes possibles d'excitation. Du fait que le coefficient modérateur du terme de surface de la formule de Bethe-Weizsäcker est constant quelque soit le noyau considéré [7, 8], il résulte implicitement que la déformation de tous les noyaux est constante (sphérique). Cette approximation doit être abandonnée pour décrire les noyaux déformés.

1.3.1 Déformations nucléaires

Comme mentionné précédemment, la force nucléaire apparaît être de courte portée et les nucléons incompressibles, ce qui implique que le volume du noyau est directement proportionnel au nombre de nucléons A qu'il contient. Le noyau est évidemment un système quantique et de ce fait il n'y a pas de limites spatiales nettes de la distribution de masse. Le volume ne peut donc pas être défini de manière classique, mais il est naturel d'utiliser une telle description en première approximation. De plus, la matière nucléaire peut être considérée comme un ensemble compact, ce qui justifie la description de sa forme en se

limitant uniquement à sa surface. L'expression générale de surface peut s'écrire comme :

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 [1 + \Delta(\theta, \phi, t)], \quad (1.2)$$

où R_0 représente le rayon dans l'approximation sphérique, et dans la plupart des cas $|\Delta| \ll 1$. La dépendance spatiale et temporelle de la déformation sont souvent considérées séparément, ainsi les modes rotationnels et vibratoires d'un système déformé sont créés à partir de la modulation d'une seule déformation spatiale. À chaque instant t la surface peut s'écrire en termes d'harmoniques sphériques orthogonales

$$R(\theta, \phi)|_t = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} \mathcal{Y}_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right], \quad (1.3)$$

avec $\alpha_{\lambda\mu}$ constant. Comme la surface du noyau doit être décrite par une fonction réelle, pour vérifier l'invariance par rotation ainsi que la symétrie de charge conjuguée [6], le tenseur $\alpha_{\lambda\mu}$ doit se transformer comme un tenseur sphérique, et de plus $\alpha_{\lambda\mu}^* = (-1)^\mu \alpha_{\lambda-\mu}$. Cela implique que pour un groupe de $2\lambda + 1$ paramètres $\alpha_{\lambda\mu}$, il existe $2\lambda + 1$ degrés de liberté indépendants : $\alpha_{\lambda 0} \in \Re$ et chaque $\alpha_{\lambda\mu}$ possèdent une partie réelle et imaginaire pour $\mu = 1, \dots, \lambda$.

Les différents types de déformation sont représentés dans la Figure 1.1. La déformation monopolaire ($\lambda = 0$) correspond à un changement du rayon du noyau et donc de son volume. La vibration monopolaire correspond au "mode respiratoire" qui, due à la haute énergie nécessaire pour compresser le noyau, la rend négligeable aux basses énergies. Le mode dipolaire ($\lambda = 1$) correspond plus à une translation du noyau qu'à une vraie déformation. Généralement ce mode est ignoré lors de l'étude de la forme du noyau. Le mode quadrupolaire ($\lambda = 2$) étant le plus bas ordre des déformations complexes, s'avère être le type de déformation le plus adapté pour caractériser la majorité des noyaux. Il sera développé plus en détails par la suite. Le mode octupolaire ($\lambda = 3$) est également observé communément dans les excitations nucléaires, où la forme asymétrique se manifeste dans les bandes de parité négative. Le noyau n'a pas été observé dans des états des déformations pures correspondant à des modes d'ordre plus élevé. Plus λ est grand, plus l'amplitude de la déformation diminue et cette représentation du noyau devient de moins en moins plausible. La déformation hexadécapole ($\lambda = 4$) doit généralement être incluse en mélange avec la déformation quadrupolaire et la déformation $\lambda = 6$ est souvent incluse pour décrire la déformation octupolaire.

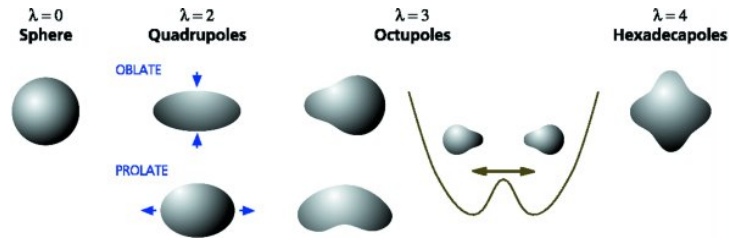


FIGURE 1.1 – Schéma de diverses déformations multipolaires.

1.3.2 Déformations quadrupolaires

Il a été expérimentalement vérifié que la majorité des noyaux pair-pairs sont déformés dans leur état fondamental. Le noyau tend à posséder un moment quadrupolaire qui est associé à une déformation quadrupolaire (avec de possibles autres harmoniques). Une déformation quadrupolaire pure peut s'exprimer comme suit :

$$R(\theta, \phi)|_t = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} \mathcal{Y}_{2\mu}(\theta, \phi) \right], \quad (1.4)$$

où $\alpha_{2,-2} = \alpha_{2,+2}$ et $\alpha_{2,-1} = \alpha_{2,+1} = 0$. En considérant un repère cartésien dans le référentiel intrinsèque du noyau [6], les termes indépendants peuvent être compris comme suit :

- $\alpha_0 \equiv \alpha_{2,0}$ représente un étirement du noyau suivant l'axe z tout en conservant la relation entre les axes x et y ,
- $\alpha_2 \equiv \alpha_{2,\pm 2}$ représente un étirement du noyau suivant l'axe x par rapport à l'axe y ,
- trois angles d'Euler qui déterminent l'orientation des axes principaux par rapport au référentiel du laboratoire.

Une autre manière de paramétrer la forme quadrupolaire a été introduite par Bohr [10] comme :

$$\alpha_0 = \beta \cos \gamma \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma, \quad (1.5)$$

où le facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ a été choisi de tel sorte que $\sum |\alpha_{\lambda\mu}^2| = \alpha_0^2 + 2\alpha_2^2 = \beta^2$ soit invariant. L'angle γ , dénommé paramètre de triaxialité, a été accepté comme étant la manière la plus pratique pour décrire la forme des noyaux.

Le diagramme en coordonnées polaires $\beta - \gamma$ montré dans la Figure 1.2 permet de visualiser le type de déformation quadrupolaire du noyau - prolate, oblate ou triaxiale -, ainsi que l'axe de rotation.

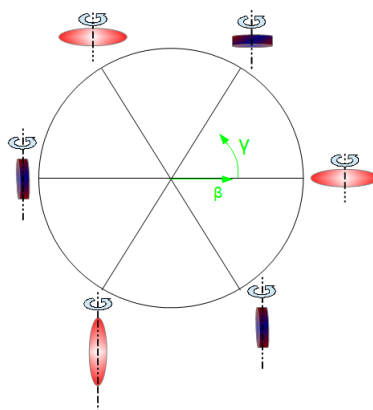


FIGURE 1.2 – Symétries et formes nucléaires correspondant aux différentes déformations quadrupolaires dans le repère (β, γ) .

Si on considère $\beta > 0$ et $\gamma = 0$ la déformation du noyau est prolata avec l'axe z allongé. En augmentant le degré de triaxialité γ le noyau devient triaxial, atteignant un maximum de triaxialité pour $\gamma = 30^\circ$ avec l'étirement de l'axe y au détriment de l'axe z , jusqu'à ce que les axes y et z soient égaux et l'axe x reste plus court que les deux autres pour $\gamma = 60^\circ$: dans ce dernier cas on dit que le noyau a une déformation oblate. En continuant à augmenter γ le noyau se déforme, ainsi la surface décrite n'est plus unique, mais correspond aux mêmes surfaces observées pour $\gamma \in [0, 60^\circ]$ orientées différemment dans l'espace. De ce fait, pour décrire un noyau, on ne considère généralement que la partie du diagramme où $\beta > 0$ et $\gamma \in [0, 60^\circ]$, soit uniquement un sixième ($3! = 6$) du diagramme total. Toutefois, si le référentiel intrinsèque du noyau a une orientation préférentielle par rapport au laboratoire, il est judicieux de visualiser le diagramme $\beta - \gamma$ sur une gamme plus étendu du paramètre de triaxialité.

1.3.3 Déformation triaxiale

Le fait qu'un noyau triaxial ne possède pas de symétrie axiale implique une plus grande richesse de phénomènes physiques qui apparaissent dans le schéma de niveaux. Pour une forme triaxiale, il est possible de faire tourner le noyau suivant un axe n'appartenant pas à un des plans principaux du référentiel intrinsèque. Parmi les modes d'excitations d'un noyau, il y en a deux qui caractérisent de manière univoque un noyau triaxial en rotation : le mode "wobbling" [11] et la chiralité.

Lorsque la direction de l'axe de rotation du noyau oscille dans l'espace on parle alors de mouvement de "wobbling", ce qui se traduit dans le schéma de niveaux par une bande parallèle à une bande yrast légèrement plus excitée. Elle est fortement connectée à celle-ci par des transitions dipolaires. Une oscillation du signe de l'angle α entre l'axe du moment angulaire et l'axe de rotation va être à la source du moment de wobbling (voir Figure 1.3). Ce phénomène a été clairement observé dans les isotopes de lutétium de masse proche de 160 dans les années 2000 [12, 13].

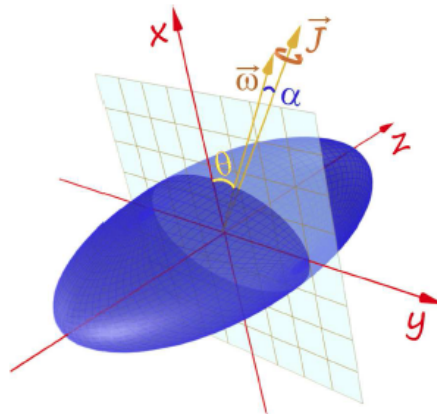


FIGURE 1.3 – Schéma présentant un noyau triaxial dans son référentiel intrinsèque où sont représentés l'angle θ entre le vecteur rotation $\vec{\omega}$ et l'axe Ox , et l'angle α entre les vecteurs rotation $\vec{\omega}$ et moment angulaire total \vec{J} [14].

s Un autre phénomène typique de la triaxialité est la chiralité. Il se manifeste par deux bandes dipolaires (constituées de transitions magnétique dipolaire M1) de configurations identiques, mais dont l'axe de rotation pointe dans deux directions différentes de l'espace, symétriques par rapport au plan perpendiculaire à l'axe long de l'ellipsoïde (voir Figure 1.4). Comme ces deux bandes partagent la même configuration elles sont idéalement dégénérées en énergie, mais dans la réalité un décalage apparaît. Ce comportement a été observé dans les noyaux autour du ^{134}Pr [15, 16], du ^{128}Cs [17], du ^{104}Rh [18, 19] et du ^{198}Tl [20]. La déformation triaxiale s'avère stable sur une gamme limitée de spin à bas spin. De plus, il n'est pas facile de la mettre en évidence expérimentalement.

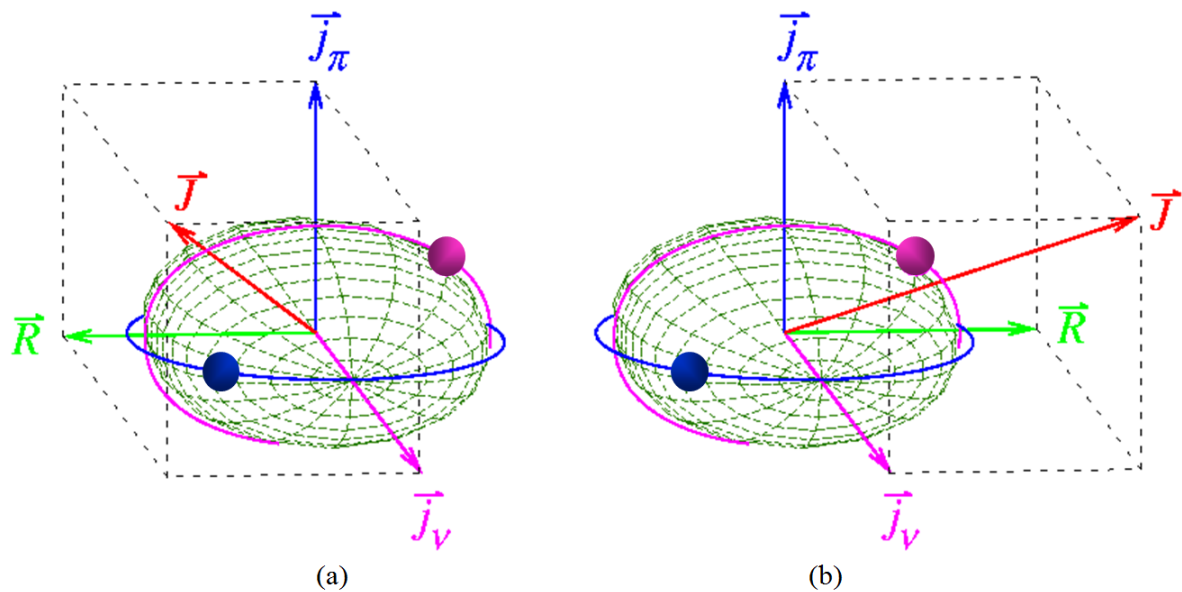


FIGURE 1.4 – Orientation gauche (a) et droite (b) d'un système chiral pour un noyau triaxial impair-impair. Les vecteurs \vec{R} , \vec{j}_π et \vec{j}_ν représentent les moments angulaire du cœur, du proton de valence et du neutron de valence. Le vecteur de moment angulaire total \vec{J} est la somme de ces trois composantes. [15]

1.4 Isomérisme nucléaire

Le caractère isomérique d'un état est directement relié à sa durée de vie : un état isomérique est un état métastable qui a une durée de vie mesurable. Le flou de cette définition sur la limite inférieure de durée de vie est à expliciter, puisque des progrès ont été faits en instrumentation et en méthodes d'analyses pour repousser toujours plus bas cette limite. Pour nous assurer de partir sur des bases communes, fixons la limite inférieure à une centaine de picosecondes, ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la résolution temporelle d'un petit scintillateur. Donc tout état ayant une durée de vie supérieure à 100 ps sera considéré ici comme isomérique. À titre d'exemple, l'état isomérique de plus longue durée de vie est l'état 9^- à 100 keV d'énergie d'excitation du noyau de ^{180}Ta , avec une demi-vie estimée supérieure à $1.2 \cdot 10^{15}$ années. Notons qu'il est toutefois possible de mesurer des temps de vie plus courts que 100 ps en utilisant la technique "miror centroid shift method" [21, 22] avec des scintillateurs ou par la mesure de

la largeur en énergie des pics γ (en utilisant le principe d'incertitude entre énergie et temps, on remonte au temps de vie). Mais ces durées de vie seront considérées ici comme négligeables : on dira que ces transitions sont promptes.

Un état est isomérique lorsque la somme des probabilités $\lambda = 1/\tau$ des transitions qui le désexcite est faible, c'est à dire qu'il faut attendre plus longtemps pour que le noyau trouve une voie de désexcitation. Si on connaît la fonction d'onde de l'état initial ψ_i d'énergie d'excitation E_i , la fonction d'onde de l'état final ψ_f d'énergie d'excitation E_f et l'interaction M qui gouverne la transition entre les deux états par un rayonnement γ d'énergie $E_\gamma = \hbar\omega = E_i - E_f$, il est possible de calculer la probabilité de transition de chaque transition γ et donc le durée de vie de chaque état nucléaire :

$$\lambda(\sigma L) = \frac{2(L+1)}{\varepsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [M_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (1.6)$$

avec

$$M_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* M(\sigma L) \psi_i dv . \quad (1.7)$$

L'élément de matrice de l'opérateur multipolaire $M_{fi}(\sigma L)$ est caractérisé par σ , le caractère de la transition (électrique ou magnétique) et L , l'ordre multipolaire du rayonnement γ . De ce fait la durée de vie d'un état dépend de trois quantités :

- la multipolarité L de la transition γ ,
- son énergie $\hbar\omega$,
- l'élément de matrice M_{if} .

Pour simplifier, nous avons considéré ici que que l'état isomérique ne possède qu'une seule et unique voie de désexcitation possible par une transition γ .

1.4.1 Isomère de spin

L'isomère de spin se caractérise par une grande différence de spin entre l'état initial et final : plus la multipolarité L de la transition γ est grande, moins elle est probable et donc l'état initial aura une longue durée de vie. Par exemple, l'état $11/2^-$ d'énergie 231.2 keV du noyau de ^{139}Nd se désexcite vers l'état fondamental $3/2^+$ à travers une transition de type M4, ce qui induit une demi-vie de 5.5(2) h [23].

1.4.2 Isomère de faible énergie de désexcitation γ

La faible différence d'énergie entre l'état initial et final conduit à une inhibition de la transition et donc à un caractère isomérique de l'état initial. Nous pouvons citer par exemple le noyau stable ^{168}Yb qui possède un état 2^+ qui se désexcite vers l'état fondamental 0^+ par un rayonnement γ de 87.73 keV de type E2. L'état 2^+ a une demi-vie de 1.49(2) ns [23]. À fortiori, quand la désexcitation est inhibée par la multipolarité et la très faible énergie des transitions possibles, alors le temps de vie de l'état initial est très long. Le noyau ^{99}Tc dont l'état $1/2^-$ se désexcite vers l'état $7/2^+$ par une transition d'énergie de 2.7 keV de type E3 avec une demi-vie de 6 h [23], est un bon exemple de la combinaison de ces deux phénomènes.

1.4.4 Isomère de forme

Les isomères de forme sont présents dans les noyaux dont la surface d'énergie potentielle représentée en fonction de la déformation (β, γ) présente plusieurs minima. Généralement, ce type de noyau lorsqu'il est créé par réactions nucléaires de fusion-évaporation à haute énergie d'excitation et haut moment angulaire, a peu de chance de peupler le puits de potentiel correspondant à la déformation de l'état fondamental. Lors de sa désexcitation le noyau se retrouve dans un minimum local de l'énergie potentielle et n'a d'autre choix pour se désexciter que de modifier sa déformation par effet tunnel à travers la barrière de potentiel, ce qui peut induire un caractère isomérique (voir Figure 1.6) si le réarrangement nucléaire est important entre les deux configurations. Pour se rattacher à la formule (1.7) vue précédemment, nous pouvons reformuler l'explication de la manière suivante : si le recouvrement entre les fonctions d'ondes ψ_i et ψ_f via l'opérateur multipolaire M est faible, alors la probabilité de transition est faible et le temps de vie est long.

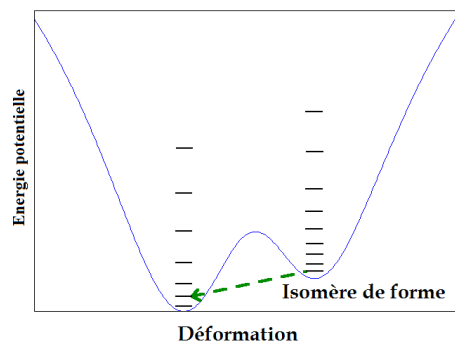


FIGURE 1.6 – Énergie potentielle d'un noyau possédant une coexistence de forme en fonction de la déformation.

Les isomères de forme sont des preuves de la coexistence de forme dans les noyaux. Ce type d'isomère est associé à la superdéformation, il permet d'expliquer la fission spontanée, mais est également présent dans les noyaux triaxiaux, ce qui nous intéresse ici.

Chapitre 2

Descriptions des modèles nucléaires

2.1 Modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide traite le noyau comme un liquide reproduisant la quasi-incompressibilité de la matière nucléaire. Hans Bethe et Carl Friedrich von Weizsäcker dans leur expression de l'énergie de liaison supposait le noyau comme sphérique. Lorsque l'on déforme le noyau, les termes coulombien et de surface se voient modifiés en fonction de la matrice de déformation α [6] :

$$B(N, Z, \alpha) = a_V A \left[1 - \kappa_V \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] - \delta(A) - E(A, Z, \alpha) \quad (2.1)$$

avec

$$\left[\begin{array}{l} E(A, Z, \alpha) = a_C Z^2 A^{-1/3} \left(\frac{E_C(\alpha)}{E_C(0)} \right) + a_S \left[1 - \kappa_S \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} \left(\frac{E_S(\alpha)}{E_S(0)} \right) \\ \kappa_S = \kappa_V \\ E_S(\alpha) = E_S(0) \left(1 + \frac{1}{8\pi} \sum_{\lambda, \mu} (\lambda - 1)(\lambda + 2) |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right) \\ E_S(0) = a_S \left[1 - \kappa_S \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} . \end{array} \right. \quad (2.2)$$

L'énergie coulombienne se détermine à partir de l'expression suivante [6] :

$$E_C = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \rho(\mathbf{r}_1) d\tau_1 \int \rho(\mathbf{r}_2) d\tau_2 \right). \quad (2.3)$$

Pour un noyau sphérique, en considérant une distribution de charge uniforme

$$\rho(\mathbf{r}) = \begin{cases} \rho_0 & \text{si } \mathbf{r} \leq R(\theta, \varphi) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.4)$$

on obtient l'expression suivante :

$$E_C(0) = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R_C} = a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.5)$$

où R_C est le rayon moyen de la densité de charge du noyau. Après des calculs plus complexes jusqu'au second ordre [6], il est possible d'obtenir l'expression suivante pour un noyau déformé :

$$E_C(\alpha) = E_C(0) \left(1 + \frac{5}{4\pi} \sum_{\lambda,\mu} \frac{\lambda-1}{2\lambda+1} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right). \quad (2.6)$$

2.1.1 Modèle de la goutte liquide en rotation

Lorsqu'une goutte liquide est mise en rotation, il faut ajouter un nouveau terme, E_{rot} , l'énergie liée à la rotation de moment angulaire I et au moment d'inertie I_{\perp} . En supposant le corps rigide cette quantité vaut [31] :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2I_{\perp}}. \quad (2.7)$$

Les énergies de surface et de volume sont également affectées par la rotation par un facteur $1 - k_{R,S}I^2$ et $1 - k_{R,V}I^2$ [31]. Dans le cas où $a_S = 18.63$ et $r_0 = 1.4$ fm, les paramètres $k_{R,S}$ et $k_{R,V}$ valent 2.6 et 1.8 respectivement. Ainsi on trouve l'énergie totale de la goutte liquide en rotation en négligeant l'appariement :

$$E_{RLD}(A, Z, \alpha, I) = (1 - k_{R,V}I^2)E_V(A, \alpha) + E_C(A, Z, \alpha) + (1 - k_{R,S}I^2)E_S(A, \alpha) + E_{rot} \quad (2.8)$$

où

$$\begin{cases} E_V(A, \alpha) = a_V A \left[1 - \kappa_V \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] \\ E_C(A, Z, \alpha) = a_C Z^2 A^{-1/3} \left(\frac{E_C(\alpha)}{E_C(0)} \right) \\ E_S(A, \alpha) = -a_S \left[1 - \kappa_S \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} \left(\frac{E_S(\alpha)}{E_S(0)} \right). \end{cases} \quad (2.9)$$

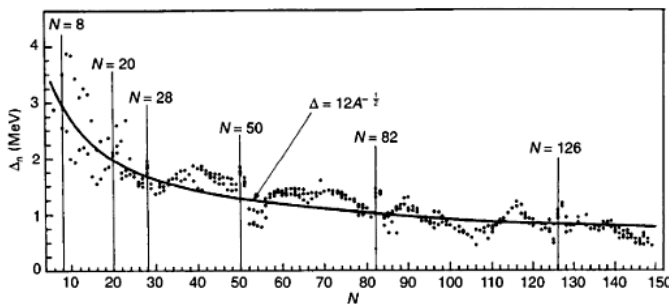
2.2 Modèle en couches

Dans les années '50, M.G. Mayer [4] a remarqué qu'un grand nombre de noyaux stables pour des nombres donnés de protons Z et/ou de neutrons N possédaient une sur-stabilité. Ces nombres, 2, 8, 20, 28, 50, 82 pour les protons et 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 pour les neutrons sont appelés nombres magiques. De plus, ces noyaux présentent des discontinuités dans les énergies de séparation neutronique (S_n) pour les noyaux magiques en neutron et dans les énergies de séparation protonique (S_p) pour les

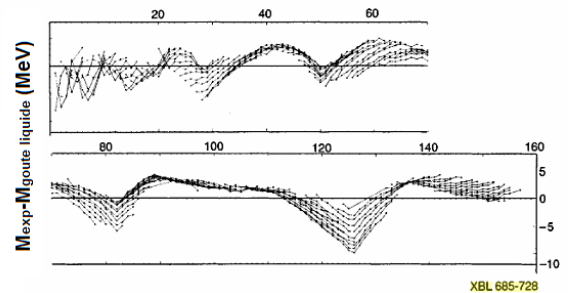
noyaux magiques en protons. Les différences de masse à 4 points des neutrons Δ_n et des protons Δ_p (qui reflètent en fait le pairing) définies par

$$\begin{aligned} \Delta_n(N, Z_{pair}) &= (-1)^N [B(N-2, Z) - 3B(N-1, Z) + 3B(N, Z) - B(N+1, Z)] / 4 \\ \Delta_p(N_{pair}, Z) &= (-1)^Z [B(N, Z-2) - 3B(N, Z-1) + 3B(N, Z) - B(N, Z+1)] / 4 \end{aligned} \quad (2.10)$$

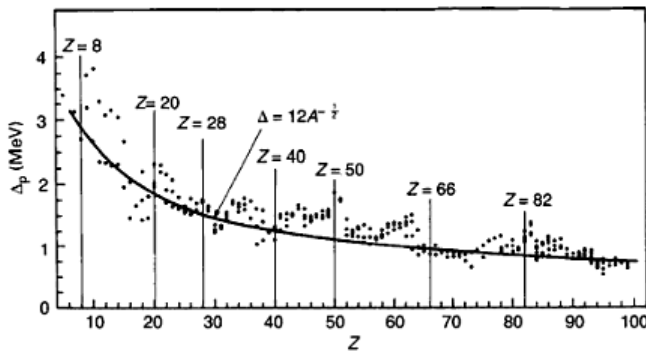
mettent également en évidence les nombres magiques (voir Figure 2.1). M.G. Mayer a interprété ce phénomène de la même manière que pour les couches électroniques des gaz rares comme des fermetures de couches. De cette manière M.G. Mayer [5] et J.H.D. Jensen [32] ont établis les bases du modèle en couches nucléaires, dans lequel les nucléons sont considérés comme des particules indépendantes se déplaçant dans un champs moyen créé par elles-mêmes [6].



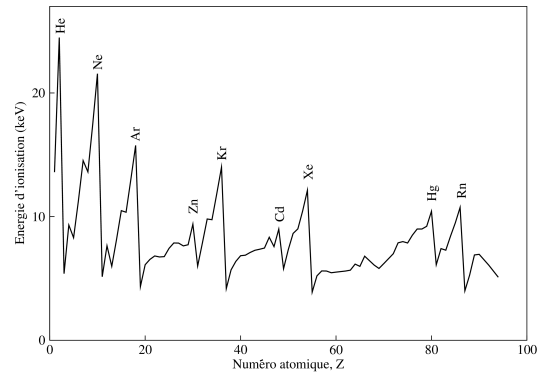
(a) Les différences de masse à 4 points des neutrons Δ_n obtenu à partir du jeu d'équations (2.10) pour les noyaux paires en protons. [6]



(b) Les différences entre les masses expérimentales et les valeurs obtenues par le modèle de la goutte liquide. [6]



(c) Les différences de masse à 4 points des protons Δ_p obtenu à partir du jeu d'équations (2.10) pour les noyaux paires en neutrons. [6]



(d) Energie de première ionisation des 94 premiers éléments du tableau périodique. Les valeurs proviennent de l'*Handbook of Chemistry and Physics* [33].

FIGURE 2.1 – Mise en évidence des effets de couches du noyau (a,b,c) en comparaison avec l'énergie de première ionisation (d) qui caractérise les couches atomiques.

2.2.1 Potentiel d'oscillateur harmonique modifié

Les premiers modèles ont considéré le potentiel nucléaire comme un oscillateur harmonique. Le modèle en couches permettait de reproduire les trois premiers nombres magiques 2, 8 et 20, mais pas 28, 50, 82 et 126. En rajoutant les termes Coulombien et spin-orbite on arrive à reproduire tous les nombres magiques connus. Un potentiel plus "réaliste" est basé sur le potentiel Wood-Saxon modifié pour prendre en considération les interactions Coulombiennes et spin-orbite [6] :

$$\begin{aligned} V_{WS} &= V(r) + V_{LS} + V_C \\ V(r) &= -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \\ V_{LS} &= \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial V_{SO}(r)}{\partial r} l \cdot s \end{aligned} \quad (2.11)$$

où, R est le rayon moyen du noyau et le paramètre a définit la diffusivité de la surface nucléaire.

Les équations de l'Hamiltonien nucléaire avec un potentiel Wood-Saxon ne peuvent pas être résolues analytiquement. A l'inverse, l'Hamiltonien avec un potentiel d'oscillateur harmonique modifié (autrement appelé potentiel de Nilsson) a des solutions analytiques [34, 35]. L'expression du potentiel d'oscillateur harmonique modifié est :

$$V_{MO} = \frac{\hbar\omega_0\rho^2}{2} - \kappa\hbar\omega_0 [2l \cdot s + \mu (l^2 - \langle l^2 \rangle_N)] \quad (2.12)$$

avec

$$\rho = \left(\frac{M\omega_0}{\hbar}\right)^{1/2} r, \quad \langle l^2 \rangle_N = \frac{N(N+3)}{2}. \quad (2.13)$$

Dans l'équation (2.12), le terme l^2 qui interpole entre l'oscillateur harmonique et le puits de potentiel Wood-Saxon tend à compresser les couches. L'effet indésirable de ce terme l^2 est compensé par l'introduction du terme $\langle l^2 \rangle_N$. Pour chaque couche il faut donc soustraire la valeur moyenne de $\langle l^2 \rangle$ prise pour chaque couche N .

Le potentiel d'oscillateur harmonique modifié a typiquement 3 degrés de liberté pour tout noyau. Si on néglige la différence proton-neutron, ces paramètres sont :

- ω_0 qui détermine le rayon du noyau à partir des orbitales occupées,
- $\mu' = \kappa\mu$ qui décrit le caractère diffus de la surface,
- κ qui définit la force du couplage spin-orbite.

Les relations $C = 2\kappa\hbar\omega_0$ et $D = \mu'\hbar\omega_0$ remplacent les paramètres ω_0 , κ et μ' décrits précédemment. L'Hamiltonien de l'oscillateur harmonique modifié pour un noyau sphérique s'exprime finalement comme suit :

$$H_{sph} = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + \frac{1}{2}M\omega_0^2 r^2 - Cl \cdot s - D (l^2 - \langle l^2 \rangle_N). \quad (2.14)$$

2.3 Orbitales uniparticules dans les noyaux déformés

Pour décrire les noyaux déformés on doit généraliser le modèle de l'oscillateur harmonique modifié. Si on autorise que l'élongation du noyau suivant l'axe z soit différente de celle des axes x et y (déformation axiale suivant l'axe z), nous devons réécrire l'Hamiltonien de la manière suivante [6] :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{2}M [\omega_z^2 z^2 + \omega_\perp^2 (y^2 + x^2)] - Cl \cdot s - D (l^2 - \langle l^2 \rangle_N). \quad (2.15)$$

Il est pratique d'introduire le paramètre d'élongation ε défini par les expressions ci-dessous :

$$\omega_z = \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon \right), \quad \omega_\perp = \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{1}{3}\varepsilon \right), \quad (2.16)$$

tel que $\omega_0(\varepsilon)$ ne dépend que peu de ε , juste assez pour conserver le volume. Le paramètre de distorsion $\varepsilon = (\omega_\perp - \omega_z)/\omega_0$ est

- négatif pour une déformation oblate,
- positif pour une déformation prolate.

La conservation du volume implique que

$$\omega_\perp^2 \omega_z = \text{constante} \Rightarrow \omega_0(\varepsilon) = \omega(0) \left(1 - \frac{1}{3}\varepsilon^2 - \frac{2}{27}\varepsilon^3 \right)^{1/3} = \omega(0) \left(1 + \frac{1}{9}\varepsilon^2 + \dots \right). \quad (2.17)$$

2.3.1 Traitement perturbatif des faibles élongations

On se propose de développer l'Hamiltonien (2.15) au premier ordre suivant ε pour obtenir :

$$H = H_{sph} + \varepsilon h' + 0(\varepsilon^2) \quad (2.18)$$

où H_{sph} est l'Hamiltonien du modèle en couches sphériques. De plus $\varepsilon h'$ s'exprime comme

$$\varepsilon h' = \varepsilon \frac{M}{2} \omega_0^2 \frac{2}{3} (x^2 + y^2 - 2z^2) = -\varepsilon M \omega_0^2 \frac{2}{3} r^2 P_2(\cos \theta), \quad (2.19)$$

où la fonction P_2 est le polynôme de Legendre d'ordre 2. Les fonctions d'ondes dans le cas sphérique s'écrivent comme suit :

$$\phi(Nlsj\Omega) = R_{Nl}(r) \sum_{\Lambda\Sigma} \langle ls\Lambda\Sigma | lsj\Omega \rangle \mathcal{Y}_{l\Lambda\chi s\Sigma} \quad (2.20)$$

où les termes $R_{Nl}(r)$ et $\mathcal{Y}_{l\Lambda\chi s\Sigma}$ correspondent à la partie radiale et à l'harmonique sphérique, respectivement. Dans ce cas, les constantes du mouvement sont j^2 et Ω , le moment angulaire total et sa projection sur l'axe z , en plus du moment angulaire orbital l^2 et de spin s^2 [6]. La somme des projections du moment angulaire orbital Λ et de spin Σ vaut Ω .

Dans le cas sphérique, chaque état j est $2j + 1$ fois dégénéré. Cette dégénérescence est partiellement levée par la perturbation h' au premier ordre. En effet, l'axe z n'est plus équivalent aux axes x et y , mais la dégénérescence entre les axes x et y persiste. Les particules se déplacent préférentiellement dans le plan perpendiculaire à j .

2.3.2 Orbitales uniparticules associées à un potentiel d'oscillateur déformé axial

Le potentiel nucléaire avec lequel nous avons travaillé jusqu'ici peut s'écrire :

$$V = V_{osc} + V' \quad (2.21)$$

$$V_{osc} = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \rho^2 \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2(\cos \theta_t) \right) \quad (2.22)$$

$$V' = -2\kappa \hbar \omega_0(0) l_t \cdot s - \mu' \hbar \omega_0(0) (l_t^2 - \langle l_t^2 \rangle_N). \quad (2.23)$$

L'indice "t" indique que l'on considère un système de coordonnées ellipsoïdales¹ : θ_t correspond donc à l'angle polaire.

Par convention, nous utilisons la conservation du volume en imposant la condition (2.17) sur les fréquences ω_\perp et ω_z avec les termes $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ et l^2 remplacés par $l_t \cdot \mathbf{s}$ et l_t^2 . Pour étudier toutes les déformations possibles du noyau, le potentiel est généralisé de la manière suivante :

$$V_{osc} = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \rho^2 \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2(\cos \theta_t) + 2 \sum_{\lambda=3,4,\dots} \varepsilon_\lambda P_\lambda(\cos \theta_t) \right). \quad (2.24)$$

Dans le potentiel décrit par la relation (2.24), toute surface équipotentielle conserve le volume des fréquences. Néanmoins les rapports $\omega_0(\varepsilon, \varepsilon_3, \varepsilon_4, \dots)/\omega_0(0)$ doivent être calculés numériquement [36].

Les relations reliant les paramètres ε_λ aux paramètres β_λ au premier ordre sont :

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 = \varepsilon &\approx \frac{3}{2} \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_2 \approx 0.95 \beta_2 && \text{(déformation quadrupolaire)} \\ \varepsilon_3 &\approx - \left(\frac{7}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_3 \approx -0.75 \beta_3 && \text{(déformation octupolaire)} \\ \varepsilon_4 &\approx - \left(\frac{9}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_4 \approx -0.85 \beta_4 && \text{(déformation hexadecupolaire)}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

2.3.3 Forme triaxiale - l'anisotropie du potentiel d'oscillateur harmonique

La déformation axiale est généralement suffisante pour décrire les noyaux dans leurs états fondamentaux. De nombreux calculs sur des noyaux déformés considèrent uniquement la déformation axiale. Pour les noyaux faiblement déformés, proches des fermetures de couches (noyaux de transition) il est nécessaire de prendre en compte la déformation triaxiale. Lorsque le cœur du noyau tourne, la déformation maximisant l'énergie de liaison évolue tant à passer par une déformation triaxiale [6]. Par exemple, dans le cas du ^{140}Nd les calculs Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS, voir § 2.4.3) de la surface d'énergie potentielle pour différents spins [29], montrent clairement un passage d'une déformation faible à bas spin, vers une déformation triaxiale, puis prolata superdéformée au fur et à mesure que le spin augmente (voir Figure 2.2). En fait, lors de la rotation, la symétrie liée à la symétrie axiale est brisée, ce qui la met au même niveau que la déformation triaxiale.

1. "stretched coordinates."

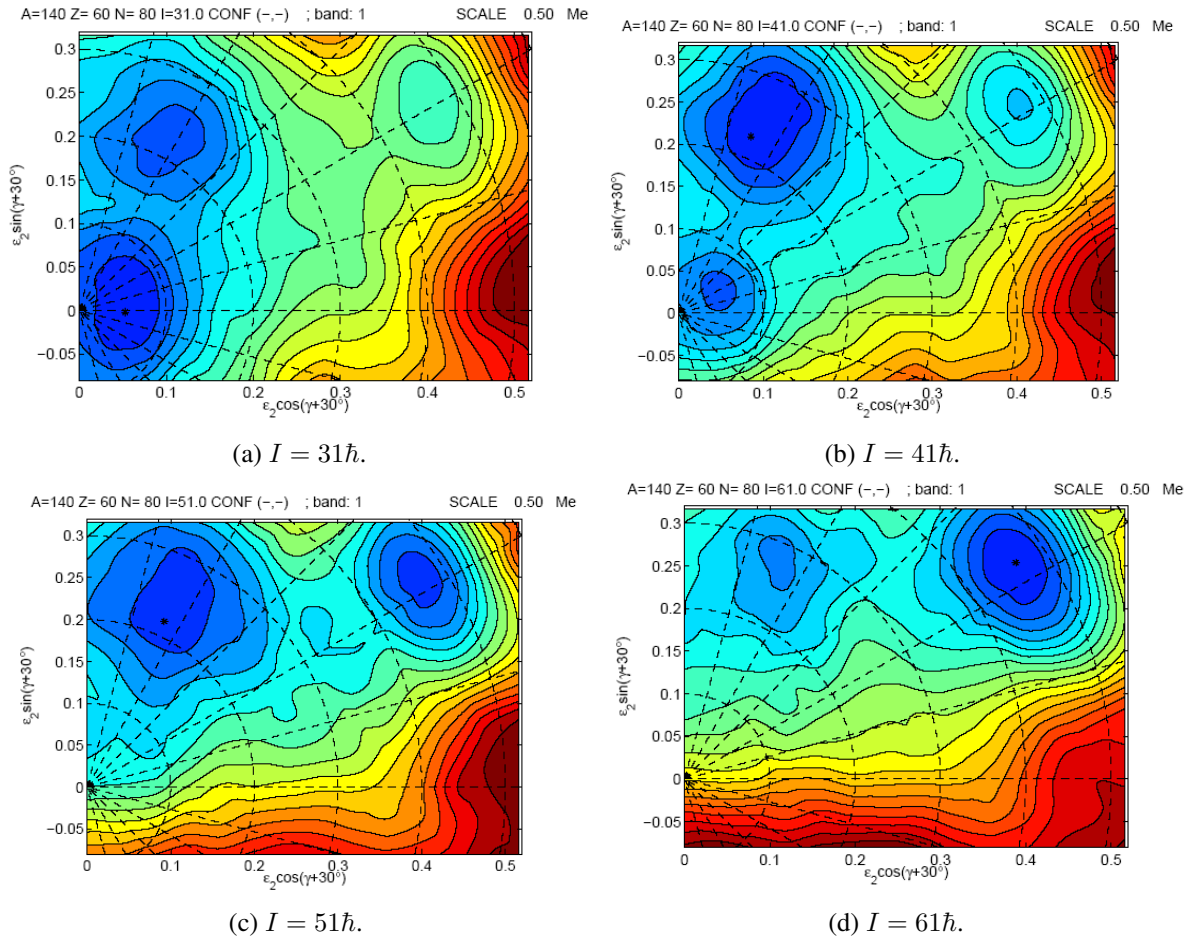


FIGURE 2.2 – Calculs Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS, voir § 2.4.3) des surfaces d'énergie potentielle du ^{140}Nd pour les spins (a) $31\hbar$, (b) $41\hbar$, (c) $51\hbar$ et (d) $61\hbar$. Nous remarquons 3 minima : le premier sphérique favorisé à bas spin, le second triaxial déformé avec $\gamma \approx 30^\circ$ favorisé à moyen spin et le minimum superdéformé prolata à haut spin (attention l'axe $\gamma = 0^\circ$ est tourné de 30°). Entre ces minima il existe des barrières de potentiel. Le noyau lors de sa désexcitation passe d'un minimum à l'autre à travers des barrières de potentiel. La différence d'énergie entre les courbes équipotentielles est de 0.25 MeV.

Nous allons introduire la déformation triaxiale dans l'expression du potentiel d'oscillateur harmonique :

$$V_{osc} = \frac{1}{2}M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (2.26)$$

avec ω_x , ω_y et ω_z différents deux à deux. Il est préférable de décrire le rapport entre les fréquences par ε et γ (notation de Bohr introduite en 1952 [10]) :

$$\begin{aligned} \omega_x &= \omega_0(\varepsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right) \right] \\ \omega_y &= \omega_0(\varepsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\right) \right] \\ \omega_z &= \omega_0(\varepsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon \cos(\gamma) \right]. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Après avoir introduit les coordonnées ellipsoïdales définies par $\xi = x(M\omega_x/\hbar)^{1/2}$, $\eta = y(M\omega_y/\hbar)^{1/2}$ et $\zeta = z(M\omega_z/\hbar)^{1/2}$, l'oscillateur à trois dimensions se découple en trois oscillateurs indépendants :

$$H_{osc} = H_x + H_y + H_z \quad (2.28)$$

où $H_x = \frac{1}{2}\hbar\omega_x \left(-\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \xi^2 \right)$; il en est de même pour H_y et H_z . Les énergies uniparticule ainsi obtenues sont :

$$e_i = \hbar\omega_x \left(n_x + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_y \left(n_y + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right). \quad (2.29)$$

Lorsque la déformation est axiale, il est préférable d'utiliser les polynômes de Legendre $P_\lambda(\cos \theta_t)$ pour décrire le potentiel. Dans le cas de la forme triaxiale, on généralise l'usage des polynômes de Legendre par des harmoniques sphériques $\mathcal{Y}_{\lambda\mu}(\theta_t, \phi_t)$. Les angles θ_t et ϕ_t sont les angles polaires et azimutales des coordonnées "étirées". Dans ces coordonnées le potentiel prend la forme :

$$V_{osc} = \frac{1}{2}\hbar\omega_x \xi^2 + \frac{1}{2}\hbar\omega_y \eta^2 + \frac{1}{2}\hbar\omega_z \zeta^2. \quad (2.30)$$

On peut également l'exprimer en fonction des harmoniques sphériques et des paramètres ε et γ pour trouver :

$$V_{osc} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \rho^2 \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon \left(\frac{4\pi}{5} \right)^{1/2} \left(\mathcal{Y}_{2,0} \cos \gamma - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} (\mathcal{Y}_{2,2} + \mathcal{Y}_{2,-2}) \right) \right]. \quad (2.31)$$

2.4 Modèles de rotation forcée

2.4.1 Le modèle de cranking

Le "proceeding" de l'école "Nordic Winter School on Nuclear Physics" écrit par R. Bengtsson and J.D. Garrett [37] décrit dans les moindres détails les bases du modèle de cranking, c'est à dire du noyau en rotation forcée. Nous allons nous contenter de faire ressortir les principaux phénomènes expliqués par ce modèle.

Le modèle de cranking est un des plus fréquemment utilisé pour décrire les noyaux à hauts spins. Ce modèle décrit des particules indépendantes en mouvement dans un noyau en rotation, avec une déformation et un champs d'appariement constants. Pour ce type de système, deux forces fictives dues à la rotation apparaissent dans le référentiel intrinsèque : la force centrifuge et la force de Coriolis. Ces forces modifient la forme et l'appariement du noyau. Le modèle de cranking suggéré en 1954 par Inglis [38], a commencé à être utilisé fréquemment dès les années '70.

Un moyen direct d'étudier un noyau en rotation est de le forcer à tourner à la pulsation ω , comme lorsque l'on utilisait une manivelle (en anglais "crank") pour lancer les moteurs. Le nom "cranking model" vient de ce concept. Pour simplifier le traitement théorique on utilise les coordonnées intrinsèques définies par :

$$\begin{aligned} x'_1 &= x_1 \\ x'_2 &= +x_2 \cos(\omega t) + x_3 \sin(\omega t) \\ x'_3 &= -x_2 \sin(\omega t) + x_3 \cos(\omega t). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Si l'on considère le premier axe comme axe de rotation, alors les équations (2.32) définissent le changement de repère entre le référentiel intrinsèque (x'_i) et le référentiel du laboratoire (x_i). L'énergie cinétique classique, T , d'une particule de masse m à la position (x'_1, x'_2, x'_3) est par définition ² :

$$T = \frac{m}{2} (\dot{x}'_1{}^2 + \dot{x}'_2{}^2 + \dot{x}'_3{}^2) = \frac{m}{2} [\dot{x}'_1{}^2 + \dot{x}'_2{}^2 + \dot{x}'_3{}^2 - 2\omega (\dot{x}'_2 x'_3 - \dot{x}'_3 x'_2) + \omega^2 (x'^2_2 + x'^2_3)]. \quad (2.33)$$

La fonction de Lagrange, L , a la forme suivante lorsqu'on assume que les nucléons se déplacent dans un potentiel $V(x'_1, x'_2, x'_3)$:

$$L = T - V(x'_1, x'_2, x'_3). \quad (2.34)$$

Les équations de Lagrange, $\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}'_i} - \frac{\partial L}{\partial x'_i} = 0$, en introduisant le vecteur rotation $\boldsymbol{\omega} = \omega \hat{x}'_1$ avec \hat{x}'_1 le vecteur unitaire suivant l'axe x'_1 , s'écrivent ;

$$m\ddot{\mathbf{r}}' = -\nabla V - 2m\boldsymbol{\omega} \times \dot{\mathbf{r}}' - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}'), \quad (2.35)$$

où l'on reconnaît :

- la force de Coriolis, $2m\boldsymbol{\omega} \times \dot{\mathbf{r}}'$
- la force centrifuge, $m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}')$.

2. Les points correspondent à la dérivée temporelle.

Avant d'écrire l'Hamiltonien, il est préférable d'écrire les impulsions sous forme canonique, $p'_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}'_i}$, comme :

$$\begin{aligned} p_1'^2 &= m^2 \dot{x}'_1{}^2 \\ p_2'^2 &= m^2 \dot{x}'_2{}^2 - 2\omega m^2 \dot{x}'_2 \dot{x}'_3 + \omega^2 m^2 \dot{x}'_3{}^2 \\ p_3'^2 &= m^2 \dot{x}'_3{}^2 + 2\omega m^2 \dot{x}'_3 \dot{x}'_2 + \omega^2 m^2 \dot{x}'_2{}^2. \end{aligned} \quad (2.36)$$

L'Hamiltonien H_ω dans le référentiel en rotation devient :

$$H_\omega(x'_i, p'_i) = \sum_i \dot{x}'_i \frac{\partial L}{\partial \dot{x}'_i} - L = \sum_i \frac{1}{2m} p_i'^2 + V(x'_i) - \omega (x'_2 p'_3 - x'_3 p'_2) = H_0(x'_i, p'_i) - \omega (p'_3 x'_2 - p'_2 x'_3). \quad (2.37)$$

Le terme H_0 est l'Hamiltonien non-tournant exprimé dans le référentiel intrinsèque (voir paragraphe 2.3). Il apparaît directement lorsque ω tend vers 0. Le dernier terme de l'équation (2.37), $\omega (p'_3 x'_2 - p'_2 x'_3)$, est la projection le long de l'axe x'_1 du produit vectoriel $\omega (\vec{r}' \times \vec{p}') = \vec{L}'$. Nous devons ajouter le spin nucléaire \vec{s} pour travailler directement avec le moment angulaire total $\vec{J}' = \vec{L}' + \vec{s}'$ et obtenir l'Hamiltonien du modèle de cranking qui s'exprime comme :

$$H_\omega(x'_i, p'_i) = H_0(x'_i, p'_i) - \omega J'_1. \quad (2.38)$$

Moment angulaire aligné parallèlement à l'axe de symétrie

Deux cas intéressants apparaissent : le cas oblate pur, $\gamma = 60^\circ$, et le cas prolate pur, $\gamma = 0^\circ$. Dans le cas $\gamma = 60^\circ$, l'axe de rotation est l'axe de symétrie et $j_x = m$ est une constante du mouvement. Même s'il n'y a pas de rotation collective autour de l'axe de symétrie, chaque nucléon contribue individuellement au spin total I . Tant que $j_x = m$ est un bon nombre quantique, les fonctions propres associées aux opérateurs H_ω et H_0 restent identiques. Ainsi l'Hamiltonien H_ω devient :

$$H_\omega = H_0 - \omega J_x. \quad (2.39)$$

Dans ce cas les trois opérateurs H_0 , J_x et H_ω commutent, ils partagent donc les mêmes fonctions propres. On obtient facilement les valeurs propres e'_i de l'Hamiltonien H_ω :

$$e'_i = e_i - \omega \Omega_i \quad (2.40)$$

où Ω_i est la projection du moment angulaire perpendiculairement à l'axe de symétrie de la particule i .

La plus basse énergie d'un noyau en rotation possédant N nucléons est par définition la somme de toutes les énergies des états en dessous du niveau de Fermi :

$$E' = \sum_{i=1}^N e'_i. \quad (2.41)$$

L'énergie de l'état fondamental du noyau, E , est donné par la valeur propre attendue pour l'Hamiltonien H_0 en considérant N nucléons dans le système :

$$\begin{aligned} E &= \langle H_0 \rangle = \langle H_\omega \rangle + \omega \langle J_x \rangle \\ \Rightarrow E &= E' + \omega J_z = \sum_{i=1}^N (e'_i + \omega \Omega_i) = \sum_{i=1}^N e_i. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Ainsi, l'énergie E est indépendante de la fréquence de rotation. Cependant, dans le référentiel du laboratoire, un terme dépendant de la fréquence de rotation est rajouté, ce qui implique l'usage d'orbitales situées au-dessous de l'énergie de Fermi, λ . La condition d'occupation est :

$$e_i < \lambda + \omega \Omega_i. \quad (2.43)$$

On parle alors de surface de Fermi inclinée. Le moment angulaire total du noyau qui est l'essence du modèle de cranking est supposé égal à sa projection suivant l'axe de rotation (ici l'axe de symétrie x) se définit comme :

$$I = \sum_{i=1}^N \Omega_i. \quad (2.44)$$

Si on calcule l'énergie E et le moment angulaire total I associés à la configuration favorisée pour différentes fréquences de rotation ω , alors on obtient une série de points sur le graphique représentant l'énergie E en fonction de I (voir Figure 2.3). Cette série de points forme ce que l'on appelle communément la ligne "yrast", i.e. l'énergie minimale pour un spin donné. En réalité, à cette étape, pour certaines valeurs de I n'est associée aucune énergie E . Les points intermédiaires s'obtiennent par des excitations particule-trou dans les orbitales partiellement remplies qui caractérisent les états favorisés trouvés précédemment.

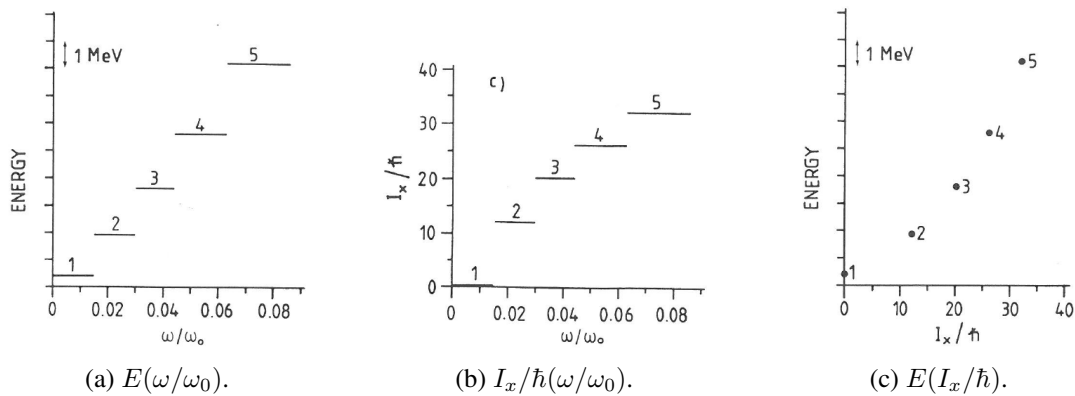


FIGURE 2.3 – Figures présentant dans le cas d'une rotation autour de l'axe de symétrie de la référence [37] : (a) l'énergie d'excitation du niveau favorisé en fonction de la fréquence de rotation, (b) le spin de l'état favorisé en fonction de la fréquence de rotation et (c) l'énergie d'excitation en fonction du spin.

Ces états favoriser énergétiquement peuvent apparaître sous la forme d'états isomériques. Mise à part des effets de couches, l'énergie d'excitation augmente suivant I^2 [39]. Le comportement général de la ligne yrast est déterminé par le moment d'inertie du noyau à une déformation donnée.

Moment angulaire aligné perpendiculairement à l'axe de symétrie

Par convention on considère que l'axe de rotation est l'axe x , tandis que l'axe de symétrie est l'axe z . L'Hamiltonien du système en rotation s'écrit

$$H_\omega = H_0 - \omega J_x. \quad (2.45)$$

Or les opérateurs H_0 et J_x ne commutent pas : les fonctions d'onde associées à l'opérateur H_0 ne sont plus fonctions d'onde de l'opérateur H_ω . La rotation mélange les orbitales quasi-particule, cependant certaines symétries restent conservées. Parmi ces symétries on trouve :

- la parité, π , qui se conserve tant que la forme du potentiel s'exprime en nombre pair de multipôles,
- la signature, α , qui indique les propriétés de l'état suite à une rotation de 180° :

$$R_x(\pi) \cdot \psi_\alpha = \exp(-i\pi j_x) \cdot \psi_\alpha = \exp(-i\pi\alpha) \cdot \psi_\alpha = r \cdot \psi_\alpha, \quad (2.46)$$

où ψ_α correspond à une fonction d'onde dont la signature est α , et r est la valeur propre de l'opérateur $R_x(\pi)$. La signature peut prendre les deux valeurs suivantes :

- $\alpha = +1/2 \Leftrightarrow r = -i$,
- $\alpha = -1/2 \Leftrightarrow r = i$.

En utilisant le même type de traitement que précédemment on trouve :

$$e'_\mu = \langle \mu | H_\omega | \mu \rangle = \langle \mu | H_0 | \mu \rangle - \omega \langle \mu | J_x | \mu \rangle \quad (2.47)$$

$$\Rightarrow \frac{de'_\mu}{d\omega} = - \langle \mu | J_x | \mu \rangle \quad (2.48)$$

$$I_x = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | J_x | \mu \rangle. \quad (2.49)$$

L'équation (2.48) implique la dépendance en fréquence de l'énergie e'_μ en fonction de la valeur moyenne du moment angulaire J_x . Le terme "Routhian" est souvent utilisé pour e'_μ , qui est défini comme une fonction reliant un Hamiltonien défini dans le référentiel intrinsèque, et un Lagrangien en fonction de certaine(s) variable(s) telle que la fréquence de rotation. A $\omega = 0$, $\langle \mu | J_x | \mu \rangle$ diffère de zéro uniquement pour les états ayant $|\Omega| = 1/2$. L'énergie totale dans le référentiel du laboratoire est donc :

$$E = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H_0 | \mu \rangle = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H_\omega | \mu \rangle + \omega I_x = \sum_{\mu=1}^N e'_\mu + \omega I_x = E' + \omega I_x. \quad (2.50)$$

Le spin I_x est une fonction continue de ω , sauf au moment où un changement de configuration apparaît (voir Figure 2.4b pour $I_x = 10 \hbar$). La courbe $E(I_x)$ montrée dans la Figure 2.4c a été réalisée à partir des fonctions $E(\omega)$ et $I_x(\omega)$ montrées respectivement dans les Figures 2.4a et 2.4b. Autour de l'intersection entre les configurations I et II aucune bande rotationnelle ne peut être construite. Les courbes pointillées sont définies par des excitations particule-trou, en conservant occupée seulement une des deux configurations I et II.

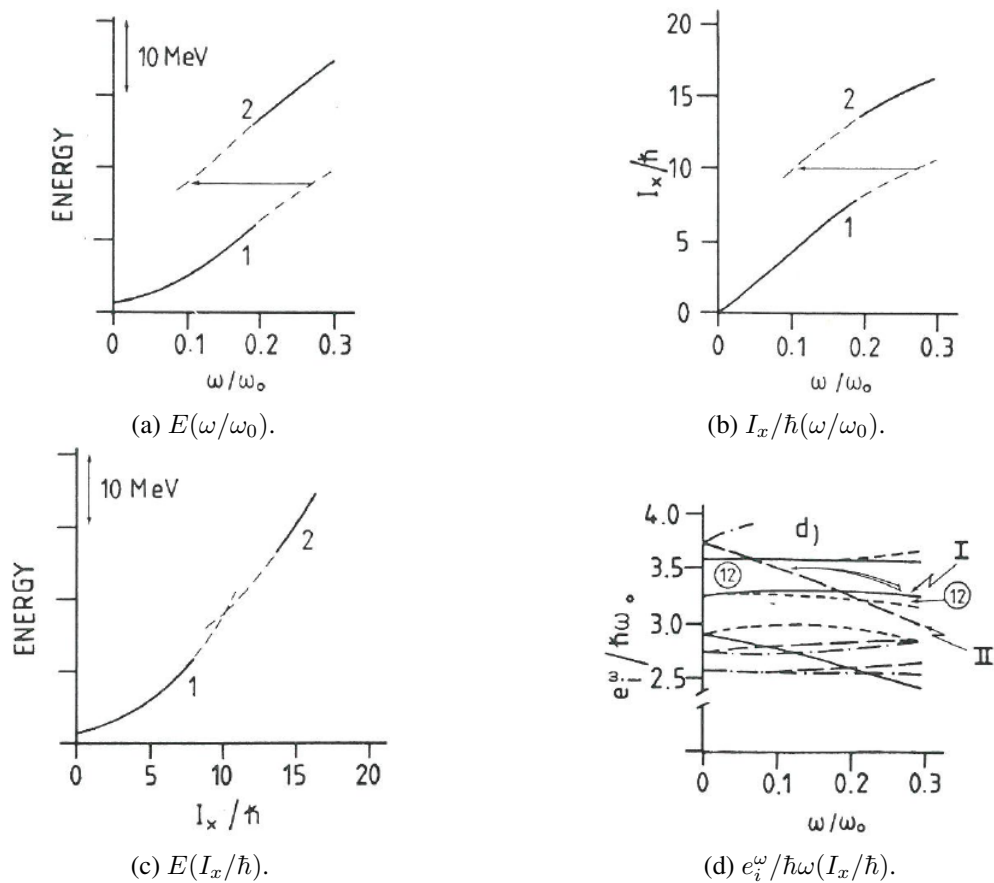


FIGURE 2.4 – Les trois premières sous-figures (a, b et c) sont analogues à celles de la Figure 2.3 mais elles présentent le cas d’une rotation perpendiculaire à l’axe de symétrie (ici le noyau de ${}^{24}_{12}\text{Mg}_{12}$ possédant une déformation $\varepsilon = 0.40$) [37]. La figure (d) présente l’évolution de l’énergie des sous-orbitales en fonction de la fréquence de rotation. L’effet de backbending est visualisé par une flèche sur les figures (a) et (b) .

La ligne yrast continue se définit par l'énergie minimale associée aux deux configurations. Une discontinuité de la dérivée de la ligne yrast apparaît au moment du changement de configuration favorisée. Les Figures 2.4a et 2.4b mettent en avant un fort ralentissement de la rotation lors du passage de la configuration I à la configuration II, phénomène courant dans les noyaux qui est appelé backbending [40, 41].

Transformation des informations du schéma de niveaux dans le référentiel intrinsèque tournant

Afin de comparer les données expérimentales contenues dans un schéma de niveaux avec les calculs réalisés dans le référentiel intrinsèque du noyau, il est préférable de transformer les informations du schéma de niveaux dans le référentiel tournant. La comparaison entre le comportement d'une bande rotationnelle mesurée et le comportement d'une bande modélisée à partir d'une configuration donnée permet de conforter une interprétation d'une bande.

Classiquement, l'énergie E_x dans le référentiel du laboratoire est couplé à l'énergie E' dans le référentiel intrinsèque par la relation suivante :

$$E' = E_x - \omega I_x. \quad (2.51)$$

Pour une transition d'un état initial d'énergie E_i et de moment angulaire I_i vers un état final d'énergie E_f et de moment angulaire I_f , cette quantité s'obtient par la relation suivante :

$$E'(I_a) = \frac{E_i + E_f}{2} - \omega I_x(I_a), \quad E'(I_a) = \frac{E_i + E_f}{2} - \omega(I_a) I_x(I_a) \quad (2.52)$$

où

- I_a est la moyenne de I_i et de I_f
- I_x est la projection du moment angulaire le long de l'axe de rotation qui peut être obtenu en soustrayant au moment angulaire total la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie K selon le théorème de Pythagore :

$$I_x(I) = \sqrt{(I + 1/2)^2 - K^2}. \quad (2.53)$$

La relation de la physique classique qui permet d'extraire la vitesse angulaire est :

$$\omega = \frac{dE}{dI_x}, \quad (2.54)$$

qui se traduit pour chaque transition par la relation suivante :

$$\hbar\omega(I_a) = \frac{E_i - E_f}{I_x(I_i) - I_x(I_f)}. \quad (2.55)$$

A partir de l'expression précédente on obtient immédiatement pour une transition quadrupolaire pour K petit devant I , l'expression $\hbar\omega = E_\gamma/2$, où $E_\gamma = E_i - E_f$ est l'énergie de la transition.

Le Routhian total E' donné par l'équation (2.52), inclut l'énergie associé à la fois à la rotation du cœur et à l'excitation de quasi-particule. De manière similaire, la projection I_x du moment angulaire total

sur l'axe de rotation contient simultanément une composante provenant de la rotation du cœur R et une composante provenant des quasi-particule i_x (voir Figure 2.5). Il est préférable d'extraire la composante rotationnelle pour obtenir l'énergie e' et l'alignement i_x associés aux quasi-particules. Pour les noyaux symétriques qui tournent autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie, I_x est la somme de R (le moment angulaire de rotation) et de i_x (la projection du moment angulaire de la particule sur l'axe de rotation). La valeur de R est estimée en fonction de $\hbar\omega$ à partir de la configuration appariée de l'état fondamental du noyau pair-pair et pour obtenir i_x on le soustrait de I_x à la même valeur de $\hbar\omega$. Il en est de même pour extraire l'énergie d'excitation des quasi-particule, e' , à partir du Routhian total, E' , et de l'énergie de rotation associée à la bande rotationnelle de l'état fondamental du noyau pair-pair, E'_g , qui ne contient aucune excitation de quasi-particule.

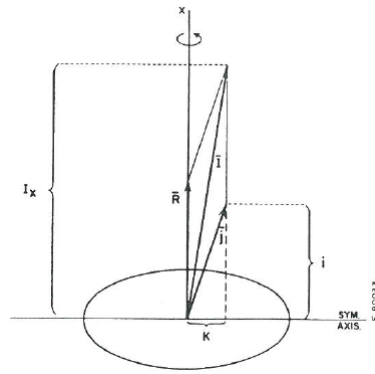


FIGURE 2.5 – Diagramme vectoriel illustrant le couplage du moment angulaire j des nucléons avec le moment angulaire R du noyau perpendiculaire à l'axe de symétrie, pour former le moment angulaire total I .

Tant que la bande de l'état fondamental est obtenue expérimentalement pour une gamme limitée de fréquences de rotation, une extrapolation à haute fréquence est nécessaire. Souvent on ajuste les paramètres J_0 et J_1 de l'expression d'Harris [42]

$$J = J_0 + J_1\omega^2 \quad (2.56)$$

sur les moments d'inertie des états de bas spin de la bande de l'état fondamentale. L'énergie de référence, E'_g , et la projection du moment angulaire sur l'axe de rotation, I_{xg} , se définissent comme suit :

$$\begin{aligned} E'_g(\omega) &= -\frac{\omega^2}{2}J_0 - \frac{\omega^4}{4}J_1 + \frac{1}{8J_0} \\ I_{xg}(\omega) &= \omega(J_0 + \omega^2J_1). \end{aligned} \quad (2.57)$$

L'énergie d'excitation dans le référentiel en rotation e' , associé aux quasi-particule excitées, est la différence entre le Routhian total E' et celui de la référence E'_g à la même fréquence. Similairement, le moment angulaire alignée des particules non appariées suivant l'axe de rotation, i_x , est la différence entre la composante du moment angulaire suivant l'axe x , I_x , et son homologue pour la configuration de

référence, I_{xg} , qui approxime le moment angulaire de rotation R . Les définitions de e' et i_x sont donc :

$$\begin{aligned} e'(\omega) &= E'(\omega) - E'_g(\omega) \\ i_x(\omega) &= I_x(\omega) - I_{xg}(\omega). \end{aligned} \quad (2.58)$$

2.4.2 Rotation autour d'un axe incliné ("Tilted Axis Cranking", TAC)

Le modèle du noyau en rotation autour d'un axe incliné ("Tilted Axis Cranking", TAC) est une approche microscopique dans laquelle l'axe de rotation n'est plus cantonné à un des trois axes principaux de l'ellipsoïde, mais appartient à un des trois plans principaux (un plan principal est défini à partir de deux des axes principaux). L'ajout de ce degré de liberté permet de calculer en plus des bandes quadrupolaires constituées de transitions avec $\Delta I = 2$ déjà décrites par des rotations suivant un axe principal ("Principal Axis Cranking", PAC) exposées précédemment, les bandes dipolaires constituées de transitions avec $\Delta I = 1$. La description du modèle TAC suit de très près les développements proposés par S. Frauendorf [43]. Nous allons brièvement présenter le modèle de la particule couplée à un cœur en rotation et le passage au modèle TAC. La généralisation de ce modèle au cas des noyaux triaxiaux, permet de calculer des bandes rotationnelles dont l'axe de rotation sort des plans principaux pour pointer dans toutes les directions de l'espace, de tels calculs servent à reproduire les bandes partenaires chirales [44].

Une quasi-particule dans une orbitale j couplées à un cœur de symétrie axiale en rotation

- L'Hamiltonien PRM ("Particule Rotor Model" [11]) se décompose en deux composantes qui sont :
- h , l'Hamiltonien de la quasi-particule active (de l'espace de valence)
 - H_{rotor} , l'Hamiltonien associé à la rotation du cœur.

On obtient :

$$H = h + H_{rotor}. \quad (2.59)$$

Le moment angulaire du rotor R s'exprime en fonction du moment angulaire total I et du moment angulaire j de la particule active (voir Figure 2.6) comme suit :

$$\vec{R} = \vec{I} - \vec{j} \quad (2.60)$$

$$H_{rotor} = \frac{(\vec{I} - \vec{j})^2}{2\mathcal{J}} = \frac{R^2}{2\mathcal{J}}. \quad (2.61)$$

L'Hamiltonien du rotor axial se calcule à l'aide de l'équation (2.61) où \mathcal{J} est le moment d'inertie du rotor en considérant le troisième axe (l'axe z) comme axe de symétrie (voir Figure 2.5). L'Hamiltonien de la quasi-particule active s'exprime ainsi [43] :

$$h = \pm \frac{C j_3^2}{2} \quad (2.62)$$

où :

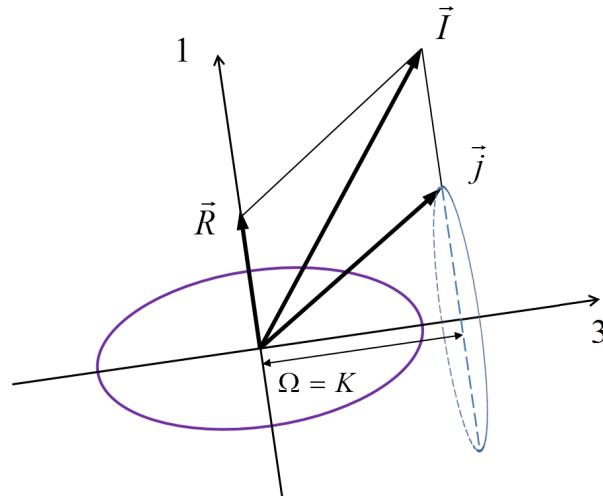


FIGURE 2.6 – Schéma d'un couplage fort dans le cadre du modèle PRM.

- le signe \pm correspond à la nature de la quasi-particule, "+" une particule et "-" un trou
- C contrôle la séparation des niveaux dans un champs déformé.

Dans une première approximation, nous négligerons l'appariement. Ainsi l'atténuation du terme Coriolis pourra être omise. Evidemment, ces approximations décrites ci-dessous sont largement employées à la fois pour le PRM et le TAC. L'Hamiltonien du PRM se diagonalise dans la base standard $|kIMK\rangle$ où $|IMK\rangle$ est la fonction de Wigner (Wigner D-function) et $|k\rangle$ est le produit des états des couches j , $|j_k\rangle$. La projection du moment angulaire de la particule sur l'axe de quantification (l'axe z), noté k , dans le cas d'une unique particule active est égale à K . La base $|kIMK\rangle$ se simplifie donc sous la forme $|IMK\rangle$. Les valeurs propres sont écrites comme des états possédant la bonne signature :

$$|IM\rangle = \sqrt{\frac{1}{2(1 + \delta_{K0})}} \sum_K c_K^I [|IMK\rangle + (-1)^I |IM - K\rangle] \quad (2.63)$$

où c_K est le coefficient d'expansion.

Les probabilités de transition $B(M1)$ et $B(E2)$ sont exprimées par les équations :

$$B(M1, I \rightarrow I') = \frac{3}{4\pi} \left| \sum_{\mu, K} c_{K'}^{I'} c_K^I \langle I'K'1\mu | IK \rangle \langle K' | (g - g_R) j_\mu | K \rangle \right|^2 \quad (2.64)$$

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} \left| \sum_K c_{K'}^{I'} c_K^I \langle I'K'20 | IK \rangle \right|^2, \quad (2.65)$$

où \mathbf{j} s'écrit comme un tenseur sphérique d'ordre 1 :

$$j_{\mu} = \begin{cases} j_{-1} = \frac{j_1 - ij_2}{\sqrt{2}} \\ j_0 = j_3 \\ j_{+1} = -\frac{j_1 + ij_2}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (2.66)$$

Tant que l'on s'intéresse à la comparaison entre TAC et PRM, nous fixons $|g - g_R| = 1$, en choisissant le signe tel que la probabilité de transition M1 soit grande.

Deux quasi-particule dans une orbitale j couplées à un cœur de symétrie axiale en rotation

- L'Hamiltonien PRM ("Particule Rotor Model" [11]) se décompose en deux composantes qui sont :
- h , l'Hamiltonien des quasi-particule actives (de l'espace de valence) que l'on va considérer comme un neutron et un proton pour simplifier la description du modèle en ce qui concerne le principe d'exclusion de Pauli
 - H_{rotor} , l'Hamiltonien associé à la rotation du cœur.

On obtient :

$$H = h + H_{rotor}, \quad h = h_n + h_p. \quad (2.67)$$

Le moment angulaire du rotor R_{ν} s'exprime en fonction du moment angulaire total I_{ν} et du moment angulaire j_{ν} des particules actives comme suit :

$$\vec{R}_{\nu} = \vec{I}_{\nu} - \vec{j}_{\nu}, \quad \vec{j}_{\nu} = \vec{j}_{\nu n} + \vec{j}_{\nu p} \quad (2.68)$$

$$H_{rotor} = \sum_{\nu=n,p} \frac{(\vec{I}_{\nu} - \vec{j}_{\nu})^2}{2\mathcal{J}}. \quad (2.69)$$

L'Hamiltonien du rotor axial se calcule à l'aide de l'équation (2.69) où \mathcal{J} est le moment d'inertie du rotor en considérant le troisième axe (l'axe z) comme axe de symétrie (voir Figure 2.5). L'Hamiltonien des quasi-particule actives s'exprime ainsi [43] :

$$h_{n(p)} = \pm \frac{C_{n(p)} j_{3n(p)}^2}{2} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} C_{n(p)} j_{3n(p)}^2 - \lambda_{n(p)}\right)^2 + \Delta_{n,p}} \quad (2.70)$$

où :

- le signe \pm correspond à la nature de la quasi-particule, "+" une particule et "-" un trou
- $C_{n(p)}$ contrôle la séparation des niveaux dans un champs déformé
- $\lambda_{n(p)}$ est le potentiel chimique
- $\Delta_{n(p)}$ est l'énergie d'appariement ("pairing gap").

L'Hamiltonien du PRM se diagonalise dans la base standard $|k_p k_n IMK\rangle$ où $|IMK\rangle$ est la fonction de Wigner (Wigner D-function) et $|k_p k_n\rangle$ est le produit des états des couches j , $|jk\rangle$. La projection du

moment angulaire sur l'axe de quantification (l'axe z) est noté k . Les valeurs propres sont écrites comme des états possédant la bonne signature :

$$|IM\rangle = \sqrt{\frac{1}{2(1 + \delta_{k0})}} \sum_{k_p, k_n} c_{k_p, k_n}^I [|k_p k_n IM K\rangle + (-1)^I | -k_p - k_n IM - K\rangle] \quad (2.71)$$

où $K = k_p + k_n$ et c_{k_p, k_n} sont les coefficients d'expansion.

Les probabilités de transition $B(M1)$ et $B(E2)$ sont exprimées par les équations :

$$B(M1, I \rightarrow I') = \frac{3}{4\pi} \left| \sum_{\mu, k_p, k_n} c_{k'_p, k'_n}^{I'} c_{k_p, k_n}^I \langle I' K' 1 \mu | I K \rangle \langle k'_p k'_n | (g_p - g_R) j_{p\mu} + (g_n - g_R) j_{n\mu} | k_p k_n \rangle \right|^2 \quad (2.72)$$

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} \left| \sum_{k_p, k_n} c_{k'_p, k'_n}^{I'} c_{k_p, k_n}^I \langle I' K 2 0 | I K \rangle \right|^2. \quad (2.73)$$

Tant que l'on s'intéresse à la comparaison entre TAC et PRM, nous fixons $|g_{n(p)} - g_R| = 1$, en choisissant le signe tel que la probabilité de transition M1 soit grande.

Approximation du modèle TAC

Afin que l'on obtienne l'approximation du modèle TAC à partir du PRM axial, nous considérons :

- 1) L'opérateur \mathbf{I} du moment angulaire total est remplacé par le vecteur classique \mathbf{J}
- 2) $\langle \mathbf{j}^2 \rangle = \langle \mathbf{j} \rangle^2$
- 3) $J_3 = \langle j_3 \rangle$, $J_2 = 0$, $J_1 = \sqrt{J^2 - J_3^2}$.

La supposition 1) exprime le caractère semi-empirique de l'approximation TAC. La supposition 2) correspond au caractère de champs moyen du moment angulaire. Le jeu de relations 3) est la conséquence de la symétrie axiale : il est toujours possible de choisir le second axe tel que $J_2 = 0$. La valeur absolue du moment angulaire classique est noté par J . A l'aide des suppositions précédentes les énergies calculées par le PRM deviennent :

$$E = \langle h \rangle + \frac{1}{2\mathcal{J}} \left[J^2 + i_1^2 + i_2^2 - i_3^2 - 2i_1^2 \sqrt{J^2 - i_3^2} \right] \quad (2.74)$$

où nous avons introduit les valeurs moyennes $i_\mu = \langle j_\mu \rangle$ du moment angulaire de la particule (alignement). Ces valeurs moyennes sont obtenues en prenant en compte le produit des fonctions d'onde :

$$| \rangle = | p \rangle | n \rangle = \sum_{k_p} c_{k_p} | k_p \rangle \sum_{k_n} c_{k_n} | k_n \rangle. \quad (2.75)$$

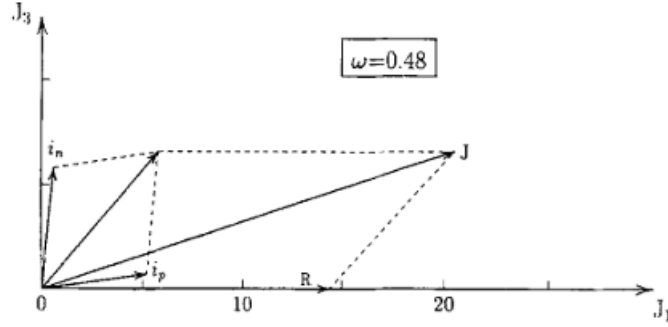


FIGURE 2.7 – Schéma présentant la géométrie des moments angulaires pour la combinaison d'un trou protonique aligné suivant l'axe de rotation et d'un trou neutronique aligné suivant l'axe de déformation [43].

La variation $\delta E = 0$ pour J fixé par rapport aux amplitudes c_k (fonctions d'onde des quasi-particule), aboutit à l'obtention de l'équation aux valeurs propres :

$$\left(h - \frac{1}{\mathcal{J}} \left[i_3 j_3 + (\sqrt{J^2 - i_3^2} - i_1) j_1 - \frac{i_1 i_3}{\sqrt{J^2 - i_3^2}} j_3 - i_2 j_2 \right] \right) | \rangle = e' | \rangle. \quad (2.76)$$

Cette équation se réécrit comme :

$$h' | \rangle = e' | \rangle, \quad h' = h - \omega \cdot \mathbf{j} \quad (2.77)$$

avec la définition de la pulsation ω

$$\omega = \left(\sqrt{J^2 - i_3^2} - i_1, 0, i_3 - \frac{i_1 i_3}{\sqrt{J^2 - i_3^2}} \right) / \mathcal{J}. \quad (2.78)$$

Le choix $\omega_2 = 0$ implique $i_2 = 0$ qui est en accord avec la supposition 3). Ainsi l'équation aux valeurs propres (2.76) est équivalente au problème aux valeurs propres du TAC (2.77) et un système de deux équations auto-consistantes des projections du tenseur vitesse angulaire ω (2.78). Elles peuvent se réécrire ainsi :

$$(2.78) \Rightarrow \begin{cases} \frac{\omega_1}{\omega_3} = \frac{J_1(1 - i_1/J_1)}{J_3(1 - i_1/J_1)} = \frac{J_1}{J_3} \equiv \tan \vartheta \\ J = \frac{i_1}{\sin \vartheta} + \omega \mathcal{J} \end{cases} \quad (2.79)$$

La condition TAC (2.79) favorise énergétiquement le cas où les vecteurs ω et \mathbf{J} sont parallèles. L'angle d'inclinaison ϑ , entre le vecteur \mathbf{J} et le troisième axe est également fixé par la relation TAC (voir Figure 2.7). Les états des quasi-particule sont trouvés après la diagonalisation du Routhian

$$h' = h - \omega_3 j_3 - \omega_1 j_1 = h - \omega (\sin \vartheta j_1 + \cos \vartheta j_3). \quad (2.80)$$

L'angle d'inclinaison est déterminé en alignant ω et \mathbf{J} , ce qui équivaut à une minimisation du Routhian aboutissant aux énergies E' en fonction de ϑ et ω :

$$E' = \langle h' \rangle - \frac{\mathcal{J}(\omega \sin \vartheta)^2}{2}. \quad (2.81)$$

La valeur du moment angulaire dans le référentiel intrinsèque est donnée par les expressions suivantes :

$$J_1 = i_1 + \omega \mathcal{J} \sin \vartheta, \quad J_3 = i_3, \quad J = \sqrt{J_1^2 + J_3^2}. \quad (2.82)$$

L'énergie totale E du système dans le référentiel du laboratoire et le Routhian E' dans le système en rotation sont reliés par les équations canoniques standards :

$$E = E' + \omega J, \quad \frac{dE}{dJ} = \omega, \quad \frac{dE'}{d\omega} = -J. \quad (2.83)$$

Relation du TAC avec les bandes rotationnelles

Avant de comparer les fonctions lisses décrites par le modèle TAC telles que $J(\omega)$ et $E(J)$, avec les valeurs discrètes calculées dans le formalisme PRM telles que I , $E(I)$, la relation entre les grandeurs classiques du modèle TAC et les valeurs quantifiées des observables PRM doivent être établies. Deux cas doivent être distingués :

1. solution TAC $|\omega\rangle$: l'énergie minimale correspond à un angle ϑ qui est différent de 0° et 90° . La signature est brisée et les configurations de quasi-particule sont un mélange d'ondes composées des états avec toutes les valeurs possibles de moment angulaire I . Elle est associée à des bandes rotationnelles dipolaires de même parité π , dont les états sont inter-connectés à la fois par des transitions E2 et M1 intenses.
2. solution PAC $|\alpha\omega\rangle$: l'énergie minimale correspond à un angle $\vartheta = 90^\circ$. La signature α est une constante du mouvement et les ondes associées à la configuration de quasi-particule se compose d'un mélange d'états avec toutes les valeurs de spin $I = \alpha \bmod 2$. Elle est associée aux bandes quadrupolaires de même parité π et de spin $I = \alpha \bmod 2$ dont les états sont interconnectés par des transitions E2 intenses.

Cette distinction provient de l'approximation de champ moyen. Les deux types de solutions avec différentes symétries, associées à une interprétation différente, induisent un problème de transition entre les deux cas. Une brisure graduelle de la signature ne peut pas être décrite par le modèle TAC.

Afin d'introduire une correction quantique d'ordre 0, le spin I dans le cadre du PRM doit être comparé avec le moment angulaire $J(\omega) - 1/2$ du modèle TAC (voir supposition 1). Ainsi, l'énergie $E(I)$ obtenue à partir du PRM se compare à l'énergie $E(J = I + 1/2)$ du TAC. Cette correction quantique améliore sensiblement l'accord entre les calculs TAC et PRM.

Pour discuter des résultats expérimentaux, il est souvent utile de transformer les énergies E et les spins I des états en Routhians E' et en pulsations ω , respectivement. Les bandes sont décrites par les équations :

$$J = I, \quad \omega = E(I) - E(I - 1), \quad E' = \frac{E(I) + E(I - 1)}{2} - \omega J. \quad (2.84)$$

De la même manière pour les bandes quadrupolaires nous utilisons les équations :

$$J = I - 1/2, \quad \omega = \frac{E(I) - E(I - 2)}{2}, \quad E' = \frac{E(I) + E(I - 2)}{2} - \omega J. \quad (2.85)$$

Les équations (2.84) et (2.85) nous fournissent une liste de points discrets $J(\omega)$ et $E(\omega)$ qui doivent être comparés aux courbes calculées dans le cadre du modèle TAC.

2.4.3 Le modèle Cranked Nilsson-Strutinsky dépendant de la configuration (CNS)

Les modèles de rotation forcée que nous avons développés précédemment permettent d'étudier les noyaux à hauts spins, tandis que l'étude des bas spins se réalise à l'aide du modèle en couches ou à l'aide du modèle de Nilsson pour les noyaux déformés. Les modèles du noyau en rotation cherchent à combiner une interprétation des états à l'aide d'orbitales calculées avec un modèle en couches tout en considérant la rotation du noyau. Ainsi cette approche sert de jonction entre l'interprétation du schéma de niveaux entre les états de bas spins et de hauts spins.

L'avantage du potentiel d'oscillateur harmonique modifié est sa simplicité, particulièrement dans le fait qu'il permet de développer des techniques d'identification des configurations plus détaillées que dans d'autres modèles. Les configurations ne sont plus classifiées uniquement par le nombre de nucléons qu'elles contiennent, par la parité et la signature, mais également par le nombre de nucléons dans les différentes couches N . En plus, dans cette approche il est possible d'identifier les orbitales dont leurs composantes principales se trouvent dans les couches j , avec j maximum dans chaque couche N . On peut ainsi déterminer un grand nombre de configurations différentes proche de la ligne yrast des noyaux. Divers aspects de cette approche théorique sont présentés dans les prochains paragraphes.

Corrections de couches à spin non nul

Les calculs impliquant une somme sur les orbitales uniparticule obtenues à partir de potentiels d'oscillateur harmonique modifié ou Woods-Saxon, aboutissent généralement à de pauvres approximations des propriétés nucléaires moyennes et de leur dépendance en fonction de la déformation. De même, le moment d'inertie, défini à partir des propriétés uniparticule moyennées, est généralement différent de la valeur de corps rigide. Afin de palier ces difficultés, les énergies totales sont renormalisées à un comportement typique du modèle de la goutte liquide en rotation. La renormalisation du moment d'inertie est particulièrement importante dans le cas du potentiel d'oscillateur harmonique modifié en raison du terme l^2 : ce terme qui abaisse les sous-couches de grandes valeurs de l par rapport aux sous-couches de plus petites valeurs de l , rend énergétiquement moins coûteux de créer un moment angulaire dans le potentiel d'oscillateur harmonique modifié que dans le potentiel d'oscillateur harmonique. Même si une renormalisation du moment d'inertie est moins importante pour les potentiels de type Woods-Saxon, une telle renormalisation est généralement effectuée, car le rayon du potentiel est souvent différent du rayon de la matière nucléaire.

Dans l'approche CNS, l'énergie nucléaire totale E_{tot} à une déformation donnée $\bar{\varepsilon} \equiv (\varepsilon_2, \gamma, \varepsilon_4, \dots)$ et un spin donné I_0 , est calculée comme la somme de l'énergie de la goutte liquide E_{LD} définie précédemment dans l'équation (2.2), de la correction de l'énergie de couches et de la correction de l'énergie d'ap-

pariement $\delta E_{pair} = E_{pair} - \langle E_{pair} \rangle$ [45, 46] :

$$E_{tot}(\bar{\varepsilon}, I_0) = E_{LD}(\bar{\varepsilon}, I = 0) + E_{sh}(\bar{\varepsilon}, I_0) + \frac{I_0^2}{2 \mathcal{J}_{rig}(\bar{\varepsilon})} + \delta E_{pair}. \quad (2.86)$$

L'énergie de couches est définie comme la différence entre les sommes des énergies uniparticule discrètes et lissées (indiqué par $\tilde{}$),

$$E_{sh}(\bar{\varepsilon}, I_0) = \sum e_i(\omega, \bar{\varepsilon}) \Big|_{I=I_0} - \sum \tilde{e}_i(\tilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \Big|_{\tilde{I}=I_0} \quad (2.87)$$

avec les deux expressions évaluées à la même valeur de spin I_0 , ce qui signifie qu'elles sont généralement évaluées à différentes fréquences de rotation. La somme lissée est calculée en utilisant la procédure de Strutinsky [47]. Le terme $\sum \tilde{e}_i(\tilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \Big|_{\tilde{I}=I_0}$ peut se paramétrer comme suit

$$\sum \tilde{e}_i(\tilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \Big|_{\tilde{I}=I_0} = E_0 + \frac{I_0^2}{2 J_{str}(\bar{\varepsilon})} + b I_0^4, \quad (2.88)$$

où $J_{str}(\bar{\varepsilon})$ est le moment d'inertie lissé (Strutinsky) et $E_0 = \sum \tilde{e}_i(\tilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \Big|_{\tilde{I}=0}$. Le terme $b I_0^4$ a été introduit en plus de la constante E_0 et le terme en I_0^2 [48], mais la valeur de b s'avère être très faible et, en général, est négligeable, sauf pour les noyaux très légers, par exemple, dans la couche *sd*. Comme nous cherchons à étudier des noyaux de terres rares avec $A \sim 130 - 140$, nous négligerons donc ce terme. Les constantes E_0 et J_{str} sont déterminées en calculant la somme lissée à quelques fréquences, de $\omega = 0$ jusqu'à une valeur de ω correspondant approximativement aux valeurs de spin les plus élevés du schéma de niveaux. Avec ces formules, l'énergie nucléaire totale peut être calculée en fonction du spin I associé à toute déformation. L'énergie minimale pour différentes configurations choisies peut être trouvée dans l'espace des déformations pour toutes les valeurs de spin d'intérêt. C'est pourquoi ces calculs sont largement employés dans l'interprétations des bandes rotationnelles.

Afin d'obtenir une meilleure compréhension physique de la façon dont les orbitales uniparticule calculées influencent les résultats finaux, il est utile de réécrire ces équations en faisant quelques approximations. Grâce à l'énergie de couches définie selon l'équation (2.87), les sommes discrètes et lissées sont calculées à différentes valeurs de ω . Par conséquent, il est difficile d'obtenir une compréhension physique de la relation entre la densité de niveaux et l'énergie de couches. Afin d'atteindre une telle compréhension on définit une énergie de quasi-couche [49], telle que

$$E_{quasi-couche}(\bar{\varepsilon}, I_0) = \sum e_i(\omega, \bar{\varepsilon}) - \sum \tilde{e}_i(\tilde{\omega}, \bar{\varepsilon}). \quad (2.89)$$

Il peut être montré que les valeurs numériques de E_{shell} et $E_{quasi-couche}$ sont très proches [49, 50]. Ceci est important, car $E_{quasi-couche}$ est défini de manière analogue à celle de l'énergie de couches statiques. Par conséquent, $E_{quasi-couche}$ est une mesure directe de la densité de niveaux autour de la surface de Fermi, puisque l'énergie de couches aura une valeur faible (une valeur fortement négative) si la densité de niveaux est faible autour de la surface de Fermi ; par contre, l'énergie de couches aura une valeur élevée (une grande valeur numérique positive) si la densité de niveaux est élevée autour de la surface de Fermi.

La renormalisation du moment d'inertie ajoute une complication supplémentaire en ce que la fréquence de rotation ω ne peut pas être directement identifiée avec la fréquence de rotation observée

$\hbar\omega_{obs} \approx E_\gamma/2$ [51]. Afin de trouver la fréquence de rotation renormalisée, on combine les formules ci-dessus en écrivant l'énergie totale (normalisée) sous la forme

$$E_{tot}(\bar{\varepsilon}, I_0) = E_{LD}(\bar{\varepsilon}, I = 0) + \sum e_i(\omega, \bar{\varepsilon}) - E_0 + \left[\frac{1}{2\mathcal{J}_{rig}(\bar{\varepsilon})} - \frac{1}{2\mathcal{J}_{str}(\bar{\varepsilon})} \right] I_0^2. \quad (2.90)$$

En utilisant la définition de la fréquence de rotation $\omega = \partial E/\partial I$, on obtient la fréquence de rotation renormalisée

$$\omega_{ren} = \omega + \left(\frac{1}{\mathcal{J}_{rig}(\bar{\varepsilon})} - \frac{1}{\mathcal{J}_{str}(\bar{\varepsilon})} \right) I_0 + 4bI_0^3. \quad (2.91)$$

Comme b est toujours très petit, le terme $4bI_0^3$ peut être négligé. En plus, à hauts spins l'appariement est négligeable, ce qui implique $I = \mathcal{J}_{str}\omega$. En utilisant ces approximations on obtient pour l'équation (2.91) la forme simplifiée suivante :

$$\omega_{ren} = \frac{\mathcal{J}_{str}(\bar{\varepsilon})}{\mathcal{J}_{rig}(\bar{\varepsilon})} \omega. \quad (2.92)$$

Avec cette renormalisation qui est autour de 1.2-1.3 en fonction de la déformation, les fréquences dans les diagrammes des Routhians sont comparables avec les fréquences expérimentales seulement si les Routhians sont tracés en fonction de ω_{ren} .

Corrélation d'appariement et bandes rotationnelles

Les effets des corrélations d'appariement sur les calculs des bandes dans la région des hauts spins ou des fréquences de rotation élevées ont été explorées théoriquement, comme par exemple dans la publication [52], dans laquelle les résultats des calculs sont similaires lorsque les corrélations d'appariement sont incluses ou non. Un bon accord avec l'expérience est généralement obtenu dans la région des hauts spins, ce qui peut être considéré comme une justification pour cette approximation. Cela implique que les corrélations d'appariement sont considérablement atténuées. Plusieurs mécanismes physiques contribuent à cette atténuation. Tout d'abord, le rôle des corrélations d'appariement diminue en raison des effets de blocage [53], quand le nombre de particules actives d'une configuration augmente. Comme la plupart des bandes de hauts spins sont décrites par des configurations multi-quasiparticules, ce mécanisme est présent dans ces bandes. D'autre part, les corrélations d'appariement au sein d'une configuration fixe diminue avec l'augmentation du spin dû à l'effet anti-appariement de Coriolis. Ces deux effets ont leur impact maximum à des fréquences de rotation très élevées, où toutes les paires corrélées en dehors d'un cœur magique sont brisées. Dans les bandes rotationnelles de hauts spins, les corrélations d'appariement standard peuvent donc être considérées comme négligeables. Bien qu'aucune annulation brutale de l'appariement résulte des calculs où les fluctuations sont prises en compte, comme par exemple dans les calculs avec la projection du nombre de nucléons [54, 55] ou dans les calculs en approximation de phase aléatoire [56, 57], les corrélations d'appariement sont faibles. Elles ont donc une faible influence sur les propriétés essentielles dans la région de moment angulaire élevé. Le troisième mécanisme d'atténuation de l'appariement est lié au fait que les corrélations d'appariement statiques sont généralement atténuées dans le voisinage des grandes fermetures de couches [58, 59].

La discussion ci-dessus explique pourquoi les corrélations d'appariement sont d'habitude négligées dans le formalisme CNS. Cette approximation présente l'avantage de rendre possible le suivi

d'une configuration donnée sur toute la gamme de spin d'une bande, même si elle subit des changements drastiques de déformation.

Suppression des interactions virtuelles - construction d'orbitales diabatiques

Il est bien connu que le modèle de cranking viole l'invariance par rotation, ce qui signifie que le moment cinétique total n'est pas une quantité conservée. En effet, une bande dans le modèle de cranking est traitée comme un paquet d'ondes et l'interaction entre les différentes bandes survient à un ω spécifique, et non à un spin spécifique tel que requis par les symétries exactes. Dans la région où deux orbitales interagissent avec une "petite" interaction (croisement virtuel), les fluctuations de $\langle j_x \rangle$ sont très importantes [60] (voir Figure 2.8). D'autre part, l'une des hypothèses de base du modèle de cranking est que ces fluctuations sont à peu près constantes, ce qui signifie que ce modèle n'est pas valable dans le voisinage de ces croisements [60, 61]. Une solution simple à ce problème du modèle de cranking est de supprimer l'interaction parasite (ou "virtuelle") au point de croisement, c'est à dire de construire des bandes *diabatiques*.

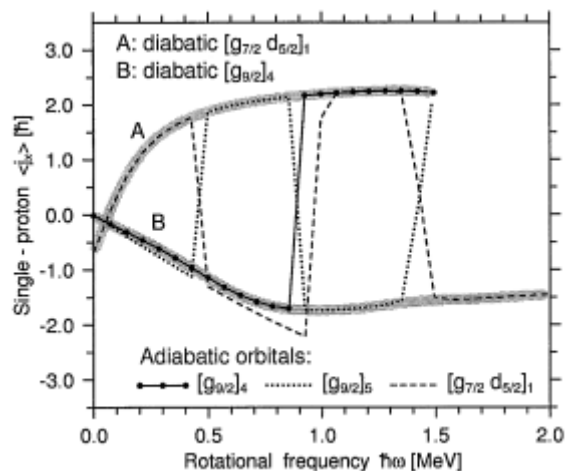


FIGURE 2.8 – Les valeurs attendues du moment angulaire uniparticule protonique le long de l'axe de rotation $\langle j_x \rangle$ avant et après suppression de l'interaction virtuelle. Les lignes sont utilisées pour présenter l'évolution de $\langle j_x \rangle$ lors d'un traitement adiabatique des orbitales qui sont surlignées dans la Figure 2.9a. Les deux lignes épaisses sont utilisées pour les orbitales diabatiques (A,B) formées à partir des orbitales adiabatiques après suppression des interactions (voir également Figure 2.9b). Par simplicité l'orbitale diabatique $[g_{7/2}d_{5/2}]_1$ (ainsi que les orbitales adiabatiques qui la compose) est représentée uniquement dans la même gamme de fréquence que dans la Figure 2.9.

Les orbitales *adiabatiques* sont les orbitales qui sont uniquement définies par des états propres de l'Hamiltonien. Avec un changement des paramètres de l'Hamiltonien (par exemple, la déformation ou la fréquence de rotation), les orbitales adiabatiques avec les mêmes nombres quantiques pourraient s'approcher l'une de l'autre, interagir, puis interchanger de caractère. Ces orbitales ne peuvent pas se

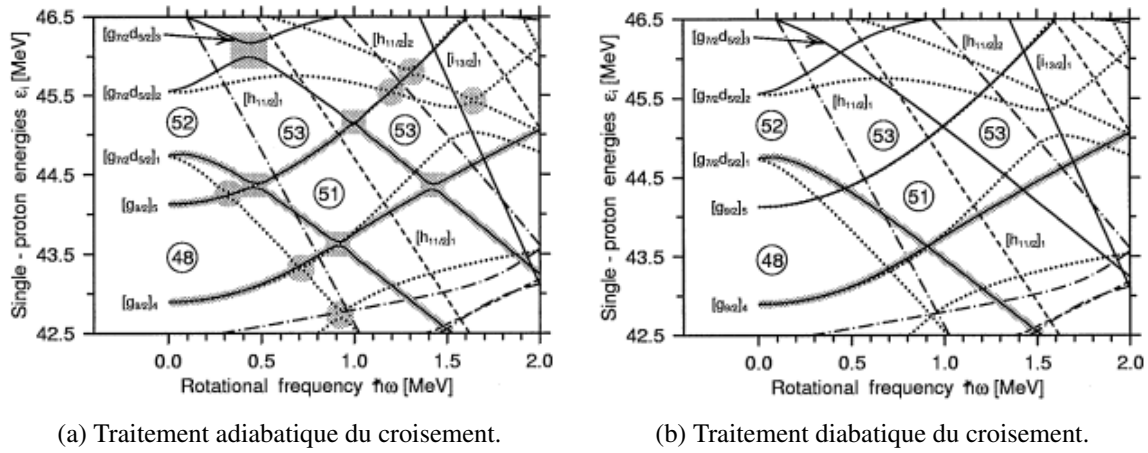


FIGURE 2.9 – Energies uniparticule protoniques (a) adiabatique et (b) diabatique dans le référentiel intrinsèque (Routhians) calculées à la déformation d'équilibre du ^{109}Sb ($\varepsilon_2 = 0.201$, $\gamma = 20^\circ$, $\varepsilon_4 = -0.016$) pour un spin-parité $67/2^-$. Les croisements où un traitement diabatique est nécessaire sont indiqués par un font pointillé dans la Figure (a). Des fonds circulaires et carrés permettent de différencier les croisements entre les orbitales ($\pi = +$, $\alpha = -1/2$) et ($\pi = +$, $\alpha = +1/2$), respectivement. A fréquence nulle, les orbitales sont indexées par la composante dominante de leur fonction d'onde, et également en indice par la position des orbitales dans leurs groupes spécifiques. La convention pour représenter les orbitales est la suivante : ($\pi = +$, $\alpha = +1/2$) ligne continue, ($\pi = -$, $\alpha = +1/2$) tirets, ($\pi = +$, $\alpha = -1/2$) ligne pointillée et ($\pi = -$, $\alpha = -1/2$) pointillé-tiret.

croiser : des changements drastiques des propriétés des deux orbitales adiabatiques qui interagissent ont lieu dans la région d'interaction, voir Figure 2.9a.

Au contraire, les orbitales *diabatiques* sont les orbitales qui ne présentent pas de tels changements drastiques. En supprimant l'interaction virtuelle entre deux orbitales avec les mêmes nombres quantiques conservés, toutes les orbitales peuvent se croiser. (voir Figure 2.9b) Les orbitales diabatiques sont plus difficiles à construire, car elles ne sont pas nécessairement les états propres de l'Hamiltonien. En fait, elles ne peuvent pas être définies sans qu'il soit spécifié dans quelle mesure les fonctions d'onde sont autorisées à changer. Par conséquent, la suppression des croisements virtuels contient nécessairement un certain degré d'arbitraire, en particulier pour les noyaux lourds où la densité de niveaux est élevée. A cet égard, le potentiel de Nilsson a un avantage technique puisque N_{rot} peut être traité comme un nombre quantique supplémentaire conservé, réduisant ainsi le nombre de croisements virtuels qui doivent être éliminés. Une synthèse des différentes techniques utilisées pour éliminer les interactions virtuelles est présentée dans la référence [51].

2.5 Mécanismes de réaction des ions lourds

Le domaine des réactions des ions lourds est particulièrement vaste, mais nous allons nous limiter aux deux mécanismes de réaction mis en œuvre durant cette thèse, qui sont la fusion-évaporation et les réactions de transferts. Chaque type de réaction possède ses propres contraintes : par exemple, en-dessous de l'énergie de la barrière coulombienne, l'excitation coulombienne domine. Au-delà de cette énergie une plus grande diversité apparaît, puisque des modifications dans la composition du noyau sont possibles. Il est à noter que l'excitation coulombienne est toujours possible, mais elle est de plus en plus négligeable au fur et à mesure que l'énergie du faisceau augmente.

2.5.1 Modèle du noyau composé

Le modèle du noyau composé a été imaginé avant la mise en évidence des couches nucléaires. A cette époque le noyau était considéré comme une goutte liquide. Lorsqu'une particule pas trop rapide traverse un noyau, elle subit un grand nombre de collisions aléatoires. Dans cette hypothèse il est naturel de penser qu'un équilibre statistique s'établit. La notion de "noyau composé" fait référence à cet état d'équilibre.

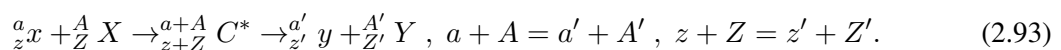
Hypothèse de Bohr et hypothèse statistique

Un des aspects clefs de ce modèle est qu'il décompose la réaction en étapes, qui sont :

- 1) la collision de la particule avec le noyau : formation du noyau composé
- 2) la désexcitation du noyau composé : formation du noyau résiduel.

L'hypothèse de Bohr [10] suppose que la désexcitation du noyau composé dépendrait de son énergie d'excitation, de son spin, de sa parité, mais pas de la manière dont il a été produit. Lorsqu'une particule quelconque pénètre dans le noyau, on peut penser qu'elle sera absorbée rapidement (près de 10^{-19} s) et que son énergie se répartira uniformément dans tout le volume du noyau. Le noyau composé subsistera près de 10^{-15} s avant de se désexciter en émettant une ou plusieurs particules : il aura perdu entre temps la "mémoire" de l'agent de son excitation à ceci près que les lois de conservation restent respectées.

Plus concrètement, une réaction $X(x, y)Y$ qui passe par l'intermédiaire d'un noyau composé C se développe sous la forme :



Alors l'hypothèse de Bohr conduit à factoriser la section efficace totale $\sigma_{x,y}(\varepsilon_x)$ de la manière suivante :

$$\sigma_{x,y}(\varepsilon_x) = \sigma_{x,C}(\varepsilon_x) P_y(E_C) \quad (2.94)$$

où :

- $\sigma_{x,C}(\varepsilon_x)$: section efficace de formation du noyau composé C par une particule incidente x d'énergie ε_x dans le référentiel du centre de masse
- $P_y(E_C)$: probabilité partielle de désexcitation du noyau composé à l'énergie d'excitation E_C selon le mode $C \rightarrow y + Y$.

On notera que l'énergie d'excitation du noyau composé E_C , en invoquant la conservation d'énergie, est donnée par :

$$E_C = \varepsilon_x + S_x \quad (2.95)$$

où S_x est l'énergie de séparation de la particule x à partir du noyau C .

L'hypothèse statistique consiste à admettre que lorsque la densité des états disponibles du noyau composé est importante, alors leur largeur (Γ), leur énergie et donc leurs phases relatives peuvent être traitées comme des variables aléatoires. De ce fait la valeur moyenne des termes d'interférence est nulle, ce qui revient à sommer les différentes contributions de la réaction considérée pour calculer sa section efficace totale.

Réaction de fusion-évaporation

Un des processus de réaction décrit par le modèle du noyau composé est la fusion-évaporation. Les réactions de fusion-évaporation nécessitent que le noyau incident soit absorbé à l'intérieur du noyau cible pour former un noyau composé fortement déformé qui tourne rapidement (voir Figure 2.10). Si les deux noyaux avant la réaction possèdent un moment angulaire total nul, l'axe de rotation du noyau composé dans ce cas est perpendiculaire à la trajectoire du faisceau, ce qui aura une importance dans l'analyse des données.

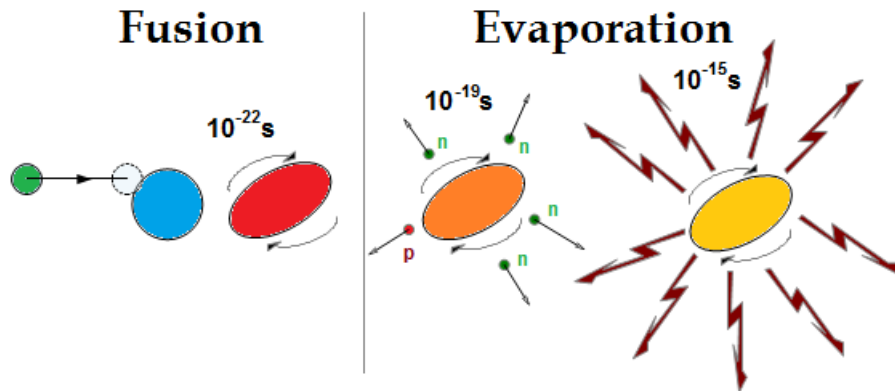


FIGURE 2.10 – Schéma d'une réaction de fusion-évaporation.

Le noyau composé chaud se désexcite en premier lieu par l'émission de nucléons (protons ou neutrons) ou de groupes de nucléons (particule α). Généralement, le noyau n'émet que des neutrons, puisque ceux-ci ne sont pas sensibles à l'interaction coulombienne. Lorsque l'énergie accessible est inférieure à l'énergie de liaison du dernier neutron, S_n , alors le processus d'évaporation de nucléons

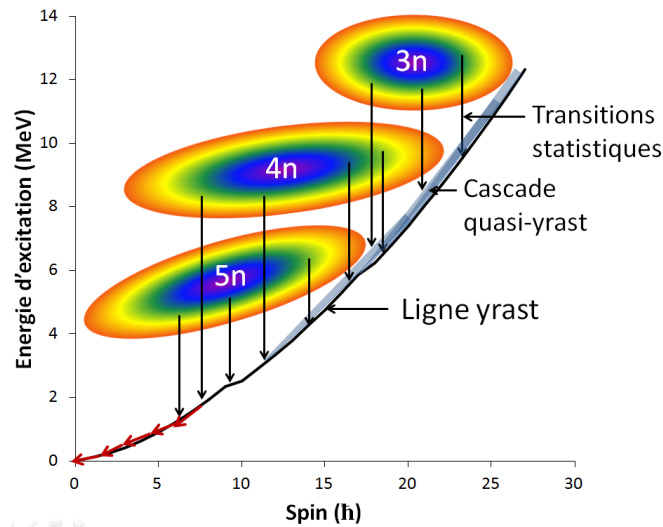


FIGURE 2.11 – Représentation schématique illustrant les trois types de transitions γ : transitions statistiques, puis cascades rotationnelles collectives pour finir par des transitions discrètes à bas spins proches des états yrast. Les zones $3n$, $4n$ et $5n$ sont délimitées à l'aide de calculs statistiques qui définissent la densité de probabilité que le noyau résiduel se trouve dans un état d'énergie E et de spin I après avoir évaporé x neutrons sans avoir émis aucun rayonnement γ .

s'arrête. La conservation du moment angulaire induit de nombreux effets. Lorsque l'on utilise des ions lourds le noyau composé est souvent formé avec un moment angulaire très élevé, ce qui favorise la désexcitation par évaporation de particules α et des cascades de transitions γ . L'émission d'un nucléon de quelque MeV n'emporte en moyenne que peu de moment angulaire. Pour une même énergie cinétique, la particule α emporte près de deux fois plus de moment angulaire qu'un simple nucléon.

Une fois que le noyau n'est plus assez chaud pour émettre des nucléons, il émet des rayonnements γ , d'abord de haute énergie ($E_\gamma \approx 10$ MeV) puis de plus basse énergie reliant des états proches de la ligne yrast (voir Figure 2.11). Les γ de haute énergie désexcitent des états loin de la ligne yrast. Plusieurs états yrast (ou quasi-yrast) sont peuplés directement par ces γ : on parle alors d'alimentation ou de population par le continuum. Les états yrast de bas spin sont alimentés presque exclusivement par d'autres états yrast discrets.

En résumé, le refroidissement du noyau composé se déroule par l'émission de plusieurs nucléons ou particules α , puis de quelques rayonnements γ statistiques et de plusieurs photons γ discrets.

Distribution angulaire

Une des caractéristiques provenant directement de l'hypothèse de Bohr est la distribution angulaire des particules évaporées. Lorsqu'elle est isotrope à basse énergie, l'onde partielle d'ordre $l = 0$ prédomine. On s'attend à ce qu'au voisinage d'une résonance isolée de moment angulaire l , l'amplitude partielle d'ordre l prédomine. La distribution angulaire dans le système du centre de masse sera

proportionnelle à $|P_l(\cos \theta)|^2$, où $P_l(\cos \theta)$ est le polynôme de Legendre d'ordre l . La distribution possède donc l minima dans l'intervalle $[0, \pi]$ qui sont symétriques par rapport à l'angle de diffusion $\pi/2$ dans le référentiel du centre de masse. Cette symétrie de la distribution angulaire implique que lorsque l'évaporation de plusieurs nucléons n'induit pas l'émission d'une particule α , le noyau résiduel a approximativement la même impulsion que le noyau composé. En fait, pour reproduire plus précisément l'allure de la distribution partielle observée on recourt à l'ajout de plusieurs ondes partielles qui reflètent le bruit de fond et le spin des partenaires.

2.5.2 Modèle d'interaction directe

Les conséquences de l'hypothèse statistique, et en particulier du phénomène d'évaporation à partir d'une démarche microscopique, consiste à suivre la progression de la particule incidente dans le potentiel moyen du noyau cible jusqu'à ce qu'elle forme, éventuellement, un noyau composé à la suite des multiples collisions avec les nucléons prisonniers de ce potentiel. Cette démarche est celle du modèle optique qui sera décrit dans la section 2.5.3. Pour appréhender pleinement cette méthode il faut tout d'abord maîtriser le schéma d'interprétation des réactions directes qui surviennent lorsque les partenaires de la réaction s'effleurent à peine, en des temps très brefs.

Schéma du modèle

Un cas d'école d'interaction directe est celui des réactions (p,2p) induites à une énergie suffisante pour que la longueur d'onde réduite, λ , du proton incident soit comparable ou inférieure à la distance moyenne inter-nucléon de la cible [9]. Une énergie de quelques dizaines de MeV est suffisante pour cela, puisque pour un proton de 10 MeV on a déjà $\lambda = \hbar/\sqrt{2mE} \approx 1.4$ fm dans le vide et $\lambda = \hbar/\sqrt{2m(E+V)} \approx 0.6$ fm à l'intérieur d'un potentiel moyen d'une profondeur de $V \approx 50$ MeV. Lorsqu'il en est ainsi, le proton incident n'interagit qu'avec un unique nucléon à la fois. Le proton incident peut donc éjecter dès la première collision son partenaire si l'énergie incidente, E_0 , est supérieure à l'énergie de liaison du partenaire, E_L . Le bilan de l'énergie permet de retrouver l'énergie de liaison du partenaire éjecté grâce à l'équation

$$E_L(n, l, j) = E_0 - (E_p + E_{eject}) - E_R \quad (2.96)$$

où :

- E_R est l'énergie de recul du noyau final
- E_p est l'énergie du proton après collision
- E_{eject} est l'énergie du nucléon éjecté.

Si le faisceau a suffisamment d'énergie pour franchir la barrière Coulombienne et que le noyau du faisceau reste suffisamment longtemps en contact avec le noyau cible sans fusionner, alors un transfert d'un ou plusieurs nucléons est possible avant que les deux entités ne se détachent avec approximativement le même nombre de nucléons qu'avant la réaction (voir Figure 2.12).

Pour résumer, la principale opposition avec le modèle du noyau composé est que l'interaction directe décrit des réactions brèves qui ne mettent en jeu qu'un nombre limité de nucléons. Elles peuplent

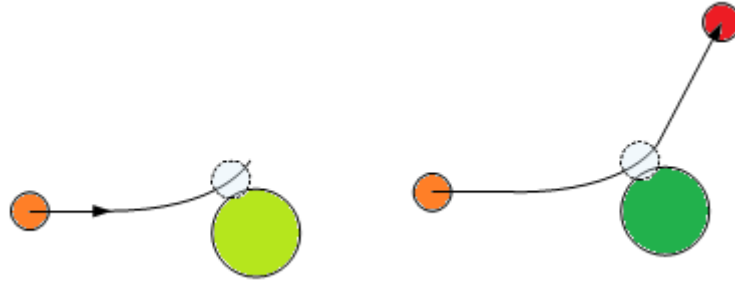


FIGURE 2.12 – Schéma d'une réaction de transfert.

principalement des états du noyau final où le cœur est gelé ou dans un mouvement simple. Nous allons voir que la distribution angulaire de la particule émise est d'autant plus piquée vers les petits angles que la particule incidente est élevée et que le moment angulaire transféré est faible.

Distribution angulaire et spectre

Le schéma d'interprétation le plus simple consiste à supposer que les réactions induites par l'interaction directe sont localisées en périphérie du noyau. A l'inverse, si une particule pénètre plus profondément dans le noyau, alors la formation d'un noyau composé est plus probable. De plus, si on considère les paramètres d'impacts proches du rayon nucléaire moyen R du couple cible-faisceau ou de manière équivalente on leur associe uniquement des ondes partielles d'ordre élevé, voisin de $l_{max} \approx p_i R / \hbar$, alors la distribution angulaire de ces "collisions périphériques" est d'autant plus centrée vers l'avant que la quantité de mouvement p_i des particules incidentes est élevée. Si on pouvait comparer ces réactions directes à des diffusions élastiques, on s'attendrait en première approximation à ce que leur ouverture angulaire $\Delta\theta$ s'exprime comme :

$$\Delta\theta \approx \hbar / p_i R \approx 1 / l_{max} . \quad (2.97)$$

Pour être au plus près de l'hypothèse de diffusion élastique ($\Delta E = E_i - E_f = 0$ et $\Delta l = l_i - l_f = 0$), faut-il encore que le noyau n'ait reçu qu'un faible transfert d'énergie, ΔE , accompagné d'un faible transfert de moment angulaire, Δl . De plus, il faut que le transfert de moment angulaire Δl soit compatible avec la variation d'impulsion, $\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f$. On notera que l'adaptation de Δl et Δp est assurée lorsque l'on a la relation :

$$|\Delta \mathbf{p}| \equiv \Delta p = \hbar \Delta l / R . \quad (2.98)$$

La distribution angulaire possède un maximum aux angles de diffusions θ fixés par les équations (2.97) et (2.98).

2.5.3 Modèle optique

Le modèle optique permet la modélisation de l'interaction directe tout en prenant en considération le processus d'absorption [9, 62]. En effet, les interactions directes se produisent en périphérie du noyau cible. Pour leur analyse, on tient compte de tout le volume en utilisant les outils de modélisation de

l'optique : le milieu nucléaire est caractérisé par un indice complexe dont la partie imaginaire traite de l'absorption des ondes incidentes et sortantes associées aux particules considérées tout le long de leur parcours. Dans ce scénario, l'absorption se produit au profit d'autres processus. La principale composante correspond à la formation d'un noyau composé.

De l'interaction directe au noyau composé

Prenons l'exemple d'un nucléon qui pénètre dans un noyau. Ce nucléon ressentira l'effet du champ créé par les A nucléons du noyau. Les caractéristiques des collisions qui s'en suivent dépendent des propriétés de l'interaction nucléon-nucléon et de la densité nucléaire. Le principe de Pauli interdit les collisions qui amèneraient un des partenaires dans un état déjà occupé. D'un point de vue phénoménologique, le principe d'exclusion de Pauli agrandit le libre parcours moyen effectif.

Dans ce modèle la diffusion élastique est traité comme un processus direct au cours duquel la particule incidente ne subit qu'une réfraction par le potentiel nucléaire. Pour tenir compte des nombreuses possibilités d'absorption de la particule par le noyau, l'ajout d'une composante imaginaire peut suffire :

$$U = V + iW \quad (2.99)$$

où :

- U est le potentiel optique, appelé ainsi par analogie avec le traitement semblable de l'absorption de la lumière par les milieux condensés
- V est la partie réelle du potentiel optique
- W est la partie imaginaire du potentiel optique.

Une particule est absorbée lorsque l'onde sortante ne ressemble plus à l'onde incidente. Différents cas correspondent à cette définition, dont :

- les réactions de "knockout" : le faisceau éjecte un nucléon ou un petit groupe de nucléons (noyau de deutérium ou particule α) du noyau cible. On aboutit donc à trois corps en voie de sortie ;
- les réactions de transfert qui se décomposent en plusieurs groupes, dont :
 1. les réactions de "pick-up" : le faisceau capture un ou plusieurs nucléons à la cible, comme par exemple les réactions (p,d) ;
 2. les réactions de "stripping" : le faisceau dépose un ou plusieurs nucléons à la cible, comme par exemple les réactions (d,p) ;
 3. les réactions de transfert multi-nucléonique : le faisceau échange plusieurs nucléons avec la cible, comme par exemple la réaction ${}_{78}^{198}\text{Pt}({}_{54}^{136}\text{Xe}, {}_{56}^{136}\text{Ba}){}_{76}^{198}\text{Os}$;
 4. les réaction d'échange de charge : un proton est échangé par un neutron entre le faisceau et la cible ; le cas des réactions (p,n) est un cas extrême qui peut aussi être interprété par une réaction de knockout suivit de l'absorption du proton par une autre collision ;
- les réactions passant par la formation d'un noyau composé : les produits de la collision n'ont plus assez d'énergie pour s'échapper du puits de potentiel ; inévitablement une cascade de collisions apparait où de multiples paires particule-trous (excitons par analogie à la physique du solide) sont créées ;

- les réactions de diffusion inélastique : comme pour les réactions de knockout, un nucléon de même charge que le faisceau est éjecté, mais la particule incidente est absorbée par la cible, comme par exemple les réactions (p,p’).

Dès que les partenaires subissent une deuxième collision le traitement se complique, sauf si on aboutit au final à la formation d’un noyau composé à l’équilibre statistique. Autrement dit, si des particules sont émises en cours de cascade, alors on se retrouve devant le problème complexe des systèmes hors équilibre ; les réactions de spallation sont caractéristiques de ce phénomène.

Absorption de l’onde incidente : potentiel imaginaire

Nous allons maintenant illustrer l’influence de l’équation (2.99) dans la diversité des mécanismes de réaction. Tout d’abord considérons les parties réelles et imaginaires du potentiel optique comme des puits carrés de profondeur V_0 et W_0 , respectivement. L’équation de Schrödinger à une dimension d’une particule de masse réduite μ dans un tel potentiel s’écrit :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E + V_0 + iW_0) = 0. \quad (2.100)$$

Ses solutions sont de la forme :

$$\psi(x) = \exp(ixK) = \exp(ixK_R) \cdot \exp(-xK_I) \quad (2.101)$$

où le nombre d’onde complexe K est donné par :

$$K = K_R + iK_I = \sqrt{2\mu(E + V_0 + iW_0)}/\hbar. \quad (2.102)$$

Lorsque W_0 est beaucoup plus petit devant $(E + V_0)$, on peut facilement séparer la partie réelle de la partie imaginaire :

$$\left. \begin{aligned} K_R &\approx \sqrt{2\mu(E + V_0)}/\hbar \approx \mu v_i/\hbar \\ K_I &\approx K_R W_0 / (2(E + V_0)) \approx W_0 / (v_i \hbar) \end{aligned} \right\} \quad (2.103)$$

où v_i est la vitesse de la particule dans le milieu nucléaire. Ainsi le pouvoir absorbant se caractérise comme en optique de la manière suivante :

$$n = \frac{K_{\text{intérieur}}}{k_{\text{extérieur}}} = \frac{K}{k} = \frac{\sqrt{2\mu(E + V_0 + iW_0)}}{\sqrt{2\mu E}} = \sqrt{\frac{E + V_0 + iW_0}{E}} \approx \frac{v_i}{v_e} + i \frac{W_0}{\mu v_i v_e}. \quad (2.104)$$

La probabilité $|\psi(x)|^2$ de trouver la particule incidente à l’intérieur du noyau à la distance x de la surface d’entrée est donnée par

$$|\psi(x)|^2 = \exp(-2xK_I). \quad (2.105)$$

On définit également la longueur d’atténuation Λ par

$$\Lambda = 1/(2K_I) \approx \frac{\hbar}{2W_0}. \quad (2.106)$$

La longueur d'atténuation traduit une perte de flux qui s'interprète comme une absorption de la particule individuelle au travers le potentiel moyen. Il ne faut pas oublier que traiter la diffusion par un potentiel moyen n'est qu'une première approximation du problème à N corps qui peut être affinée en prenant en compte des interactions résiduelles. Ces interactions résiduelles sont modélisées globalement ici par le potentiel iW_0 . Dès la première collision de la particule incidente, elle aura perdu son caractère de particule individuelle.

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Afin de discriminer les modèles théoriques, trois approches expérimentales s'offrent à nous :

- la recherche de nouveaux isotopes pour vérifier les extrapolations des modèles loin de la stabilité
- l'étude des phénomènes exotiques de désexcitation des noyaux
- l'approche métrologique qui consiste à remesurer le plus précisément possible un phénomène connu.

Notre étude fait partie du second groupe d'approches qui cherche à étudier les modes exotiques de désexcitation et les états isomériques de haut spin. Pour peupler les états isomériques que l'on cherche à étudier, il a été nécessaire d'utiliser des faisceaux pulsés d'ions lourds radioactifs. Certains radioisotopes dont la durée de vie est courte ont besoin d'être produits en ligne, d'autres de longue durée de vie peuvent être produits, purifiés et stockés dans différents lieux avant d'être utilisés pour réaliser un faisceau. Nous avons utilisé un faisceau radioactif de ^{17}N produit en ligne.

3.1 Production des faisceaux

3.1.1 Faisceaux radioactifs

Certains radioisotopes tel que le noyau de ^{14}C existent naturellement. Pour ceux-ci, il est possible d'utiliser les mêmes technologies que pour les faisceaux stables. Nous considérerons par la suite que les faisceaux primaires sont stables à cause de leurs caractéristiques d'émissivité et d'intensité. La principale différence par rapport aux faisceaux d'ions stables concerne les règles de radioprotection autour de la source et du stoppeur du faisceau.

Heureusement, il est possible de produire des faisceaux radioactifs d'ions non présents naturellement, là encore la durée de vie et le positionnement dans la table des noyaux joue un rôle crucial dans le choix de la méthode employée pour produire de tels faisceaux. Si le radioisotope désiré est facile à produire, par exemple par la fission de $^{235,238}\text{U}$ ou du ^{232}Th , et que sa durée de vie est assez longue, alors la méthode ISOL ("Isotopic Separation On Line") est toute indiquée. Elle consiste à irradier une

cible épaisse d'actinide pour créer des produits de fission, qui suite au chauffage diffusent à travers la cible pour s'en échapper. Une fois les radioisotopes en dehors de la cible il faut les ioniser et les accélérer avant la traversée d'un spectromètre pour la sélection de l'isotope d'intérêt.

Si la durée de vie est plus courte ou le faisceau d'intérêt est riche en protons, il est préférable d'utiliser une cible mince qui permettra aux ions d'intérêt de sortir directement de la cible. Le mécanisme de réaction ayant servi à produire les radioisotopes d'intérêt n'a aucune importance dans ce cas. Les paramètres principaux sont :

- la section efficace de la voie de réaction d'intérêt
- la capacité du spectromètre situé en aval de séparer le faisceau primaire du faisceau radioactif secondaire
- le design de la cible de réaction si le faisceau primaire est particulièrement intense.

Cette méthode a été employée lors de l'expérience qu'on a effectuée au Research Center of Nuclear Physics (RCNP) de l'Université d'Osaka.

3.1.2 Pulsation du faisceau

Dans le cas de l'étude des isomères il est intéressant d'alterner des périodes d'irradiation avec des périodes de mesure. Évidemment, l'ajustement de ces deux périodes dépend de la durée de vie que l'on cherche à mesurer. Si le temps de vie est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, il est intéressant d'alterner près d'une nanoseconde d'irradiation toutes les centaines de nanosecondes ; ainsi, la plupart des noyaux excités formés se désexcitent avant le pulse suivant. Comme les durées mises en jeu sont très courtes, il est difficilement envisageable de déplacer les noyaux d'intérêt vers une station de mesure, ni même de transporter les ions à travers un spectromètre de recul. Le moyen le plus simple est d'arrêter les noyaux produits dans la cible et de mesurer in situ leur désexcitation. Si le temps de vie est nettement plus court que la nanoseconde, il est préférable de produire un faisceau le plus intense possible tout en évitant de détruire la cible, sans se soucier de la pulsation.

Les installations fournissant uniquement des faisceaux pulsés, comme au RCNP Osaka (voir chapitre 3), utilisent des éléments accélérateurs pilotés par une onde radio-fréquence, mais la source est également souvent pulsée pour optimiser l'intensité sur cible par rapport à la consommation de la source. Les autres installations offrent des faisceaux continus qui peuvent toujours être pulsés en activant des optiques qui ne transmettent le faisceau qu'un court laps de temps à une fréquence ajustable. Au tandem de l'Institut de Physique Nucléaire (IPN) d'Orsay (voir Figure 3.1) une succession de deux optiques entre la source d'ions et le tandem est utilisée pour obtenir un faisceau pulsé : un "chopper" qui hache le faisceau et un "buncher" qui le compacte en paquets brefs d'intensité élevée.

Le "chopper" ne laisse passer le faisceau que pendant un quart de la période, toutes les demi-périodes. La période du hachage au tandem de l'IPN d'Orsay est un multiple de 400 ns. Durant l'une de nos expériences effectuée auprès du tandem de l'IPN d'Orsay nous avons utilisée la fréquence maximale du chopper. A la sortie du chopper on a obtenu un faisceau intermittent d'une durée de 100 ns tous les 200 ns avec une intensité réduite de moitié par rapport à l'intensité à l'entrée du chopper.

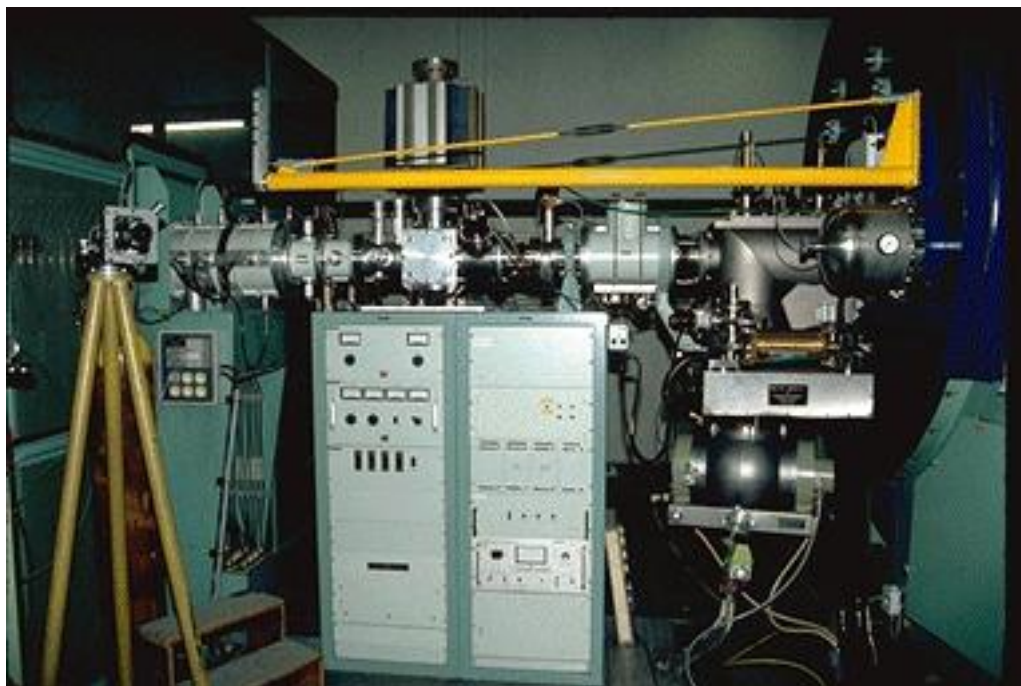


FIGURE 3.1 – Photographie du système de pulsation du tandem d'Orsay [63].

Le "buncher" module la vitesse des ions des paquets du faisceau en ralentissant les premiers ions et en accélérant les derniers pour les regrouper sur la cible. Les paquets transmis sur la cible ne durent que quelques nanosecondes.

3.1.3 Spectromètre de recul

Pour l'expérience effectuée au RCNP Osaka on a utilisé un faisceau radioactif de ^{17}N , sélectionné à partir des produits d'une réaction primaire par un spectromètre de recul achromatique. Les composants élémentaires du spectromètre (voir la Figure 3.2) sont :

- dipôle
- quadripôle
- sextupôle
- dégradeur
- fente.

Un dipôle magnétique est un aimant possédant deux pôles parallèles. Le champ magnétique interne est uniforme, ce qui courbe la trajectoire des ions dans le plan parallèle aux pôles. Le rayon de courbure de la trajectoire est déterminée par la rigidité magnétique et le champ magnétique. L'expression reliant la rigidité magnétique et l'impulsion est la suivante :

$$B \cdot \rho = \frac{p}{Q} \quad (3.1)$$

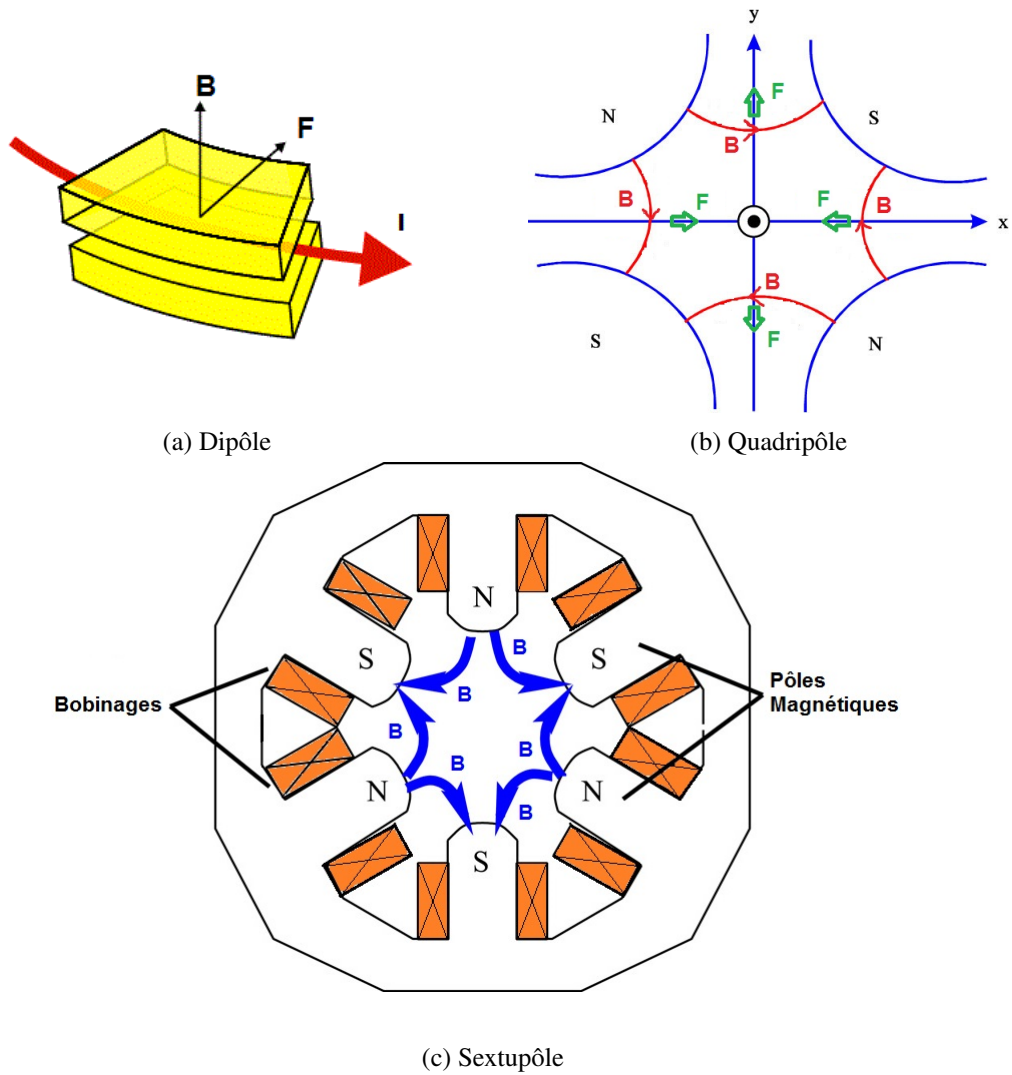


FIGURE 3.2 – Schéma des trois principales composantes optiques magnétiques : (a) le dipôle, (b) le quadripôle et (c) le sextupôle.

où :

- Q : l'état de charge
- B : champ magnétique
- ρ : rayon de courbure
- p : impulsion.

L'expression (3.1) explique l'aspect dispersif des dipôles. De plus, ceux-ci ont un pouvoir focalisant qui augmente ou diminue en fonction de l'angle des faces d'entrées et de sortie par rapport à la ligne de faisceau (voir Figure 3.3). Les champs de fuite, la forme des pôles et les faces d'entrée et de sortie des dipôles enrichissent les possibilités de ces optiques.

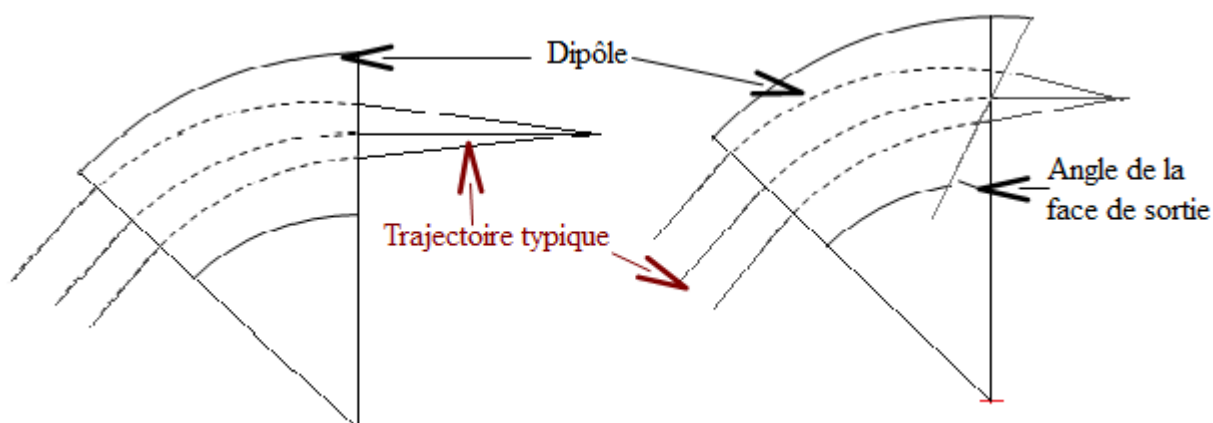


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de deux aimants de courbure. Sur la figure de gauche un aimant avec un angle de 0° entre la normale à la face de sortie et à l'axe du faisceau. Le dipôle sur la figure de droite possède une face de sortie tournée par rapport à la configuration précédente (angle considéré ici est négatif suivant la convention du code TRANSPORT). La longueur effective du dipôle augmente lorsque l'entrée d'un ion est à un rayon supérieur, ce qui augmente le pouvoir focalisant de l'aimant de courbure.

Les quadripôles permettent le transport du faisceau sur de longues distances. Chaque quadripôle focalise dans une direction et défocalise dans l'autre direction. La géométrie des quadripôles est telle que le champ magnétique augmente linéairement dans la section transverse, ce qui implique que si le faisceau est parallèle à l'entrée du quadripôle il sera focalisé sur une droite.

Les sextupôles corrigent les aberrations optiques. A l'intérieur d'un sextupôle le champ magnétique varie quadratiquement par rapport à la trajectoire moyenne. Si la surface d'entrée du dipôle est incurvée, on obtient le même effet que celui d'un sextupôle au premier ordre. Les aberrations sont causées par les dimensions limitées des optiques et les conditions de continuité imposées aux équations de Maxwell.

3.2 Les principaux types de détecteurs utilisés

Une fois que le faisceau atteint la cible, il est nécessaire d'acquérir les données à l'aide de multiples détecteurs, puis de les analyser. Différents types de détecteurs sont aussi utilisés afin d'observer et de sélectionner le faisceau radioactif.

3.2.1 Détecteurs de particules chargées

Il est toujours intéressant et utile de mesurer le passage du faisceau ou l'émission de protons ou de particules α ou β . Afin de détecter ces particules chargées ou ions, il est nécessaires qu'ils déposent suffisamment d'énergie dans le détecteur. La perte d'énergie des particules chargées est décrite par la formule de Bethe-Bloch [64] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_0c^2} \cdot \frac{N_A \cdot Z \cdot z^2 \cdot \rho}{A \cdot \beta^2} \cdot \left\{ \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right\}^2 \cdot \left\{ \ln \left(\frac{2m_0c^2\beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right\} \quad (3.2)$$

où :

- x : distance parcourue
- E : énergie cinétique de l'ion
- z : état de charge de l'ion
- β : vitesse réduite de l'ion
- m_0 : masse de l'électron
- N_A : nombre d'Avogadro
- e : charge élémentaire
- c : vitesse de la lumière dans le vide
- A : nombre de masse du matériau
- Z : numéro atomique du matériau
- I : potentiel d'ionisation effectif du matériau

Il existe trois grandes catégories de détecteurs de rayonnement :

- détecteurs à semi-conducteurs, dont les détecteurs de silicium pour les particules chargées et les détecteurs de germanium pour les photons γ
- détecteurs gazeux
- scintillateurs.

3.2.2 Détecteurs silicium

Comme tout matériau semi-conducteur, le silicium possède une bande de valence électronique pleine et une bande de conduction vide séparées d'une énergie E_g ("gap energy") nettement plus faible que toute énergie d'ionisation. La particule devra donc déposer au minimum cette énergie E_g pour exciter

le cristal en produisant une paire électron-trou (promotion d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction). Les multiples paires électron-trou créées sont séparées et accélérées vers les électrodes où le signal est induit. Même si un champ électrique est induit dans le cristal par le dopage avec des impuretés n (exemple phosphore P) ou p (exemple aluminium Al), il est toutefois nécessaire d'augmenter ce champ électrique à l'aide d'une alimentation haute tension pour collecter plus efficacement le signal et augmenter le volume de détection. Le grand avantage des détecteurs à semi-conducteur est que le nombre élevé de paires électron-trou créées est proportionnel à l'énergie déposée, ce qui implique une grande linéarité et une bonne résolution énergétique de ces détecteurs. Par contre, leur inconvénient est qu'ils supportent une dose limitée, au delà de laquelle les dégâts du réseau cristallin sont trop grands pour permettre la collecte des paires électron-trou.

3.2.3 Détecteurs gazeux

Les premiers détecteurs gazeux (compteurs Geiger) signalaient uniquement le passage d'un rayonnement ionisant. Notre meilleure appréhension du fonctionnement de ces détecteurs et de l'instrumentation a permis le développement de détecteurs gazeux ingénieux qui apportent une multitude d'informations sur la particule ionisante détectée, dont :

- l'énergie totale déposée
- l'instant de détection du rayonnement
- la trajectoire et l'évolution du dépôt d'énergie le long du parcours ("Time Projection Chamber", TPC, par exemple).

Afin de comprendre les caractéristiques de ces détecteurs, intéressons-nous à leur fonctionnement. Au minimum la particule doit transférer une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation du gaz. L'énergie d'ionisation des électrons des couches externes dans les gaz est de 10 à 25 eV. Cependant, d'autres mécanismes qui ne vont pas créer d'ions sont en compétition. Après une ionisation simple la molécule neutre se transforme en un cation moléculaire et un électron libre qui est à la source du signal détecté. Cet ensemble est nommé paire électron-ion. En moyenne la particule ionisante perd entre 25 et 35 eV par paire créée. Les électrons sont accélérés vers l'anode tandis que les cations vers la cathode. L'hypothèse que ce processus suit une distribution de Poisson donne une bonne approximation de la variation de l'écart type du nombre de paires formées en fonction de l'énergie déposée. Différents mécanismes d'interaction des ions et des électrons apparaissent durant leurs transports dans la chambre :

- transfert de charge
- capture électronique
- recombinaison
- diffusion.

La capture électronique et la recombinaison sont les deux phénomènes à éviter au maximum puisqu'ils détruisent les paires électron-ion.

Durant cette thèse le seul type de détecteur gazeux utilisé a été le PPAC ("Parallel Plate Avalanche Counter") dans la version MWPC ("Multi Wire Proportional Counter") avec lecture des signaux utilisant une ligne de retard. Les deux cathodes étaient électriquement segmentées. Entre chaque segment un retard était présent. De ce fait, une mesure de la différence de temps entre le signal de l'anode et de la cathode indique le segment touché, permettant ainsi de remonter aux coordonnées de l'ion traversant le

PPAC.

3.2.4 Scintillateurs

La détection de particules ionisantes avec des scintillateurs est une des plus anciennes techniques, et s'avère être la plus pratique à mettre en place. Un détecteur à scintillation est composé de trois blocs : le scintillateur qui convertit le dépôt d'énergie en lumière, le guide de lumière qui transporte celle-ci jusqu'au photodétecteur (souvent un photomultiplicateur) qui convertit le signal lumineux en signal électrique. Attardons-nous un peu sur le fonctionnement et les paramètres dans le choix du scintillateur. Le scintillateur idéal devrait avoir les caractéristiques suivantes :

- convertir le dépôt d'énergie avec un fort rendement de scintillation en de multiples photons facilement détectables
- avoir un rendement de scintillation qui ne dépend pas de l'énergie déposée
- scintillateur transparent à ses propres émissions
- le processus de luminescence majoritaire est la fluorescence
- matériau avec de bonnes propriétés optiques (pas de porosité) et constructible à des dimensions digne d'intérêt pour la détection
- indice de réfraction proche de celui du verre (~ 1.5) pour qu'il s'adapte sur tout type de détecteur optique.

Malheureusement il n'est pas connu aujourd'hui de scintillateur idéal qui possède l'ensemble de toutes ces caractéristiques. Il y a deux principales catégories :

- les scintillateurs alcalin-halin inorganiques
- les scintillateurs organiques liquides ou plastiques.

Les scintillateurs organiques du fait de leurs compositions hydrogénées les prédisposent à la détection des rayonnements α , β et des neutrons. A l'inverse, les scintillateurs alcalin-halin possèdent une meilleure linéarité et produisent plus de lumière. Le Z relativement élevé de ces derniers augmente grandement la probabilité d'interaction des γ (effet photoélectrique, diffusion Compton et création de paires e^+e^-). Les trois plus connus dans la spectroscopie γ sont l'iodure de sodium NaI, le BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) et le bromure de lanthane LaBr_3 qui appartiennent aux scintillateurs alcalin-halin activés (dopés).

3.2.5 Détecteurs germanium

En 1994 P.J. Nolan *et al* [65] ont décrit les principales avancées technologiques de la spectroscopie γ ainsi que les paramètres clefs dans la caractérisation des systèmes de détection γ . Nous allons nous contenter de reprendre les notions importantes pour comprendre ce manuscrit et présenter brièvement les bénéfices des dernières innovations.

Dans les années '90 les systèmes de détection γ les plus performants étaient constitués d'un ensemble organisé en boule de détecteurs germanium coaxiaux de grand volume et de détecteurs composites (clovers¹ et cluster) pour détecter les photons γ qui n'ont déposé qu'une partie de leur énergie dans

1. quatre cristaux de germanium se partageant la même capsule

le cristal de germanium avant de s'en échapper. Ces détecteurs étaient entourés par des boucliers anti-Compton constitués de détecteurs à scintillation. Les premiers scintillateurs utilisés étaient en iode de sodium (NaI), mais par la suite les cristaux de BGO se sont imposés par leur grande efficacité de détection pour une faible épaisseur, ce qui a permis d'augmenter l'angle solide couvert par les détecteurs germanium. À la fin des années '90, il est apparu que cette technologie de suppression Compton avait atteint ses limites. Il est apparu naturellement que la prochaine génération se baserait sur une boule dont les cristaux segmentés de germanium couvrent la quasi-totalité de l'angle solide. Les photons qui s'échappent du cristal de détection ne sont plus perdus mais sont détectés par un autre cristal de germanium. A partir des différents dépôts d'énergies (l'énergie déposée et la position de chaque interaction des photons γ) on peut reconstruire la trajectoire (tracking) et donc l'énergie de chaque photon émis. Les boules en cours de construction, GRETA (Gamma Ray Energy Tracking Array) aux États-Unis et AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array) en Europe, sont basées sur ce principe et vont atteindre dans leur configuration finale des performances jusqu'à trois ordres de grandeurs meilleures par rapport aux précédentes boules pour les événements de hautes multiplicité (voir Figure 3.4).

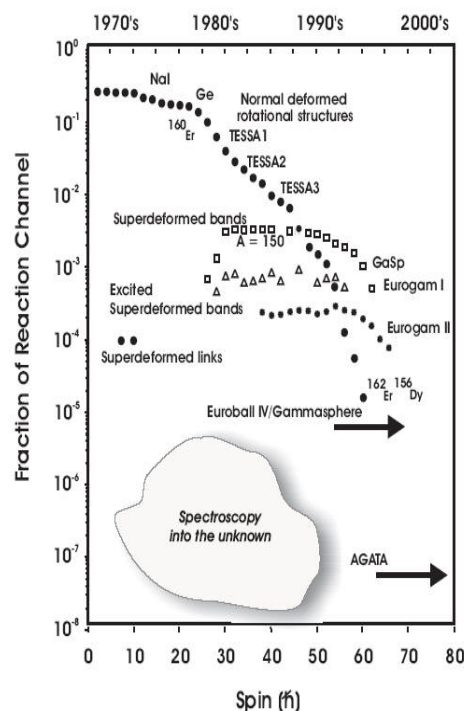


FIGURE 3.4 – Evolution depuis les années '70 jusqu'aux années 2000 des fractions de sections efficaces totales observées pour diverses boules de détecteurs γ [66]. L'indication de la fraction de la voie de réaction pour les boules Euroball IV, Gammasphere et AGATA ont été estimées pour une multiplicité $M_\gamma = 30$.

Aujourd'hui AGATA est construit à près de 15%. Les expériences réalisées avec cette boule au Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) en Italie, puis à GSI en Allemagne et prochainement au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen permettent d'améliorer les performances des dé-

tecteurs, des électroniques spécifiques ainsi que d'optimiser le traitement des données. Parallèlement à ce travail, les expériences réalisées durant les différentes phases de construction ont prouvé la faisabilité de tels dispositifs expérimentaux avec la mesure de phénomènes difficilement observables autrement.

3.3 Coïncidences

Le meilleur moyen de développer le schéma de niveaux d'un noyau reste l'étude des relations de coïncidence entre raies γ . Il faut au minimum 2 raies γ pour mettre en pratique cette méthode, mais elle est couramment généralisée à 3 voir 4 raies γ en fonction de la statistique disponible. Définissons deux grandes catégories de matrices :

- les matrices symétriques
- les matrices asymétriques.

Si chacun des axes d'une matrice sont interchangeable deux à deux alors cette matrice est symétrique, sinon elle est asymétrique.

En effectuant des portes² sur les transitions observées, on arrive à identifier les relations de coïncidence entre les diverses transitions et à extraire de multiples informations sur les transitions et donc sur les états nucléaires eux-mêmes. Parmi ces informations on peut citer :

- les rapports d'embranchement
- la multipolarité et le caractère de la transition
- la coïncidence temporelle entre les transitions pour mesurer le temps de vie d'éventuels isomères.

3.3.1 Matrices symétriques $E_\gamma - E_\gamma$ et $E_\gamma - E_\gamma - E_\gamma$

Les seules utilisations, et non des moindres, des matrices symétriques dont les axes correspondent aux énergies des transitions γ , concernent l'identification des transitions, le positionnement des états excités dans le schéma de niveaux avec leurs voies de décroissances et la mesure des intensités des raies γ . Depuis les années '90, les outils d'analyse des coïncidences γ , ESCL8R pour les matrices symétriques $E_\gamma - E_\gamma$, et LEVIT8R pour les cubes $E_\gamma - E_\gamma - E_\gamma$ ³, permettent de supprimer le fond sur la totalité de la matrice en le modélisant à partir de la projection totale [67]. Malheureusement, les matrices symétriques n'apportent pas directement d'information sur la multipolarité, le caractère des transitions et sur le temps de vie d'éventuels isomères.

3.3.2 Distribution angulaire et rapport DCO

Pour extraire la multipolarité d'une transition il y a deux approches qui exploitent l'anisotropie de l'émission γ dans le référentiel intrinsèque. Il est important que le référentiel du noyau soit orienté

2. Une porte est la projection d'une matrice sur un des axes pour une gamme d'énergie donnée.

3. Les programmes ESCL8R et LEVIT8R ont été développés par R. Radford et rassemblés dans le paquet de programmes RADWARE [67].

préférentiellement dans le référentiel du laboratoire. Le dispositif expérimental et la réaction doivent être adaptés pour ce type d'analyse. La distribution angulaire de l'émission γ , $W_\gamma(\theta)$, peut être exprimée en harmoniques sphériques sous la forme

$$W_\gamma(\theta) = 1 + A_2 \cdot P_2(\cos \theta) + A_4 \cdot P_4(\cos \theta) + \dots \quad (3.3)$$

où l'angle de diffusion θ se définit par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du centre de masse. Le coefficient A_2 dans l'équation (3.3) caractérise l'anisotropie de l'émission γ . Il est négatif pour les transitions dipolaires et positif pour les transitions quadrupolaires. Le problème dans l'extraction de A_2 est la statistique nécessaire pour conclure sur la multipolarité. Heureusement, grâce à la méthode des rapports DCO ("Directional Correlation of Oriented states") qui cherche à comparer les anisotropies des transitions entre-elles, les différences entre transitions dipolaires et quadrupolaires sont accentuées, et donc cette méthode permet d'affiner la compréhension du noyau étudié à haut spin. Le rapport DCO, noté R_{DCO} , est défini comme suit :

$$R_{DCO}(\gamma_2) = \frac{I_{\gamma_2}(90^\circ) \text{porte}_{\gamma_1}(\text{avant} + \text{arrière})}{I_{\gamma_2}(\text{avant} + \text{arrière}) \text{porte}_{\gamma_1}(90^\circ)}, \quad (3.4)$$

en comparant les aires associées à la transition γ_2 dans les portes sur la transition γ_1 de multipolarité connue. Lorsque les transitions γ_1 et γ_2 ont la même multipolarité ce rapport est égal à 1. Si γ_1 est dipolaire pure et γ_2 est quadrupolaire étirée ("stretched") alors R_{DCO} est égal à 2, si la multipolarité des deux transitions est inversée alors ce rapport devient 0.5. Pour l'analyse des transitions de faible intensité on est parfois amenés à utiliser l'anisotropie de l'émission entre les angles (avant + arrière) et 90° , extraite à partir des spectres obtenus avec une porte sur la totalité de la boule de détecteurs :

$$A(\gamma_2) = \frac{I_{\gamma_2}(90^\circ) \text{porte}_{\gamma_1}}{I_{\gamma_2}(\text{avant} + \text{arrière}) \text{porte}_{\gamma_1}}. \quad (3.5)$$

Il est également possible d'établir un changement de polarisation d'une transition à partir de l'anisotropie de la diffusion Compton. En effet dans la publication de D. C. Stromswold *et al* [68] il est rappelé que la diffusion Compton favorise la diffusion perpendiculairement au vecteur électrique \vec{E} du rayonnement γ incident. Cette anisotropie Δ ainsi créée est définie par

$$\Delta = \frac{N_{90^\circ} - N_{0^\circ}}{N_{90^\circ} + N_{0^\circ}} = \frac{a(E_\gamma)N_\perp - N_\parallel}{a(E_\gamma)N_\perp + N_\parallel} \quad (3.6)$$

où :

- N_{90° : photon diffusé perpendiculairement à \vec{E}
- N_{0° : photon diffusé parallèlement à \vec{E}
- N_\parallel : photon diffusé parallèlement à l'axe du faisceau mesuré par des clovers situés dans l'anneau situé à 90°
- N_\perp : photon diffusé perpendiculairement à l'axe du faisceau mesuré à l'aide des mêmes clovers situé à 90°
- $a(E_\gamma)$: facteur de qualité des clovers correspondant à l'efficacité relative de détection du photon diffusé en fonction du couple de cristaux considéré ; sa mesure se réalise à partir d'une source γ non polarisée en réalisant le rapport $a(E_\gamma) = \frac{N_\parallel}{N_\perp}$ avec toujours les mêmes détecteurs.

Or, comme indiqué dans la référence [68]

$$\Delta = Q \cdot P_{exp} = (c + bE_\gamma) \frac{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2} + \left(\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right)^2} \cdot P_{exp} \quad (3.7)$$

et pour des transitions pures

$$P_{a.d.} = \frac{3A_2 + \frac{3}{4}A_4}{2 - A_2 + \frac{5}{4}A_4} = \pm P_{exp} \quad (3.8)$$

où,

- Q est le facteur de qualité du dispositif expérimental pour la mesure de la polarisation
- le facteur $(c + bE_\gamma)$ est un facteur de correction entre la sensibilité de la polarisation d'un polarimètre ponctuel et celle d'un polarimètre réel (ce facteur est obtenue à partir des transitions déjà connues de la réaction)
- le rapport $\frac{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2} + \left(\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right)^2}$ est la sensibilité de la polarisation pour un polarimètre ponctuel [68-71]
- A_2 et A_4 sont définis dans l'équation (3.3)
- P_{exp} représente la polarisation mesurée directement [68]
- $P_{a.d.}$ est la polarisation obtenue par l'étude des distributions angulaires [68].

On utilise le signe "+" dans le cas où la parité est conservée [68]. Les paramètres b et c sont déterminés à partir de transitions E2 étirées d'une source polarisée. On remarque immédiatement que la mesure de Δ et de A_2 sont suffisantes ($A_4 \ll A_2$) pour définir sans ambiguïté le caractère d'une transition et sa multipolarité.

3.3.3 Cube $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} - \Delta T_{\gamma_1-\gamma_2}$

Le cube $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} - \Delta T_{\gamma_1-\gamma_2}$ est l'une des dernières étapes de l'analyse qui consiste à ajouter sur une matrice symétrique $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}$ un troisième axe brisant la symétrie. Sur cet axe est inscrit la différence de temps entre le rayonnement γ du premier axe et le rayonnement γ du second axe. La technique sur ce cube consiste à sélectionner la transition qui dépeuple, puis la transition qui peuple l'état à étudier, pour visualiser le spectre de différence de temps. Après avoir supprimer convenablement le fond sous chacune des deux transitions (lorsque la transition n'est pas contaminée), le spectre de différence de temps ne possède ni composante prompte, ni fond décorélé.

3.4 Mesures des temps de vie des états isomériques

Afin de mesurer le temps de vie d'un état excité, il existe plusieurs méthodes dans le domaine de la spectroscopie γ tel que :

- Doppler Shift Attenuation Methode (DSAM)
- Plunger
- méthode du décalage du centroïde (Centroid Shift Méthode, CSM), particulièrement utile pour mesurer des temps de vie inférieurs ou du même ordre de grandeur que la résolution temporelle du système de détection
- ajustement ("fit") de la forme du pic de coïncidence : cette méthode est décrite par la suite
- ajustement de la décroissance : cette méthode est utilisée lorsque le temps de vie est plus grand que la résolution temporelle du détecteur γ .

Les méthodes d'analyse des temps de vie se regroupent en deux catégories : les mesures de la largeur en énergie du pic γ et les mesures de la distribution temporelle de la décroissance. Durant ce travail de thèse les méthodes d'analyse des spectres de différence de temps sont la CSM et le fit de la forme du pic de coïncidence.

3.4.1 La méthode de l'ajustement de la forme du pic de coïncidence

Le spectre de différence de temps obtenu à partir du cube $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} - \Delta T_{\gamma_1-\gamma_2}$ est modélisable par la convolution de la loi de décroissance,

$$T_{decay}(t, \tau, t_0) = H(t - t_0) \frac{e^{-(t-t_0)/\tau}}{\tau} \quad (3.9)$$

et de la réponse temporelle

$$T_{decayfit}(t, t_0, \sigma_t, \tau, I) = I \cdot T_{prompt}(t, \sigma_t) \otimes T_{decay}(t, \tau, t_0) \quad (3.10)$$

du couple de détecteurs employés. En modélisant la réponse temporelle par une gaussienne

$$T_{prompt}(t, \sigma_t) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} \quad (3.11)$$

et en calculant directement le produit de convolution on obtient :

$$T_{decayfit}(t, t_0, \sigma_t, \tau, I) = \frac{I}{2\tau} \cdot \exp\left(\frac{\sigma_t^2}{2\tau^2} - \frac{t-t_0}{\tau}\right) \cdot \left[-1 + \frac{\sigma_t}{\sqrt{\sigma_t^2}} + \text{Erfc}\left(\frac{\sigma_t^2 - (t-t_0)\tau}{\sigma_t\tau\sqrt{2}}\right)\right] \quad (3.12)$$

où :

- t : durée entre le peuplement et la décroissance de l'état
- τ : temps de vie de l'état isomérique
- t_0 : décalage temporelle (normalement nul)
- σ_t : résolution temporelle
- I : aire du pic de coïncidence
- $\text{Erfc}()$: fonction d'erreur complémentaire.

Comme la résolution temporelle de tout détecteur est une quantité physique strictement positive ($\sigma_t \in \mathbb{R}^{+*} \Rightarrow \frac{\sigma_t}{\sqrt{\sigma_t^2}} = 1$), cela nous permet de simplifier l'expression (3.12) après avoir défini

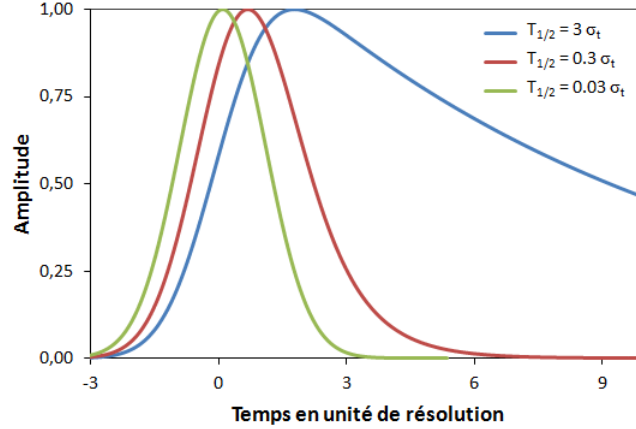


FIGURE 3.5 – Modélisation de la forme du pic de coïncidence pour différentes valeurs du rapport $\frac{T_{1/2}}{\sigma_t}$: 0,03, 0,3 et 3. L'amplitude a été normalisée à 1 pour mieux visualiser l'asymétrie de la coïncidence temporelle.

$$I_2 = \frac{I}{2\tau} \cdot \exp\left(\frac{\sigma_t^2 + 2\tau t_0}{2\tau^2}\right) \text{ pour obtenir}$$

$$T_{decayfit}(t, \sigma_t > 0, \tau, t_0, I_2) = I_2 \cdot e^{-t/\tau} \cdot \text{Erfc}\left(\frac{\sigma_t^2 - (t - t_0)\tau}{\sigma_t\tau\sqrt{2}}\right). \quad (3.13)$$

Il est toujours intéressant d'observer l'allure du pic de coïncidence attendu après ce calcul en fonction du rapport entre le temps de vie et la résolution. Le pic de coïncidence modélisé pour trois valeurs différentes du rapport $\frac{T_{1/2}}{\sigma_t}$ est montré dans la Figure 3.5. On remarque dans cette figure que si la demi-vie est inférieure à la résolution, la convolution avec la décroissance décale et élargit le pic de coïncidence alors que pour un temps de vie plus long une asymétrie nette de la coïncidence est observée. Pour la mesure de temps de vie plus courts que la résolution il est plus précis d'utiliser le décalage du centroïde.

Une question apparaît lorsque l'on pense qu'un état isomérique peut avoir des voies de désexcitations si faibles qu'elles n'ont jamais été identifiées lors d'aucune expérience déjà effectuée. Lors de la création du spectre de différence de temps entre les transitions γ_1 et γ_3 avec la transition γ_2 inconnue (voir Figure 3.6), on sélectionne uniquement une partie de la probabilité de désexcitation totale de l'état A.

La probabilité de transition est inversement proportionnelle au temps caractéristique $\tau = 1/\lambda$. Heureusement la distribution en temps associée à la décroissance de l'état A ne dépend que de la probabilité de transition totale λ et non de la voie de décroissance sélectionnée pour extraire le temps de vie :

$$\begin{aligned} N(t) &= H(t)N(t=0)e^{-\lambda t} = H(t)N(t=0)e^{-(\lambda_1+\lambda_2)t} \\ I_{\gamma_1}(t) &= \lambda_1 N(t) = H(t)\lambda_1 N(t=0)e^{-\lambda t} = H(t)I_{\gamma_1}(t=0)e^{-t/\tau} \end{aligned} \quad (3.14)$$

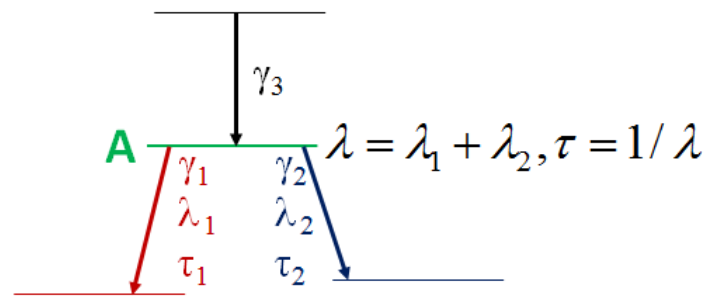


FIGURE 3.6 – Schema simple servant à la discussion de l'analyse du temps de vie, $\tau = 1/\lambda$, de l'état A coloré en vert. Les transitions γ_1, γ_2 dépeuplent l'état A avec la probabilité $\lambda_1 = \tau_1^{-1}$ et $\lambda_2 = \tau_2^{-1}$, respectivement. La transition γ_3 peuple l'état A.

où :

- $t = 0$: instant de peuplement de l'état A
- $H(t)$: fonction Heaviside
- $N(t)$: population de l'état A
- $I_{\gamma_1}(t)$: intensité de la transition γ_1 en fonction du temps.

3.4.2 La méthode du décalage du centroïde (Centroid Shift Méthode, CSM)

La méthode du décalage du centroïde consiste à comparer l'espérance de la distribution de la réponse temporelle du système de détection (distribution "prompt") avec l'espérance de la distribution temporelle associée à la décroissance de l'état isomérique. La différence de ces deux espérances est égale au temps de vie τ

$$\tau = \langle t \rangle - \langle t_0 \rangle \quad (3.15)$$

puisque l'espérance de la décroissance exponentielle (3.9) est égale à τ , où :

- t : durée entre le peuplement et la décroissance
- τ : temps de vie de l'état isomérique (la demi-vie $T_{1/2} = \tau \ln 2$)
- t_0 : décalage temporel correspondant par définition à la position du pic de coïncidence prompt
- $\langle \rangle$: moyenne du paramètre.

La statistique et la résolution temporelle n'affecte le résultat que dans le calcul d'erreurs. Cette méthode est par définition indépendante de la forme de la réponse temporelle. Le point délicat lors de la définition du décalage t_0 est dans l'extraction de la réponse temporelle. Cette réponse dépend des propriétés de la totalité du système d'acquisition, de l'extraction du signal du détecteur jusqu'au codage de l'information temporelle. Les photons de basse énergie déposent toute leur énergie proche de la face d'entrée du cristal de détection, alors que les photons de plus haute énergie pénètrent plus profondément dans le détecteur, ce qui implique une collecte du signal différente entre les photons γ de basse et de haute énergie et perturbe l'extraction de l'information temporelle par un discriminateur à fraction constante (Constant Fraction Discriminator, CFD). Ce comportement dénommé "walk" ou "slew" doit être compensé si nécessaire lors de l'analyse des données expérimentales. Ce phénomène purement électronique

est décrit plus en détail dans la section suivante. Il est possible de s'affranchir de la composante constante du décalage t_0 grâce à la technique "Mirror Symmetry Centroid Shift Method" (MSCSM) qui consiste à comparer la position du pic de coïncidence dans le cas où le détecteur A détecte le photon γ_3 et le détecteur B le photon γ_2 ou l'inverse (voir Figure 3.6, [22]). Deux méthodes existent pour obtenir le spectre prompt associé à la mesure du temps de vie d'un état isomérique :

- utiliser les cascades promptes connues des sources radioactives
- considérer la coïncidence du fond avec lui-même.

L'erreur sur le résultat dépend de deux paramètres :

- l'erreur statistique
- l'erreur systématique provenant de la correction de la dérive en temps ("walk").

L'erreur statistique est assez simple à calculer : elle s'obtient à partir de l'estimateur non biaisé de l'écart type du spectre de coïncidence

$$s_t = \sqrt{\frac{N}{N-1} \cdot (\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2)} \quad (3.16)$$

et de la statistique du spectre

$$\sigma_{\langle t \rangle, stat} = \frac{s_t}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}{N-1}} \quad (3.17)$$

où :

- N : aire du spectre de différence de temps, ce qui correspond au nombre d'événements physiques
- t : durée entre le peuplement et la décroissance de l'état
- s_t : estimateur non biaisé de l'écart type sur la distribution associée au pic de coïncidence
- $\sigma_{\langle t \rangle, stat}$: erreur statistique sur la mesure de la valeur moyenne du pic
- $\langle \rangle$: moyenne du paramètre.

En ajoutant une erreur systématique constante suffisamment grande, nous nous assurons de ne pas sous-évaluer l'erreur totale de la mesure.

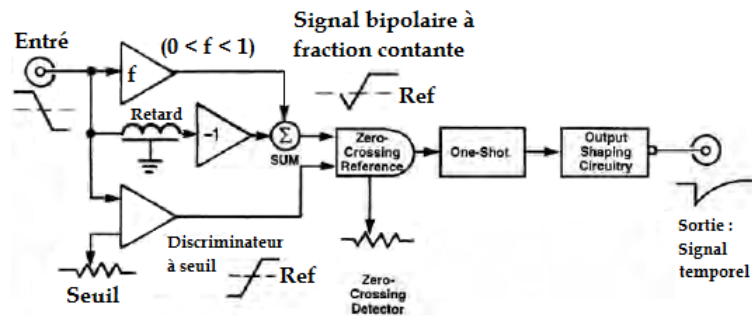
3.4.3 Extraction de l'information temporelle dans la détection d'un photon

Demandons-nous et comprenons comment il est possible d'extraire un signal binaire portant l'information sur l'instant de détection à partir du dépôt d'énergie d'un photon dans un germanium coaxial. Le schéma électrique de la Figure 3.7 décrit les principales composantes de la chaîne électronique permettant la mesure de l'amplitude du signal et d'identification de l'information temporelle.

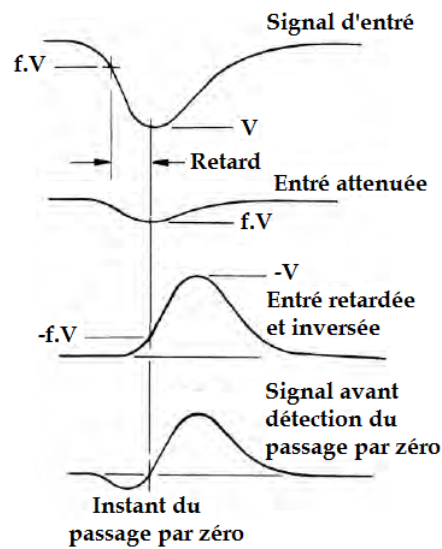
Il existe trois types d'électronique extrayant l'instant de formation d'une impulsion [72] :

- franchissement de seuil (Leading-Edge)
- discriminateur à fraction constante (Constant Fraction Discriminator, CFD)
- discriminateur compensant l'amplitude et la durée du front (Amplitude and Risetime Compensated, ARC).

La détection du franchissement d'un seuil est la méthode la plus archaïque : l'impulsion est détectée à l'instant où elle franchit un seuil. Bien évidemment cette méthode est fortement affectée par l'amplitude



(a) Schéma fonctionnel d'un discriminateur à fraction constante [72].



(b) Allure du pulse à différentes étapes de son traitement à l'intérieur du discriminateur à fraction constante. [72]

FIGURE 3.7 – Description d'un discriminateur à fraction constante à l'aide d'un schéma fonctionnel (a) et de l'évolution de l'allure du pulse à différentes étapes de son traitement dans cette électronique (b) [72].

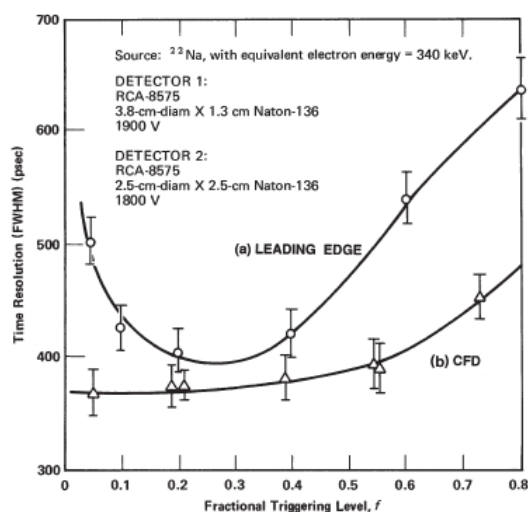


FIGURE 3.8 – Evolution de la résolution en temps (FWHM en ps) en fonction de la fraction de l’amplitude du pulse d’entrée pour le franchissement de seuil et le discriminateur à fraction constante obtenue avec une source de ^{22}Na [72].

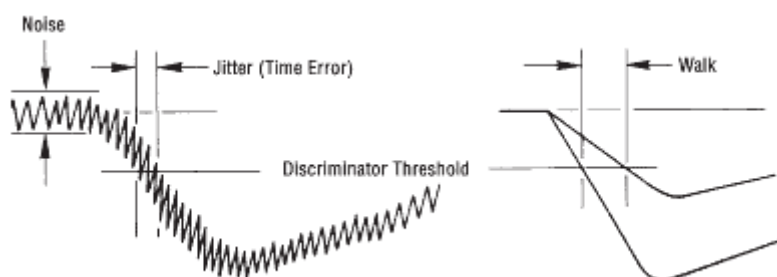


FIGURE 3.9 – Définition du walk et du jitter pour un détecteur de seuil [72].

du signal, ce qui induit une dépendance non négligeable de l’énergie de la particule mesurée (voir Figures 3.8 et 3.9). Heureusement cette méthode n’a pas été utilisée pour les travaux présentés ici.

Le discriminateur à fraction constante est l’électronique la plus communément utilisée du fait de son rapport qualité-prix. L’impulsion est séparée en deux signaux qui sont amplifiés avec des gains différents. Un des deux signaux est retardé⁴, ainsi la différence des deux signaux est bipolaire et l’identification du franchissement de la ligne de base indique l’instant de l’impulsion [72]. On remarque immédiatement que sur ce type d’électronique, l’amplitude du signal est totalement compensée. Mais le temps de collecte des paires électron-trou formées lors de la détection du photon détermine la forme de l’impulsion et donc le front de l’impulsion. Plus l’interaction est proche d’une des électrodes, plus le temps de collecte est court et donc le front sera court. De par la dépendance de la section efficace de l’interaction photoélectrique, les photons de basse énergie sont tous absorbés dans les premiers millimètres

4. Le retard est ajusté par rapport à la durée du front 10%-90% moyen.

du détecteur Ge alors que les γ de haute énergie ont une probabilité d'interaction quasi-uniforme dans tout le volume actif du cristal de germanium. Ce comportement implique une modification de la forme du signal et donc une erreur dans l'attribution de la mesure de temps par un CFD [72].

Les électroniques ARC quant à elle, fonctionnent comme des CFD tant que la durée du front est constante, mais si le front est court alors le retard utilisé est rallongé [72].

Chapitre 4

Etude du ^{135}La à l'aide d'un faisceau radioactif de ^{17}N

4.1 Le laboratoire Research Center of Nuclear Physics (RCNP) de l'Université d'Osaka

Le complexe d'accélérateurs du RCNP située dans le campus Suita de l'Université d'Osaka possèdent deux cyclotrons, K140 AVF suivit du K400 Ring (Figure 4.1), qui permet de produire des faisceaux sur une large gamme d'énergie. Les faisceaux disponibles dans cette installation vont du proton au xénon qui peuvent être accélérés après le second cyclotron jusqu'à 400 MeV pour un faisceau de protons et 100 MeV/u pour des faisceaux d'ions. La ligne dédiée aux faisceaux radioactifs, nommée "RI beam separator" dans la Figure 4.1, se compose d'une cible primaire suivie d'un spectromètre achromatique, avec un dégradeur uniforme et deux PPAC pour le suivi des ions. La ligne de faisceau se termine par un stoppeur en plomb. Au plan focal achromatique du spectromètre, une chambre de réaction sphérique et un support pour les douze détecteurs germanium coaxiaux de grand volume avec leurs boucliers anti-Compton ont été construits spécialement pour notre expérience.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Cible primaire de production : étude et conception du système de refroidissement

Afin de produire le faisceau de ^{17}N pour notre expérience au RCNP, nous avons utilisé la réaction de "stripping" $^{18}\text{O}(^9\text{Be},^{10}\text{B})^{17}\text{N}$. Les noyaux ^{18}O , ^9Be et ^{10}B sont stables, tandis que le noyau ^{17}N décroît avec une demi-vie de $4.173(4)\text{s}$ [23, 73, 74]. Afin d'obtenir un faisceau suffisamment intense à la sortie du spectromètre pour permettre l'étude des noyaux $^{135,136}\text{La}$ et ^{136}Ba , l'intensité du faisceau primaire de ^{18}O devait être d'environ $3\text{ p}\mu\text{A}$. Une telle intensité implique un dépôt d'énergie important dans la cible : il est nécessaire de s'assurer que cette énergie est évacuée avant de sublimer la cible. La

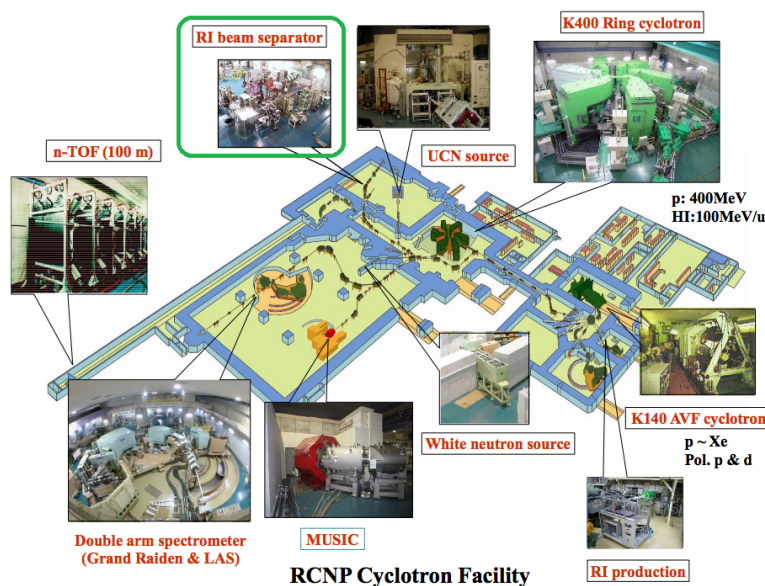


FIGURE 4.1 – Schéma de l'installation du laboratoire RCNP de l'Université d'Osaka. L'expérience a utilisé le séparateur d'ions radioactifs ("Radioaction ion separator", RI separator).

cible de béryllium devait d'être refroidie pour supporter une telle intensité. Le système de refroidissement se composait de deux feuilles d'HAVAR [75] maintenant un flux d'hélium refroidit à l'eau au contact de la cible. Le point de fusion de l'HAVAR est de 1753 K sous une pression d'une atmosphère [75]. Le calcul des dépôts d'énergies dans cette configuration est présenté dans le Tableau 4.1.

Tableau 4.1 – Tableau présentant le dépôt d'énergie du faisceau de dioxygène dans les différents matériaux du système de refroidissement. Ces pertes d'énergie ont été calculées par la formule de Bethe-Bloch. L'hélium n'a pas été considéré du fait de sa faible densité.

	Perte d'énergie du faisceau		Puissance déposée
feuille d'HAVAR 1	0.482 MeV/u	8.676 MeV	26 W
cible de Be	0.859 MeV/u	15.469 MeV	47 W
feuille d'HAVAR 2	0.537 MeV/u	9.670 MeV	29 W
Total	1.878 MeV/u	33.815 MeV	102 W

La perte d'énergie augmente dans notre gamme d'énergie lorsque l'énergie du faisceau diminue. Ce phénomène implique qu'il est plus utile de se concentrer sur la dernière fenêtre d'HAVAR puisque celle-ci a la plus grande puissance à évacuer (environ 30 W, voir Tableau 4.1). Afin de comprendre son refroidissement, nous avons étudié l'influence des différents modes de transfert de chaleur : conduction, convection et rayonnement thermique¹. Comme il est difficile de résoudre analytiquement ces trois

1. Cette étude a été réalisée en collaboration avec Mr. COMMEAUX de l'IPN d'Orsay et de Pr. SHIMODA de l'Université d'Osaka.

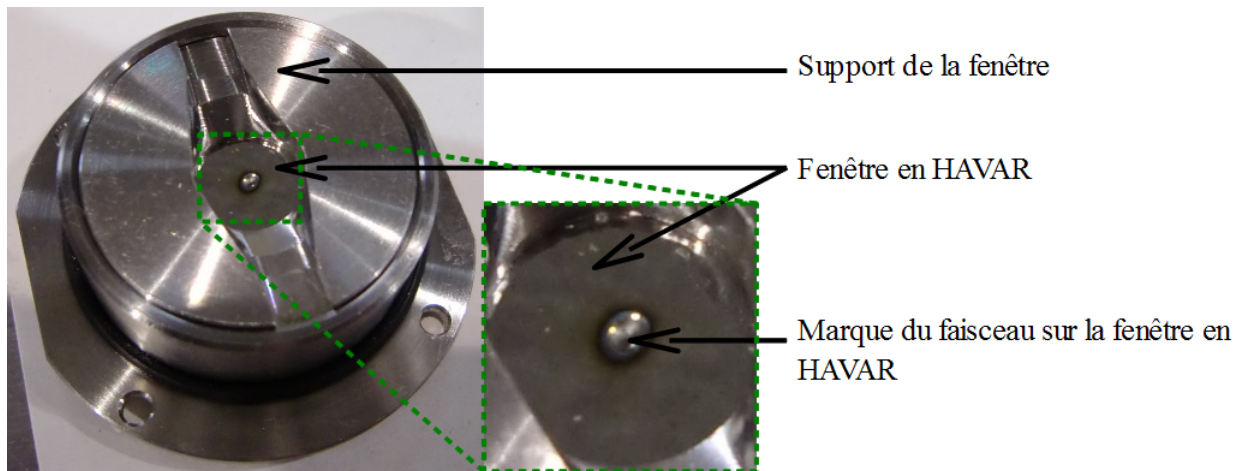


FIGURE 4.2 – Photographie du système de refroidissement après irradiation sous faisceau.

modes de transfert, l'étude s'est concentrée principalement sur une étude de ses trois modes indépendamment les uns des autres.

Tableau 4.2 – Estimation des différents modes de transfert en utilisant des hypothèses simples de calculs.

Mode de transfert	Hypothèses de calculs	Flux de chaleur (W)	
		Dispositif initial	Dispositif final
Conduction	Unidirectionnel Pas de flux surfacique Diamètre du faisceau : 2mm	3	4
Rayonnement	Température de la surface : 1000 K Émissivité de l'HAVAR : 0.5 Émissivité de la ligne de faisceau : 0.5	3	3
Convection	Température de la surface : 1000 K Température de l'hélium : 273 K Pression de l'hélium : 1 atm Débit d'hélium : 10 l/s (initialement) Débit d'hélium : 20 l/s (après améliorations)	12	16
Total		18	23

Après avoir fait une série d'hypothèses surestimant chaque type de transfert de chaleur il est apparu évident que les fenêtres d'HAVAR ne pourraient jamais supporter l'irradiation nécessaire. C'est pourquoi, des améliorations ont été imaginées pour amplifier le transfert d'énergie par conduction et convection. Une seconde pompe a été installée et un anneau épais de cuivre a également été installé sur les parois externes des fenêtres d'HAVAR. Malheureusement, lors de l'expérience, ces améliorations ont été insuffisantes pour l'utilisation d'un faisceau intense de ^{18}O . Il est apparu que la cible restait froide alors que les feuilles de HAVAR étaient brûlées. La photographie du système de refroidissement après

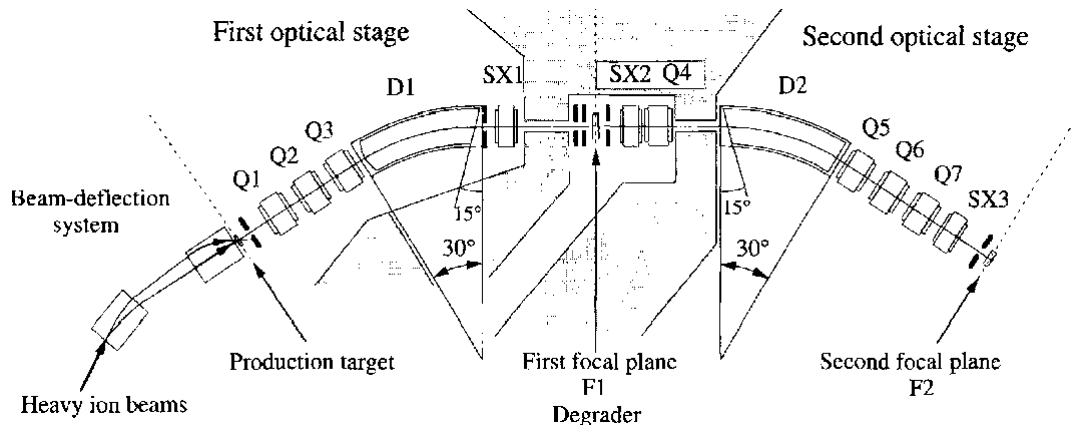


FIGURE 4.3 – Schéma du spectromètre publié dans l'article [76]. Les abréviations D, Q et SX signifient dipôle, quadripôle et sextupôle respectivement.

cette expérience est montré en Figure 4.2.

Spectromètre achromatique

Le spectromètre achromatique de la ligne de faisceau dédiée à l'étude des noyaux exotiques au RCNP Osaka [76] est composé de plusieurs optiques magnétiques (2 dipôles, 7 quadripôles, 3 sextupôles) et d'un dégradeur uniforme placé au milieu du spectromètre (voir Figure 4.3). Le premier dipôle courbe la trajectoire des ions et les dispersent suivant leur rigidité magnétique, tandis que le second dipôle compense ce phénomène pour les refocaliser indépendamment de leurs rigidités magnétiques.

Le faisceau primaire de ^{18}O d'une énergie cinétique de 166 MeV (9.2 MeV/u) a de multiples voies de réaction avec la cible primaire de ^9Be . L'une d'elles, $^{18}\text{O}(^9\text{Be}, ^{10}\text{B})^{17}\text{N}$, crée le faisceau secondaire de ^{17}N qui nous intéresse. Le spectromètre achromatique doit limiter toutes les autres sources de contamination et transmettre un maximum d'intensité de ^{17}N avec une énergie voisine de 90 MeV. Les paramètres sur lesquels il est possible d'agir sont les suivants :

- le champ magnétique de chaque aimant
- le choix du dégradeur
- l'ouverture des fentes.

Le dégradeur est une des pièces maîtresses du spectromètre de masse car il permet d'affecter la rigidité magnétique de chaque ion en fonction de son état de charge et de sa vitesse : cette perte d'énergie à travers le dégradeur s'estime à partir de la formule de Bethe-Bloch. Lors du design du spectromètre il a été choisi d'utiliser des dégradeurs d'épaisseur uniforme car l'épaisseur nécessaire est trop faible pour réaliser un coin. De plus, un dégradeur uniforme engendre moins d'aberrations optiques. Un dégradeur en coin est généralement utilisé pour induire une perte d'énergie ne dépendant pas de la rigidité magnétique pour l'ion d'intérêt. Dans notre cas le ^{17}N est transporté à une énergie inférieure au point d'interaction minimum (MIP), ce qui implique que plus l'énergie de l'ion est élevée moins il perdra d'énergie dans le dégradeur. Des calculs du parcours d'un million d'ions de ^{17}N d'une énergie cinétique de 114 MeV

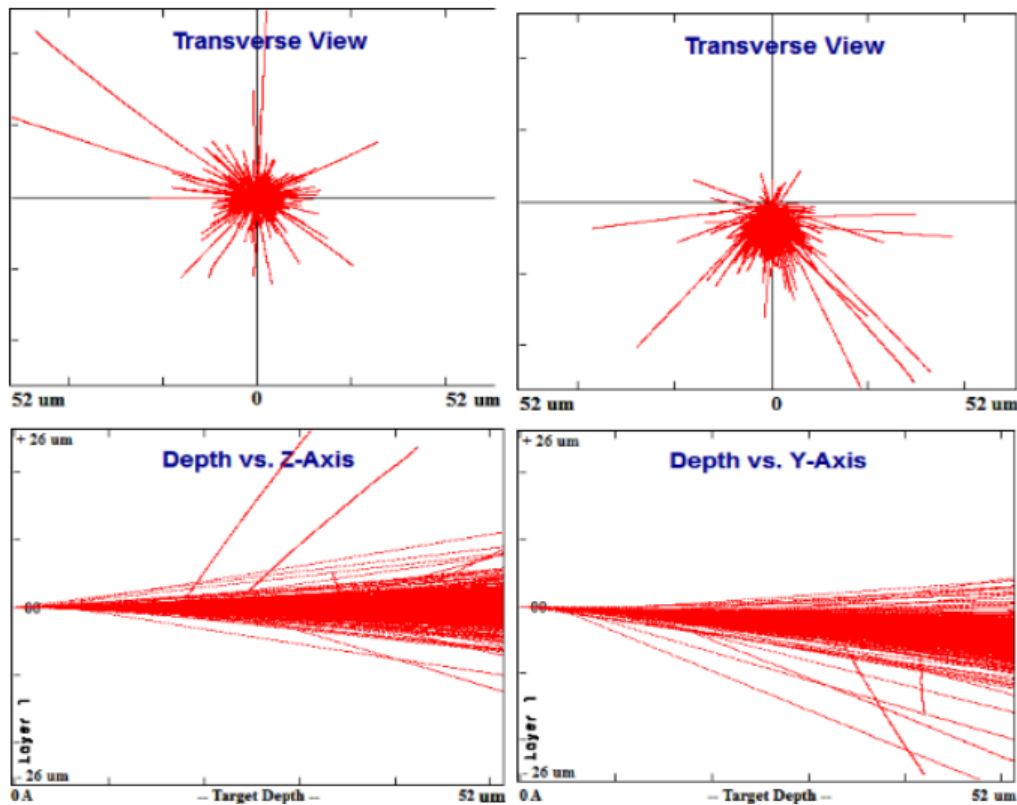


FIGURE 4.4 – Simulation avec SRIM [77] du straggling d'un faisceau de ^{17}N de 85 MeV à travers une feuille d'aluminium de $52\ \mu\text{m}$. Les deux images de gauche ont été obtenues pour un faisceau d'incidence normale, tandis que les deux autres pour une incidence de 5° par rapport à la normale .

à travers $52\ \mu\text{m}$ d'aluminium ont été réalisés avec le programme SRIM [77] pour un angle d'incidence de 0° et de 5° par rapport à la normale (voir Figure 4.4). L'énergie perdue à travers le dégradeur pour un tel faisceau en incidence normale sur un feuille d'aluminium de $52\ \mu\text{m}$ est de $33.61 \pm 0.12\ \text{MeV}$ et le straggling cause une erreur de $0,05\ \mu\text{m}$ sur la position et de $8.7\ \text{mrad}$ sur la direction à la sortie du dégradeur.

Le code TRANSPORT est un code en libre accès développé au Paul Scherrer Institut (PSI) depuis les années '70 jusqu'à nos jours [78, 79]. Ce code simule le transport d'un faisceau pur mono-énergétique à travers une ligne de faisceau afin d'obtenir les caractéristiques spécifiques décrivant le faisceau telles que :

- émissivité
- matrice de transport
- enveloppe du faisceau le long de la ligne de faisceau.

Ce code permet d'optimiser les champs magnétiques des optiques pour que le faisceau mono-énergétique possède certaines propriétés à une certaine position. Ainsi il est possible de faire focaliser

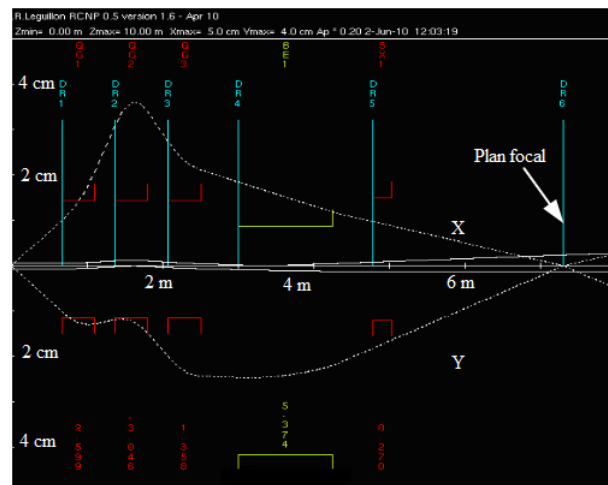


FIGURE 4.5 – Simulation avec TRANSPORT [78, 79] de l’enveloppe du faisceau à travers la première moitié du spectromètre achromatique du RCNP.

le faisceau au niveau des plans focaux F1 et F2 du spectromètre (voir Figure 4.3), comme on peut voir dans la Figure 4.5, qui montre l’enveloppe du faisceau le long de la première moitié du spectromètre, modélisée en utilisant les informations sur les caractéristiques des différents éléments optiques [76].

Le code LISE++ est communément utilisé pour simuler les spectromètres utilisés en physique nucléaire. Ce programme calcule les distributions des diverses caractéristiques (telles que la position ou l’impulsion) de tous les ions pouvant être transmis dans le spectromètre après chaque groupe d’optiques. De plus, ce code est à même d’ajuster la rigidité magnétique des différents groupes d’optiques afin d’optimiser la transmission du faisceau. Le code LISE++ nécessite de connaître les matrices de transfert des différentes optiques qu’on a obtenues par les simulations réalisés avec le code TRANSPORT. Les résultats des simulations effectuées avec les codes TRANSPORT et LISE++ ont été utilisés afin de comprendre la sélection des ions de ^{17}N et en déduire l’ouverture des fentes comme je m’apprête à le détailler.

Dans la Figure 4.6 nous observons la gamme des énergies possibles du fragment de $^{17}\text{N}^{7+}$ à la sortie de la cible primaire de ^9Be . L’angle entre l’axe du faisceau primaire de ^{18}O et l’axe d’entrée du spectromètre est de 44 mrad soit 2.52° . Le spectromètre a une acceptance angulaire de 40 mrad dans le plan horizontal et de 28 mrad dans le plan vertical [76].

Suite à l’importation dans LISE++ des matrices de transfert calculées par le programme TRANSPORT des principaux blocs optiques, j’ai dû définir la rigidité magnétique de ceux-ci afin que la première partie du spectromètre soit adaptée pour un faisceau de $^{17}\text{N}^{7+}$ de 114 MeV et la seconde moitié pour un faisceau de $^{17}\text{N}^{7+}$ de 80 MeV. L’étape suivante consiste à observer la position des différents ions au niveau des fentes pour choisir judicieusement leurs ouvertures afin de sélectionner l’ion d’intérêt.

Lorsqu’on regarde la Figure 4.7, on remarque immédiatement que le faisceau primaire de ^{18}O est

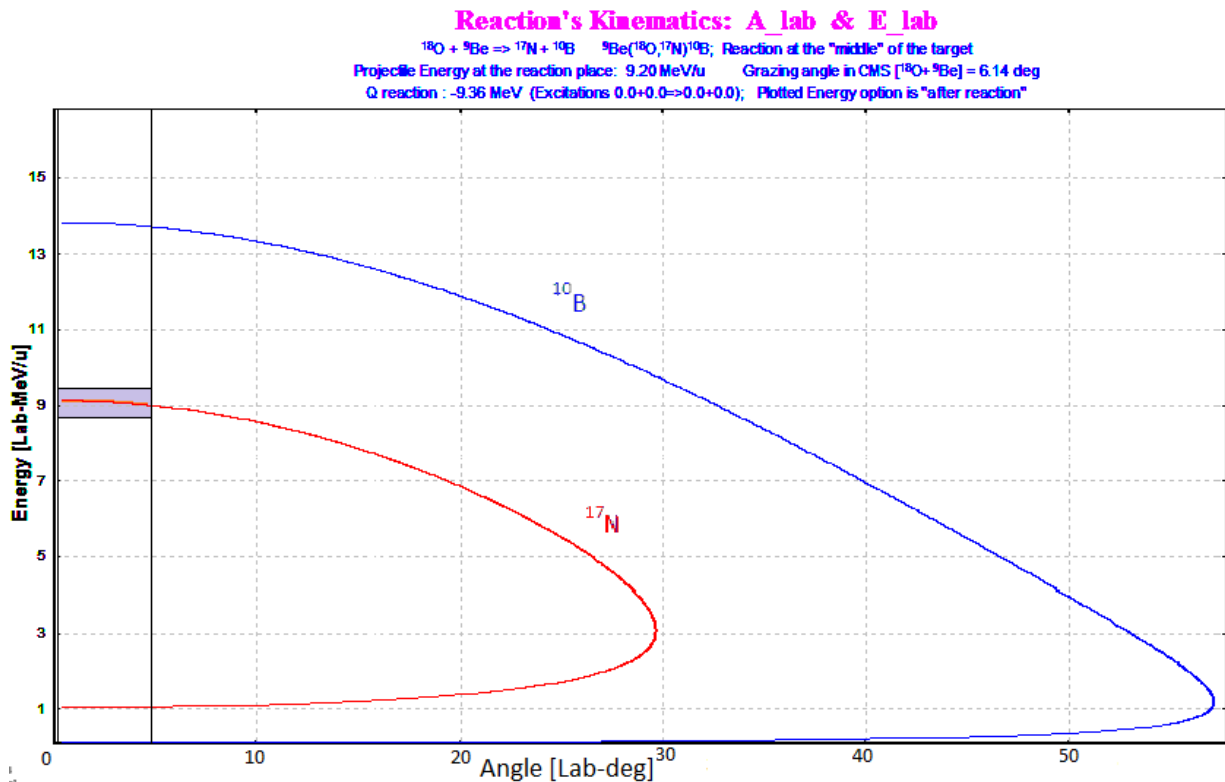


FIGURE 4.6 – Courbes délimitant la gamme d'énergie possible en MeV/u des deux fragments de la réaction $^{18}\text{O}(^9\text{Be}, ^{10}\text{B})^{17}\text{N}$ en fonction de l'angle d'émission en degrés dans le référentiel du laboratoire. Les lignes verticales et la zone teintée délimitent l'acceptance en énergie du spectromètre.

largement majoritaire à la sortie du spectromètre. De plus on constate une forte présence d'une multitude d'autres composants qui rendraient l'analyse des données quasiment impossible.

La première fente affine le faisceau en entrée du spectromètre, pour que lors de la dispersion, les différents ions soient séparés spatialement et ainsi plus faciles à discriminer. Les autres fentes et les limites de l'acceptance des deux moitiés de spectromètre sont là pour diminuer la pollution du faisceau secondaire (voir Figures 4.8 - 4.10) en supprimant au fur et à mesure la pollution de ^{18}O et des autres ions polluants. Grâce au spectromètre, nous disposerons d'un faisceau secondaire atteignant la cible avec plus de 91% d'ions de ^{17}N . Le premier polluant est l'ion $^{18}\text{O}^+$. Les autres types d'ions présents restent très marginaux puisque le second polluant a une intensité de plus de quatre ordres de grandeur inférieure à celle de ^{17}N . L'intensité totale de ^{17}N est de $1.75 \cdot 10^4$ pps pour une intensité du faisceau primaire de $3 \mu\text{A}$.

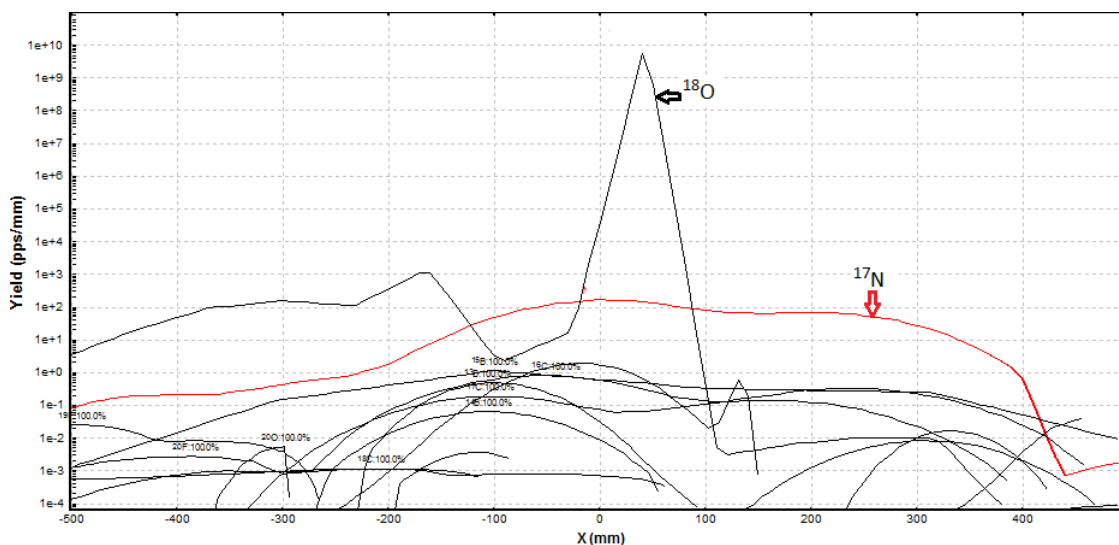


FIGURE 4.7 – Calculs avec LISE++ de la position horizontale des ions à la sortie du spectromètre si on ne considère aucune des fentes du spectromètres.

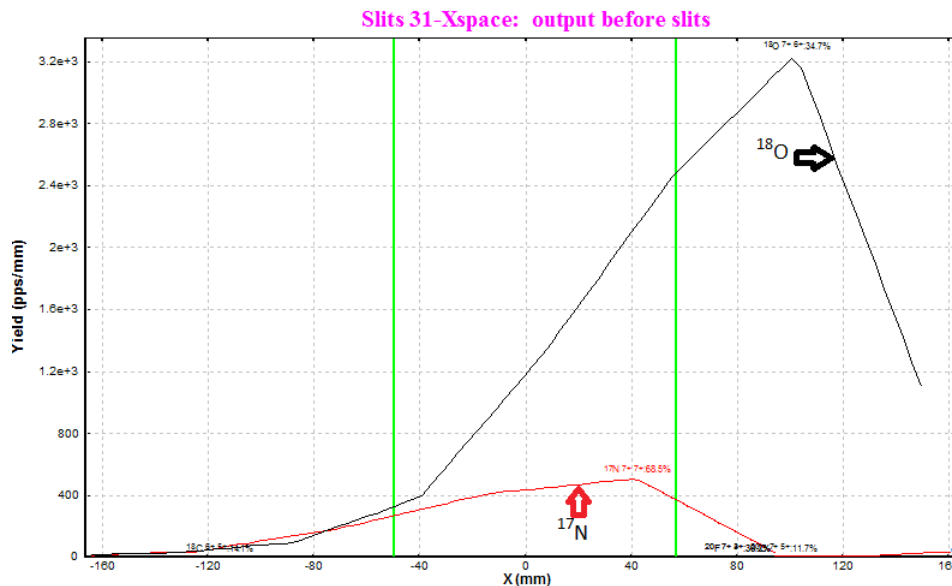


FIGURE 4.8 – Distributions calculées avec LISE++ des positions des différents ions à la position de la fente précédant le dégradeur. L'ouverture de la fente est symbolisée par les deux droites verticales.

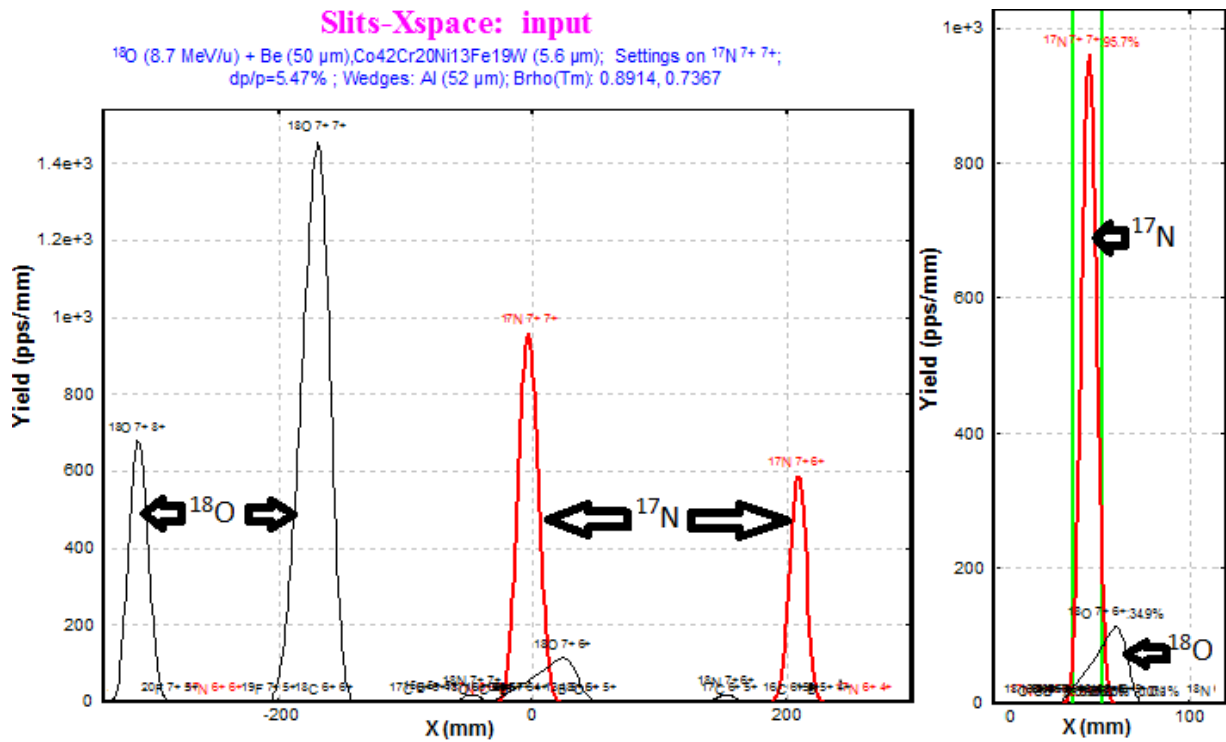


FIGURE 4.9 – Capture d'écran de la position horizontale des ions au niveau de la fente située juste avant la cible d'étain. Les traits verts dans le panneau à droite correspondent aux limites de la partie transmise du faisceau à travers la fente.

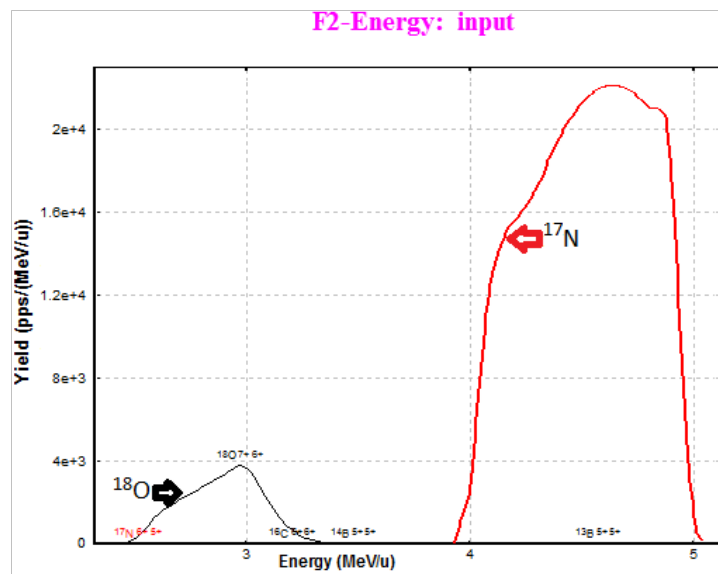


FIGURE 4.10 – Simulation avec LISE++ de la composition du faisceau à la sortie du spectromètre en fonction de l'énergie.

Détecteurs pour suivre le faisceau et identifier sa composition Afin de suivre le faisceau à travers le spectromètre on dispose de plusieurs détecteurs de particules chargées : un détecteur silicium segmenté sur ces deux faces (DSSD), deux PPAC et des scintillateurs plastiques qui sont placés tout le long du spectromètre et peuvent être insérés sur la ligne du faisceau par des commandes électroniques. En effet, la présence de ces détecteurs dans la ligne de faisceau non seulement dégrade la transmission du faisceau, mais peuvent aussi être détériorés par le faisceau. C'est pourquoi lors du réglage du spectromètre le faisceau employé était de faible intensité.

Le détecteur DSSD pouvait être intercalé entre le PPAC et la cible afin d'identifier les différents ions transmis par le spectromètre. En effet, la mesure de la perte d'énergie à travers le PPAC et l'énergie totale déposée dans le DSSD permet une identification aisée des ions comme on peut le voir dans la Figure 4.11. Après intégration de l'ellipsoïde délimitant la zone associée au ^{17}N , le faisceau lors de l'expérience était pur à 60% avec une intensité de $1.2 \cdot 10^5$ pps.

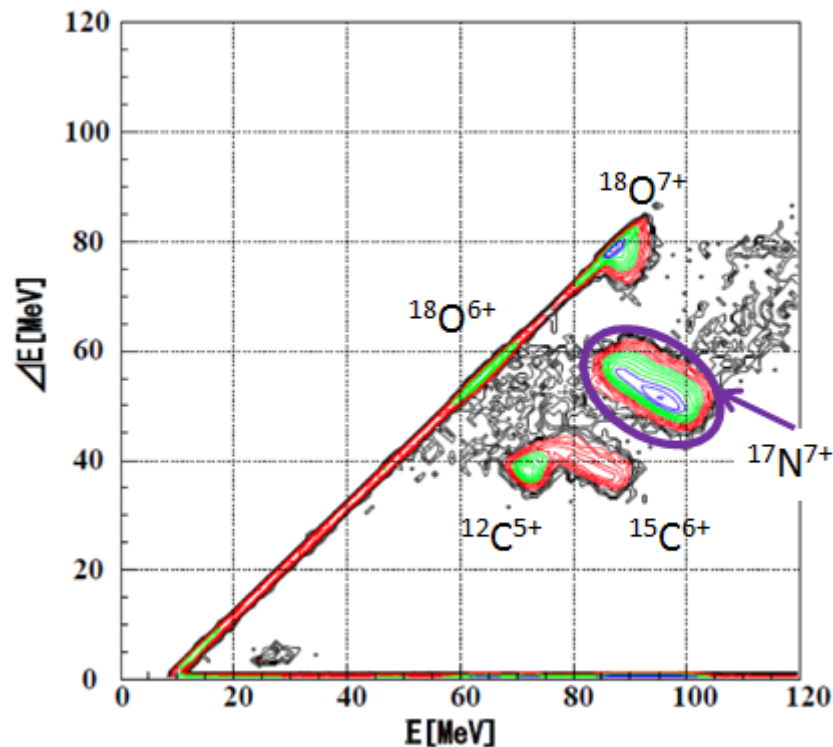


FIGURE 4.11 – Matrice d'identification ΔE - E mesurée à la sortie du spectromètre. Le PPAC mesurait la perte d'énergie et le détecteur silicium segmenté sur ces deux faces (DSSD) mesurait le reste de l'énergie cinétique de chaque ion.

4.2.2 Détecteurs de particules chargées et de photons γ autour de la cible du plan focal

Détecteur de particules chargées

Une boule de silicium composée de 30 détecteurs silicium monocristallins de $170\ \mu\text{m}$ d'épaisseur (6 hexagonaux et 24 pentagonaux) a été placée à l'intérieur de la chambre de réaction pour détecter les protons et les particules α émis (voir Figure 4.12). Elle possédait deux positions vacantes pour que le faisceau atteigne la cible et qu'il en sorte. La boule se scinde en deux blocs afin d'accéder facilement à la cible. Chaque cristal est protégé de la diffusion Rutherford [3] du faisceau par un absorbeur en aluminium de $54\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

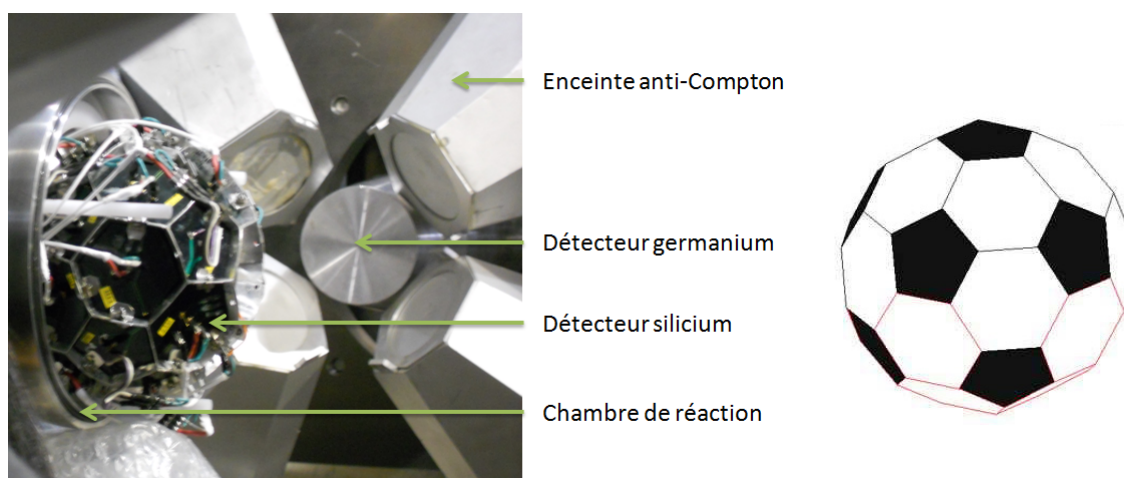


FIGURE 4.12 – Photographie du dispositif expérimental ouvert permettant de voir les détecteurs siliciums, la chambre de réaction et la face avant d'un germanium et de quatre enceintes anti-Compton. Sur la droite est schématisée la boule de détecteurs silicium, les faces pentagonales sont colorées en noire.

Le signal des diodes était pré-amplifié par des amplificateurs situés près de la chambre de réaction avant d'être transporté à travers des câbles coaxiaux jusqu'à la salle d'acquisition. Là, un "charge-to-digital converter" (QDC) codait la charge totale collectée pour chaque cristal. En parallèle, un CFD couplé à un "time-to-digital converter" TDC identifiait l'instant de détection de la particule chargée.

Durant les 2 h d'acquisition que représente un fichier de données, un "run", seuls 3 événements par cristaux en moyenne ont été acquis. Cette statistique due à la faible section efficace pour les voies pxn et αxn a limité l'usage de la boule à la sélection des événements correspondant aux voies de réaction pxn et αxn .

Lors des calculs de section efficace de la réaction de fusion-évaporation $^{17}\text{N}+^{124}\text{Sn}$ avec le code PACE4 [80, 81], les options d'écriture du fichier de sortie sont très riches ; des informations sur les distributions angulaires d'émission de neutrons, protons et particules α sont disponibles. Les calculs de section efficace de cette combinaison cible-faisceau sont présentés dans la Figure 4.13. La Figure 4.14 visualise l'évolution des spectres d'énergie des protons et des particules α en fonction de l'angle

d'émission. Aux deux angles visualisés un décalage en énergie est visible, mais si l'on considère que les particules α perdent plus d'énergie que les protons à sortir de la cible et à travers l'absorbeur, le chevauchement entre les deux distributions est plus grand.

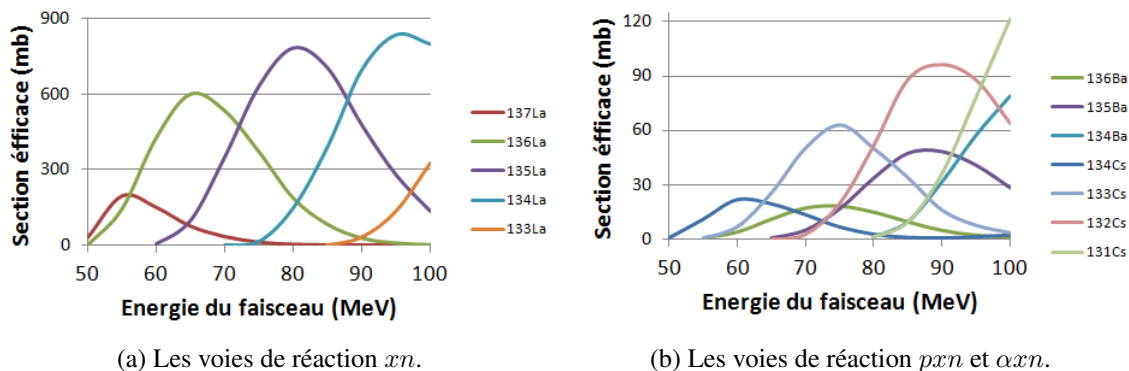


FIGURE 4.13 – Calcul réalisé avec PACE4 de la section efficace de fusion-évaporation en fonction de l'énergie du faisceau par la réaction $^{17}\text{N}+^{124}\text{Sn}$. La sous-figure (a) présente les voies xn , tandis que la sous-figure (b) ce concentre sur les voies de réactions pxn et axn .

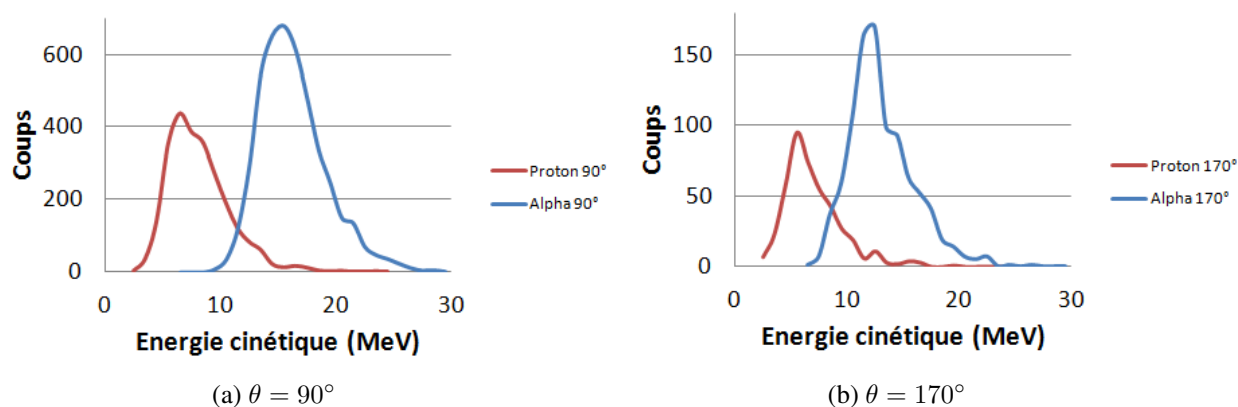


FIGURE 4.14 – Spectres simulés d'émission de protons (en rouge) et de particules α (en bleu) aux angles (a) 90° et (b) 170° . Les angles et les énergies sont calculés dans le référentiel du laboratoire à l'aide du logiciel PACE4.

Détecteur de photons γ

Design et simulation de la boule de détecteurs germanium La géométrie du système de détection des photons γ a été optimisée pour une chambre de réaction sphérique avec autour d'elle 12 détecteurs germanium coaxiaux de grand volume provenant du "France - United Kingdom Loan Pool", dont 8 avec leurs enceintes anti-Compton. De plus, la symétrie par rapport au plan à 90° devait être respectée pour permettre l'analyse de l'anisotropie de l'émission γ . A la vue des contraintes mécaniques liées à la chambre de réaction, tout en favorisant une grande efficacité géométrique, les détecteurs germanium ont été placés sur 3 anneaux de 4 détecteurs à 50° , 90° et 130° . Seulement les détecteurs des anneaux avant et arrière étaient équipés de boucliers anti-Compton actifs en BGO (voir Figure 4.15).

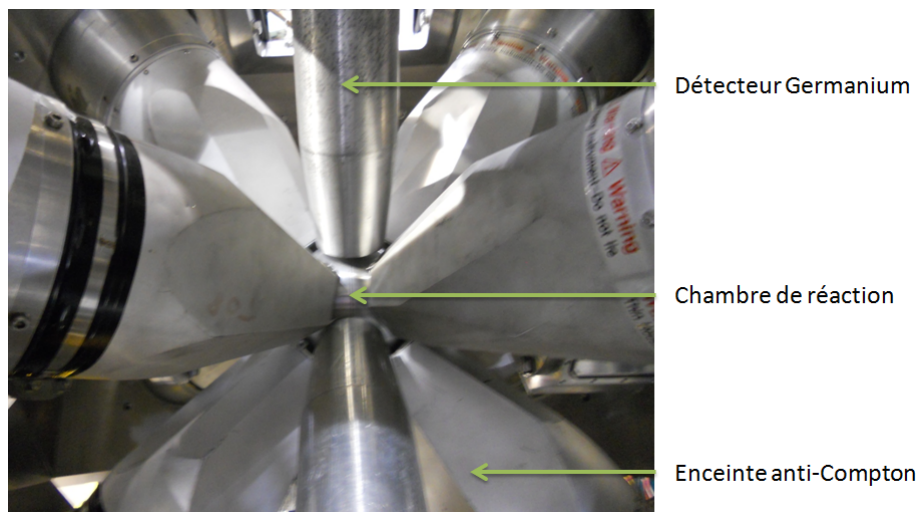


FIGURE 4.15 – Photographie de la boule de germanium fermée permettant de bien visualiser les détecteurs germanium à 90° sans bouclier anti-Compton, ainsi que les détecteurs avant et arrière équipés de leur bouclier anti-Compton.

Lors de la conception d'une nouvelle boule de germanium il est nécessaire d'estimer les caractéristiques telles que l'efficacité et la hauteur du fond. Plus on cherche que les résultats d'une simulation soient réalistes, plus le système de détection doit être défini précisément (dimensions de la cible, matériaux de la chambre de réaction, couche morte des détecteurs, cablage du détecteur ancillaire, etc.). Le principal problème dans la simulation de la large distribution des positions possibles du cristal de Ge à l'intérieur de la capsule du détecteur. Cette distance est comprise entre 15.1 mm et 40.2 mm de la face avant (voir Figure 4.16). Afin de réaliser les calculs avec le programme GEANT4 [82, 83], à défaut de connaître la position des cristaux de chaque détecteur, une position intermédiaire a été choisie à 27.6 mm (voir Figure 4.17).

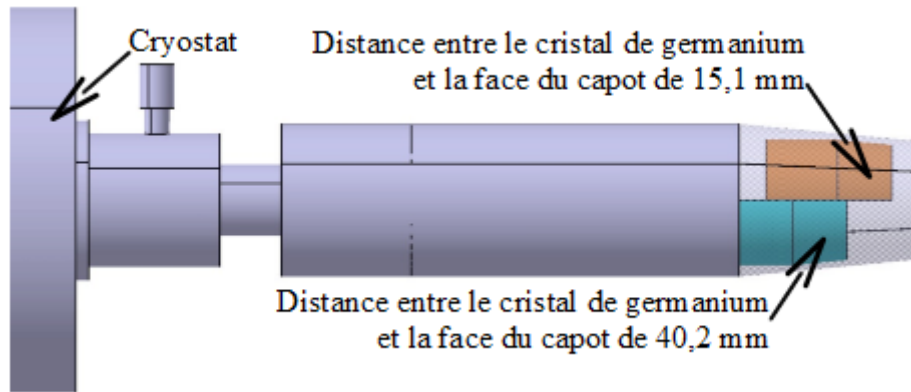


FIGURE 4.16 – Vue en coupe d'un des détecteurs germanium utilisé.

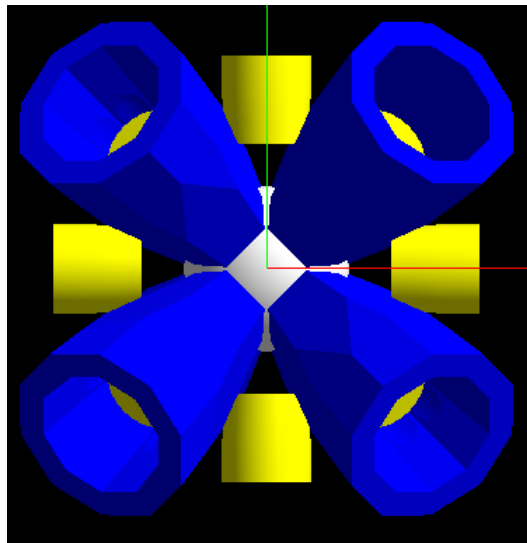


FIGURE 4.17 – Projection suivant l'axe du faisceau de la géométrie de la boule de détecteurs germanium modélisée pour la simulation avec le code AGATA - GEANT4 [84]. Les cristaux de germanium, de BGO et la chambre de réaction sont colorés en jaune, bleu et blanc, respectivement.

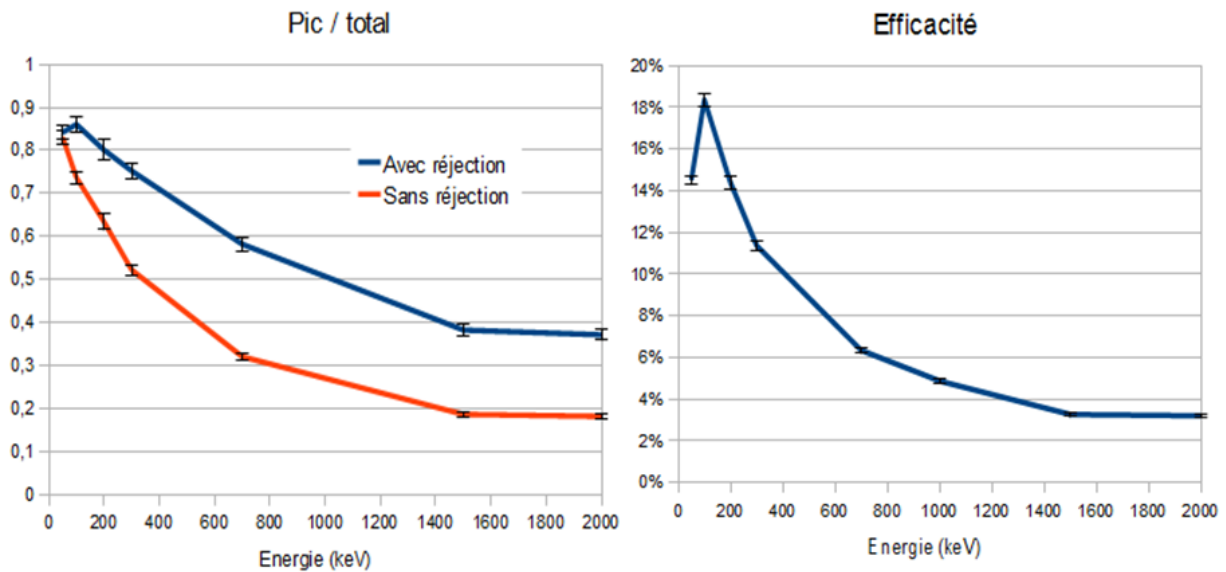


FIGURE 4.18 – Les deux graphiques présentent les résultats de la simulation avec le code AGATA - GEANT4 [84]. Le graphique de gauche compare l'évolution du rapport pic-sur-total en fonction de l'énergie, avec et sans suppression Compton. La courbe d'efficacité des détecteurs germaniums est présentée sur la figure de droite.

Le programme GEANT4 basé sur la méthode Monte Carlo est un outil de simulation du parcours d'une particule à travers tout type de matériau. Afin de fonctionner, trois éléments doivent être définis :

- la source qui crée les différentes particules
- les bibliothèques des interactions qui doivent être adaptées aux propriétés des particules émises par la source
- la géométrie qui définit les volumes de chaque matériau et s'ils sont sensibles aux rayonnements ou non.

La courbe d'efficacité simulée a été obtenue pour des sources isotropes mono-énergétiques de 50, 100, 200, 700, 1000, 1500 et 2000 keV (voir Figure 4.18). En parallèle, les performances de la suppression Compton en termes de rapport pic/total ont été extraites (voir Figure 4.18, Figure 4.19 et Tableau 4.3). Tous les photons ayant interagis à la fois dans un détecteur germanium et un cristal de BGO ont été

Tableau 4.3 – Résultat de la simulation de la suppression Compton idéale pour une source de photons γ de 1 MeV située au centre du dispositif expérimental.

	Réjection anti-Compton	
	Activée	Désactivée
Nombre d'événements simulés	9900	9900
Nombre d'événements conservés	989	1860
Efficacité de détection	4.9%	4.9%
Rapport pic / total	49%	26%

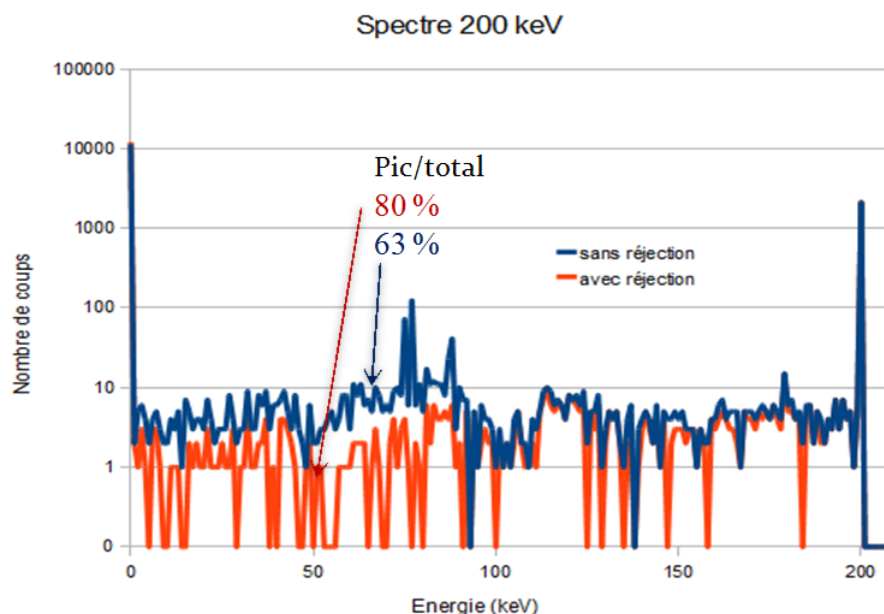


FIGURE 4.19 – Spectre germanium simulé avec GEANT4, avec et sans suppression Compton, pour une source de rayonnement γ de 200 keV, isotrope et au repos.

rejetés. Pour simplifier la simulation aucun seuil n'a été pris en compte dans le traitement.

Grâce à cette simulation, les performances du dispositif de détection des rayonnements γ (l'efficacité, la qualité de la suppression anti-Compton) ont pu être estimées.

Test et réglages des détecteurs germanium Afin de tester la résolution énergétique des germaniums et d'identifier ceux qui nécessitaient d'être pompés avant l'expérience, une mesure de résolution a été effectuée avec une source radioactive de ^{60}Co . Les détecteurs ont été pompés durant une semaine car le transport en avion a altéré le vide de leurs capsules. Après le pompage une nette amélioration de la résolution est apparue et les tests préliminaires de la suppression Compton ont pu avoir lieu avec une source de ^{152}Eu .

Test et réglages des boucliers anti-Compton en BGO Les détecteurs germanium de haute pureté ("High Purity Germanium", HPGe) à 50° et 130° ont été chacun entouré de dix cristaux de BGO possédant chacun leurs propres photomultiplicateurs (PM). Afin de limiter le nombre de modules d'alimentation nécessaires pour les PM, nous avons utilisé 16 diviseurs de courant possédant chacun cinq voies de sortie (voir Figure 4.20). Chacune des voies de ces diviseurs de courant se composait d'une résistance fixe et d'un potentiomètre qui servait à ajuster le gain de chaque PM et ainsi permettre la sommation des signaux de tous les PM d'un même bouclier anti-Compton. La résistance fixe assurait que l'impédance d'entrée du diviseur de tension ne soit trop faible pour mettre en court-circuit l'alimentation ou pour changer le régime de l'alimentation d'une source de tension en une source de courant.

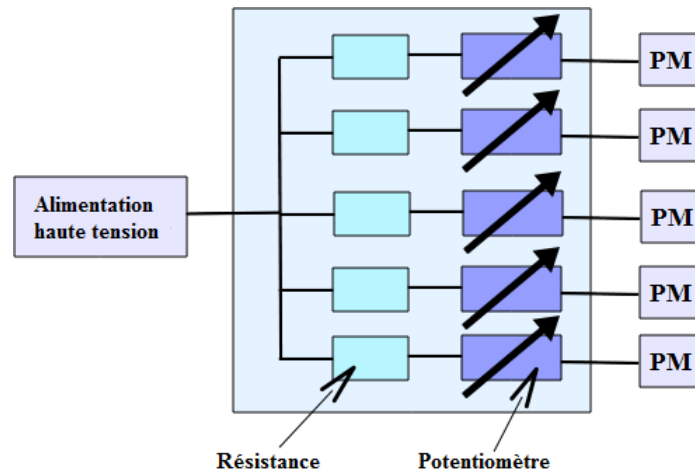


FIGURE 4.20 – Schéma d'une boîte de diviseur de courant.

Le test des détecteurs BGO et l'ajustement de leurs hautes tensions ont été réalisés à l'aide des sources radioactives de ^{137}Cs et de ^{60}Co . Chaque cristal est connecté à un photomultiplicateur (PM) par un guide optique. Durant les tests, 5 groupes PM-guide-cristal défectueux ont été identifiés et écartés. Deux groupes n'ont pas pu être ajustés en raison d'une trop grande différence de gain, mais ont été tout de même utilisés.

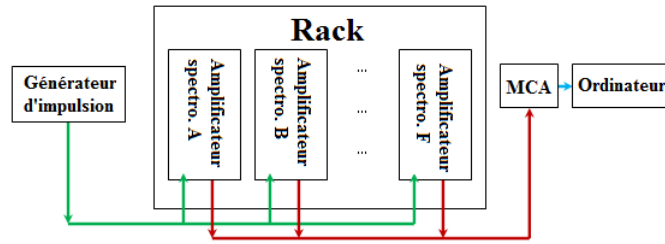
L'ajustement des gains des anneaux des dix cristaux d'un bouclier anti-Compton consiste à choisir la bonne combinaison entre la tension délivrée par la haute tension et le jeu de résistances de chaque diviseur de courant afin que le pic photo-électrique associé à chaque PM soit situé à la même position.

4.2.3 Électronique et system d'acquisition

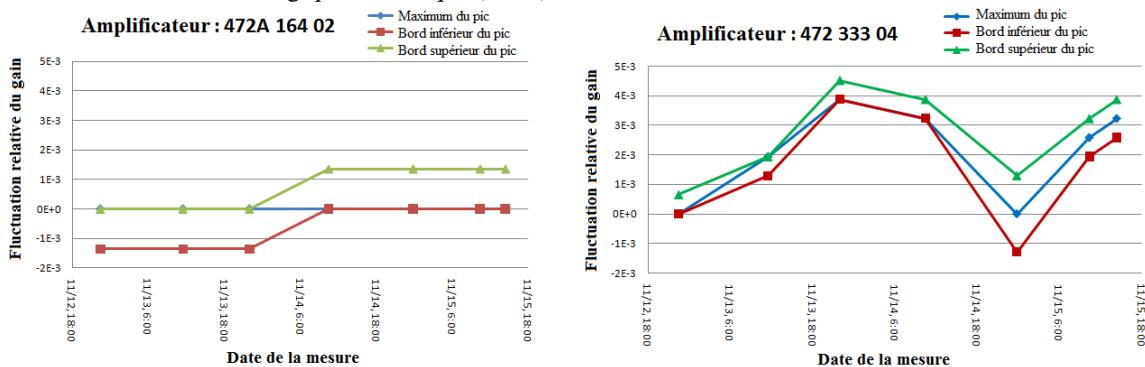
Test des modules électroniques

Chaque module électronique a été testé avant l'expérience afin de sélectionner ceux qui fonctionnaient et qui offraient la meilleure stabilité possible. Afin de tester les amplificateurs spectroscopiques, un générateur d'impulsions et un analyseur multi-canaux (MCA) ont été utilisés. Les amplificateurs restaient alimentés en continu durant trois à quatre jours avec un gain fixe, une mesure de la variation du gain relatif était effectuée de deux à trois fois par jour (voir Figure 4.21). Lorsque l'on observait des oscillations du gain (généralement des cycles journaliers) ou un temps de thermalisation long (supérieur à deux jours) malgré la ventilation du rack, alors l'amplificateur n'était pas retenu. La Figure 4.21 présente les deux cas extrêmes que nous avons constatés.

Le gain et la linéarité des "Time-to-Digital Converter" (TDC) qui convertissent des durées en valeurs numériques a été testé à l'aide d'un "Time Calibrator" qui génère une impulsion toutes les 100 ns.



(a) Schéma électrique du test des amplificateurs spectroscopiques. L'analyseur multi-canaux (MCA) se comporte comme un convertisseur analogique-numérique (ADC) auto-déclenché.



(b) Exemple d'un amplificateur valable.

(c) Exemple d'un amplificateur rejeté.

FIGURE 4.21 – Variation de gain des deux amplificateurs spectroscopiques durant leurs trois jours de test (a) le schéma électrique, (b) l'amplificateur valable et (c) l'amplificateur rejeté.

Schéma du circuit électrique

Intéressons nous à la construction du schéma électrique du système d'acquisition pour :

- transporter le signal du hall expérimental à la salle d'acquisition
- obtenir la charge ou l'énergie déposée dans le détecteur
- extraire l'information temporelle de l'impulsion créée par le détecteur
- créer le "trigger" (signal déclencheur de l'acquisition).

Le signal des détecteurs a besoin d'être fort pour que l'altération du signal dans les câbles soit minimale. C'est la raison pour laquelle les détecteurs à semi-conducteur possèdent des préamplificateurs au plus près du cristal de détection (voir Figure 4.22). Les détecteurs gazeux et les scintillateurs ne nécessitent pas ce premier traitement du signal car :

- les détecteurs gazeux dans leur fonctionnement en mode proportionnel bénéficie d'une bonne amplification dans le gaz
- les scintillateurs de BGO utilisent des photomultiplicateurs qui en plus de créer le signal électrique, l'amplifie.

A chaque détecteur est associé deux voies électroniques : une pour la mesure de la charge ou de l'énergie, l'autre pour l'extraction de l'information temporelle. Pour mesurer l'énergie on utilise un amplificateur spectroscopique pour mettre en forme le signal afin qu'un convertisseur analogique numérique

("amplitude-to-digital convertor", ADC) code l'énergie déposée. Pour la mesure de la charge un amplificateur rapide est employé avant l'entrée du signal dans un QDC, qui intègre la charge de l'impulsion électrique.

Afin d'extraire l'information temporelle liée à la création de l'impulsion électrique, une amplification est réalisée par un amplificateur rapide, avant de l'envoyer à un CFD pour obtenir un signal binaire de type NIM². Le front descendant du signal NIM contient l'information temporelle. La largeur de la porte est ajustée pour la création du trigger et le codage par le TDC.

Deux types de trigger ont été utilisés durant l'expérience :

- ≥ 2 détecteurs germanium touchés pour l'étalonnage des détecteurs germanium
- ≥ 1 détecteur germanium et l'anode du PPAC touchés pour les mesures sous faisceau.

Des électroniques de coïncidence permettent de créer les signaux de déclenchement (trigger). Il est important de s'assurer que l'acquisition est bien déclenchée au moment où le signal prompt arrive aux cartes de codage (ADC, QDC ou TDC) comme le suggère la Figure 4.23. Lorsqu'il s'est avéré nécessaire de retarder un signal avant son codage, nous avons utilisé un retard filaire et un retard électronique ajustable.

2. Pour une impédance de 50Ω : 0 V correspond à 0 et -0.8 V correspond à 1.

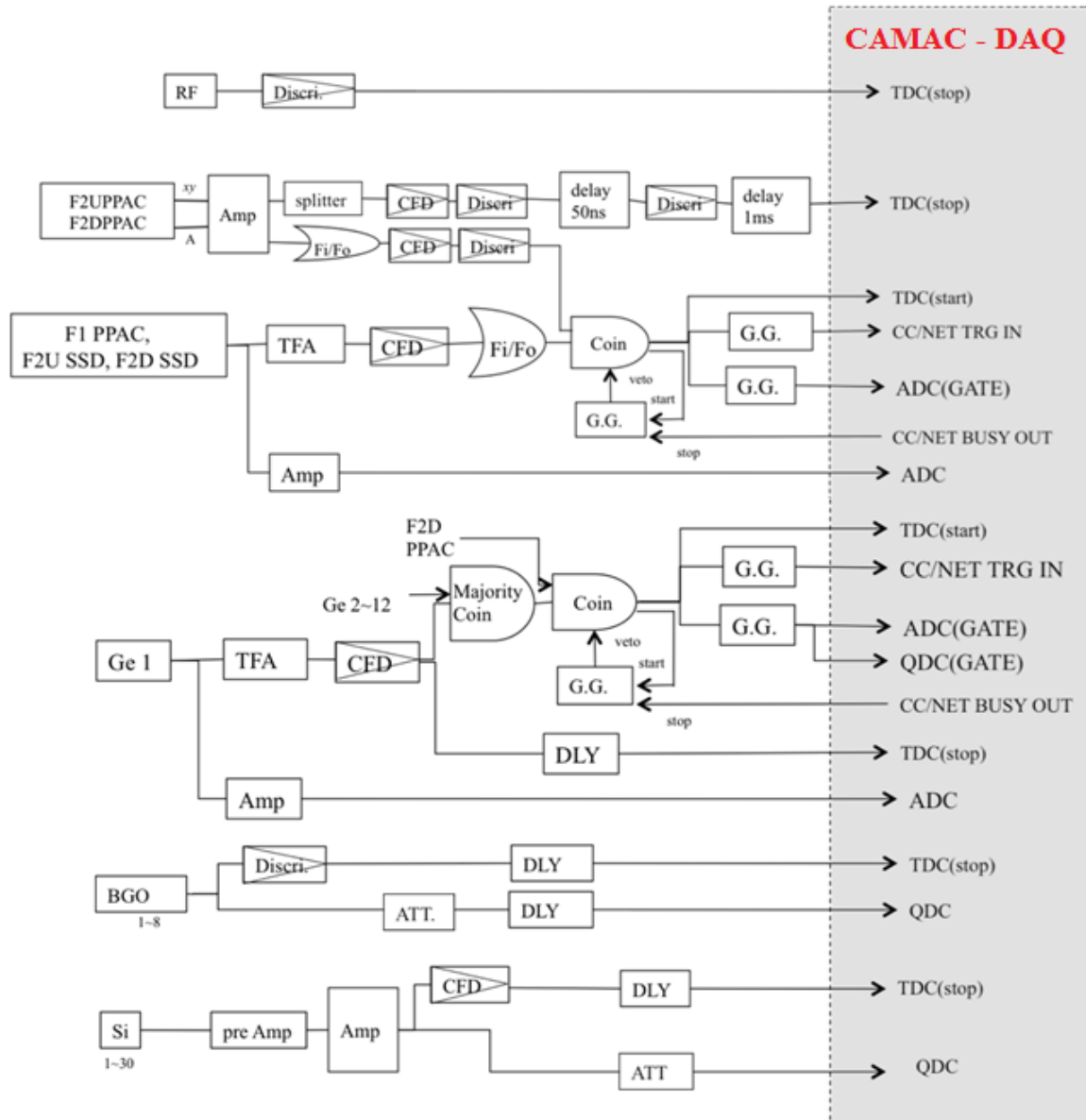


FIGURE 4.22 – Schéma électrique général de l'acquisition. Les notations employées sont "DLY" pour "delay", retard ; "Amp" pour amplificateur ; "TFA" pour amplificateur rapide ; "G.G." pour "gate generator", générateur de porte ; "Fi/Fo" pour sommer les signaux d'entrée et produire plusieurs sorties identiques, "ATT" pour atténuateur et "Majority coin" ou "Coin" sont des électroniques de coïncidence.

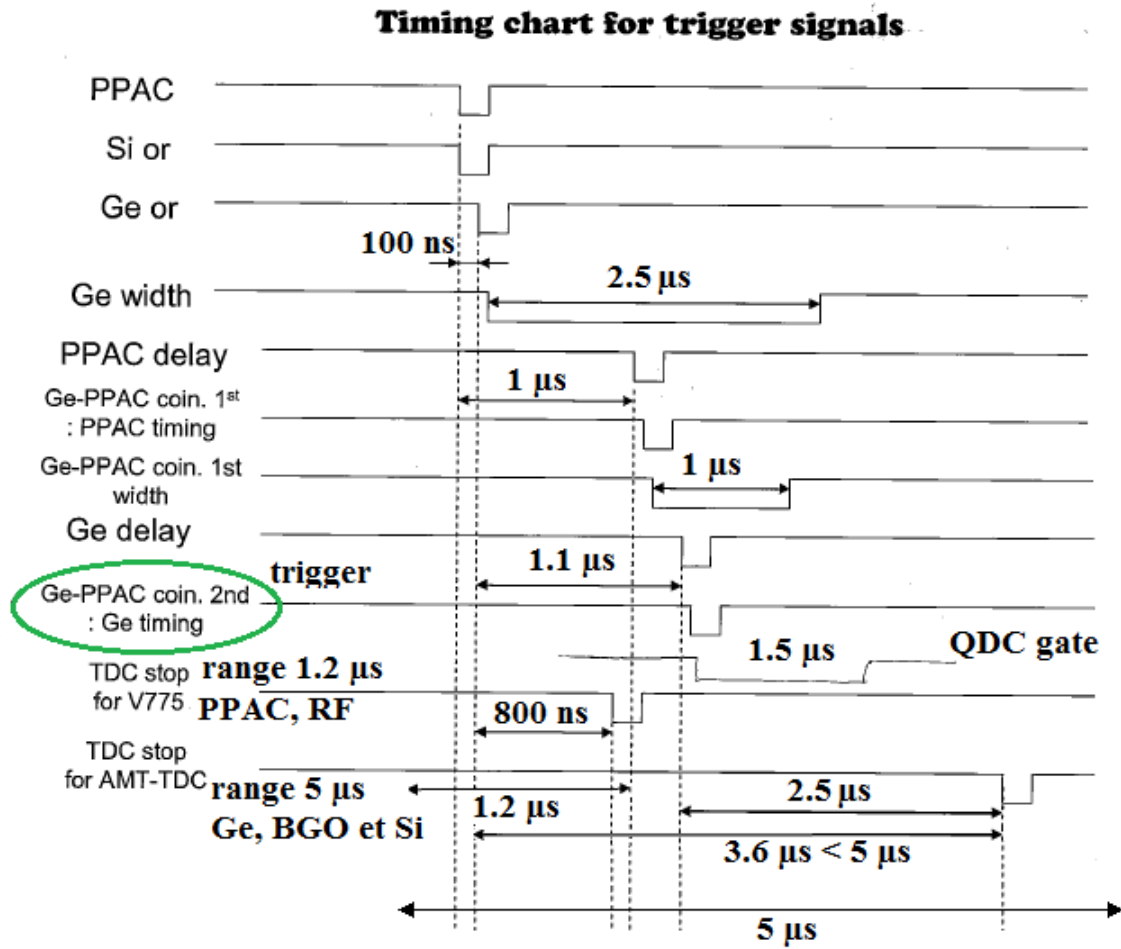


FIGURE 4.23 – Schéma de la synchronisation des différentes voies d'acquisition des détecteurs.

4.3 Étalonage et analyse des données

4.3.1 Alignement en temps et correction des fluctuations du gain des détecteurs germanium

L'alignement en temps consiste à rajouter artificiellement un retard lors de l'analyse afin que la position du pic de coïncidence ne dépende ni du détecteur ni de fichier d'acquisition ("run"). Concrètement cet ajustement évite le dédoublement du pic de coïncidence. Lorsque les voies d'acquisition mettent en évidence une dérive du pic de coïncidence prompt ("walk", cf § 3.4.3) à basse énergie il est nécessaire d'alterner dans la préanalyse des phases d'alignement temporel avec des phases de compensation de cette dérive. A chaque cycle le pic de coïncidence s'affine et les corrections sont de plus en plus fines.

4.3.2 Efficacité de la boule de détecteurs germanium

Mesure avec une source radioactive Le choix entre les deux types de mesure d'efficacité dépend de l'objectif de l'expérience réalisée. L'efficacité absolue fournit la relation entre le nombre de photons- γ détectés dans le photopic et le nombre de γ réellement émis par la source. Elle peut toujours être utilisée, mais elle nécessite une attention toute particulière durant l'étalonnage à la durée de la mesure, au temps mort et à l'activité de la source. Les erreurs associées aux trois paramètres cités précédemment limite son usage. Dans la majorité des cas l'efficacité relative est préférée par la simplicité des calculs et les erreurs plus limitées. Généralement l'efficacité relative est normalisée afin d'identifier plus facilement les erreurs de calcul durant l'analyse.

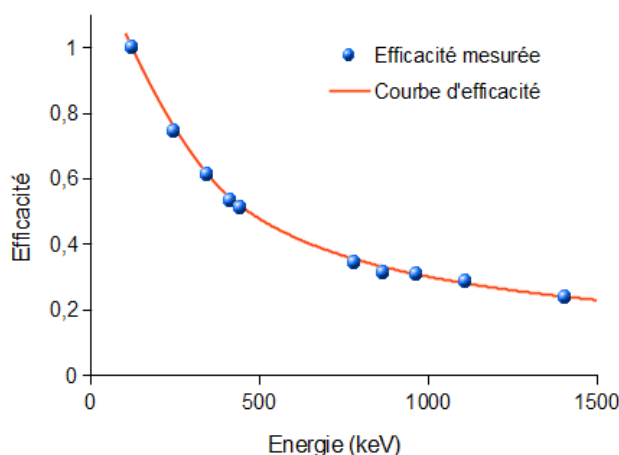


FIGURE 4.24 – Courbe d'efficacité relative obtenue sur la totalité des détecteurs germanium avec une source de ^{152}Eu en remplacement de la cible de ^{124}Sn . Cette mesure a été effectuée en conservant la totalité du dispositif expérimental.

Lors de cette expérience au RCNP d'Osaka il a été choisi d'ajuster la courbe d'efficacité sur les

Tableau 4.4 – Evolution de la statistique en fonction de la multiplicité. La coïncidence avec les détecteurs silicium, Si, et le PPAC sont définies par le trigger utilisé durant l'acquisition, tandis que la fenêtre de coïncidence entre les détecteurs germanium est au maximum de 500 ns

	Multiplicité		
	1	2	3
Coïncidence Ge-PPAC	$5.28 \cdot 10^7$	$3.32 \cdot 10^6$	$6.04 \cdot 10^5$
Coïncidence Ge-PPAC-Si	$1.31 \cdot 10^5$	$5.71 \cdot 10^4$	$1.41 \cdot 10^4$
Coïncidence Ge-PPAC veto Si	$5.27 \cdot 10^7$	$3.26 \cdot 10^6$	$5.90 \cdot 10^5$

points d'étalonnage en deux parties. La première à basse énergie modélisée par un polynôme du second degré et la seconde à plus haute énergie modélisée par une loi puissance. Les points d'intersections entre ces deux courbes ont été déterminés par la méthode de Newton nous fournissant deux solutions pour une énergie strictement positive. Le critère employé afin de discriminer les deux racines a été la différence de dérivée entre les deux lois, ainsi nous obtenons la courbe d'efficacité continue et quasi-lisse (voir Figure 4.24). Comme on peut facilement le constater, nous n'avons pas observé le décrochage de l'efficacité de détection à basse énergie car la transition à 121.7817 (3) KeV [73, 74] est au dessus du décrochage. Le fait que nous n'avons pas pu utiliser les raies-X indique que le décrochage se situe entre 47 et 121 keV comme le suggèrent les simulations.

4.3.3 Résultat de suppression Compton

4.3.4 Spectre γ conditionné par une particule chargée

Afin d'affiner la sélection du noyau d'intérêt, on profite de la capacité de la boule de silicium afin de séparer les voies xn portant aux isotopes de lanthane des voies pxn et αxn portant aux isotopes de baryum et de césium, respectivement. Ainsi, lors de la tentative d'étude du noyau de $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$ l'analyse du spectre mesuré dans les détecteurs germaniums en coïncidence avec la boule de silicium et le PPAC a montré clairement que l'analyse serait vaine, puisque le spectre γ conditionné sur n'importe quelle transition du noyau de $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$ ne laisse apparaître de très faibles pics (voir figure 4.26). Il est apparu lors de la mise en place de cette coïncidence multiple que le spectre de différence de temps entre les détecteurs γ et le PPAC que le rapport d'amplitude entre le pic de coïncidence et de fond décorréllé augmentait (voir figure 4.25) lorsque la boule de silicium était utilisée en veto. La détection d'un proton ou d'une particule α n'est reliée qu'à une réaction de fusion-évaporation dans la cible. A l'inverse la non détection de particule chargée n'a pas d'implication sur le fait que le faisceau ait interagé ou non.

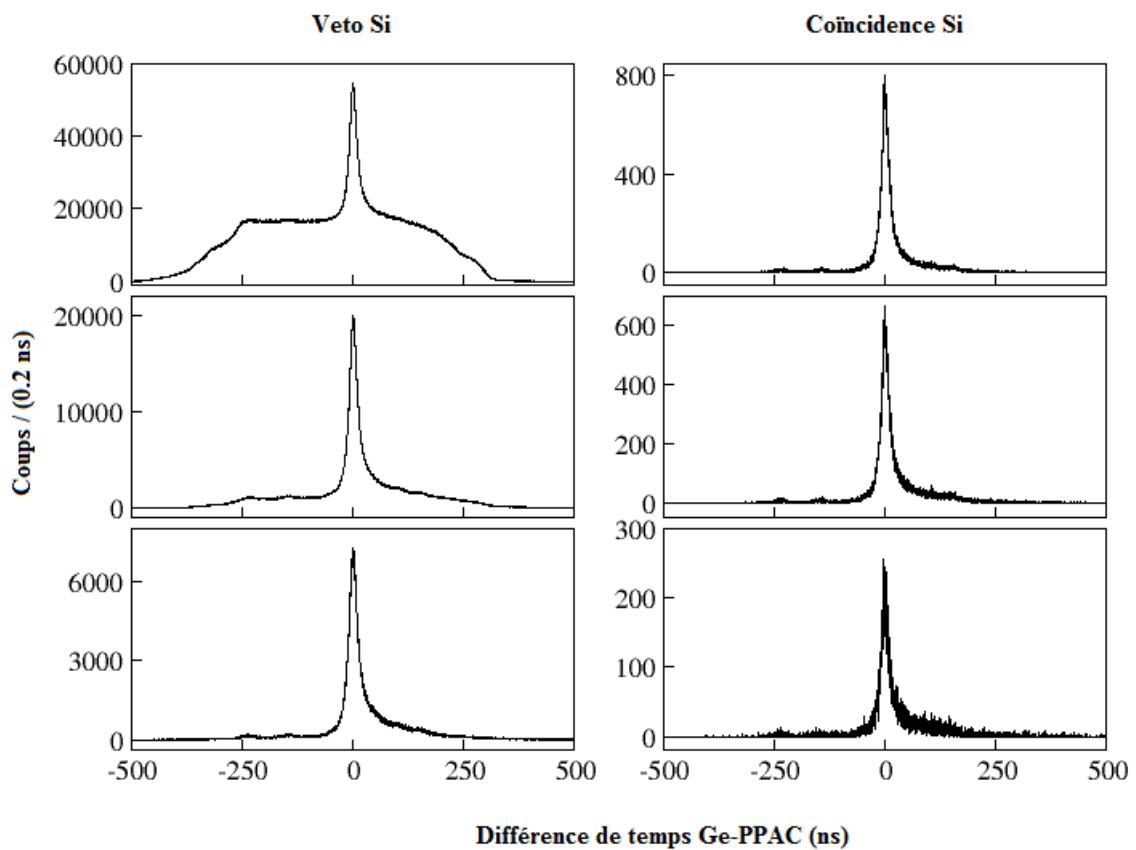


FIGURE 4.25 – Série de spectres de différence de temps entre le PPAC et un détecteur germanium. Ces spectres sont triés par multiplicité croissante de 1 à 3, de haut en bas. Les spectres de la colonne de gauche utilisent un veto sur la boule de silicium, tandis que ceux de droite sont conditionnés par ceux-ci.

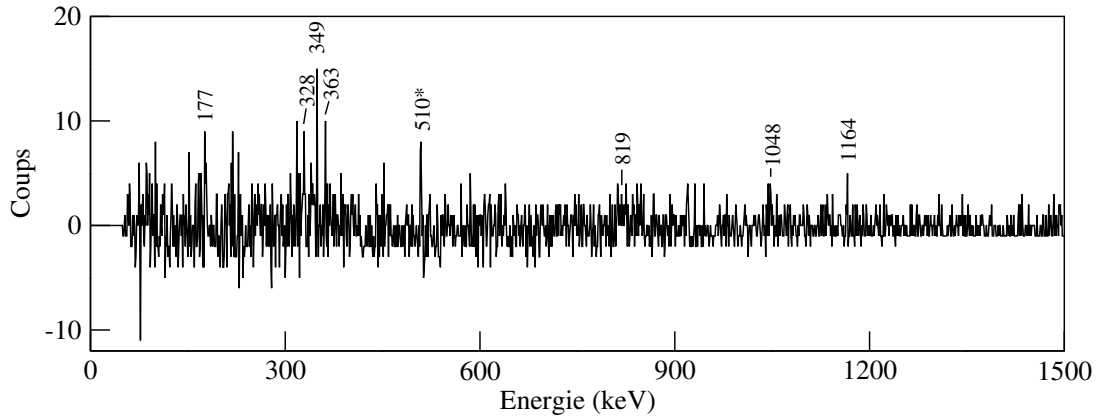


FIGURE 4.26 – Somme des portes sur les transition à 341, 349, 363, 787, 819, 849, 964, 1048, 1215 et 1235 keV du ^{136}Ba [85]. Les conditions dans la création de la matrice sont que la boule de silicium et le PPAC ont été touchés et que les photons γ ont été détectés dans un intervalle inférieur à 500 ns. L'astérisque indique deux interprétation du pic : annihilation du positron ou transition reliant l'état à 4216 keV à l'état à 3706 keV du ^{136}Ba [85].

Tableau 4.5 – Effet de la sélection des événements en coïncidence avec la boule de silicium sur la proportion des diverses voies de réaction de fusion-évaporation.

Voie de réaction	Noyau résiduel	σ/σ_{tot} (%)	
		sans veto	veto sur Silicium
$\alpha 6n$	$^{131}\text{Cs}_{76}$	0.03	0.61
$\alpha 5n$	$^{132}\text{Cs}_{77}$	1.38	27.8
$\alpha 4n$	$^{133}\text{Cs}_{78}$	1.28	25.7
$\alpha 3n$	$^{134}\text{Cs}_{79}$	0.02	0.41
$p 6n$	$^{134}\text{Ba}_{78}$	0.08	1.63
$p 5n$	$^{135}\text{Ba}_{79}$	1.43	28.8
$p 4n$	$^{136}\text{Ba}_{80}$	0.75	15.1
$7n$	$^{134}\text{La}_{77}$	13.8	
$6n$	$^{135}\text{La}_{78}$	65.4	
$5n$	$^{136}\text{La}_{79}$	15.3	
$4n$	$^{137}\text{La}_{80}$	0.48	

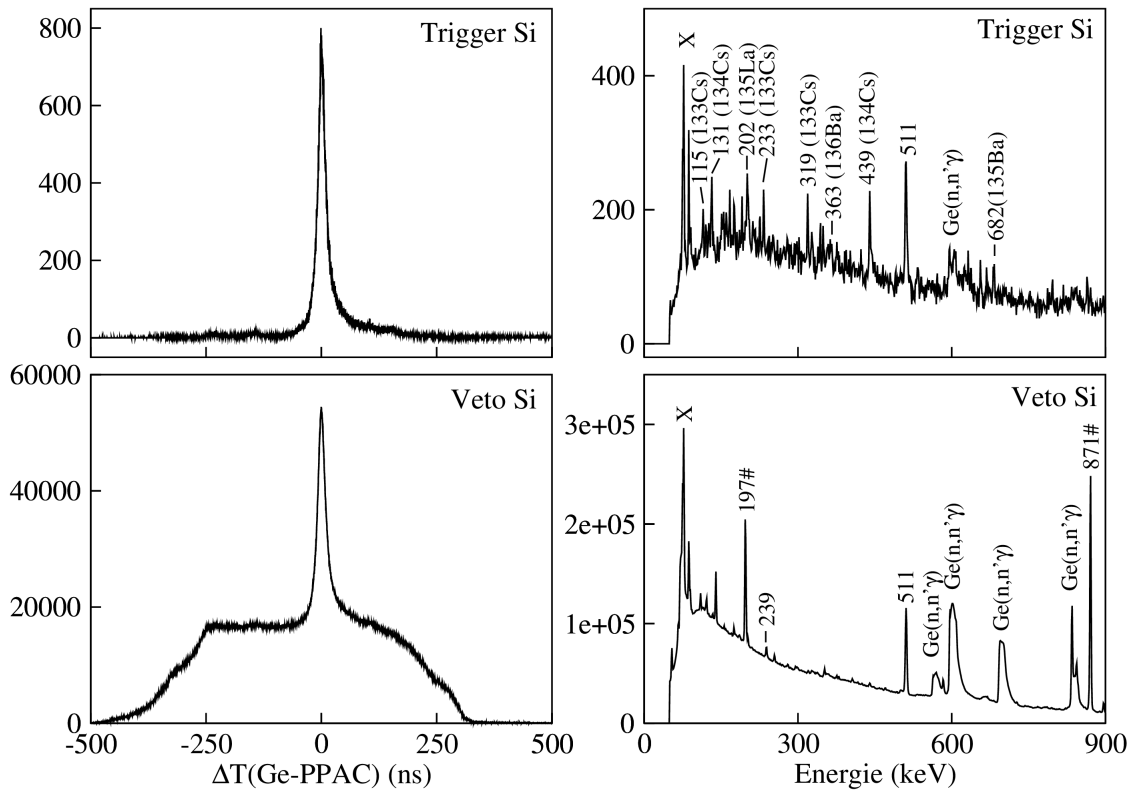


FIGURE 4.27 – Les deux spectres de gauche présentent la différence de temps entre un germanium et l’anode du PPAC. Les deux spectres de droite correspondent aux spectres en énergie mesurés dans les détecteurs germanium. Les deux spectres du dessus ont été généré en déclenchant sur la boule de silicium. A l’inverse, les deux spectres du dessous utilisent le veto sur cette boule de silicium. Les contaminants sont indiqués par la source mise entre parenthèses ou par le caractère # lorsqu’il s’agit de la décroissance β du faisceau. Les raies X observées correspondent au bismuth contenu dans les cristaux de BGO entourant les détecteurs germanium.

La coïncidence avec la boule de Si divise en deux sets les données de l'expérience :

- le set en coïncidence avec la boule est adéquate pour l'analyse des voies $p\alpha n$ et $\alpha\alpha n$, c'est à dire les noyaux de baryum et les césium.
- l'autre set utilisant la boule en veto est tout indiqué pour l'analyse des voies αn , donc des lanthanides, dont le noyau de ^{135}La .

L'influence du veto sur Si reste limité (voir Tables 4.4 et 4.5) mais il a été utilisé par acquis de conscience. Ainsi dans toute l'analyse du ^{135}La la contamination éventuelle des voies de réaction émettant des particules chargées (proton ou α) a été évitée.

4.3.5 Résultats sur le ^{135}La

Le schéma de niveaux de ^{135}La construits grâce aux transitions γ observées durant cette expérience est représenté dans la figure 4.28. Les données expérimentales ont été listées dans le tableau 4.6. Dans la présente expérience, nous n'avons pas pu extraire des rapport DCO et des asymétries de polarisation (voir § 3.3.2). Par conséquent, les propositions spin-parité sont fondées sur les données publiées récemment [86]. Toutes les transitions ont été observées précédemment [86, 87], mais d'importantes différences par rapport aux résultats publiés [86] sont observés et présentés ci-dessous.

Schéma de niveaux

Afin de faciliter la comparaison avec la publication de R. Garg et collaborateurs [86] nous emploierons la même dénomination pour les bandes. Comme vous pouvez le constater nous avons dessiné différemment la bande 8 que dans la publication [86], en accord avec notre interprétation des résultats expérimentaux. Avant de discuter les configurations des bandes, une description des calculs d'intensités est présentée.

Nous avons choisi de normaliser les intensités sur la transition à 584 keV peuplant l'état fondamental. En supposant que l'alimentation du continuum de l'état $9/2^+$ est négligeable on obtient le jeu de relations suivant :

$$\begin{aligned} I_t(464) &= I_t(584) \left(\frac{I_t(464)}{I_t(584)} \right)_{202} && \text{Règle de coïncidence} \\ I_t(202) &= I_t(584) + I_t(464) && \text{Alimentation négligeable} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Il est bon de rappeler la relation suivante qui relie l'intensité γ , $I_\gamma(E_\gamma)$ à l'intensité de la transition γ , $I_t(E_\gamma)$:

$$I_t(E_\gamma) = (1 + \alpha(Z, E_\gamma, \Delta J, \Delta\pi)) \cdot I_\gamma(E_\gamma) = \frac{1 + \alpha(Z, E_\gamma, \Delta J, \Delta\pi)}{\epsilon(E_\gamma)} A_\gamma \quad (4.2)$$

où :

- A_γ est l'aire du pic mesuré
- $\epsilon(E_\gamma)$ est l'efficacité de détection pour un photon d'une énergie E_γ
- α est la coefficient de conversion interne.

Tableau 4.6 – Energies, intensités et attribution des spin-parity des transitions γ du ^{135}La . Les anisotropies présentées ont été mesurées par Chiba et collaborateur [89] tandis que les rapport DCO, R_{DCO} et les asymétries de polarisation Δ ont été obtenue par R. Garg et collaborateurs [86]. L'indice Q ou D sur les valeurs du R_{DCO} indique le caractère quadrupolaire ou dipolaire de la porte effectuée. Les transitions sont regroupées en bande.

Energie γ (keV)	E_i (keV)	Intensité	A_2 [89]	R_{DCO} [86]	Δ [86]	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$
Bande 3						
596.5(3)	716	7(2)	0.26(10)	1.29(4) ^Q	0.13(3)	11/2 ⁺ \rightarrow 7/2 ⁺
119.2(2)	119	15(3)		1.52(7) ^{Q?}		7/2 ⁺ \rightarrow 5/2 ⁺
Bande 4						
583.8(1)	584	100(12)	0.21(5)	1.06(3) ^Q	0.08(5)	9/2 ⁺ \rightarrow 5/2 ⁺
464.3(2)	584	10(3)	-0.43(15)			9/2 ⁺ \rightarrow 7/2 ⁺
Bande 5						
592.5(1)	1379	86(12)	0.23(5)	1.00(3) ^Q	0.09(1)	15/2 ⁻ \rightarrow 11/2 ⁻
856.0(1)	2235	25(4)	0.14(10)	0.97(4) ^Q	0.08(2)	(19/2 ⁻) \rightarrow 15/2 ⁻
873.9(1)	3109	10(5)		1.00(4) ^Q	0.12(3)	(23/2 ⁻) \rightarrow (19/2 ⁻)
202.4(1)	786	102(16)	-0.23(5)	0.80(2) ^Q	0.28(2)	11/2 ⁻ \rightarrow 9/2 ⁺
652.5(2)	1439	17(2)	-0.60(15)	0.37(1) ^Q	0.05(2)	13/2 ⁻ \rightarrow 11/2 ⁻
Bande 6						
138.3(1)	3641	18(4)		0.60(3) ^Q		(27/2 ⁻) \rightarrow (25/2 ⁻)
320.8(1)	3962	23(7)		0.48(2) ^Q	-0.06(2)	(29/2 ⁻) \rightarrow (27/2 ⁻)
360.3(2)	4322	18(3)		0.46(1) ^Q	-0.03(2)	(31/2 ⁻) \rightarrow (29/2 ⁻)
503.6(3)	4826	6(2)		0.47(2) ^Q	-0.08(4)	(33/2 ⁻) \rightarrow (31/2 ⁻)
559.0(2)	5385	6(2)		0.32(1) ^Q	-0.12(2)	(35/2 ⁻) \rightarrow (33/2 ⁻)
394.2(2)	3503	12(4)		0.47(2) ^Q		(25/2 ⁻) \rightarrow (23/2 ⁻)
433.8(3)	3503	4(2)				(25/2 ⁻) \rightarrow (25/2 ⁺)
764.8(2)	3503	7(2)		0.50(2) ^Q	0.15(3)	(25/2 ⁻) \rightarrow (23/2 ⁺)
Bande 7						
251.4(4)	5467	5(1)		1.09(4) ^D		(35/2 ⁻) \rightarrow (33/2 ⁻)
311.5(1)	5776	8(4)		0.47(2) ^Q	-0.04(3)	(37/2 ⁻) \rightarrow (35/2 ⁻)
386.6(3)	6165	6(3)		0.81(3) ^D	-0.04(3)	(39/2 ⁻) \rightarrow (37/2 ⁻)
(474)	(6639)	<2				(41/2 ⁻) \rightarrow (39/2 ⁻)
1253.9(2)	5216	7(2)		1.88(18) ^D	0.05(3)	(33/2 ⁻) \rightarrow (29/2 ⁻)
Bande 8						
133.9(1)	2268	46(10)	-0.24(10)	1.72(6) ^D		(23/2 ⁺) \rightarrow (19/2 ⁺)
238.6(2)	2977	29(7)		1.17(5) ^D		(25/2 ⁺) \rightarrow (23/2 ⁺)
330.7(3)	3069	10(4)		0.63(2) ^Q	-0.07(3)	(25/2 ⁺) \rightarrow (23/2 ⁺)
375.8(1)	2134	50(10)	0.13(5)	1.11(3) ^Q	0.18(1)	(19/2 ⁻) \rightarrow (15/2 ⁻)
470.6(1)	2738	42(8)	-0.22(10)	1.04(4) ^D	0.03(1)	(19/2 ⁺) \rightarrow (19/2 ⁻)
666.5(1)	3644	28(5)		1.08(4) ^Q	-0.09(2)	(27/2 ⁺) \rightarrow (25/2 ⁺)
624.7(1)	4268	8(2)		0.35(2) ^Q	-0.07(2)	(29/2 ⁺) \rightarrow (27/2 ⁺)
319.8(1)	1758	17(9)	-0.49(15)			(15/2 ⁻) \rightarrow (13/2 ⁻)
379.5(2)	1758	61(12)	0.17(5)	1.07(3) ^Q	0.19(2)	(15/2 ⁻) \rightarrow (15/2 ⁻)

L'intensité de la transition à 119 keV a été obtenue à partir du rapport d'intensité entre les transitions 119 et 202 sur la projection totale de la matrice (voir Figure 4.29) réalisée avec les conditions suivantes :

- veto sur les détecteurs silicium
- trigger sur l'anode du PPAC
- au moins deux détecteurs germanium touchés dans laps de temps de 500 ns.

L'intensité de la transition à 597 keV a été obtenue par le bilan d'intensité de l'état $7/2^+$. L'intensité de la transition à 593 a été obtenue à partir de la porte sur la transition à 584 qui est également présente dans le ^{136}La , mais par chance les transitions à 202 et à 593 keV n'ont pas d'équivalent connu dans cet isotope du lanthane. Il est à préciser que les transitions à 119 et à 464 keV sont trop peu intenses pour créer des projections exploitables. Les intensités des transitions 134, 138, 376, 380, 471, 653, 856, 874 keV et l'intensité du doublet 320 - 321 keV ont été obtenues à partir de la porte sur 202 keV (voir Figure 4.29). L'intensité de la transition à 321 keV (bande 6) a été extraite à partir de la porte sur la transition à 856 keV qui est en parallèle avec la transition à 320 keV. Sur cette même porte les intensités des transitions 394 et 360 keV ont été extraites. La somme des portes sur les transitions 134, 471, 856 et 874 keV (voir Figure 4.29) ont permis d'extraire les intensités des transitions 251, 312, 387, 504 et 559 keV des bandes 6 et 7. L'intensité de la transition à 1254 keV a été estimée à partir des bilans d'intensité des états à 3962 et 5216 keV. Les intensités des transitions 239, 667 et 625 keV ont été obtenues à partir de la porte sur 380 keV. La somme des portes sur les transitions 134, 376 et 471 keV ont conforté nos résultats d'intensité des transitions 667 et 625 keV, mais également mis en évidence les transitions à 331, 434 et 765 keV.

Les isotopes de lanthane possèdent un proton célibataire, qui dans son état fondamental se trouve sur l'orbitale fortement mélangée $\pi(d_{5/2}g_{7/2})^1$. Le spin de cet état a été déterminé par l'étude de sa décroissance β vers le noyau de $^{135}\text{Ba}_{79}$ [90]. L'anisotropie de la transition à 119 keV mesuré par Leigh [91] ($A_2 = -0.05 \pm 0.04$), lui associe un caractère dipolaire fixant le spin de l'état à 119 keV à $7/2^+$ (la parité étant fixée par les orbitales disponibles). De la même manière les spins des états à 584 et 716 keV d'énergie d'excitation ont été fixés à $9/2^+$ et $11/2^+$, respectivement, ces deux attributions se basent conjointement sur les mesures d'anisotropie, de R_{DCO} et d'asymétrie de polarisation présentées dans la Table 4.6.

La tête de bande de la bande 5 ne se désexcite que par une unique transition à 202 keV dont le caractère E1 est clairement identifié (voir Table 4.6). De plus, le rapport des sections efficaces des réactions de stripping (voir les sections 2.5.2 2.5.3) $Ba(\alpha, t)La$ et $Ba(^3\text{He}, d)La$ [92] ont mesuré un transfert de moment orbital $\Delta l = 5 \hbar$ provenant du proton célibataire entre l'état fondamental du $^{134}\text{Ba}_{78}$ et l'état à 786 keV du ^{135}La . L'orbitale $\pi h_{11/2}$ est la seule orbitale protonique h disponible proche de la fermeture de la sous couche $Z = 64$. Chiba et collaborateurs [89] ont identifié le comportement quadrupolaire des transitions à 593 et 856 keV, en mesurant respectivement $A_2 = 0.23/pm0.05$ et $A_2 = 0.15/pm0.10$, respectivement, ainsi qu'un comportement dipolaire à la transition à 653 keV pour laquelle $A_2 = -0.60 \pm 0.15$. La bande 5 s'interprète comme une bande rotationnelle ; l'état $13/2^-$ est le reliquat de la bande partenaire non favorisée.

La tête de bande de la bande 8 qui a été assignée ($15/2^-$) sur la base des propriétés de la transition à 380 keV : un $R_{DCO} = 1.07(3)^Q$ (l'indice Q ou D indique la nature de porte effectuée), une asymétrie

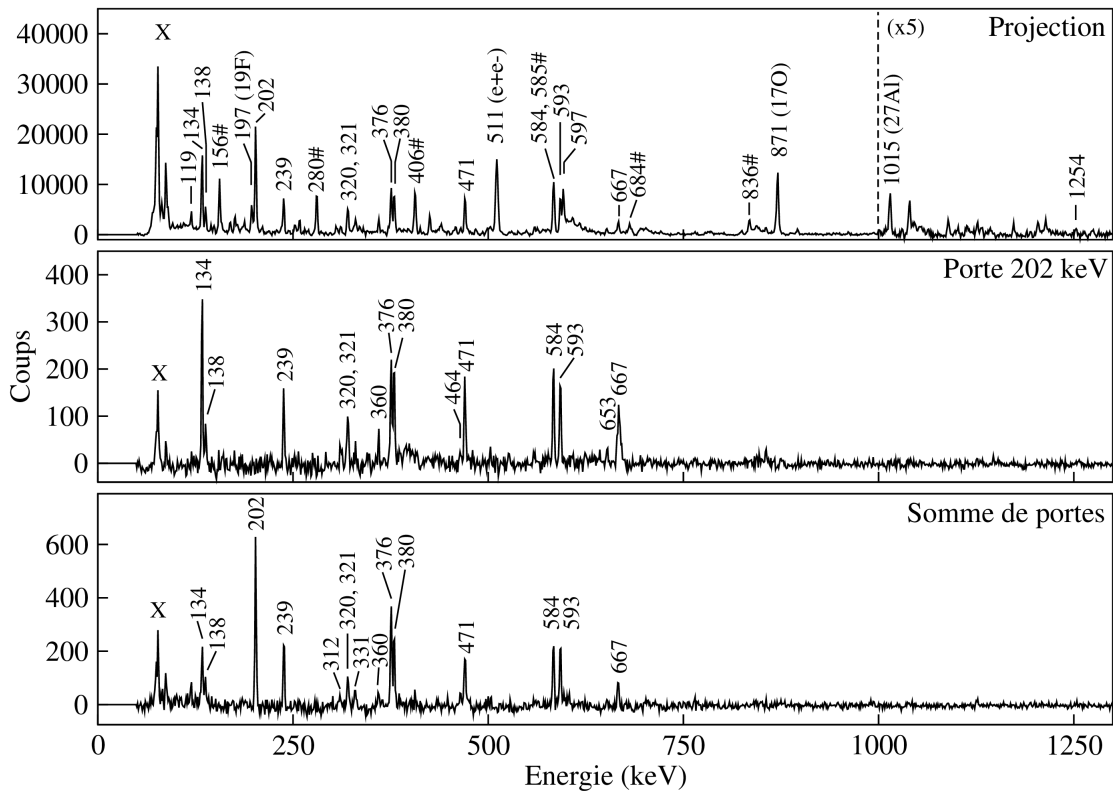


FIGURE 4.29 – Spectres obtenus à partir de la matrice utilisant les conditions suivantes : au moins deux détecteurs germanium touchés, anode du PPAC touchée et aucun détecteur silicium touché. Le spectre du dessus présente la projection totale de la matrice, celui du dessous la somme de portes sur les transitions à 134, 471, 856 et 874 keV. Le spectre central est conditionné sur la transition à 202 keV. Les contaminants sont indiqués par la source mise entre parenthèses ou par le caractère # lorsqu'il s'agit du ^{136}La .

$A_2 = 0.17(5)$ et $\Delta = 0.19(2)$. Comme la transition 320 keV n'était pas contaminée par la transition à 321 keV lors des réactions ($\alpha, 2n$) et ($^3\text{He}, 3n$) effectuées par Chiba et collaborateurs [89], son anisotropie a pu être mesurée ($A_2 = -0.49(15)$). Cette transition est donc dipolaire. Après avoir combiné les propriétés des transitions 320 et 380 keV avec celles des états peuplés par ces transitions ($13/2^-$) et ($15/2^-$), nous en concluons que l'état à 1758 keV a un spin-parité de ($15/2^-$); la transition à 380 keV est une transition M1 avec $\Delta I = 0$.

La transition 376 keV de la bande 8 a été assignée par R. Garg et collaborateurs [86] comme une transition avec $\Delta I = 0$, créant ainsi un troisième état $15/2^-$ improbable. Cette attribution prend en considération le $R_{DCO} = 1.11(3)^Q$, une anisotropie positive ($A_2 = 0.13(5)$) et l'asymétrie positive $\Delta = 0.18(1)$ de la transition à 376 keV, qui est en accord à la fois avec $\Delta I = 2$ E2 et $\Delta I = 0$ M1. Le choix du caractère E2 pour la transition à 376 keV est préférable pour expliquer sa forte population par la transition à 134 keV, phénomène quasi-impossible si l'état est fortement non yrast.

La transition suivante de la bande 8 à 134 keV a un $R_{DCO} = 1.72(6)^D$ et une anisotropie négative ($A_2 = -0.24(10)$) précédemment assignée comme une transition E2 avec $\Delta I = 2$ qui est en désaccord avec la valeur attendue du $R_{DCO} \approx 2.0^D$. De plus, dans la même publication une transition à 132 keV est citée avec un rapport DCO comparable ($R_{DCO} = 1.63(6)^D$) mais qui est assigné M1. La valeur intermédiaire du rapport DCO entre dipole et quadrupole est interprétée comme un fort mélange entre M1 et E2 avec $\Delta I = 1$ (un fort mélange E1/M2 est trop improbable). De cette manière l'état à 2268 keV d'excitation a un spin-parité ($21/2^-$).

La transition à 471 keV a une anisotropie négative ($A_2 = -0.22(10)$), un $R_{DCO} = 1.04(4)^D$ et $\Delta = 0.03(1)$ qui indique un caractère E1 donnant à 2738 keV d'excitation un spin-parité ($23/2^+$). Nous obtenons finalement pour cet état la même valeur de spin, avec une parité différente que dans la publication [86]. Les trois transitions au-dessus de cet état 239, 667 et 625 keV sont toutes les trois des transitions M1 avec $\Delta I = 1$ portant l'attribution des états de 2977, 3643 et 4268 keV à ($25/2^+$), ($27/2^+$) et ($29/2^+$). L'état ($23/2^+$) est également peuplé par la transition 765 keV qui a $R_{DCO} = 0.50(2)^Q$ et $\Delta = 0.15(3)$, indiquant un caractère E1 qui est encore en contradiction avec le caractère M1 publié par Garg et collaborateurs [86], qui accidentellement leur permet de retrouver la même parité pour l'état à 3503 keV. Il y a également la transition à 331 keV qui peuple l'état ($23/2^+$), pour laquelle R. Garg et collaborateurs [86] ont mesuré $R_{DCO} = 0.63(2)^Q$ et $\Delta = -0.07(3)$ qui définit un caractère M1 à cette transition. Aucune information concernant l'asymétrie ou l'anisotropie n'a été trouvée sur la transition à 434 keV, nous offrant la possibilité de l'assigner E1 avec $\Delta I = 0$.

La tête de bande de la bande 6 ne décroît pas uniquement à travers les transitions 434 et 765 keV, mais également par la transition à 394 keV. Le rapport DCO de cette transition est de $0.47(2)^Q$ qui est en accord avec le caractère M1 suggéré par le schéma de niveau. Les cinq transitions de la bande 6 aux énergies 138, 321, 360, 504 et 559 keV ont toutes des rapports DCO proches de 0.5 avec une forte sur une transition quadrupolaire. De plus les asymétries des transitions 321, 360, 504 et 559 keV sont négatives. La bande 6 est bien une bande rotationnelle dipolaire.

Temps de vie des états isomériques

Différentes méthodes basées sur l'analyse du pic de coïncidence temporelle ont été utilisées pour extraire des temps de vie des états $11/2^-$ et $23/2^+$ aux énergies d'excitations de 786 et 2738 keV, respectivement. Avant ce travail divers travaux ont contraint le temps de vie de l'état $11/2^-$, d'abord à $T_{1/2} < 25$ ns [87], puis à $T_{1/2} < 20$ ns [73], tandis que le temps de vie de l'état $23/2^+$ était connu de près de 50 ns [89, 91], jusqu'à ce que Nu Xu et collaborateurs [87] le remesure $T_{1/2} < 25.9(15)$ ns.

Le premier état excité ($7/2^+$) est un isomère d'une durée de demi-vie de $T_{1/2}(7/2^+) = 4.0$ (1) ns obtenue par la moyenne de précédentes mesures de 4.12 (10) ns (mesurée par Y.Nagai et K.Hisatake [93]) et de 3.9(1) ns mesurer par V.Berg et al. [94] tandis que P.Afanasiev et al. ont mesuré 4.8(8) ns [95]. Malheureusement notre faible statistique ne nous a pas permis de voir la transition à 119 keV en coïncidence avec d'autres transitions (voir Figure 4.29)³

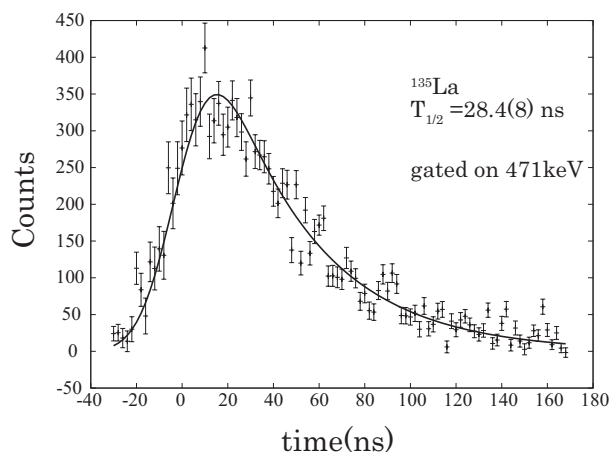
L'extraction de la demi-vie de l'isomère à 2738 keV d'excitation s'est effectuée à partir de plusieurs spectres de différences de temps. Tout d'abord le spectre obtenu à partir de la différence de temps entre le signal d'anode du PPAC et un raie γ à 471 keV. Une suppression du fond sous la pic à 471 keV nous a affranchit du pic prompt dans le spectre (voir Figure 4.30). Afin d'extraire le temps de vie, le fit du pic de coïncidence a été utilisé (cf § 3.4) où la largeur à mi-hauteur (FWHM) a été fixée à 32 ns. Une analyse du χ^2 sur une matrice à deux dimensions de l'amplitude du pic versus le temps de demi-vie a servit lors de l'extraction du temps de vie (voir Figure 4.30b). La barre d'erreur de 0.8 ns sur le temps de demi-vie correspond à l'ellipse à 1σ dessiné sur la Figure 4.30b.

Tableau 4.7 – Tableau récapitulatif des mesures de temps de vie obtenue à partir des données expérimentales pour le noyau de ^{135}La . Les méthodes employées sont décrite dans le paragraphe 3.4.

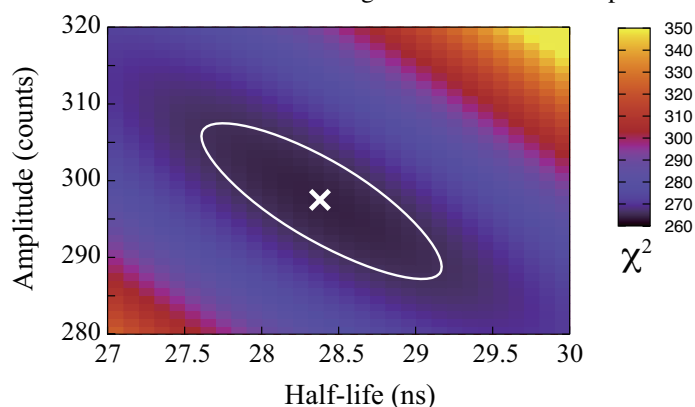
Spectre	Isomère	Méthode	$T_{1/2}$
$T_{Ge}(471 \text{ keV}) - T_{PPAC}$	$23/2^+$	"Fit" convolution	28.4(8) ns
$T_{Ge}(471 \text{ keV}) - T_{Ge}(239, 625, 667 \text{ keV})$	$23/2^+$	CSM	25(5) ns
$T_{Ge}(202 \text{ keV}) - T_{Ge}(134, 376, 380, 471, 593, 653, 856 \text{ keV})$	$11/2^-$	CSM	< 10 ns

Afin de valider l'utilisation de la méthode du décalage du centroïde (CSM, cf § 3.4.2) et du "fit" du pic de coïncidence sur des spectres de différence de temps entre deux germaniums, un spectre de différence de temps entre la transition à 471 keV et les transitions à 239, 667 et 625 keV a été réalisé (voir figure 4.31a). Comme précédemment la suppression du fond sous chacune des transitions à été réalisée. Le spectre prompt a été construit entre deux germaniums et la somme des coïncidences entre les transitions (239, 667, 625) keV et (134, 471, 376, 380) keV (voir figure 4.31). Les résultats des ces mesures ont été regroupée dans la Table 4.7. Le spectre de différence de temps entre deux détecteurs germanium aboutit à de plus grandes erreurs dans la détermination du temps de vie qu'un spectre de différence de temps entre germanium et PPAC. Ce phénomène est reliée non seulement à l'écart de statistiques entre les deux spectres, mais également à l'écart de résolution temporelle (FWHM entre deux germaniums est de 40 ns, entre germanium et PPAC est de 32 ns), ces deux éléments contribuant à désavantager l'usage

3. matrices : $2 \gamma \pm 500\text{ns}$ veto boule silicium, $2 \gamma \pm 50\text{ns}$ veto boule silicium, $2 \gamma \pm 200\text{ns}$ veto boule silicium et coïncidence temporelle PPAC.



(a) "Fit" du pic de coïncidence entre l'anode du PPAC et la transition γ à 471 keV qui dépeuple l'isomère à 2.738 MeV. La fonction du fit est la convolution d'une gaussienne avec une exponentielle décroissante.



(b) Graphique présentant le χ^2 du "fit" (voir Figure 4.30a) en fonction de l'amplitude et du temps de vie. La valeur réduite minimale du χ^2 indiquée par une croix, $\chi_{min}^2 = 2.69$ confirme le bon ajustement. L'ellipse tracée en blanc délimite la zone où $\chi^2 < 2.3 \cdot \chi_{min}^2$, correspondant à la zone d'erreur à 1σ .

FIGURE 4.30 – Mesure du temps de vie de l'état à 2738 keV à l'aide de la coïncidence entre l'anode du PPAC et la transition à 471 keV. La figure (a) présente à la fois le spectre de coïncidence et le fit obtenu en fixant la résolution temporelle à 32 ns. La figure (b) présente des valeurs du χ^2 en fonction de l'amplitude du pic de coïncidence et du temps de vie obtenu (Ces figures ont été extraites par l'équipe japonaise.).

des spectres de différences de temps entre deux germanium. Cependant cette méthode d'extraction est validée, puisque tous les résultats concordent.

Maintenant que l'on a testé les outils d'analyse dont on dispose sur la mesure de l'isomère ($23/2^+$), on s'intéresse à l'étude de l'état favorisé $11/2^-$ qui malheureusement est peuplé par l'isomère à 2738 keV d'excitation, ce qui empêche l'utilisation aisée du spectre de différence de temps entre le PPAC et un germanium. La seule possibilité envisagée a été un spectre de différence de temps entre 2 transitions γ .

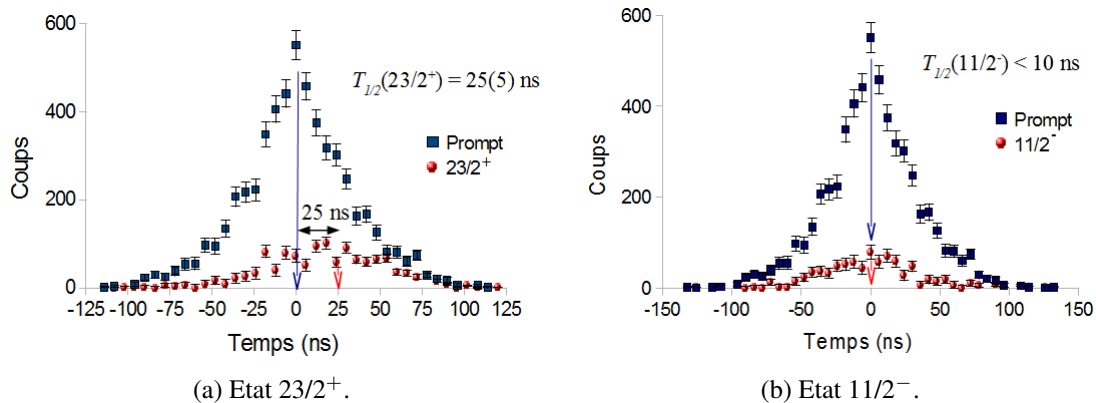


FIGURE 4.31 – Les spectres de différence de temps associés aux états $23/2^+$ (a) et $11/2^-$ (b) sont représentés en rouge, tandis que les spectres prompts sont en bleu. Le spectre prompt a été obtenu par la coïncidence entre les transitions (239, 667, 625) keV et (134, 471, 376, 380) keV. Le spectre de différence de temps (a) entre la transition à 471 keV et les transitions à 239, 667 et 625 keV a permis d'étudier l'état ($23/2^+$), tandis que la différence de temps (b) entre la transition à 202 keV et les transitions 593, 856, 380, 376, 134 et 471 keV a contraint le temps de vie de l'état $11/2^-$. Les flèches de couleur indiquent la position des centroïdes.

La seule transition intense non contaminée qui dépeuple l'état $11/2^-$ est la raie à 202 keV. Les transitions 593, 856, 380, 376, 134 et 471 keV ont déclenchées le spectre présenté dans la figure 4.31b. Les résultats de la mesure effectuée par CSM (cf § 3.4.2) sont résumés dans la Table 4.7. La différence de précision entre la CSM et le "fit" du pic de coïncidence provient du fait que le pic de coïncidence est anti-corrélé par rapport à la résolution lors du "fit" pour des temps de vie court ($T_{1/2} < 2\sigma_t$). De ce fait, vis à vis du "fit" du pic de coïncidence la CSM apporte un résultat plus contraignant sur la demi-vie de l'état $11/2^-$, c'est à dire $T_{1/2}(11/2^-) < 10$ ns.

4.4 Discussion du schéma de niveaux du noyau ^{135}La

Le noyau ^{135}La a été étudié en 1973 par Leigh *et al* [91] qui ont identifié pour la première fois l'état isomérique à 2738 keV en fournissant un ordre de grandeur de sa durée de vie à environ 50 ns. Par la suite en 1990 Xu *et al* [87] a obtenu une demi-vie de 25.9 (15) ns pour l'état $(23/2^+)$ à 2730 keV à partir du spectre de temps de la raie de 470 keV à l'aide de la réaction de fusion - évaporation $^{128}\text{Te}_{76}(^{11}\text{B}_6, 4n)^{135}\text{La}_{78}$. Très récemment ce noyau a été étudié également par la réaction de fusion - évaporation $^{128}\text{Te}(^{11}\text{B}, 4n)^{135}\text{La}$, mais l'analyse c'est limitée à la construction du schéma de niveaux du ^{135}La [86].

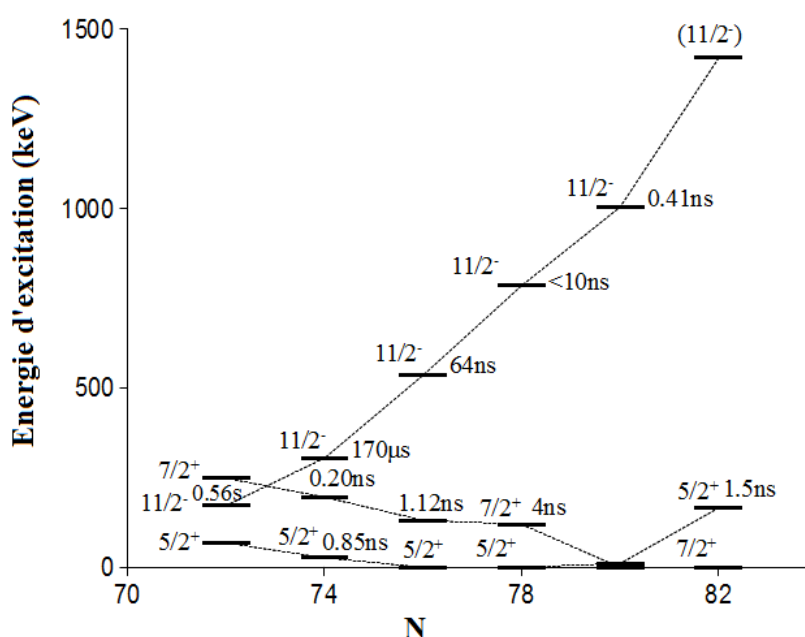


FIGURE 4.32 – Systématique des états $5/2^+$, $7/2^+$ et $11/2^-$ des isotopes de lanthane.

Lors de l'analyse du schéma de niveaux on constate que les premiers états excités s'expliquent par des excitations uniparticule du proton célibataire entre les orbitales $d_{5/2}$, $g_{7/2}$ et $h_{11/2}$ formant les états $5/2^+$ [$\pi(d_{5/2}g_{7/2})_{5/2}$], $7/2^+$ ($\pi g_{7/2}$) et $11/2^-$ ($\pi h_{11/2}$), respectivement. L'état $9/2^+$ se définit simplement par un phonon couplé à l'orbitale $\pi d_{5/2}$. Même si l'orbital $\pi h_{11/2}$ est au-dessus de la sous-couche $Z = 64$ pour une déformation nulle, lorsque la déformation augmente l'orbital $\pi h_{11/2}$ se scinde en 12, la sous-orbitale avec la projection du moment angulaire minimale sur l'axe de symétrie plonge rapidement. Ainsi, l'éloignement du nombre magique $N = 82$ favorise l'état $\pi h_{11/2}$ qui voit son énergie d'excitation diminuer et un caractère isomérique apparaître (voir Figure 4.32). A l'inverse, lorsque le nombre de protons diminue, l'orbitale $\pi h_{11/2}$ est de moins en moins favorisée et le caractère isomérique semble disparaître brutalement au niveau du $^{135}\text{La}_{78}$, passant de 2.66(7) μs pour $^{137}\text{Pr}_{78}$ [74] à aucun isomère mesuré pour le $^{133}\text{Cs}_{78}$ [74]. Même si l'étude de la systématique sur les lanthanides ne met pas en

avant l'intérêt de la mesure du temps de vie de l'état $11/2^-$, il en est tout autrement pour la systématique des noyaux $N = 78$ qui voit une modification radicale du temps de vie au niveau de $Z = 57$.

Une discussion des bandes observées dans ^{135}La en comparaison avec celles des noyaux voisins de ^{137}Pr , ^{139}Pm et ^{141}Eu a été réalisée dans la publication [87], tandis que la discussion de la bande 6 du noyau de ^{135}La a été publiée récemment [86].

Nous allons nous intéresser tout particulièrement à l'interprétation de la bande 8 qui possède une structure différente que celle attribuée précédemment [86, 87]. En effet, la bande 8 de la publication [86] ne peut être considérée comme une bande puisqu'elle se compose de trois états de parité négative ($15/2_1^-$, $19/2_2^-$ et $21/2^-$) et quatre états de parité positive à haut spin ($23/2^+$, $25/2_1^+$, $27/2^+$ et $29/2^+$). Ce changement de parité indique clairement un changement de configuration.

Nous assignons une configuration $\pi(h_{11/2})_{11/2}^1 \otimes \pi(d_{5/2}g_{7/2})_{2^+, 4^+}^2$ aux états $15/2_1^-$ et $19/2_2^-$ qui font partie de la bande 5 basée sur la configuration $\pi h_{11/2}$. La brisure d'une paire de protons et leur placement dans les orbitales $\pi(d_{5/2}g_{7/2})$ est naturelle puisque ces orbitales définissent les configurations des états de bas spin $5/2^+$ et $7/2^+$. La présence de la transition intense de 380 keV connectant les deux états $15/2^-$ s'explique par l'occupation des mêmes orbitales dans les deux états.

L'état $21/2^-$ à 2268 keV peut être construit sur la configuration $\pi(g_{7/2})_{7/2}^1 \otimes \nu(h_{11/2}d_{3/2})_7^2$ totalement alignée qui devrait être yrast. Il est a priori étrange que cet état n'utilise pas l'orbitale $\pi h_{11/2}$. Le problème lors de l'usage de la configuration $\pi h_{11/2}$ est dans la construction d'une configuration portant à un état $21/2^-$: on peut avoir la brisure d'une paire de neutrons avec l'occupation des orbitales disponibles $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ et $s_{1/2}$ tout en maintenant la parité négative, ou une brisure d'une paire de protons avec l'occupation des orbitales $\pi(d_{5/2}g_{7/2})$. Si on choisit de briser une paire de neutrons en laissant le proton célibataire en $\pi h_{11/2}$, on doit conserver la parité et donc deux solutions s'offrent à nous :

- $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2})_5^2$ fortement non alignée et devant générer une bande rotationnelle dipolaire, car les orbitales $\pi h_{11/2}$ et $\nu h_{11/2}$ sont orientées perpendiculairement, or aucune bande construite sur cet état n'a été observée.
- $\pi h_{11/2} \otimes \nu(s_{1/2}d_{3/2})^2$ qui ne peut pas produire le spin $21/2 \hbar$.

Si l'on considère une configuration purement protonique $\pi(h_{11/2}d_{5/2}g_{7/2})_{21/2^-}^3$ trois états $21/2^-$ peuvent être définis en désalignant légèrement un proton, dont l'une de ces configurations est déjà utilisée par l'état $21/2^-$ de la bande rotationnelle de signature défavorisée associée à la bande 5 (présent dans les schémas de niveaux des publications [86, 87]). Ces trois configurations sont :

- $\pi(h_{11/2})_{11/2}(d_{5/2})_{5/2}(g_{7/2})_{5/2}$
- $\pi(h_{11/2})_{11/2}(d_{5/2})_{3/2}(g_{7/2})_{7/2}$
- $\pi(h_{11/2})_{9/2}(d_{5/2})_{5/2}(g_{7/2})_{7/2}$.

L'écart en énergie entre les deux états mesurés $21/2^-$ est de 628 keV, or l'écart entre les deux états $19/2^-$ est de 105 keV. Si l'interaction entre les états de même spin et parité ne dépend pas du spin ; alors en effectuant un calcul de mélange entre deux niveaux on trouve que la différence d'énergie non perturbée entre les deux états $21/2^-$ est comprise entre 592 keV et 628 keV. Cet écart d'énergie important semble en désaccord avec de configurations si semblables. Une possibilité alternative est de faire intervenir les orbitales $\pi(dg)$ pour le proton célibataire et briser une paire de neutrons. La seule configuration totalement alignée qui apparaît rapidement est la configuration $\pi(g_{7/2})_{7/2}^1 \otimes \nu(h_{11/2}d_{3/2})_7^2$ que l'on couple au spin maximum. La configuration $\pi(g_{7/2})_{7/2}^1 \otimes \nu(h_{11/2}d_{3/2})_7^2$ peut induire un caractère isomérique avec

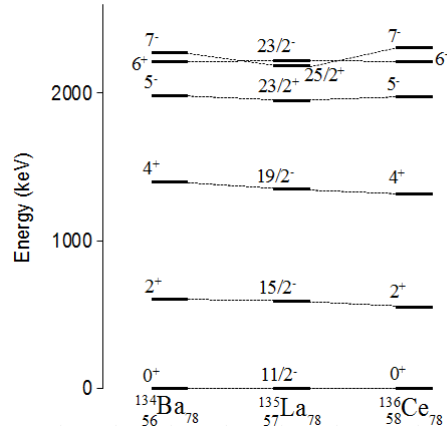


FIGURE 4.33 – Comparaison entre les états de bas spins du $^{135}\text{La}_{78}$ et de deux noyaux pair-pairs voisins $^{134}\text{Ba}_{78}$ et $^{136}\text{Ce}_{78}$.

un temps de vie similaire à celui de l'état $23/2^+$ qui n'a pu être observé du fait de la faible statistique. Si on calcule le temps de vie à l'aide du modèle de Weisskopf [26] on trouve $T_{1/2}(134 \text{ keV}, M1) = 10 \text{ ps}$ et $T_{1/2}(134 \text{ keV}, E2) = 320 \text{ ns}$.

L'état isomérique ($23/2^+$) est basé sur la configuration $\pi h_{11/2}^1 \otimes \nu h_{11/2}^1 (s_{1/2} d_{3/2})^1$ et se désexcite par la transition E1 de 471 keV. Cette configuration fait écho à celle des premiers états isomériques des noyaux pair-pairs, 7^- ou 5^- , avec une configuration $\nu h_{11/2}^1 (s_{1/2} d_{3/2})^1$, qui possède un temps de vie pouvant dépasser la microseconde. Une comparaison des états au-dessus de la configuration uniparticule $\pi h_{11/2}$ du ^{135}La avec les états de bas spin du $^{134}\text{Ba}_{78}$ et du $^{136}\text{Ce}_{78}$ est présentée dans la Figure 4.33. La bonne correspondance des états 5^- et 7^- des noyaux de ^{134}Ba et de ^{136}Ce consolide l'interprétation de l'état ($23/2^+$) de configuration $\pi h_{11/2}^1 \otimes \nu h_{11/2}^1 (d_{3/2} s_{1/2})^1$ possédant un caractère isomérique.

L'état à 2977 keV fortement relié à l'isomère ($23/2^+$) peut être interprété par la configuration $\pi h_{11/2}^1 \otimes \nu h_{11/2}^1 (s_{1/2} d_{3/2})^1$ couplée au spin maximum $25/2^+$.

- Pour expliquer le deuxième état $25/2^+$ à 3069 keV on peut imaginer trois possibilités qui sont :
- changer l'orbitale du proton célibataire, c'est à dire choisir $\pi(d_{5/2} g_{7/2})$,
 - briser une autre paire de neutrons,
 - briser une paire de protons.

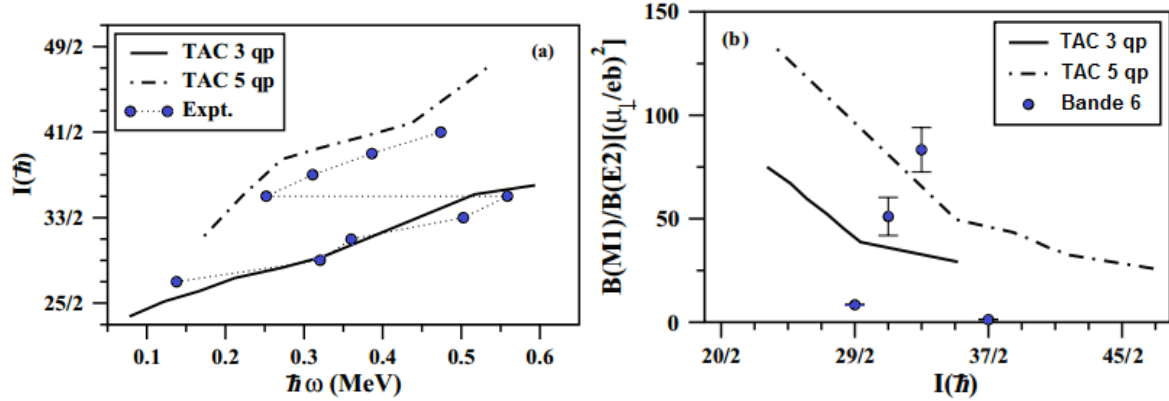
Briser une nouvelle paire de nucléons va nécessiter beaucoup d'énergie alors qu'un changement de configuration du proton célibataire de $\pi h_{11/2}$ à $\pi(d_{5/2} g_{7/2})$ portant à la configuration $\pi(d_{5/2} g_{7/2})_{5/2}^1 \otimes \nu(h_{11/2})_{10}^2$ est moins onéreux et permet de justifier le peuplement de l'état par la transition de 434 keV désexcitant la bande 6 (décrite plus loin). Sa désexcitation vers l'état isomérique $23/2^+$ est lié au caractère de piège yrast de cet isomère.

Dans la publication [86] les bandes 6 et 7 ont été comparées avec les résultats des calculs effectués avec le modèle TAC en considérant le noyau de ^{135}La oblate (bande 6, $\gamma = 58^\circ$ et bande 7, $\gamma = 60^\circ$), faiblement déformé ($\varepsilon_2 \approx 0.12$), avec un angle moyen d'inclinaison de l'axe de rotation de $\theta \approx 30^\circ$.

Les calculs TAC des configurations $\pi(h_{11/2})_{11/2}^1 \otimes \nu(h_{11/2})_{10}^2$ et $\pi(h_{11/2})^1(d_{5/2}g_{7/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2})^{-2}$ assignées aux bandes 6 et 7 respectivement, présentent un bon accord avec les données expérimentales (voir le groupe de Figures 4.34), tandis que les rapports d'embranchement semblent diverger. Dans le groupe de Figures 4.34 un changement de configuration est visible au spin $33/2 \hbar$, tandis que les calculs TAC prédisent ce changement de configuration au spin $35/2 \hbar$. Au vu de l'accord des calculs avec les données expérimentales présentés dans la publication [86], il est naturel d'assigner aux bandes 6 et 7 les deux configurations suggérées, $\pi(h_{11/2})_{11/2}^1 \otimes \nu(h_{11/2})_{10}^2$ et $\pi(h_{11/2})^1(d_{5/2}g_{7/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2})^{-2}$, respectivement.

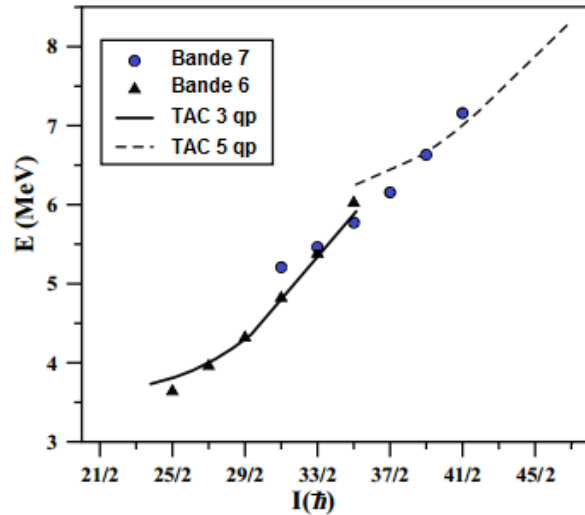
Dans ce chapitre j'ai présenté les résultats obtenus sur le noyau ^{135}La dans une expérience complexe effectuée au RCNP Osaka avec le faisceau radioactif de ^{17}N . Une discussion critique des résultats publiés récemment [86] est présentée, ce qui éclaircit la structure à bas et moyen spins du ^{135}La .

Un des résultats expérimentaux le plus marquant obtenu dans cette partie de ma thèse, a été d'établir une limite supérieure pour la demi-vie de l'état $11/2^-$ en utilisant la technique CSM, qui est passé de inférieure à 20 ns, à inférieure à 10 ns. En observant la systématique, il est possible que la demi-vie soit de l'ordre de quelques nanosecondes. Afin de déterminer ce temps de vie dans une future expérience il serait envisageable de peupler le noyau ^{135}La à bas spins (en-dessous de l'état isomérique $23/2^+$) et de mesurer les transitions γ avec des scintillateurs rapides en plus des détecteurs germanium ; ainsi, des temps de vie de la dizaine de picosecondes à plusieurs nanosecondes seraient accessibles.



(a) Graphique présentant l'évolution du spin I en fonction de la pulsation $\hbar\omega$ des bandes 6 et 7.

(b) Evolution du rapport $B(M1)/B(E2)$ en fonction du spin pour la bande 6.



(c) Energie vs spin I des bandes 6 et 7 comparées aux calculs TAC.

FIGURE 4.34 – Comparaison des différentes observables des bandes 6 et 7 avec des calculs TAC mettant en jeu 3 ou 5 quasi-particules. La figure (a) compare les spins, tandis que la figure (b) s'intéresse à la probabilité de transition et la figure (c) compare les énergies d'excitation. Pour 3 quasi-particules (3 qp) en $h_{11/2}$, les calculs ont été réalisés en fixant la déformation aux valeurs suivantes : $\varepsilon_2 = 0.120$, $\gamma = 58^\circ$ et un angle d'inclinaison de l'axe de rotation $\vartheta = 31.1^\circ$. Pour 5 quasi-particules (5 qp) en $h_{11/2}$, les calculs ont été réalisés en fixant la déformation aux valeurs suivantes : $\varepsilon_2 = 0.116$, $\gamma = 60^\circ$ et un angle d'inclinaison $\vartheta = 29.8^\circ$ [86].

Chapitre 5

Etude du ^{140}Nd à l'aide de JUROGAM II et d'EUROBALL

Ce chapitre est dédié à une analyse des données de deux expériences, l'une réalisée en août 2009 à Jyväskylä (Finlande) à l'aide de JUROGAM II + RITU + GREAT que l'on nomme "JR87", l'autre réalisée avec la boule de germanium EUROBALL à Strasbourg. Ces deux expériences avaient pour objectif de découvrir les transitions qui peuplent l'état isomérique 20^+ du $^{140}\text{Nd}_{80}$ [96, 97], mais également de relier les bandes triaxiales du ^{140}Nd au reste du schéma de niveaux [98]. Dans un premier temps nous mettrons en évidence l'histoire du développement du schéma de niveaux du ^{140}Nd et la découverte de multiples isomères caractérisant ce noyau. Après avoir décrit les dispositifs expérimentaux, nous parlerons du traitement des données brutes et de l'extraction des résultats. Enfin nous terminerons par une mise en perspective de nos résultats dans la compréhension et le savoir sur le noyau ^{140}Nd .

5.1 Etats des connaissances sur le noyau ^{140}Nd

Dès les années '80 Merdinger et al [99, 100] observa et mesura les deux états isomériques à bas spin : l'état 7^- à 2221 keV ($T_{1/2} = 0.6$ ms) et l'état 10^+ à 3620 keV ($T_{1/2} \approx 30$ ns). Trois mesures du temps de vie de l'état 10^+ sont présentés dans la base de données d'ENSDF [74] : Merdinger *et al* 32(1) ns [99], 22(1) ns [100] et Gülmez *et al.* 25(8) ns [101].

En 2006, Petrache *et al.* [96] mesura le temps de vie de l'isomère 10^+ de 32.9 (18) ns et découvra un nouvel état isomérique 20^+ à iThemba LABS (Afrique du Sud). Cet état était peuplé à travers la réaction de fusion - évaporation $^{126}\text{Te}(^{18}\text{O}, 4n)$ à 70 MeV. La cible se composait de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{126}Te déposé sur un support en or permettant d'arrêter tous les noyaux de reculs produits. Ainsi tous les photons γ produits par la réaction étaient enregistrés. Deux dispositifs de détection ont été utilisés : 6 détecteurs Ge segmentés LEPS pour les transitions de basse énergie et le spectromètre AFRODITE composé de 8 clovers HPGe avec enceinte anti-Compton. Afin d'obtenir un pulse à chaque 400 ns à partir du cyclotron, seul un pulse sur cinq était transmis. Cette étude a mis en évidence deux états à

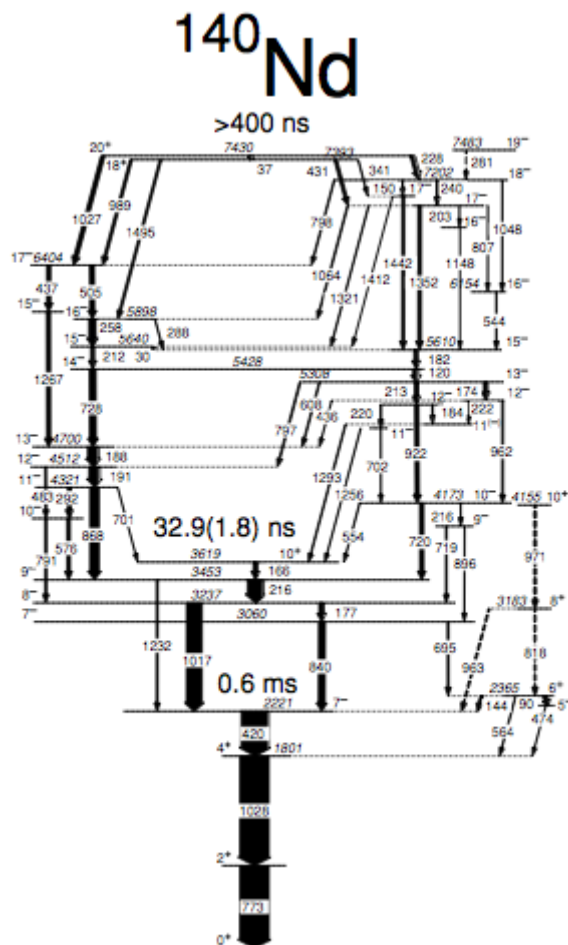


FIGURE 5.1 – Schéma de niveaux développé à partir de l'expérience réalisée à iThemba LABS grâce aux détecteurs LEPS et au spectromètre AFRODITE.

7429 keV et 7393 keV qui se désexcitent à travers des transitions retardées. Seul l'état 20^+ à 7429 keV a été retenu comme isomérique. Le temps de vie apparent de l'état 18^+ provient du retard induit par le peuplement provenant de l'état 20^+ . La transition de 37 keV reliant ces deux états ne pouvait être observée dû à sa faible énergie et à la conversion interne. Cependant, le temps de vie n'a pas pu être déterminé précisément, étant compris dans un interval de 400 ns à 4 μs . Cette étude a également produit le schéma de niveaux présenté dans la Figure 5.1.

Une étude complémentaire réalisée auprès de l'accélérateur Tandem de l'IPN d'Orsay a été menée par Ferraton *et al.* [97]. Les isotopes de néodyme ont été produits à travers la réaction $^{126}\text{Te}(^{18}\text{O}, xn)$ suite à l'irradiation d'une cible de ^{126}Te de 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ déposée sur un support d'or de 10 mg/cm^2 avec un faisceau de ^{18}O de 75 MeV. Comme à iThemba LABS, les noyaux ont été arrêtés dans la cible afin de détecter la décroissance des états isomériques. Les photons γ ont été mesurés par un clover et trois détecteurs germanium coaxiaux possédant chacun son propre bouclier anti-Compton. Pour déduire

le temps de vie, un spectre de différence de temps a été produit entre la pulsation du faisceau et les transitions de 120,182,188 et 258 keV qui désexcitent l'isomère 20^+ . Une durée de vie de $1.23(7) \mu\text{s}$ a été mesurée [97]. Par contre, l'analyse des spectres en coïncidence entre γ prompts et retardés n'a pas permis de déterminer les transitions γ peuplant cet isomère.

Toutes les études du ^{140}Nd présentées précédemment ont utilisé une cible épaisse. De ce fait, le noyau de recul était arrêté dans la cible : les rayonnements γ retardés et prompts étaient détectés dans les mêmes détecteurs. A la différence des expériences précédentes, les deux expériences analysées dans cette thèse ont utilisé une cible mince afin de laisser sortir le noyau résiduel. Les transitions γ promptes étaient détectées au niveau de la cible par JUROGAM II ou par EUROBALL. Dans le cas de l'expérience JR87, le noyau résiduel était implanté loin de la cible autour de laquelle l'activité γ était importante, dans une autre aire de mesure autour du plan focal de RITU où on mesure la désexcitation des isomères. La séparation spatiale a été un atout important dans le développement du schéma de niveaux au dessus des états isomériques.

En commençant l'analyse les données de l'expérience JR87, Vancraenest *et al.* [102, 103] ont mis en évidence les bandes dipolaires D3 et D4 qui peuplent l'isomère 20^+ , ainsi que les bandes que nous allons les appeler Q10 et D10, sans parvenir à les relier au reste du schéma de niveaux. Notre analyse a permis de développer et compléter le schéma de niveaux du ^{140}Nd . Les résultats sur les bandes triaxiales ont été publiés dans le journal Physical Review C [29], tandis que les résultats sur l'état isomérique 27^- seront publiés prochainement [104].

5.2 Dispositifs expérimentaux

L'objectif de ces expériences est d'explorer les états isomériques prédits théoriquement dans les isotopes de néodyme déficitaires en neutrons et d'établir l'existence de forme triaxiale stable à haut spin dans les noyaux avec quelques trous dans la fermeture de couche $N=82$. Nous allons d'abord décrire les principales caractéristiques des expériences effectuées.

5.2.1 Calcul de section efficace

Les noyaux d'intérêt de l'expérience JR87 ont été peuplés via la réaction de fusion-évaporation $^{96}\text{Zr}(^{48}\text{Ca}, xn)^{144-x}\text{Nd}$. Le faisceau de ^{48}Ca de 180 MeV a été fourni par le cyclotron K130 de l'Université de Jyväskylä puis envoyé sur une cible mince (0.735 mg/cm^2) de ^{96}Zr . Pour l'expérience EUROBALL la même cible de ^{96}Zr a été utilisée, mais le faisceau de ^{48}Ca délivré par le tandem Vivitron de l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg avait une énergie de 195 MeV. La cible était suffisamment fine pour laisser les résidus d'évaporation sortir dans le cas de l'expérience JR87, et être transportés à travers le spectromètre RITU jusqu'au plan focal. L'énergie de 180 MeV du faisceau optimise le peuplement des noyaux ^{139}Nd et ^{140}Nd comme suggèrent les résultats des simulations avec PACE4, alors que le faisceau à 195 MeV favorise davantage le noyau de ^{138}Nd par rapport au ^{140}Nd (voir le Tableau 5.1). Cette simulation tient en compte la perte d'énergie du faisceau à travers la cible puisqu'il intègre les sections efficaces sur la gamme d'énergie correspondant à la perte d'énergie du fais-

Tableau 5.1 – Comparaison des sections efficaces simulées par le programme PACE4 [80, 81] pour différents noyaux résiduels formés par la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}^*$ pour un faisceau de ^{48}Ca de 180 MeV et une perte maximale de 9 MeV dans la cible.

Noyau	voie	JR87		EUROBALL	
		%	$\sigma(\text{mb})$	%	$\sigma(\text{mb})$
^{141}Nd	$3n$	0.006	0.04	0.0001	0.001
^{140}Nd	$4n$	3.21	22.6	0.232	2.17
^{139}Nd	$5n$	44.9	319	10.7	100
^{138}Nd	$6n$	24.2	170	44.8	418
^{139}Pr	$p4n$	8.29	58.4	0.094	0.88
^{137}Ce	$\alpha 5n$	1.32	9.27	0.25	2.3
^{136}Ce	$\alpha 4n$	9.31	65.5	5.46	51

ceau dans la cible, qui dans notre cas est de 9 MeV. On trouve que la voie de réaction dominante aboutit à la formation du noyau ^{139}Nd et que les noyaux de ^{140}Nd qui nous intéressent ont été peuplés plus faiblement, mais à très haut spin.

5.2.2 Dispositif expérimental de l'expérience EUROBALL

Les coïncidences γ ont été mesurées avec le spectromètre EUROBALL [105, 106] constitué de 30 détecteurs Ge tronconiques, de 15 clusters (groupe de 7 cristaux de germanium dans des capsules individuelles) et de 26 clovers de Ge (groupe de 4 cristaux de germanium partageant la même capsule), chacun entouré par un bouclier anti-Compton en BGO. Sur les 239 cristaux qui composaient EUROBALL, seuls 230 ont pu être utilisés dans notre analyse. La multiplicité de l'événement était obtenue grâce aux 210 cristaux de BGO qui composaient la boule interne d'EUROBALL. Le déclenchement de l'acquisition s'effectuait pour les événements comportant au minimum 11 détecteurs BGO internes et 4 détecteurs Ge (avant suppression Compton) en coïncidence prompte. La pré-analyse des données, qui inclue la suppression Compton et l'addback des détecteurs Ge composites, a abouti à $1.5 \cdot 10^9$ événements de multiplicité supérieure à 2. Les coïncidences γ ont été analysées grâce au paquet de programmes d'analyse RADWARE [67] à l'aide de cubes et hypercubes de dimensions 3 et 4, respectivement.

Afin de déterminer la multipolarité des transitions, plusieurs matrices conditionnées sur des transitions spécifiques dipolaires ou quadrupolaires du ^{140}Nd ont été réalisées. Ces matrices avaient un premier axe utilisant la totalité des détecteurs de la boule, contre un second axe constitué soit uniquement des détecteurs à 90° , soit uniquement des détecteurs (*avant + arrière*). Les portes étaient réalisées sur le premier axe (comportant tous les détecteurs) et les anisotropies définies par le rapport d'intensité suivant :

$$\frac{W(90^\circ)}{W(\text{avant} + \text{arrière})}.$$

Les portes ont été extraites pour les transitions visibles dans les spectres obtenus. Les multipolarités des nouvelles transitions du ^{140}Nd ont été assignées à partir de la comparaison des anisotropies obtenues

avec celles des transitions E2 et E1 pures déjà connues dans les noyaux peuplés par la réaction. Les valeurs typiques étaient :

- 0.28 ± 0.05 pour une transition E1
- 0.61 ± 0.03 pour une transition E2.

5.2.3 Ensemble de détection de l'expérience JR87

L'existence d'états isomériques dans les noyaux induit un retard dans les séquences de décroissance. Différentes composantes temporelles dans l'émission des rayonnements apparaissent : une composante prompte et une ou plusieurs composantes retardées. L'idéal est d'étudier ces diverses composantes séparément et pour cela l'usage d'un dispositif expérimental possédant deux aires de mesure peut s'avérer pratique. Pour ce faire, le spectromètre de recul RITU a été utilisé transportant les noyaux de recul de la chambre de réaction où ils sont produits à l'aire d'analyse comme illustré dans la Figure 5.2. Le multidétecteur JUROGAM II entoure la cible où les résidus d'évaporation sont produits et émettent des rayonnements γ prompts. Ensuite les noyaux sortent de la cible et sont transportés jusqu'au plan focal où ils sont détectés et implantés au niveau du détecteur de silicium DSSD, autour duquel sont disposés deux types de détecteurs germanium pour mesurer les photons γ issus de la décroissance des états isomériques : un détecteur Ge planaire segmenté et trois clovers segmentés.

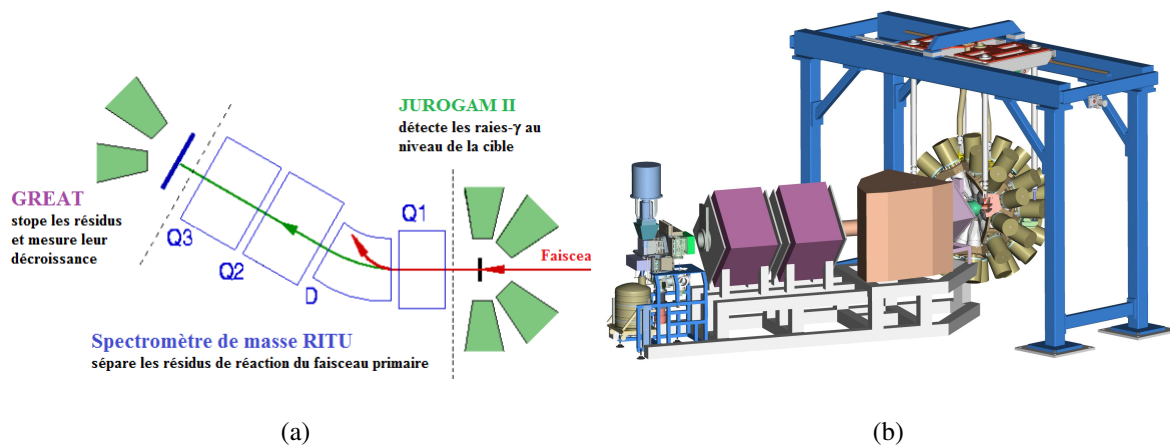
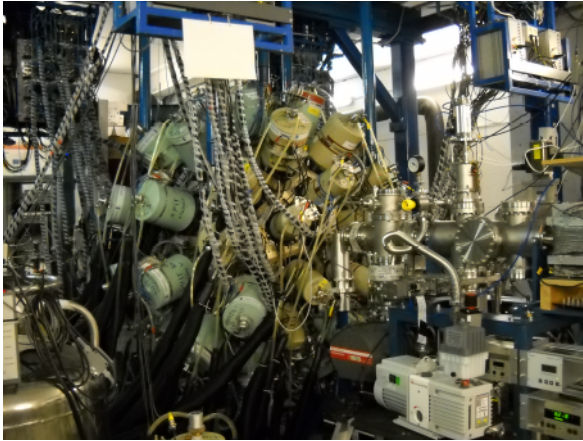


FIGURE 5.2 – Schéma présentant JUROGAM II, RITU et GREAT. Les fonctions de chaque élément est présenté en Figure (a), tandis que la Figure (b) est une représentation 3D du dispositif.

Le détecteur JUROGAM II est un multidétecteur de photons γ composé de 39 détecteurs germanium de haute pureté chacun entouré d'une enceinte anti-Compton en BGO (voir Figure 5.3). Parmi ces 39 détecteurs, 24 sont des clovers. Les 15 autres sont des détecteurs coaxiaux provenant du multidétecteur EUROGAM Phase 1. Les clovers sont placés en deux couronnes symétriques autour de 90° (12 à 75.5° et 12 à 104.5°); l'angle θ est défini par rapport à l'axe du faisceau. Les détecteurs Phase 1 sont répartis aux

angles arrières : une couronne de 10 détecteurs à $\theta = 133.57^\circ$ et une seconde couronne de 5 détecteurs à $\theta = 157.6^\circ$.



(a) Photographie de JUROGAM II.



(b) Photographie des détecteurs coaxiaux de JUROGAM II avec leurs enceintes anti-Compton et leurs collimateurs.

FIGURE 5.3 – Photographies des détecteurs Ge de JUROGAM II [107]. La photographie de gauche est prise en position fermée, tandis que la photographie de droite présente la vue interne de la boule. Dans la photographie de droite on voit clairement les enceintes BGO et les collimateurs.

Le spectromètre de recul "Recoil Ion Transport Unit" (RITU) est un séparateur de recul à gaz situé à la sortie de la chambre de réaction de JUROGAM II. Il est utilisé pour séparer les ions de recul produits lors de la réaction de fusion-évaporation des ions du faisceau primaire. Il est basé sur une configuration magnétique classique Quadripôle vertical - Dipôle - Quadripôle horizontal - Quadripôle vertical ($Q_V D Q_H Q_V$) comme illustré dans la Figure 5.4. Le premier quadripôle permet une meilleure focalisation du faisceau augmentant l'acceptance du spectromètre à 10 msr. Le dipôle assure la séparation en rigidité magnétique des différents résidus d'évaporation et du faisceau. Les deux derniers quadripôles refocalisent les ions pour qu'ils soient implantés au plan focal.

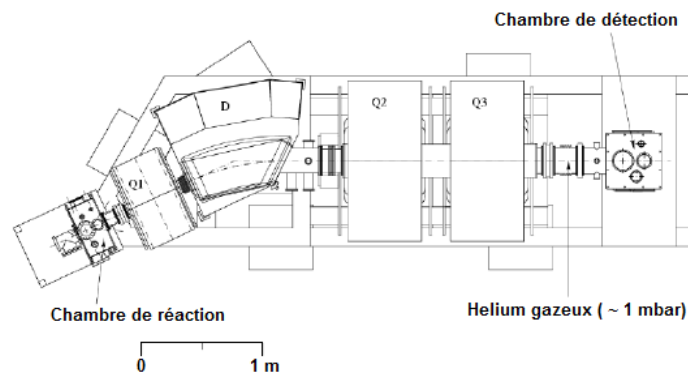


FIGURE 5.4 – Schéma du spectromètre RITU [108].

Le spectromètre RITU transporte les noyaux résiduels en quelques centaines de nanosecondes (dans notre expérience environ 650 ns, au vu de la cinématique de réaction) jusqu'au plan focal où ils sont implantés. Le temps que mettent les noyaux à atteindre le plan focal impose une contrainte sur la durée de vie des isomères dont la décroissance est observable. En effet, un isomère ayant une durée de vie inférieure à quelque dizaines de nanosecondes se désexcitera avant d'atteindre le plan focal. L'état isomérique 20^+ de durée de vie de $1.23 \mu\text{s}$ du noyau de ^{140}Nd est tout à fait adapté (la probabilité que l'isomère 20^+ décroissent avant d'atteindre le plan focal est de seulement 25%).

Le spectromètre "Gamma-ray, Recoil, Electron, Alpha, Tagging" (GREAT) est disposé au plan focal du spectromètre RITU. GREAT (dont un schéma simple est présenté dans la Figure 5.5a et une photo dans la Figure 5.5b) se compose de plusieurs détecteurs de silicium et de germanium pour étudier la désexcitation des noyaux de recul. A la sortie de RITU les noyaux s'implantent dans une feuille de silicium doublement segmentée ("Double-side Silicon Strip Detectors", DSSD). Ce détecteur est utilisé le cas échéant pour détecter les particules chargées issues de la décroissance radioactive, notamment dans l'étude des noyaux super-lourds. Dans notre expérience cette information a été considérée comme superflue pour l'analyse, puisque nous ne nous intéressons pas à l'étude de la décroissance β des noyaux produits. En amont de ce détecteur silicium un compteur proportionnel à fils (Multi Wire Proportional Counter, MWPC) détermine la position de chaque ion entrant dans GREAT. Il sert également de référence en temps pour la totalité du dispositif expérimental. Un détecteur germanium planaire segmenté de $12 \times 6 \text{ cm}^2$ et 1.5 cm d'épaisseur est situé 3 mm après la feuille de silicium. Il est composé de 24×12 segments donnant ainsi une taille des segments de 5 mm. Une fenêtre d'entrée de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur en béryllium a été choisie, afin de diminuer l'absorption des rayons X et des photons γ de basse énergie. Ce détecteur est ainsi dédié à la mesure des rayons X et des photons γ de basse énergie. Il est donc tout indiqué pour démontrer l'existence de la transition reliant les états 20^+ et 18^+ à 7429 keV et 7393 keV respectivement du noyau de ^{140}Nd . Pour les photons γ plus énergétiques trois clovers Ge (un gros et deux petits) composés chacun de quatre cristaux entourent la chambre de GREAT (voir Figure 5.5).

5.3 Analyse des données

5.3.1 Relecture et construction d'événements

La relecture et la reconstruction des événements exploitables et analysables, étape dans laquelle on indique comment les données doivent être traitées et organisées, a été réalisée en utilisant le programme d'analyse GRAIN [110].

Le programme de relecture GRAIN a été conçu pour fonctionner avec un système d'acquisition sans trigger de type "Total Data Readout" (TDR). Ce système d'acquisition a été élaboré afin de minimiser le temps mort électronique particulièrement préjudiciable dans le cas de la spectroscopie combinant analyse prompt et retardée (Recoil Decay Tagging, RDT). En effet, ce type d'expérience nécessite l'usage d'une large porte temporelle d'acquisition pour mesurer toute la décroissance, ce qui génère

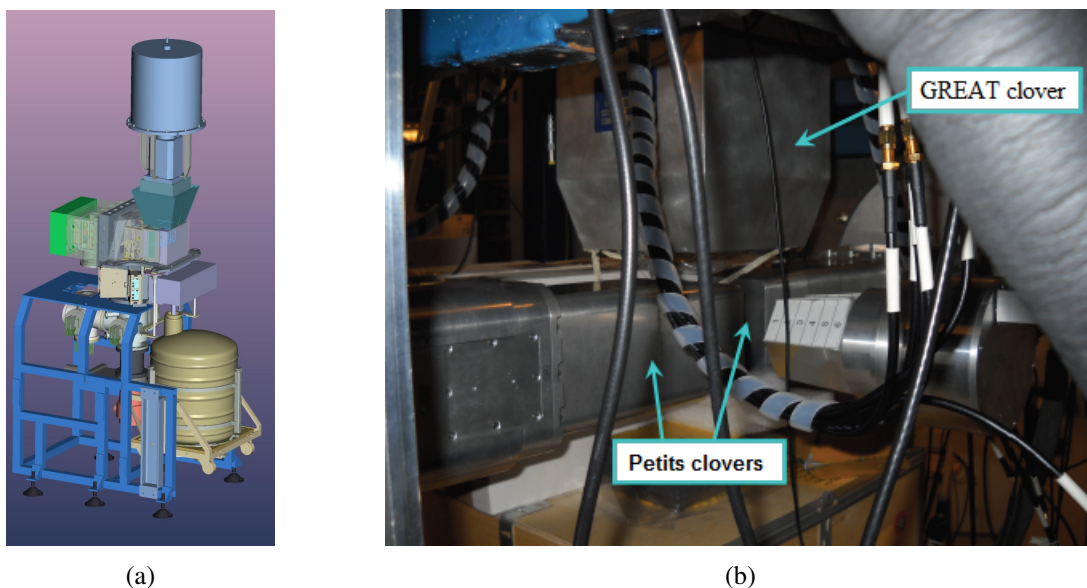


FIGURE 5.5 – Station GREAT schématisée (a) et photographiée (b) [109]. Dans le schéma (a) les deux petits clovers n'ont pas été représentés.

un temps mort élevé. Pour pallier à ce problème, un système d'acquisition a été créé sans trigger, où chaque signal est lu, enregistré et traité de manière asynchrone et marqué d'un temps absolu appelé "time stamp". Les données brutes sont donc constituées d'une chaîne de données non structurées, non filtrées, mais ordonnées en temps. L'étalonnage, l'alignement en temps et la suppression des données indésirables (fond Compton, empilement, saturation et piedestal) sont réalisés durant la relecture des données. Les corrélations spatiales et temporelles doivent être opérées après coup au moment de la relecture des données brutes.

Lors de la construction des événements par GRAIN, deux types de trigger sont disponibles en fonction du travail souhaité :

- pour les expériences où seul JUROGAM II est actif pour l'analyse, une condition sur la multiplicité des événements est créée pour enregistrer des événements correspondant uniquement aux réactions induites par le faisceau ;
- pour les expériences de type RDT (notre cas), la reconstruction est basée sur la structure temporelle des données. L'implantation des ions dans la station GREAT définit une structure avant, instantanée et retardée aux rayonnements détectés. La reconstruction de l'événement commence par l'identification de l'implantation, puis la construction de l'événement autour de ce déclenchement. L'événement obtenu comporte les γ prompts mesurés dans JUROGAM II avant l'implantation, ainsi que les γ retardés issus de sa décroissance. Le trigger utilisé par GRAIN se définit par la voie d'acquisition et la fenêtre en temps.

Une fois le trigger défini, GRAIN organise le flux de données pour extraire les spectres, les matrices et les cubes nécessaires à l'analyse. Le fonctionnement de GRAIN est illustré dans la Figure 5.6. On voit qu'il combine une interaction directe sur l'interface graphique (comme le zoom sur les spectres, l'échelle

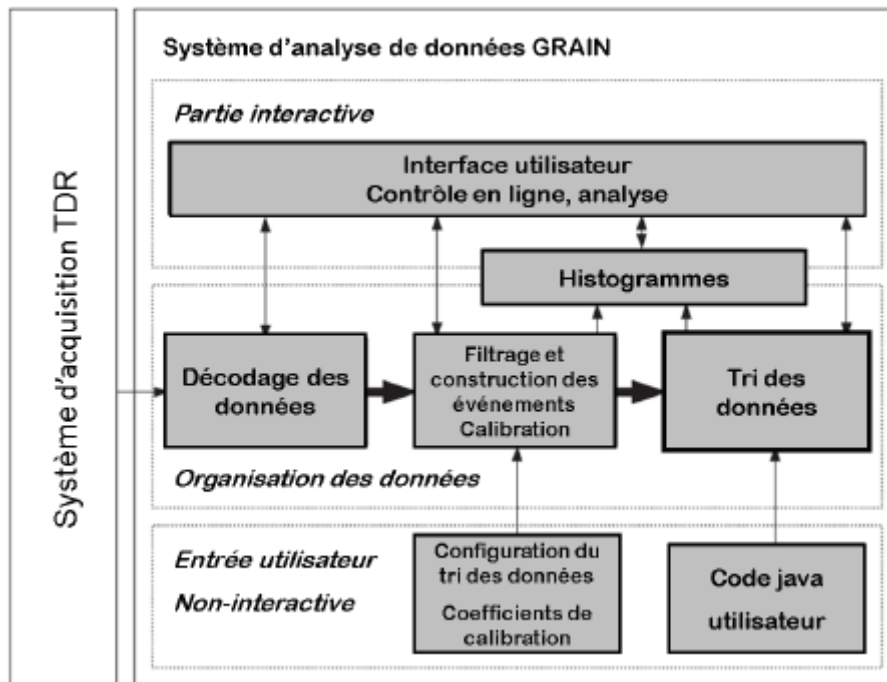


FIGURE 5.6 – Schéma fonctionnel du programme de relecture des données GRAIN [103, 110].

et la position du curseur) et une interaction indirecte via les fichiers d'entrée.

L'addback pour les clovers consiste à sommer les énergies mesurées dans différents cristaux d'un même clover lorsque les différents dépôts d'énergie proviennent d'un même photon détecté qui a diffusé d'un cristal à l'autre. Cette étape compresse les données et déplace des événements qui étaient dans le fond Compton des différents cristaux dans le pic d'absorption total du clover. De ce fait, lorsque l'on conditionne la coïncidence sur une transition, la statistique dans le photopic s'accroît pour un fond plus faible : l'analyse est plus sensible, donc plus riche. L'algorithme d'addback est implémenté en JAVA dans la macro du code.

L'algorithme d'addback considère 3 cas en fonction du nombre de cristaux touchés dans le clover considéré :

- multiplicité 1 : l'information de l'événement est recopiée pour définir l'événement du clover ;
- multiplicité 2 : deux cas de figures apparaissent (voir Figure 5.7) :
 1. si les deux cristaux touchés sont adjacents, alors on somme ces deux énergies et le "time stamp" conservé provient du cristal qui a mesuré le maximum d'énergie ;
 2. si les deux cristaux touchés sont diagonaux, alors la probabilité que les deux cristaux soient touchés par le même photon est très faible. C'est pourquoi ces événements ont été rejetés pour les clovers de JUROGAM II ;
- multiplicité 3 ou 4 : l'énergie est sommée et l'événement est considéré comme un seul γ . Le

"time stamp" de l'événement est défini par le cristal qui a mesuré le maximum d'énergie pour limiter l'erreur liée au "walk" et au "jitter".



(a) Deux cristaux touchés adjascent.

(b) Deux cristaux touchés diagonaux.

FIGURE 5.7 – Illustration des deux cas d'adback correspondant à un événement de multiplicité deux. Lorsque les deux cristaux touchés sont adjascent, cas (a), l'adback est accepté. A l'inverse, si les deux cristaux touchés sont diagonaux, cas (b), alors l'adback est refusé.

5.3.2 Alignement en temps et correction de la dérive en temps

En moyenne la différence de temps entre les différents détecteurs de JUROGAM II doit être nulle. Or on mesure près de 300 ns entre la voie d'acquisition la plus rapide et la plus lente. Ce non-alignement produit un dédoublement et un élargissement du pic de coïncidence. L'alignement regroupe les pics de coïncidence en un unique pic (voir Tableau 5.2). Cette étape diminue l'ouverture optimale de la porte de coïncidence temporelle pour conserver la totalité de la statistique. De ce fait, moins de coïncidences fortuites sont conservées.

Une fois que les différents détecteurs sont alignés en temps, il convient d'observer l'évolution du pic de coïncidence en fonction de l'énergie du photon γ sachant qu'il ne doit pas dépendre de l'énergie déposée. Les clovers se comportent normalement, mais les détecteurs de type Phase 1 montre une dérive prononcée à basse énergie détériorant la résolution du pic de coïncidence (voir Figure 5.8). La compensation de cette dérive provenant du walk a été effectuée à partir d'une loi exponentielle. Après compensation, le pic de coïncidence est symétrique et plus fin (voir Figure 5.8).

Tableau 5.2 – Tableau récapitulatif de l'évolution de la résolution temporelle de JUROGAM II en fonction des étapes de pré-analyse. L'erreur typique est de 10 ns sur toutes les valeurs indiquées.

Etape	JUROGAM II					
	Clover		Phase 1		Clover + Phase 1	
	FWHM	FW.1M	FWHM	FW.1M	FWHM	FW.1M
Données brutes	110 ns	210 ns	110 ns	480 ns	220 ns	330 ns
Données alignées en temps	110 ns	210 ns	80 ns	180 ns	100 ns	210 ns
Dérive compensée +alignement	110 ns	210 ns	120 ns	170 ns	110 ns	210 ns

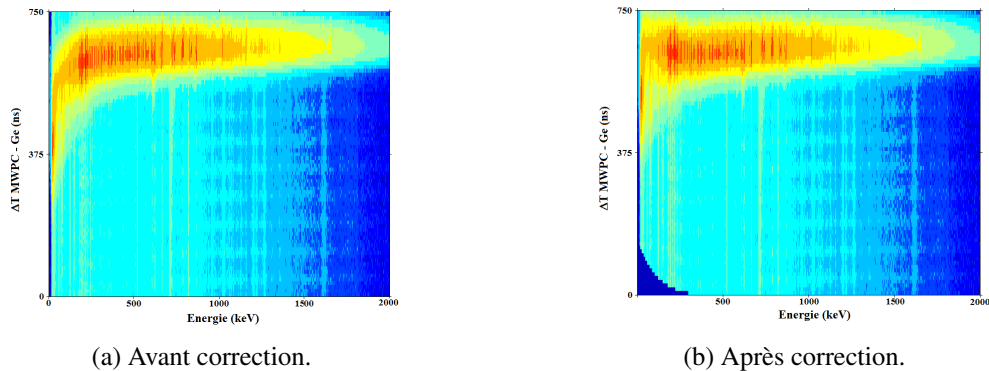


FIGURE 5.8 – Effet de la correction du walk pour un détecteur coaxial. Les deux graphiques présentent le temps en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur Phase1 n° 15, (a) avant et (b) après la correction du walk. L'axe horizontal correspond à l'énergie en keV, l'axe vertical correspond au temps en canaux (10 ns/ch) et l'échelle logarithmique de couleur correspond à la statistique.

5.4 Discussion du ^{140}Nd

Afin de structurer le schéma de niveaux à haut spin du ^{140}Nd , nous avons analysé les données des deux expériences que nous avons décrites, JR87 et EUROBALL. Les résultats de ces deux expériences ont été publiés récemment [29]. Le schéma de niveaux est montré dans la Figure 5.9 et les informations expérimentales sont regroupées dans le Tableau 5.3.

Tableau 5.3 – Énergies, intensités, anisotropies, multipolarités et attribution des spin-parités aux transition γ du ^{140}Nd . Les transitions sont regroupées par bandes. Les transitions connectant une bande donnée à des états de bas spins sont listées à la fin de chaque bande après un saut de ligne.

γ -ray Energie ¹	E_i (keV)	Intensité ²	Anisotropie ³	Multipolarité	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$
Bande Q1					
624.6	8432	20.5	0.65(3)	E2	$20^+ \rightarrow 18^+$
827.6	9259	21.9	0.67(9)	E2	$22^+ \rightarrow 20^+$
859.1	10119	8.2	0.80(10)	E2	$24^+ \rightarrow 22^+$
1046.7	11166	6.3	0.65(15)	E2	$26^+ \rightarrow 24^+$
324.6	7807		0.26(5)	E1	$18^+ \rightarrow 19^-$

1. L'erreur sur l'énergie des transitions est de 0.2 keV pour les transitions inférieures à 1 MeV et d'intensités supérieures à 5% de la voie de réaction du ^{140}Nd , 0.5 keV pour les transitions de plus de 1 MeV et d'intensités inférieures à 5%, et 1 keV pour les transitions de plus de 1.2 MeV ou d'intensités inférieures à 1%.

2. Intensités relatives corrigées par l'efficacité, normalisées par la somme des intensités des transitions de 1232.3, 1016.8, 839.5, 962.7 et 144.5 peuplant l'isomère 7^- et des transitions de 90.5 et de 564.2 keV peuplant le premier état 6^+ , représentant une bonne estimation de la population du ^{140}Nd . Les intensités des transitions ont été obtenues à partir de la combinaison du spectre de projection totale et des spectres conditionnés par des transitions spécifiques.

3. L'anisotropie a été déduite de deux matrices asymétriques γ - γ créées avec un axe utilisant tous les détecteurs et sur l'autre axe soit les détecteurs à 90° , soit les détecteurs (avant + arrière).

605.6	7807	0.5	0.40(15)	E1	$18^+ \rightarrow 18^-$
612.7	8432	2.7			$20^+ \rightarrow (18^+)$
755.8	7807	2.7		(E1)	$18^+ \rightarrow 17^-$
768.4	7819				$(18^+) \rightarrow 17^-$
845.8	7807	6.0	0.26(5)	E1	$18^+ \rightarrow 17^-$
951.6	7807		0.83(13)	E2	$18^+ \rightarrow 16^+$
1041.9	7807		0.79(8)	E2	$18^+ \rightarrow 16^{(+)}$
1404.1	7807	1.9		(E1)	$18^+ \rightarrow 17^-$
1415.8	7819				$(18^+) \rightarrow 17^-$
1653.7	7807	9.6	0.84(22)	E2	$18^+ \rightarrow 16^+$
1665.0	7819				$(18^+) \rightarrow 16^+$
Bande Q2					
940.4	10579		0.72(5)	E2	$24^+ \rightarrow 22^+$
976.5	11556	2.7	0.70(6)	E2	$26^+ \rightarrow 24^+$
379.9	9639		0.36(5)	M1/E2	$22^+ \rightarrow 22^+$
1207.1	9639		0.65(10)	E2	$22^+ \rightarrow 20^+$
1319.9	10579		0.65(7)	E2	$24^+ \rightarrow 22^+$
Bande Q3					
620.7	9787	5.5	0.68(4)	E2	$23^{(-)} \rightarrow 21^{(-)}$
781.3	10568	19.2	0.68(3)	E2	$25^{(-)} \rightarrow 23^{(-)}$
788.7	11357	13.7	0.71(4)	E2	$27^{(-)} \rightarrow 25^{(-)}$
1055.8	12413	9.6	0.74(6)	E2	$29^{(-)} \rightarrow 27^{(-)}$
1280.4	13693	4.4	0.70(10)	E2	$31^{(-)} \rightarrow 29^{(-)}$
1441.6	15135	0.8			$(33^-) \rightarrow 31^{(-)}$
449.5	10568	4.4	0.31(5)	E1	$25^{(-)} \rightarrow 24^+$
527.3	9787	8.2	0.33(5)	E1	$23^{(-)} \rightarrow 22^+$
734.2	9166	6.0	0.33(5)	E1	$21^{(-)} \rightarrow 20^+$
Bande Q4					
994.5	11935		0.74(10)	E2	$(27^-) \rightarrow (25^-)$
1051.9	12987				$(29^-) \rightarrow (27^-)$
1154.5	10941				$(25^-) \rightarrow 23^{(-)}$
1367.6	11935				$(27^-) \rightarrow 25^{(-)}$
1629.7	12987				$(29^-) \rightarrow 27^{(-)}$
Bande Q5					
868.4	8332				$18^{(-)} \rightarrow (16^-)$
642.4	8974		0.72(10)	E2	$20^{(-)} \rightarrow 18^{(-)}$
587.6	9562	2.2	0.84(10)	E2	$22^{(-)} \rightarrow 20^{(-)}$
737.5	10300	6.8	0.76(5)	E2	$24^{(-)} \rightarrow 22^{(-)}$
764.4	11064	5.5	0.68(3)	E2	$26^{(-)} \rightarrow 24^{(-)}$

1051.0	12115	2.7	0.78(10)	E2	$28^{(-)} \rightarrow 26^{(-)}$
1281.1	13396	1.4	0.61(9)	E2	$30^{(-)} \rightarrow 28^{(-)}$
1436.3	14832	0.5			$(32^{-}) \rightarrow 30^{(-)}$
415.1	10300			(M1)	$24^{(-)} \rightarrow 23^{(-)}$
533.6	9562	4.1	0.25(3)	E1	$22^{(-)} \rightarrow 21^{+}$
542.7	8974		0.26(10)	E1	$20^{(-)} \rightarrow 20^{+}$
932.2	8974			(E1)	$20^{(-)} \rightarrow 19^{+}$
1566.4	7464				$(16^{-}) \rightarrow 16^{-}$
Bande Q6					
802.2	11390				$26^{(-)} \rightarrow 24^{(-)}$
287.1	10587				$24^{(-)} \rightarrow 24^{(-)}$
325.4	11390		0.30(5)	M1/E2	$26^{(-)} \rightarrow 26^{(-)}$
1026.5	10587		0.68(4)	E2	$24^{(-)} \rightarrow 22^{(-)}$
Bande Q7					
679.0	12516	3.6	0.60(9)	E2	$29^{(-)} \rightarrow 27^{(-)}$
1057.2	13573	4.1	0.74(7)	E2	$31^{(-)} \rightarrow 29^{(-)}$
1319.5	14892	1.4	0.72(15)	E2	$33^{(-)} \rightarrow 31^{(-)}$
1438.3	16330	0.5			$(35^{-}) \rightarrow 33^{(-)}$
400.9	12516	0.3			$29^{(-)} \rightarrow 28^{(-)}$
447.2	11837	0.3	0.27(3)	M1/E2	$27^{(-)} \rightarrow 26^{(-)}$
772.9	11837	2.7	0.38(10)	M1/E2	$27^{(-)} \rightarrow 26^{(-)}$
Bande Q8					
930.5	14399				$(32^{+}) \rightarrow (30^{+})$
1193.5	15592			(E2)	$(34^{+}) \rightarrow (32^{+})$
1288.3	16881				$(36^{+}) \rightarrow (34^{+})$
826.4	14399				$(32^{+}) \rightarrow 31^{(-)}$
952.9	13468				$(30^{+}) \rightarrow 29^{(-)}$
Bande Q9					
809.1	13041	11.0	0.66(3)	E2	$30^{(+)} \rightarrow 28^{(+)}$
908.4	13949	9.6	0.71(4)	E2	$32^{(+)} \rightarrow 30^{(+)}$
1081.1	15031	7.7	0.75(8)	E2	$34^{(+)} \rightarrow 32^{(+)}$
1395.6	16427		0.83(17)	E2	$36^{(+)} \rightarrow 34^{(+)}$
1440.9	17868				$(38^{+}) \rightarrow 36^{(+)}$
365	11581		0.26(2)	E1	$26^{(+)} \rightarrow 27^{(-)}$
377	11593		0.31(2)	E1	$26^{(+)} \rightarrow 27^{(-)}$
639	12232		0.62(2)	E2	$28^{(+)} \rightarrow 26^{(+)}$
651	12232		0.61(2)	E2	$28^{(+)} \rightarrow 26^{(+)}$

675.8	12232	1.9	0.65(7)	E2	$28^{(+)} \rightarrow 26^{+}$
875.0	12232	4.1	0.37(4)	E1	$28^{(+)} \rightarrow 27^{(-)}$
1234.5	16265		0.67(10)	E2	$36^{(+)} \rightarrow 34^{(+)}$
Bande Q10					
779.1	15015		0.73(11)	E2	$(33^{-}) \rightarrow (31^{-})$
1059.4	16075		0.77(12)	E2	$(35^{-}) \rightarrow (33^{-})$
1318.5	17393		0.79(16)	E2	$(37^{-}) \rightarrow (35^{-})$
1542.6	18936			(E2)	$(39^{-}) \rightarrow (37^{-})$
476.9	14236				$(31^{-}) \rightarrow (30^{-})$
788.5	15015		0.63(10)	E2	$(33^{-}) \rightarrow (31^{-})$
910.5	14236		0.64(5)	E2	$(31^{-}) \rightarrow (29^{-})$
Bande Q11					
894.2	16024	0.8	0.50(20)	E2	$(35^{-}) \rightarrow (33^{-})$
1042.3	17066	0.8	0.59(6)	E2	$(37^{-}) \rightarrow (35^{-})$
1239.5	18305	1.1	0.76(15)	E2	$(39^{-}) \rightarrow (37^{-})$
1381.8	19687	1.1			$(41^{-}) \rightarrow (39^{-})$
1513.4	21201	1.1			$(43^{-}) \rightarrow (41^{-})$
1665.6	22867	0.5			$(45^{-}) \rightarrow (43^{-})$
1829.3	24696	0.3			$(47^{-}) \rightarrow (45^{-})$
1975.4	26671	0.1			$(49^{-}) \rightarrow (47^{-})$
888.8	16024	0.7			$(35^{-}) \rightarrow (33^{-})$
1436.2	15129	1.4			$(33^{-}) \rightarrow 31^{(-)}$
1008.3	16024		0.71(10)	E2	$(35^{-}) \rightarrow (33^{-})$
Bande Q12					
913.4	13384	1.0			$(31^{+}) \rightarrow (29^{+})$
1078.6	14463	2.2	0.57(14)	E2	$(33^{+}) \rightarrow (31^{+})$
1250.7	15713	2.2	0.66(8)	E2	$(35^{+}) \rightarrow (33^{+})$
1426.5	17140	1.6			$(37^{+}) \rightarrow (35^{+})$
1571.4	18711	1.1			$(39^{+}) \rightarrow (37^{+})$
1704.0	20415	0.5			$(41^{+}) \rightarrow (39^{+})$
1859.5	22275	0.3			$(43^{+}) \rightarrow (41^{+})$
2010.2	24285	0.1			$(45^{+}) \rightarrow (43^{+})$
971.2	13384	0.8			$(31^{+}) \rightarrow 29^{(-)}$
1114.4	12471	0.05			$(29^{+}) \rightarrow 27^{(-)}$
Bande D1					
195.9	6179		0.36(11)	M1/E2	$(16^{-}) \rightarrow (15^{-})$
249.0	6428				$(17^{-}) \rightarrow (16^{-})$
313.2	6741		0.37(4)	M1/E2	$(18^{-}) \rightarrow (17^{-})$
424.3	7165		0.29(5)	M1/E2	$(19^{-}) \rightarrow (18^{-})$

1283.1	5983				$(15^-) \rightarrow 13^-$
Bande D2					
150.2	7201		0.35(7)	M1/E2	$18^- \rightarrow 17^-$
280.6	7482		0.26(4)	M1/E2	$19^- \rightarrow 18^-$
551.8	8034				$(20^-) \rightarrow 19^-$
240.2	7201		0.31(4)	M1/E2	$18^- \rightarrow 17^-$
1441.3	7051		0.61(10)	E2	$17^- \rightarrow 15^-$
Bande D3					
144.7	8770		0.23(15)	M1/E2	$22^- \rightarrow 21^-$
233.4	9004		0.33(5)	M1/E2	$23^- \rightarrow 22^-$
252.2	8770		0.27(3)	M1/E2	$22^- \rightarrow 21^-$
442.0	8625		0.34(5)	M1/E2	$21^- \rightarrow 20^-$
1195.7	8625			(E1)	$21^- \rightarrow 20^+$
Bande D4					
154.7	7943		0.33(5)	M1/E2	$19^- \rightarrow 18^-$
240.6	8184		0.25(6)	M1/E2	$20^- \rightarrow 19^-$
334.3	8518		0.35(5)	M1/E2	$21^- \rightarrow 20^-$
485.9	9004		0.35(14)	M1/E2	$22^- \rightarrow 21^-$
512.5	9517		0.26(4)	M1/E2	$23^- \rightarrow 22^-$
477.5	9994		0.25(7)	M1/E2	$24^- \rightarrow 23^-$
312.0	9316		0.36(7)	M1/E2	$23^- \rightarrow 22^-$
447.5	9764		0.31(5)	M1/E2	$24^- \rightarrow 23^-$
755.1	8184		0.68(8)	M1/E2	$20^- \rightarrow 20^+$
1386.5	7789				$18^- \rightarrow 17^-$
1541.2	1943		0.84(20)	E2	$19^- \rightarrow 17^-$
Bande D5					
160.5	6887		0.26(2)	M1/E2	$16^+ \rightarrow 15^+$
240.6	7127		0.25(5)	M1/E2	$17^+ \rightarrow 16^+$
392.1	7519		0.27(4)	M1/E2	$18^+ \rightarrow 17^+$
523.0	8042		0.29(5)	M1/E2	$19^+ \rightarrow 18^+$
215.3	6726				$15^+ \rightarrow (14^+)$
271.6	7127				$17^+ \rightarrow 16^{(+)}$
325.3	7127		0.21(3)	M1/E2	$17^+ \rightarrow 16^{(+)}$
362.1	7127		0.21(3)	M1/E2	$17^+ \rightarrow 16^{(+)}$
379.2	6726		0.23(5)	M1/E2	$15^+ \rightarrow 15^{(+)}$
385.2	6347		0.34(4)	(E1)	$15^{(+)} \rightarrow (14^-)$
418.2	6765		0.31(5)	M1/E2	$16^{(+)} \rightarrow 15^{(+)}$
455.5	6802		0.23(3)	M1/E2	$16^{(+)} \rightarrow 15^{(+)}$
509.4	6856		0.30(2)	M1/E2	$16^{(+)} \rightarrow 15^{(+)}$

540.0	6887		<0.4	M1/E2	$16^+ \rightarrow 15^{(+)}$
548.0	6511		0.67(15)	M1/E2	$(14^+) \rightarrow (14^-)$
558.1	7519				$18^+ \rightarrow 17^-$
867.2	5963				$(14^-) \rightarrow 12^-$
1117.1	7519				$18^+ \rightarrow 17^-$
1155.6	6765				$16^{(+)} \rightarrow 15^-$
1217.1	6856				$16^{(+)} \rightarrow 15^-$
1246.3	6856				$16^{(+)} \rightarrow 15^-$
1338.2	6765				$16^{(+)} \rightarrow 14^-$
1366.3	7519		0.60(8)	E2	$18^+ \rightarrow 16^+$
Bande D6					
356.6	8899		0.38(12)	M1/E2	$21^+ \rightarrow 20^+$
440.8	9340		0.30(4)	M1/E2	$22^+ \rightarrow 21^+$
524.1	9864		0.27(7)	M1/E2	$23^+ \rightarrow 22^+$
599.2	10464		0.26(4)	M1/E2	$24^+ \rightarrow 23^+$
500.4	8543		0.34(10)	M1/E2	$20^+ \rightarrow 19^+$
1023.5	8543				$20^+ \rightarrow 18^+$
Bande D7					
154.2	8317		0.33(5)	M1/E2	$19^{(+)} \rightarrow 18^{(+)}$
282.0	8599		0.24(2)	M1/E2	$20^{(+)} \rightarrow 19^{(+)}$
429.5	9028		0.23(5)	M1/E2	$21^{(+)} \rightarrow 20^{(+)}$
531.3	9559		0.24(7)	M1/E2	$22^{(+)} \rightarrow 21^{(+)}$
485.9	9028		0.33(2)	M1/E2	$21^{(+)} \rightarrow 20^+$
555.9	8599		0.40(6)	M1/E2	$20^{(+)} \rightarrow 19^+$
659.9	9559				$22^{(+)} \rightarrow 21^+$
797.1	8317		0.30(5)	M1/E2	$19^{(+)} \rightarrow 18^+$
1035.3	8163				$18^{(+)} \rightarrow 17^+$
Bande D8					
221.6	9885		0.31(5)	M1/E2	$23^{(-)} \rightarrow 22^{(-)}$
370.7	10256		0.32(5)	M1/E2	$24^{(-)} \rightarrow 23^{(-)}$
477.4	10733		0.37(7)	M1/E2	$25^{(-)} \rightarrow 24^{(-)}$
571.2	11304		0.36(5)	M1/E2	$26^{(-)} \rightarrow 25^{(-)}$
653.2	11957		0.29(4)	M1/E2	$27^{(-)} \rightarrow 26^{(-)}$
325.7	9885		0.29(5)	M1/E2	$23^{(-)} \rightarrow 22^{(+)}$
544.7	9885		0.32(3)	M1/E2	$23^{(-)} \rightarrow 22^+$
636.0	9664		0.29(5)	M1/E2	$22^{(-)} \rightarrow 21^{(+)}$
Bande D9					
424.7	13314		0.23(15)	M1/E2	$(30^+) \rightarrow (29^+)$
451.9	12889		0.29(4)	M1/E2	$(29^+) \rightarrow (28^+)$

591.9	13906		0.27(4)	M1/E2	$(31^+) \rightarrow (30^+)$
791.9	14698				$(32^+) \rightarrow (31^+)$
877.0	13314		0.54(8)	E2	$(30^+) \rightarrow (28^+)$
472.0	12889		0.26(3)	M1/E2	$(29^+) \rightarrow (28^+)$
1251.7	12417				$(28^+) \rightarrow 26^+$
1270.8	12437	1.9			$(28^+) \rightarrow 26^+$
Bande D10					
245.4	12184		0.33(6)	M1/E2	$(26^-) \rightarrow (25^-)$
354.3	12539			(M1/E2)	$(27^-) \rightarrow (26^-)$
368.9	12908		0.34(15)	M1/E2	$(28^-) \rightarrow (27^-)$
417.5	13325		0.26(7)	M1/E2	$(29^-) \rightarrow (28^-)$
433.3	13758		<0.4	M1/E2	$(30^-) \rightarrow (29^-)$
468.9	14227		0.31(10)	M1/E2	$(31^-) \rightarrow (30^-)$
522.3	14750				$(32^-) \rightarrow (31^-)$
577.7	15327			(M1/E2)	$(33^-) \rightarrow (32^-)$
599.1	12539				$(27^-) \rightarrow (25^-)$
653.2	15981		<0.4	M1/E2	$(34^-) \rightarrow (33^-)$
723.3	12908				$(28^-) \rightarrow (26^-)$
786.8	13325		0.64(14)	E2	$(29^-) \rightarrow (27^-)$
850.5	13758		0.54(10)	E2	$(30^-) \rightarrow (28^-)$
901.9	14227		0.63(15)	E2	$(31^-) \rightarrow (29^-)$
992.3	14750				$(32^-) \rightarrow (30^-)$
1100.3	15327				$(33^-) \rightarrow (31^-)$
1231.7	15981				$(34^-) \rightarrow (32^-)$
287.4	12227				$(26^-) \rightarrow (25^-)$
312.2	12539		0.27(6)	M1/E2	$(27^-) \rightarrow (26^-)$
514.1	14750				$(32^-) \rightarrow (31^-)$
680.3	12908				$(28^-) \rightarrow (26^-)$
Bande D11					
285.5	14529				$31^{(+)} \rightarrow (30^+)$
317.2	14846		0.25(3)	M1/E2	$32^{(+)} \rightarrow 31^{(+)}$
457.2	15303				$33^{(+)} \rightarrow 32^{(+)}$
458.2	15762		0.34(10)	M1/E2	$34^{(+)} \rightarrow 33^{(+)}$
511.7	16274		0.33(5)	M1/E2	$35^{(+)} \rightarrow 34^{(+)}$
603	14846				$32^{(+)} \rightarrow (30^+)$
690.1	16963		<0.4	(M1/E2)	$36^{(+)} \rightarrow 35^{(+)}$
702.8	17665	0.3	0.34(10)	M1/E2	$37^{(+)} \rightarrow 36^{(+)}$
774.4	15303				$33^{(+)} \rightarrow 31^{(+)}$
793	18458				$(38^+) \rightarrow 37^{(+)}$
915.2	15762				$34^{(+)} \rightarrow 32^{(+)}$
970.6	16274			(E2)	$35^{(+)} \rightarrow 33^{(+)}$

1201.3	16963	0.7	0.65(10)	E2	$36^{(+)} \rightarrow 34^{(+)}$
1392	17665				$37^{(+)} \rightarrow 35^{(+)}$
1496	18458				$(38^{+}) \rightarrow 36^{(+)}$
536	16963	3.3	0.38(8)	M1/E2	$36^{(+)} \rightarrow 36^{(+)}$
730.6	15762				$34^{(+)} \rightarrow 33^{(+)}$
897.3	14846				$32^{(+)} \rightarrow 32^{(+)}$
1203.1	14244				$(30^{+}) \rightarrow 30^{(+)}$
1238	17665				$39^{(+)} \rightarrow 36^{(+)}$
1243.5	16274				$35^{(+)} \rightarrow 34^{(+)}$
1273.8	14846				$32^{(+)} \rightarrow 31^{(-)}$
1354.0	15303				$33^{(+)} \rightarrow 32^{(+)}$
1488	14529				$31^{(+)} \rightarrow 30^{(+)}$

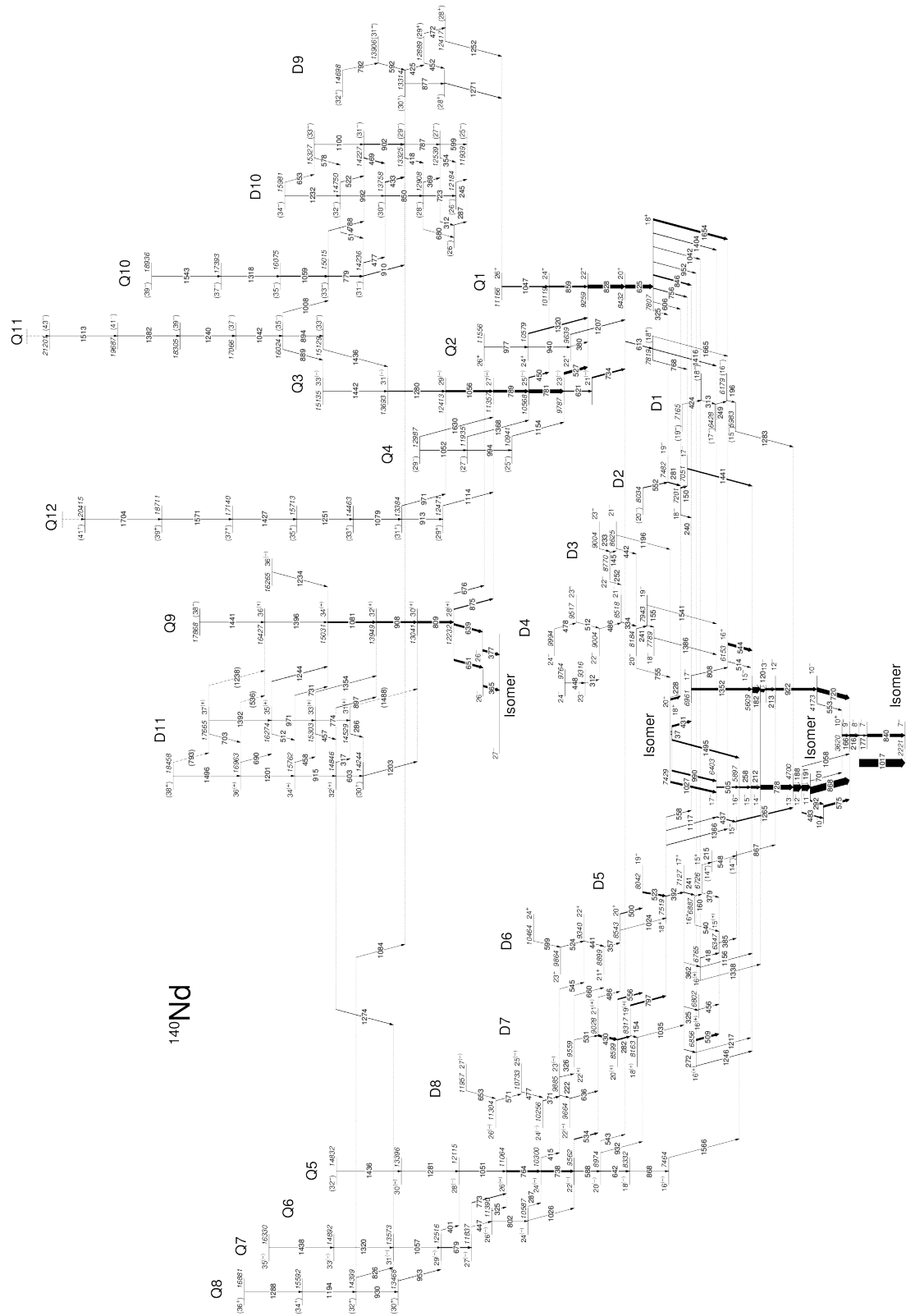


FIGURE 5.9 – Schéma de niveaux du ^{140}Nd .

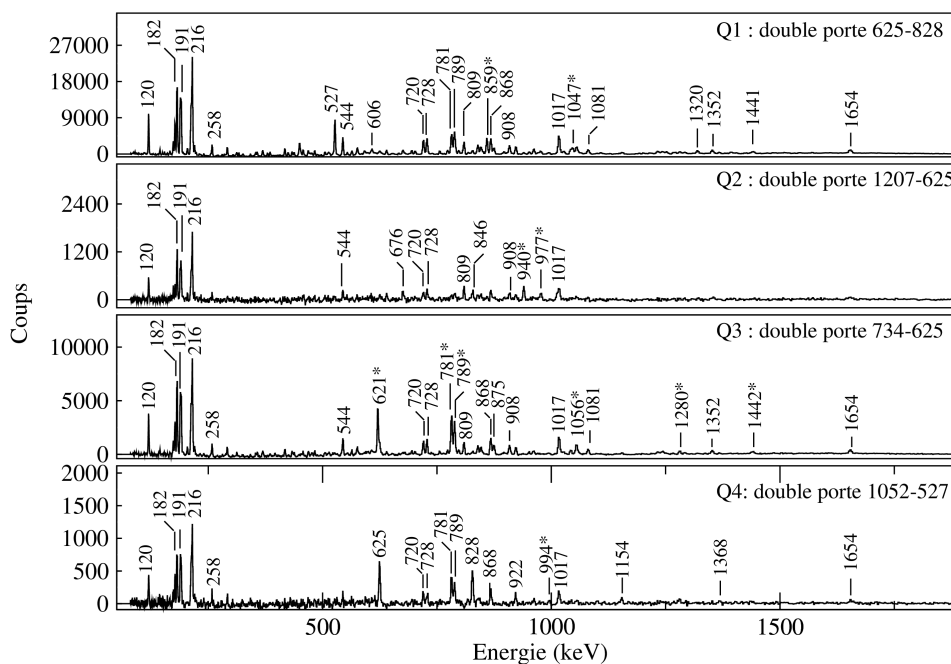


FIGURE 5.10 – Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes Q1 à Q4. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.

5.4.1 Les bandes quadrupolaires (Q1-Q12)

Les spectres obtenus en effectuant des doubles portes sur des transitions des différentes bandes Q sont présentés dans les Figures 5.10, 5.11 et 5.12.

La bande quadrupolaire de haut spin la plus peuplée est la bande Q1. Sa décroissance est très fragmentée : elle décroît à la fois vers des bandes de parité positive et négative. Ce comportement indique une modification brutale de la déformation de triaxiale à quasi-sphérique induite par l'occupation de l'orbitale neutronique $h_{9/2}$ qui est située au-dessus de la fermeture de couche $N=82$. Notre étude confirme toutes les transitions publiées précédemment désexcitant les états 18^+ peuplés par les transitions de 625 et 613 keV. Quatre nouvelles transitions qui désexcitent l'état 18^+ de la bande Q1 ont pu être identifiées : 325, 952, 1042 et 1665 keV. Dans un l'article précédant sur les états de haut spin du ^{140}Nd [113], les bandes Q1 et Q3 ont été clairement identifiées. Cependant dans le schéma de niveaux qui a été publié il y avait plusieurs structures irrégulières autour des bandes Q1 et Q3 qui n'étaient pas organisées en bandes, puisque aucun schéma clair de décroissance n'était identifié. Les transitions de ces structures sont maintenant assignées aux bandes Q2, Q4 et D9. Les informations apportées par JUROGAM II indiquent une décroissance retardée de la bande Q9 [102]. De plus, deux nouvelles bandes Q2 et Q4 ont été identifiées qui décroissent respectivement vers les bandes Q1 et Q3. Les transitions des bandes Q1, Q2 et Q3 ont été confirmées. La nouvelle bande Q4, faiblement peuplée, décroît uniquement vers la bande Q3.

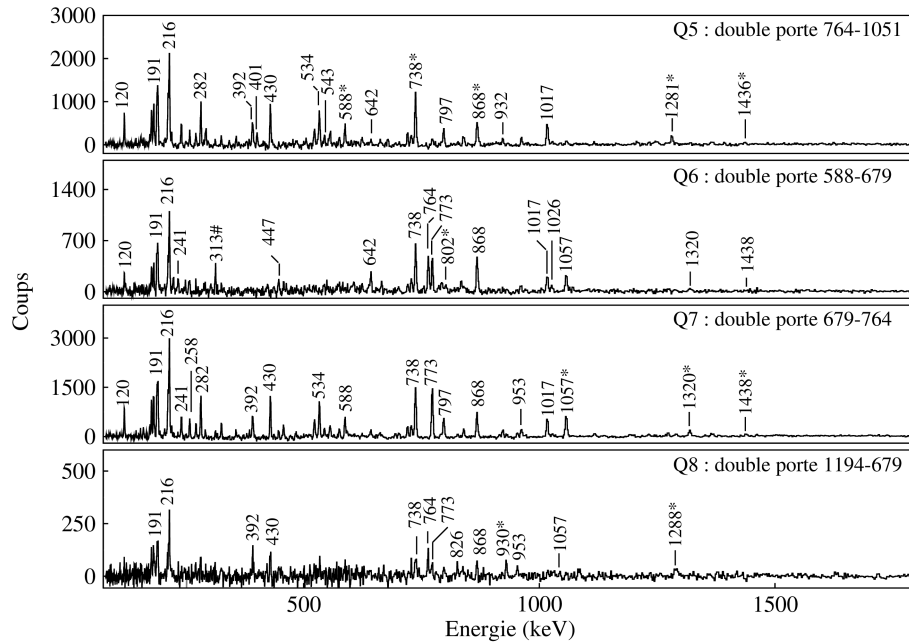


FIGURE 5.11 – Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes Q5 à Q8. Les transitions marquées d’un astérisque appartiennent à la bande.

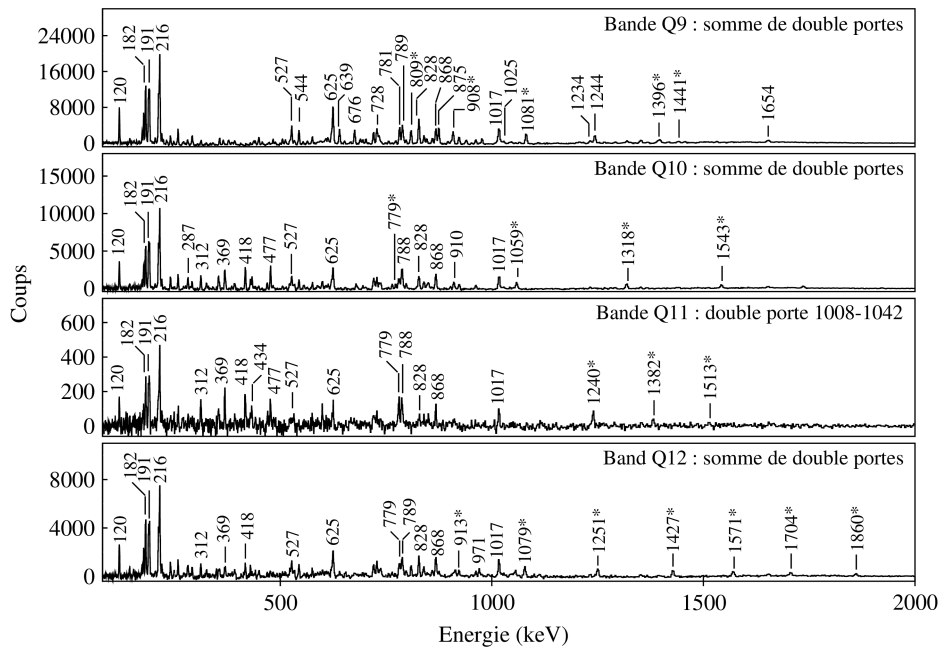


FIGURE 5.12 – Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes Q9 à Q12. Les transitions marquées d’un astérisque appartiennent à la bande.

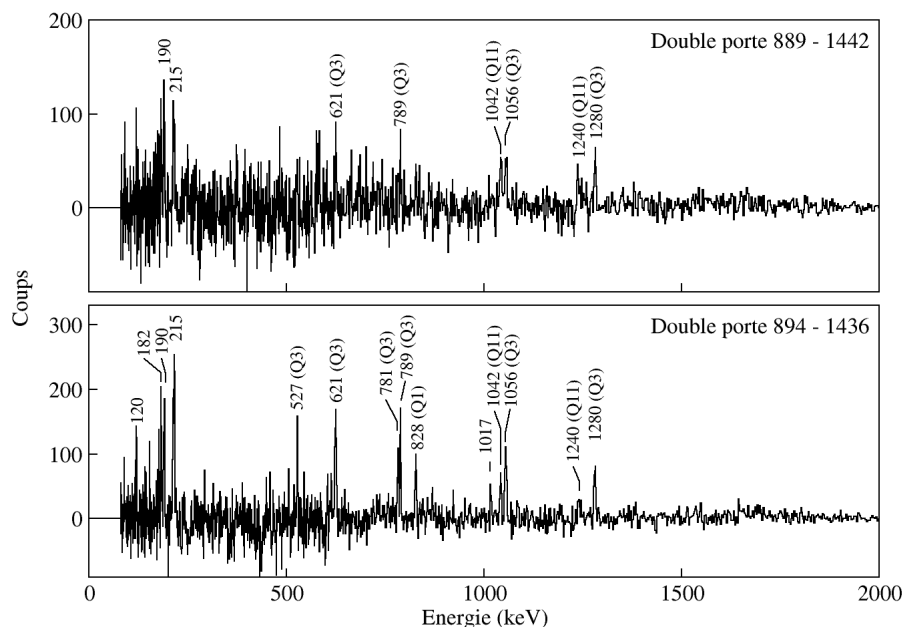


FIGURE 5.13 – Spectres obtenus à partir de doubles portes sur les transitions reliant la bande Q11 à la bande Q3. Les transitions sans annotations sont situées en bas du schéma de niveaux.

Les transitions peuplant les états de haut spin de la bande Q9, qui était précédemment assignée comme une séquence non-yrast, sont maintenant ordonnées dans une nouvelle bande dipolaire D11. La cascade 1234, 1368, 1509 keV n'est pas confirmée. Les transitions de 1396 et 1441 keV sont maintenant incluses dans le bande Q9, tandis que les transitions de 457, 458, 690, 703, 897, 1354 et 1392 keV sont incluses dans la bande D11 ou dans sa décroissance vers la bande Q9.

La bande Q10, identifiée précédemment, décroît clairement vers une structure ressemblant à une bande dipolaire. De même, l'expérience JUROGAM II a été utile dans la compréhension de la structure de cette bande et de sa décroissance. En fait, nous observons les bandes Q10 et D10 en coïncidence retardée avec les transitions du bas du schéma de niveaux du ^{140}Nd , mesurées dans la station GREAT au plan focal de RITU (voir Figure 5.29 du 4.5.6). Nous avons cherché les transitions reliant la bande D10 à l'isomère 20^+ , mais sans succès. La décroissance de la bande D10 reste inconnue. Il est plausible que dû à sa haute énergie d'excitation, la désexcitation soit fragmentée. De plus il se pourrait qu'il existe un autre isomère vers lequel la bande D10 décroît.

Nous avons cependant identifié une nouvelle transition E2 de 1008 keV reliant la bande Q11 à la bande Q10, ce qui fixe l'énergie, le spin et la parité des bandes Q10 et D10 (puisque la bande Q11 est reliée à la bande Q3). Afin de conforter l'identification du lien entre la bande Q3 et Q11, deux spectres

en doubles coïncidences sont présentés dans la Figure 5.13.

La bande Q5, observée précédemment, est reliée aux états de bas spin. Toutes les transitions précédemment connues ont été confirmées et deux nouveaux états à 7464 et 8332 keV ont été rajoutés. Quatre nouvelles transitions de 415, 534, 543 et 932 keV relient la bande Q5 aux bandes D8, D7, Q1 et D5.

La nouvelle bande Q6 est constituée de deux états reliés par une transition de 802 keV. Elle décroît vers la bande Q5 par les transitions de 287, 325 et 1026 keV. Il est évident qu'il est un peu exagéré de parler d'une bande constituée d'une seule transition, mais il est probable que la transition de 803 keV représente la partie observée d'une vraie bande constituée de plusieurs transitions.

Nous avons confirmé les transitions internes et la décroissance de la bande Q7. La transition de 1274 keV reliant la bande D11 à la bande Q7 est également confirmée : notre confiance en l'assignement des spins et parités aux bandes de haut spin s'accroît.

La nouvelle bande Q8 décroît vers la bande Q7 à travers les transitions de 826 et 953 keV.

5.4.2 Les bandes dipolaires (D1-D11)

Les spectres obtenus en effectuant des doubles portes sur des transitions des différentes bandes D sont présentés dans les Figures 5.14, 5.15 et 5.16. La majorité des transitions de ces spectres ont été observées en coïncidence prompte dans EUROBALL et JUROGAM II. L'utilisation de la technique du marquage avec les transitions détectées par GREAT dans l'expérience JUROGAM II a mis en évidence la présence de transitions faibles peuplant l'isomère 20^+ [102].

La nouvelle bande D1 est faiblement peuplée. Elle décroît à travers la transition quadrupolaire de 1283 keV vers l'état 13^- . Le choix du caractère E2 de cette transition qui porte à une parité négative la bande D1, explique la non-observation de la décroissance de l'isomère 20^+ vers l'état 18^- .

La bande D2 était connue précédemment, mais avec la transition de 240 keV intra-bande et celle de 150 keV extra-bande. Nous avons inversé les deux transitions, puisque l'état 17^- peuplé par la transition de 150 keV est peuplé uniquement par la transition de 281 keV de la bande D2, tandis que l'état 17^- peuplé par la transition de 240 keV est également peuplé par des transitions d'autres bandes, telles que D5 et Q1.

La bande D3 était précédemment étudiée. La grande sensibilité de JUROGAM II a permis de mettre en évidence une nouvelle transition intra-bande de 233 keV et deux transitions de décroissance de 252 et 1196 keV peuplant respectivement la bande D4 et l'isomère 20^+ .

La bande D4 précédemment étudiée a été enrichie de deux nouvelles transitions intra-bande de 155 et 478 keV, mais également de deux nouvelles transitions de décroissance de 755 et 1386 keV vers l'isomère 20^+ et l'état yrast 17^- , respectivement. Deux nouvelles transitions de 312 et 448 keV ont été rajoutées en haut de la bande en parallèle avec la cascade 512 - 448 keV.

La bande D5 est nouvelle dans le sens où précédemment les transitions n'étaient pas organisées

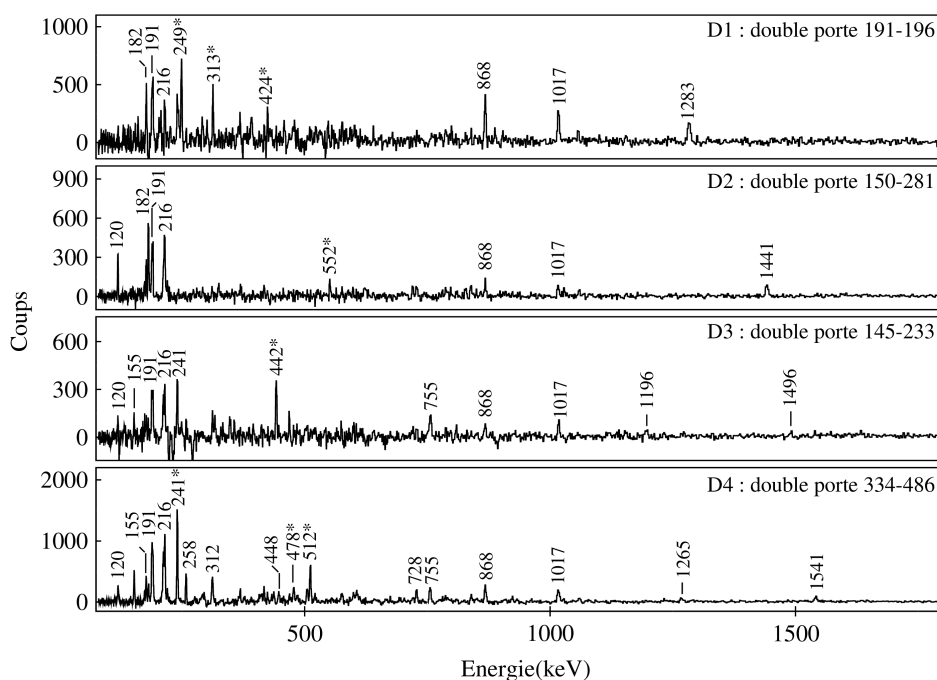


FIGURE 5.14 – Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes D5 à D8. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.

en bande. Elles sont maintenant organisées sous la forme d'une séquence de transitions dipolaires avec des énergies comprises entre 161 et 523 keV. De multiples transitions ont été rajoutées à la base de la bande (215, 325, 418, 456, 509, 540, 548, 867, 1156 keV). La décroissance de la bande est fragmentée et apparaît vers quatre états de parité négative en dessous de l'isomère 20^+ .

La bande D6 connue précédemment a été enrichie d'une transition de 599 keV en haut de la bande et une transition de 1024 keV qui la désexcite vers la bande D5.

La bande D7 est nouvelle, de la même manière que la bande D5. En plus des transitions déjà observées, une transition de 154 keV en bas de la bande et trois transitions de décroissance vers les bandes D5 et D6 (486, 660 et 1035 keV) ont été rajoutées.

La bande D8 précédemment observée a été confirmée. Une nouvelle transition de 545 keV relie la bande D8 à la bande D6.

La bande D9 se compose de transitions précédemment placées dans la partie supérieure de la bande Q1. Après avoir reformulé le schéma de niveaux, trois nouvelles transitions ont été rajoutées : deux transitions de 592 et 792 keV en haut de la bande et une transition E2 de 877 keV intra-bande.

La bande D10 est construite à partir de transitions précédemment attribuées à la bande Q10. De plus, les transitions de 245, 287, 522, 578, 599, 653, 680, 992, 1100 et 1232 keV ont été rajoutées. Cependant, comme il a été décrit précédemment, la décroissance de cette bande n'a pas pu être établie. Il est clair que sa décroissance passe par au minimum un isomère de longue durée de vie ($T_{1/2} > 0.1 \mu\text{s}$),

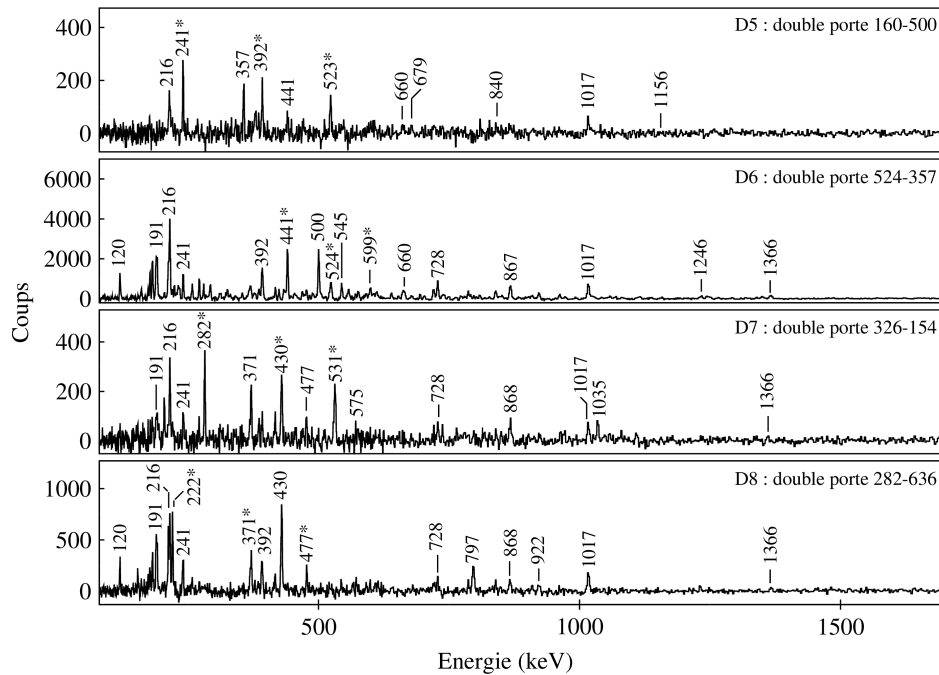


FIGURE 5.15 – Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes D5 à D8. Les transitions marquées d’un astérisque appartiennent à la bande.

puisque la bande D10 est en coïncidence avec les états de bas spin du ^{140}Nd observés au plan focal de RITU, mais une composante prompt de sa décroissance n’est pas à exclure.

La bande D11 est la bande dipolaire de plus haut spin et énergie d’excitation du schéma de niveaux. Elle se compose de transitions qui n’étaient pas précédemment associées à d’autres bandes (voir la discussion de la bande Q9). Plusieurs nouvelles transitions ont été observées et combinées entre elles pour former une bande dipolaire avec de multiples transitions E2. La bande D11 décroît vers la bande Q9, mais également vers la bande Q7 à travers la transition de 1274 keV.

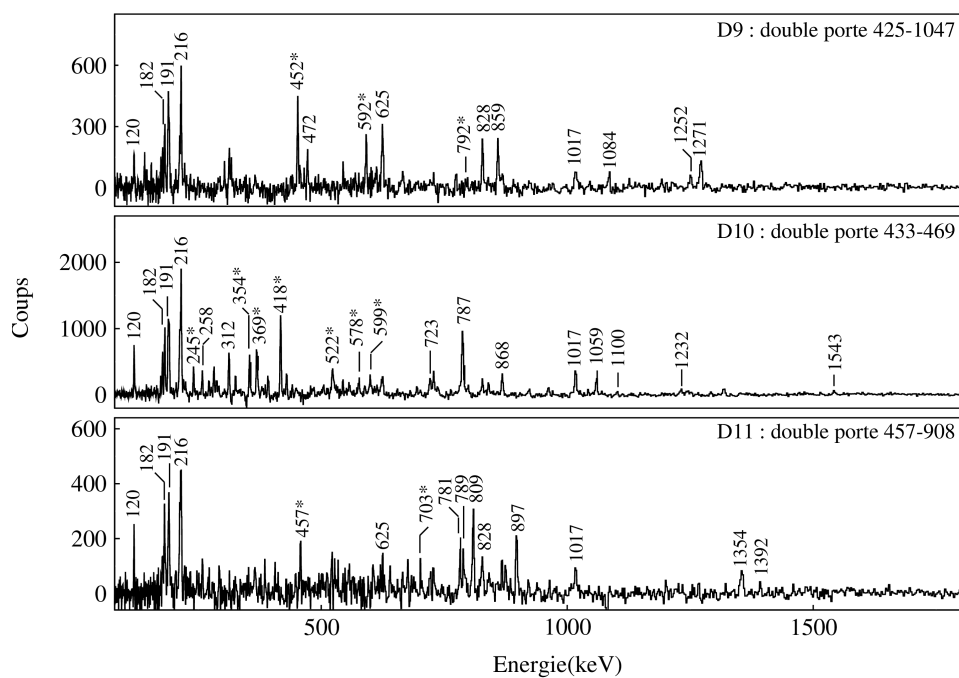


FIGURE 5.16 – Spectres obtenus à partir de doubles porte sur des transitions caractéristiques des bandes D9 à D11. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.

5.4.3 Notation des configurations dans le modèle CNS

L'interprétation des bandes à haut spin du ^{140}Nd a été réalisée en collaboration étroite avec I. Ragnarsson et S. Frauendorf [29]. Les bandes quadrupolaires ont été interprétées par des calculs utilisant le formalisme Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS), tandis que l'interprétation des bandes dipolaires se base sur des calculs de cranking autour d'un axe incliné (Tilted Axis Cranking, TAC). Les calculs CNS se sont basés sur un cœur doublement magique de ^{132}Sn . L'espace des configurations disponibles est donc défini par rapport à ce cœur de la manière suivante :

$$\pi \left[(d_{5/2}g_{7/2})_{\alpha_1}^{p_1} (h_{11/2})_{\alpha_2}^{p_2} \right] \otimes \nu \left[(d_{3/2}s_{1/2})_{\alpha_3}^{-n_1} (h_{11/2})_{\alpha_4}^{-n_2} (h_{9/2}f_{7/2})_{\alpha_5}^{n_3} (i_{13/2})_{\alpha_6}^{n_4} \right]. \quad (5.1)$$

Comme la signature α est un nombre quantique conservé par la rotation autour d'un axe principal, elle est précisée pour chaque orbitale et aussi pour différents groupes d'orbitales. Pour un nombre pair de nucléons la signature est nulle, tandis que pour un nombre impair de nucléons la signature vaut $\pm 1/2$. On peut donc réécrire la configuration sous une forme plus condensée sans perte d'information comme suit

$$[(p_1)_{\alpha_1} (p_2)_{\alpha_2}, (n_1)_{\alpha_3} (n_2)_{\alpha_4} (n_3)_{\alpha_5} (n_4)_{\alpha_6}]. \quad (5.2)$$

Dans cette notation, la signature est décrite par son signe \pm pour un nombre impair de particules, tandis que si $\alpha = 0$ pour un nombre pair, aucune indication ne sera donnée. Dans le cas où la signature n'est pas donnée pour un petit nombre de nucléons dans les orbitales de grand moment angulaire, la valeur considérée est $+1/2$ pour N pair et $-1/2$ pour N impair. Pour différencier des configurations complexes, nous utiliserons la notation (5.2), mais dans la majorité des cas, une notation simplifiée est utilisée :

$$[p_1 p_2, n_1 n_2 (n_3 n_4)]. \quad (5.3)$$

5.4.4 Analyse Cranked Nilsson-Strutinsky des bandes de hauts spins du ^{140}Nd

Les surfaces d'énergie potentielle calculées dans la gamme de spin $24 \hbar - 48 \hbar$ sont présentées dans la Figure 5.17. Trois principales structures sont visibles, qui se caractérisent par des minima distincts. La configuration proche de la déformation sphérique avec aucun neutron franchissant le gap à $N = 82$ est la plus favorisée jusqu'au spin $I \approx 40 \hbar$. Le minimum triaxial à $\epsilon_2 = 0.2 - 0.25$ et $\gamma = 30^\circ - 35^\circ$ se développe à partir de $I \approx 20 \hbar$ et devient yrast aux alentours de $I = 40 \hbar$. Finalement, le minimum superdéformé à $\epsilon_2 \approx 0.45$ et $\gamma \approx 0^\circ$ est visible pour tous les spins, mais il commence à être favorisé pour des spins proches de $60 \hbar$. Les déformations calculées des différentes configurations triaxiales à haut spin sont relativement stables dans la gamme $I = 20 \hbar - 30 \hbar$, avec $\epsilon_2 \approx 0.2$, $\gamma \approx 32^\circ$ et $\epsilon_4 \approx 0.01$. La Figure 5.18 présente deux surfaces d'énergie potentielle de la configuration $[82, 22(20)]$ assignée à la bande Q1 pour les spins $18 \hbar$ et $24 \hbar$, qui possèdent un minimum à la même déformation comme le minimum calculé pour $I = 24$ et ($\pi = +$, $\alpha = 0$) dans la Figure 5.17.

Les Routhians uniparticules à cette déformation sont présentés dans la Figure 5.19 en fonction de la fréquence de rotation ω . Ensuite la Figure 5.20 illustre la manière dont les différentes composantes du spin évoluent en fonction de la fréquence de rotation pour la configuration $[82, 22(20)]$. Les quatre quasi-particules de haut j , deux protons en $h_{11/2}$ et deux neutrons en $f_{7/2}h_{9/2}$, sont quasiment déjà alignées

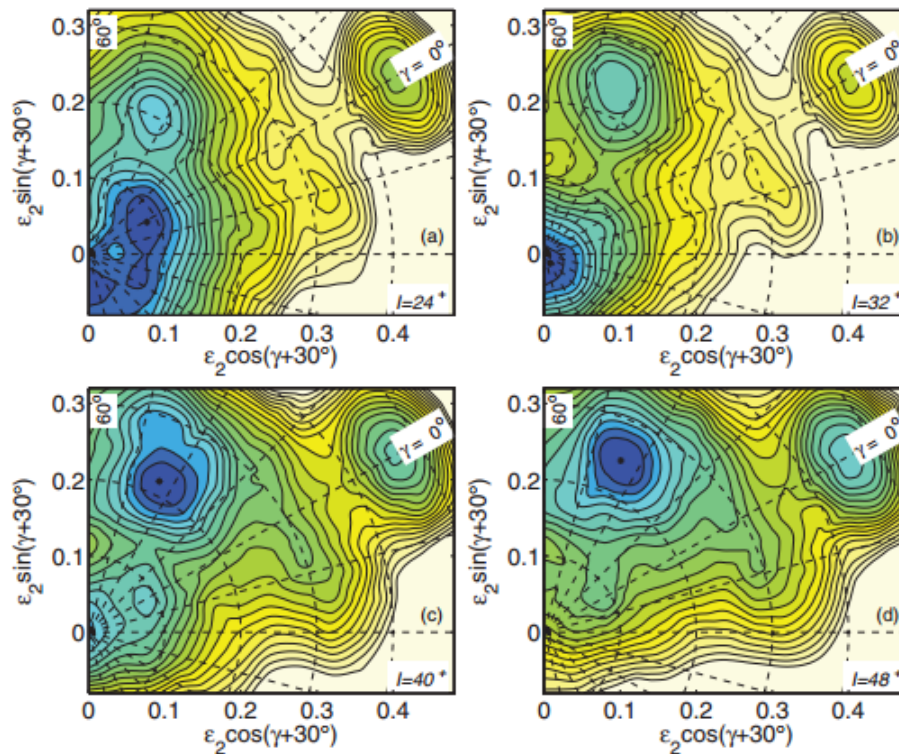


FIGURE 5.17 – Surfaces d'énergie potentielle du ^{140}Nd dans le plan (ε_2, γ) , avec la parité et la signature fixées ($\pi = +, \alpha = 0$), dans la gamme de spin adéquate pour l'analyse des bandes de hauts spins ($I = 24^+, 32^+, 40^+, 48^+$). Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.25 MeV.

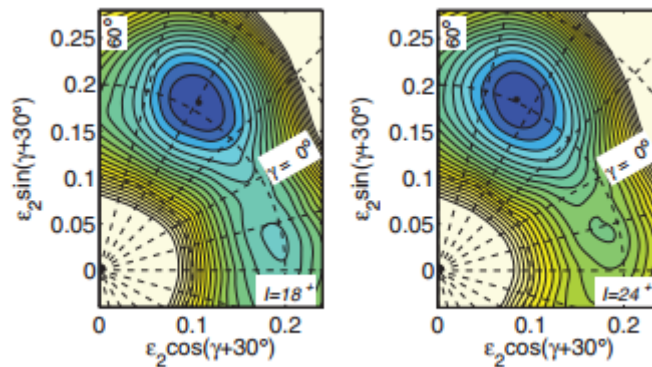


FIGURE 5.18 – Surfaces d'énergie potentielle dans le plan (ε_2, γ) pour la configuration $[82,22(20)]$ assignée à la bande Q1 du ^{140}Nd . Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.25 MeV.

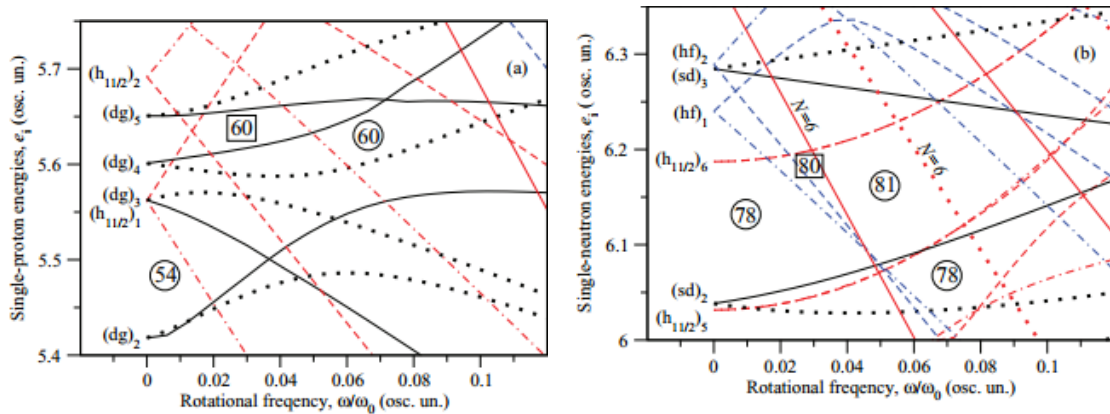


FIGURE 5.19 – Routhians uniparticules (a) protoniques et (b) neutroniques représentés en fonction de la fréquence de rotation, calculés pour une déformation ($\varepsilon_2 = 0.20$, $\gamma = 32^\circ$, $\varepsilon_4 = 0.01$) correspondant à la configuration [82,22(20)]. Les orbitales sont indexées par sous-couches avec leurs composantes principales et par l'ordre des différents groupes. Les orbitales protoniques $d_{5/2}g_{7/2}$ sont indiquées par (dg) et les orbitales neutroniques $d_{3/2}s_{1/2}$ et $h_{9/2}f_{7/2}$, par (sd) et (hf).

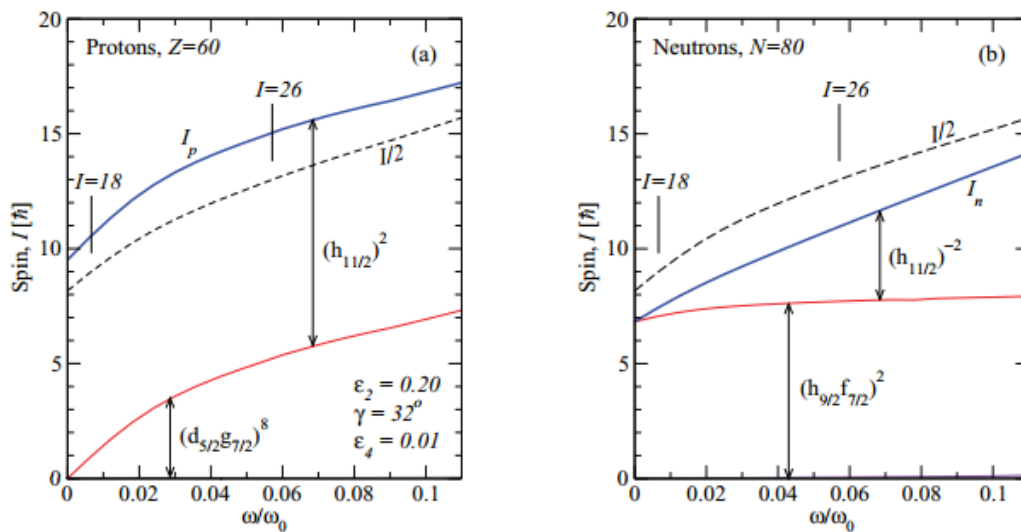


FIGURE 5.20 – Contribution des différents groupes d'orbitales au spin de la configuration [82,22(20)] en fonction de la fréquence de rotation, ω . La contribution totale du spin des protons est notée I_p et des neutrons I_n . Les fréquences correspondantes aux spins minimums et maximums de la configuration [82,22(20)], $18 \hbar$ et $26 \hbar$, respectivement, sont indiquées, tandis que la valeur de $I/2$ avec $I = I_p + I_n$ sont affichées dans les panneaux (a) proton et (b) neutron. La contribution de l'orbital $h_{11/2}$ neutron, avec l'index $(h_{11/2})^{-2}$ est calculée à partir des dix orbitales $h_{11/2}$ qui sont occupées. Il est à noter que la contribution du cœur (proton et neutron) et des neutrons des orbitales (sd), qui sont dessinées en bas de leurs diagrammes respectifs sont négligeables.

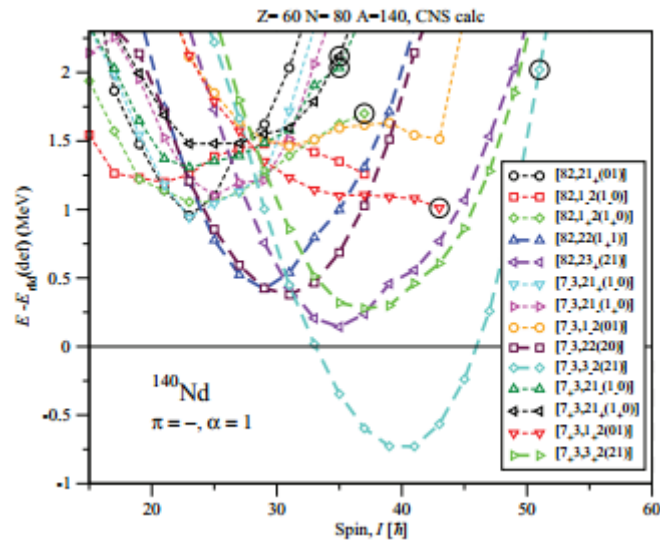


FIGURE 5.21 – Les configurations de parité négative et spin impair qui résultent de la combinaison de trois configurations protoniques avec deux ou trois particules $h_{11/2}$ et 19 configurations neutroniques avec jusqu'à trois particules de grands moments angulaires, sont représentées en fonction de l'énergie d'une goutte liquide. Les configurations qui sont associées à des bandes observées sont représentées par des lignes épaisses. Les états alignés non-collectifs sont encerclés.

pour $\omega = 0$. La contribution de ces particules est de près de $16.3 \hbar$, qui est proche de la valeur maximale pour la configuration $[82, 22(20)]$, qui est de $18 \hbar$. Ces valeurs sont cohérentes avec le fait que la bande Q1 n'est plus visible en-dessous du spin $I = 18 \hbar$. En augmentant la fréquence de rotation, les protons des orbitales (dg) et les neutrons de l'orbitale $h_{11/2}$ ont une contribution quasi égale à l'augmentation du spin, tandis que la contribution des neutrons en $(sd)_3$ reste négligeable. Dans les orbitales protoniques $N = 4$, un croisement apparaît à $\omega/\omega_0 \approx 0.07$ entre les branches $\alpha = +1/2$ des orbitales $(dg)_4$ et $(dg)_5$. Dans la Figure 5.20 on a suivi l'orbitale $(dg)_4$ à travers le croisement pour obtenir un développement continu de la contribution des particules (dg) au spin. Dans les calculs CNS, pour les configurations avec 4 protons (dg) avec $\alpha = +1/2$, les quatre plus basses orbitales de ce type sont peuplées, i.e. l'orbitale $(dg)_4$ est occupée à basse fréquence, tandis que l'orbitale $(dg)_5$ est occupée à haute fréquence. Ce phénomène aboutit à une discontinuité dans la contribution au spin et ainsi dans la courbe E vs I . Des discontinuités du même type apparaissent dans plusieurs bandes décrites par la suite.

Les orbitales uniparticule présentées en Figure 5.19 donnent une idée sur l'importance des diverses configurations dans la construction des bandes triaxiales. Seules trois configurations protoniques sont importantes, avec 2 ou 3 particules en $h_{11/2}$. Elles se combinent avec un grand nombre de configurations neutroniques. Nous avons ainsi considéré les configurations mettant en jeu 1, 2 ou 3 neutrons dans des orbitales de haut j présentes dans la région du niveau de Fermi $N = 80$ pour $\omega/\omega_0 \approx 0.04$. Les bandes de parité négative et de spin impair résultant de ces configurations, combinant les protons et les neutrons sont présentées dans la Figure 5.21. Des figures similaires ont servi pour d'autres combinaisons de spin et de parité. Une caractéristique typique d'une bande triaxiale est l'allure parabolique de la fonction

$E(I) - E_{rld}(I)$ avec un minimum bien défini autour d'une valeur donnée de spin I . Ces bandes triaxiales constituent le principal intérêt de notre étude. En dehors de ces bandes, il est à noter que les bandes avec un trou neutronique dans les orbitales $N = 4$ et une particule neutronique dans les orbitales de haut j ont des comportements très différents, avec des têtes de bande peu éloignées de la ligne yrast. Par exemple, la configuration $[7_+3, 1_+2(01)]$ se termine par un état $I = 43^-$ de configuration développée

$$\pi [(d_{5/2}g_{7/2})_{12.5}^7 (h_{11/2})_{13.5}^3] \otimes \nu [(d_{3/2}s_{1/2})_{0.5}^{-1} (h_{11/2})_{10}^{-2} (i_{13/2})_{6.5}^1]$$

conformément aux définitions (5.1) et (5.2). Certaines bandes présentent un croisement tel que celui de la configuration $[82, 23_+(21)]$ à $I \approx 39$ particulièrement visible, qui est lié au croisement discuté précédemment des configurations $(dg)_4$ et $(dg)_5$.

Les courbes $E - E_{rld}$ ⁴ des bandes Q observées sur une large gamme de spins, sont comparées à des configurations qu'on suppose leurs correspondre dans la Figure 5.22. Généralement, la différence entre l'expérience et les prédictions des modèles suivent la tendance attendue : elle est relativement constante au dessus du spin $I = 30$, tandis qu'elle s'accroît en dessous, montrant que l'appariement n'est plus négligeable. Les bandes Q11 et Q12 se comportent différemment : en effet, le désaccord entre valeurs expérimentales et calculs s'accroît à haut spin, tout particulièrement pour la bande Q11. Il est également étrange que la configuration $[7_-3, 3_-2(21)]$ soit calculée si favorisée énergétiquement, en comparaison de la bande Q11 qui lui est associée, mais on n'a pas d'autre choix parmi les configurations calculées. En effet, une autre configuration qui pourrait être associée à la bande Q11 est $[82, 3_-3_-(22)]$, c'est à dire une configuration mettant en jeu 4 particules neutroniques de haut moment angulaire. Une telle interprétation reproduit mieux les énergies mais le spin mesuré est trop bas par rapport aux calculs pour $I > 40$. De plus, cela signifierait que la bande yrast prédite ne soit pas observée et qu'une bande calculée avec 1 MeV d'énergie supplémentaire soit observée à la place.

Un des principaux critères dans le choix des multiples configurations possibles pour les bandes Q est la correspondance entre la configuration de la bande elle-même et celle(s) vers la(les)quelle(s) elle(s) se désexcite(nt) : en général la désexcitation devrait se faire par une désexcitation uniparticule simple. Ce critère a généralement été respecté et nous a permis de comprendre les connexions des bandes comme suit :

- la bande Q3 fortement peuplée décroît vers la bande fortement peuplée Q1 - $[82, 22(1_+1)]$ décroît vers $[82, 22(20)]$ - simple désexcitation d'un neutron de $i_{13/2}$ vers $(h_{9/2}f_{7/2})$;
- la bande Q9 fortement peuplée décroît vers la bande fortement peuplée Q3 - $[82, 3_-2(21)]$ décroît vers $[82, 2_-2(1_+1)]$ - simple désexcitation d'un neutron de $(h_{9/2}f_{7/2})$ vers (sd) ;
- la bande Q12 décroît vers la bande fortement peuplée Q3 - $[7_-3, 22(1_-1)]$ décroît vers $[82, 22(1_+1)]$ - désexcitation d'un proton de $h_{11/2}$ vers (dg) et d'un neutron de $(h_{9/2}f_{7/2})_{-1/2}$ vers $(h_{9/2}f_{7/2})_{+1/2}$;
- la bande D11 décroît vers la bande Q9 - $[82, 23_{\pm}(21)]$ décroît vers $[82, 3_-2(21)]$ - simple désexcitation d'un neutron de $h_{11/2}$ vers (sd) ;
- la bande Q11 décroît vers la bande Q3 - $[7_-3, 3_-2(21)]$ décroît vers $[82, 22(1_+1)]$ - désexcitation d'un proton de $h_{11/2}$ vers (dg) et d'un neutron de $(h_{9/2}f_{7/2})$ vers (sd) ;
- la bande Q11 décroît vers la bande Q10 - $[7_-3, 3_-2(21)]$ décroît vers $[7_+3, 3_+2(21)]$ - désexcitation d'un proton de $(dg)_{-1/2}$ vers $(dg)_{+1/2}$ et d'un neutron de $(dg)_{-1/2}$ vers $(dg)_{+1/2}$;

4. E_{rld} est l'énergie de la goutte de liquide e rotation définie § 2.1.1 .

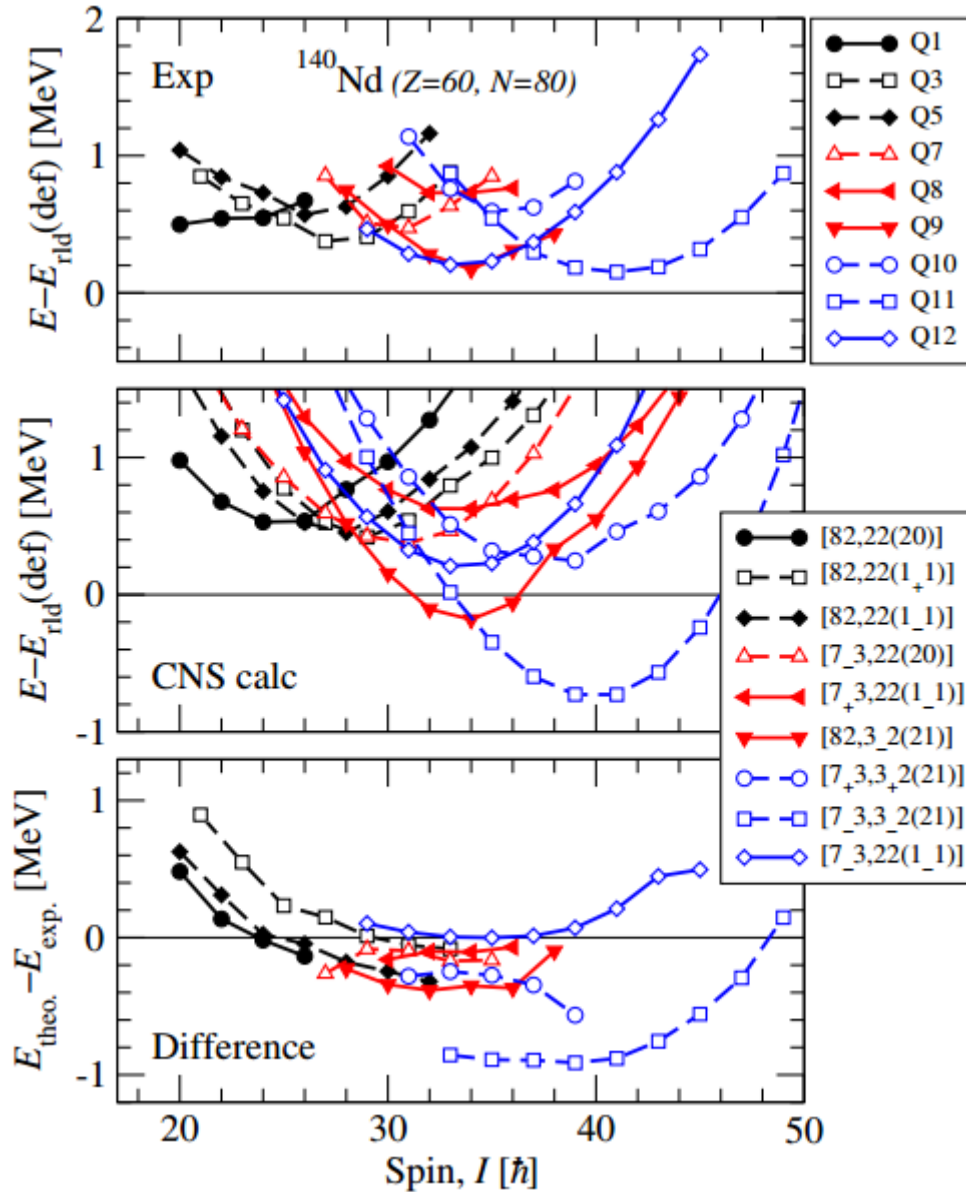


FIGURE 5.22 – Les bandes Q du ^{140}Nd relatives à l'énergie de la goutte de liquide en rotation sont montrées dans le panneau supérieur. Le panneau intermédiaire présente les énergies CNS des configurations associées aux bandes Q en fonction du spin après soustraction de la contribution de la goutte de liquide. La différence entre l'expérience et les calculs CNS est présentée dans le panneau inférieur. Afin de faciliter la lecture le même type de courbe a été utilisé entre les bandes et leurs configurations associées dans les trois panneaux.

Tableau 5.4 – Configurations attribuées aux bandes de hauts spins du ^{140}Nd . La première colonne et la première ligne indiquent respectivement les configurations neutroniques et protoniques. Les bandes et leur (parité, signature) sont inscrites à l'intersection de la ligne et de la colonne correspondant à leur configuration. La parité et la signature totale sont notées entre parenthèses pour chaque configuration et chaque bande.

	$(d_{5/2}g_{7/2})^8$ $(h_{11/2})^2$ (+, 0)	$(d_{5/2}g_{7/2})^7_{-1/2}$ $(h_{11/2})^3_{-1/2}$ (-, 1)	$(d_{5/2}g_{7/2})^7_{1/2}$ $(h_{11/2})^3_{-1/2}$ (-, 0)
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-2}(h_{11/2})^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^2$ (+, 0)	Q1 (+, 0)	Q7 (-, 1)	
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-2}(h_{11/2})^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^1_{-1/2}(i_{13/2})^1_{1/2}$ (-, 0)	Q5 (-, 0)	Q12 (+, 1)	Q8 (+, 0)
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-2}(h_{11/2})^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^1_{1/2}(i_{13/2})^1_{1/2}$ (-, 1)	Q3 (-, 1)		
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-3}_{1/2}(h_{11/2})^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^2(i_{13/2})^1_{1/2}$ (+, 1)			Q10 (-, 1)
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-3}_{-1/2}(h_{11/2})^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^2(i_{13/2})^1_{1/2}$ (+, 0)	Q9 (+, 0)	Q11 (-, 1)	
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-2}(h_{11/2})^{-3}_{\pm 1/2}(h_{9/2}f_{7/2})^2(i_{13/2})^1_{1/2}$ (-, 0)	D11 ($\pi = -$)		
$(s_{1/2}d_{3/2})^{-3}_{-1/2}(h_{11/2})^{-1}_{\pm 1/2}(h_{9/2}f_{7/2})^1_{-1/2}(i_{13/2})^1_{1/2}$ (+, 0)		D10 ($\pi = -$)	

- la bande Q8 décroît vers la bande Q7 - $[7_+3, 22(1_-1)]$ décroît vers $[7_+3, 22(20)]$ - déséxitation d'un proton de $(dg)_{-1/2}$ vers $(dg)_{+1/2}$ et un neutron de $i_{13/2}$ vers $(h_{9/2}f_{7/2})$.

Les configurations attribuées aux différentes bandes sont regroupées dans les Tableaux 5.4 et 5.5. Les trois configurations protoniques actives sont combinées aux configurations neutroniques favorisées de la Figure 5.19 :

- les orbitales jusqu'à $N = 78$ à $\omega = 0$ sont toutes remplies et deux neutrons sont rajoutés dans deux des trois orbitales situées juste au dessus du gap $N = 82$;
- un trou supplémentaire apparaît dans les orbitales $N = 4$ ou $N = 5$ lorsque trois neutrons occupent des orbitales en dessous du gap $N=78$.

Le fait que la majorité des configurations favorisées soient actives, indique que les bandes de plus basse énergie pour $I \approx 30 - 35$ ont une contrepartie expérimentale, comme illustré pour les bandes $(\pi, \alpha) = (-, 1)$ de la Figure 5.21. Également, les bandes $(\pi, \alpha) = (+, 0)$ qui sont calculées plus basses en énergie sont attribuées à des bandes observées. Pour les autres combinaisons parité-signature, (π, α) , peu d'entre elles sont proches de la ligne yrast, ce qui est en accord avec le fait que peu de bandes de ce type sont observées dans les bandes de hauts spins avec les attributions (π, I) adoptés pour les bandes observées.

Tableau 5.5 – Propriétés expérimentales et calculées des bandes Q du ^{140}Nd . L'attribution des configurations est donné sous forme condensée. Les valeurs E_{min} et I_{min} correspondent à l'énergie (en MeV) et au spin (en unité de \hbar) du minimum des courbes de la Figure 5.22.

Bande	Expérience			Théorie				Type de décroissance
	α	E_{min}	I_{min}	$\pi = +$		$\pi = -$		
				Configuration	E_{min}	Configuration	E_{min}	
Q1	0	0.5	20	[82, 22(20)]	0.5			fragmentée
Q2	0	0.9	22					Q1
Q3	1	0.4	27			[82, 22(1 ₊ 1)]	0.4	Q1
Q4	(1)	0.9	(25)					Q3
Q5	0	0.6	26			[82, 22(1 ₋ 1)]	1	fragmentée
Q6	0	0.9	26					Q5
Q7	1	0.5	31			[7 ₋ 3, 22(20)]	0.5	Q5 et Q6
Q8	1	0.8	35	[7 ₊ 3, 22(1 ₋ 1)]	0.6			Q7
Q9	0	0.2	34	[82, 3 ₋ 2(21)]	-0.2			Q2 et Q3
Q10	(1)	0.6	(35)			[7 ₊ 3, 3 ₊ 2(21)]	0.2	D10
Q11	(1)	0.2	(41)	[7 ₋ 3, 3 ₋ 2(21)]	-0.7			Q3 et Q10
Q12	(0)	0.3	(32)	[7 ₋ 3, 2(1 ₋ 1)]	0.6			Q3

5.4.5 Les bandes dipolaires interprétées par le modèle en couches en rotation (Cranked Shell Model, CSM) ainsi que par le modèle en couche en rotation autour d'un axe incliné (Tilted Axis Cranking, TAC)

Les calculs TAC utilisent le même Hamiltonien que les calculs CNS. La restriction du modèle CNS à une rotation suivant un des axes principaux de l'ellipsoïde est levée dans les calculs TAC. Pour faciliter les calculs, la déformation des diverses configurations reste constante et unique pour toutes les bandes. La déformation qui a été utilisée est $\epsilon_2 = 0.17$ et $\gamma = 30^\circ$, typique pour la plupart des configurations du ^{140}Nd calculées avec CNS. L'écart entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées sont plus importantes dans les calculs TAC que CNS puisque dans les calculs CNS la déformation est optimisée pour chaque configuration.

Par la suite nous allons utiliser une autre notation que celle employée dans le modèle CNS, qui a l'avantage de faciliter le passage entre la notation des orbitales uniparticule et quasiparticule sans ou avec appariement, qui sont utilisées respectivement pour interpréter les états de hauts spins et de spin bas - moyen [27]. La convention est d'utiliser A, B, C et D pour les états utilisant l'orbitale h , où A est assigné à l'état le plus bas avec la signature favorisée $\alpha = j + 2n$. Les lettres E, F, G, H sont utilisées pour les états de parité positive (dg), tandis que I est utilisé pour $i_{13/2}$. La barre placée au-dessus de certaines lettres signifie que l'on considère la signature opposée. Il est à remarquer que toutes les orbitales occupées sont indiquées, ce qui est en accord avec les calculs CNS, tandis que la notation standard des calculs CSM n'indique que les orbitales occupées alignées. La correspondance entre les notations TAC et CNS est donnée dans le Tableau 5.6.

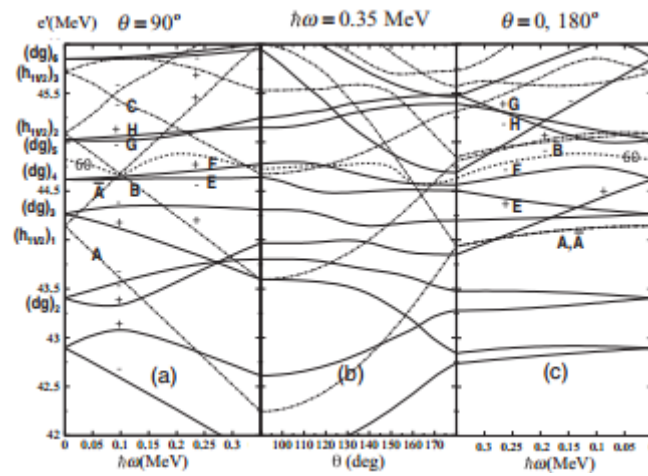


FIGURE 5.23 – Calculs des Routhians uni-proton. Les lignes continues représentent une orbitale avec $\pi = +$, les lignes tiret-pontillées $\pi = -$. Dans le cas d’une rotation suivant l’axe principal les signatures $\alpha = \pm 1/2$ sont indiquées par \pm . Les angles $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ correspondent tout deux à l’axe long ($\gamma = -90^\circ$), et l’angle $\theta = 90^\circ$ à l’axe court ($\gamma = 0^\circ$). Le panneau central connecte les deux axes à la fréquence $\hbar\omega = 0.35\text{MeV}$.

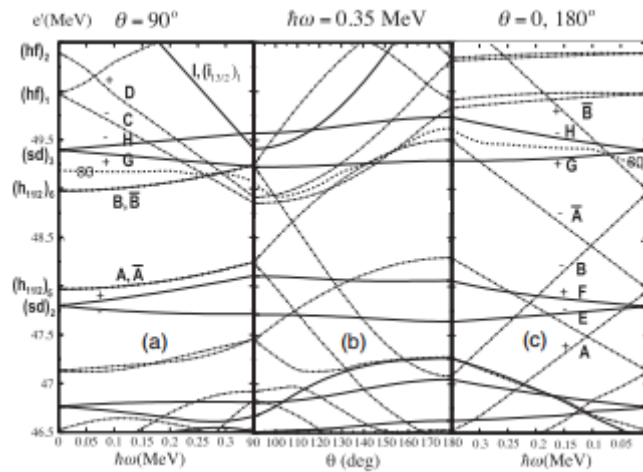


FIGURE 5.24 – Calculs des Routhians uni-neutron. Les lignes continues représentent une orbitale avec $\pi = +$, les lignes tiret-pontillées $\pi = -$. Dans le cas d’une rotation suivant l’axe principal les signatures $\alpha = \pm 1/2$ sont indiquées par \pm . Les angles $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ correspondent tout deux à l’axe long ($\gamma = -90^\circ$), et l’angle $\theta = 90^\circ$ à l’axe court ($\gamma = 0^\circ$). Le panneau central connecte les deux axes à la fréquence $\hbar\omega = 0.35\text{MeV}$.

Tableau 5.6 – Correspondance entre les notations des orbitales dans les modèles Tilted Axis Cranking (TAC) et Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS). La barre placée au-dessus de certaines lettres signifie que l'on considère la signature opposée.

Neutrons		Protons	
TAC	CNS	TAC	CNS
A, \bar{A}	$(h_{11/2})_5$	A, \bar{A}	$(h_{11/2})_1$
B, \bar{B}	$(h_{11/2})_6$	B	$(h_{11/2})_2$
C	$(hf)_1$	C	$(h_{11/2})_3$
E, F	$(sd)_2$	E, F	$(dg)_4$
H, G	$(sd)_3$	H, G	$(dg)_5$
D	$(hf)_2$		

Les bandes discutées possèdent au minimum deux protons et deux neutrons excités, ce qui réduit considérablement l'interaction d'appariement, nous autorisant une interprétation qualitative sous la forme de configurations uniparticule dans un potentiel en rotation. Les Figures 5.25 et 5.26 présentent les Routhians des bandes D1 à D11 comparés aux résultats du modèle TAC pour une déformation $\epsilon_2 = 0.17$ et $\gamma = 30^\circ$. Le modèle TAC considère une rotation autour d'un axe incliné par rapport aux axes principaux de l'ellipsoïde, définis par (θ, ϕ) égal à $(0^\circ, 0^\circ)$, $(0^\circ, 90^\circ)$ et $(90^\circ, 90^\circ)$. Les différentes configurations sont décrites par 4 protons et 4 neutrons en dehors du cœur pair-pair $^{132}\text{Ba}_{76}$. Dans le cœur protonique les 6 orbitales (dg) les plus liées au dessus de la fermeture de couche $Z = 50$ sont occupées, tandis que dans le cœur neutronique il y a 4 trous $h_{11/2}$ et 2 trous supplémentaires dans les orbitales (sd) en-dessous de la fermeture de couche $N = 82$. A partir de l'indexation des orbitales dans les Figures 5.23 et 5.24, il est aisé de voir quelles orbitales sont occupées dans une configuration particulière. Le fait que l'indexation est défini pour une déformation constante, il devient possible de définir exactement quelles orbitales sont occupées, à l'inverse de la notation utilisée dans les calculs CNS qui suppose que les orbitales les plus basses sont occupées.

Nous avons utilisé une version sans appariement dans les calculs de modèle en couche en rotation, qui classe les bandes en termes de configurations particule-trou dans un potentiel en rotation. L'approximation sous-jacente de particules indépendantes du CSM ne s'applique qu'aux énergies et aux moments angulaires relatifs [111, 112].

Au contraire de la version standard du CSM, nous emploierons la bande Q1 comme référence, qui se traduit par une configuration $\pi ABEF \otimes \nu A\bar{A}CD$ dans la notation CSM, ou $[82, 22(20)]$ dans la notation CNS utilisée précédemment. La composition du moment angulaire est illustré dans la Figure 5.20. Les spins des deux protons $h_{11/2}$ et des neutrons en $(h_{9/2}f_{7/2})$ sont totalement alignés pour former un moment angulaire total de $18 \hbar$ pour la tête de la bande Q1.

Les Routhians e' et les alignements i_x de chaque bande ont été extraits suivant la procédure décrite dans le paragraphe 2.4.1. Les paramètres de Harris, $J^{(0)} = 7 \hbar^2/\text{MeV}$ et $J^{(2)} = 10 \hbar^4/\text{MeV}^3$, ont été déduits de tel sorte que l'alignement uniparticule de la majorité des bandes soit plat. La projection K du moment angulaire sur l'axe de symétrie n'est plus un bon nombre quantique pour les noyaux triaxiaux.

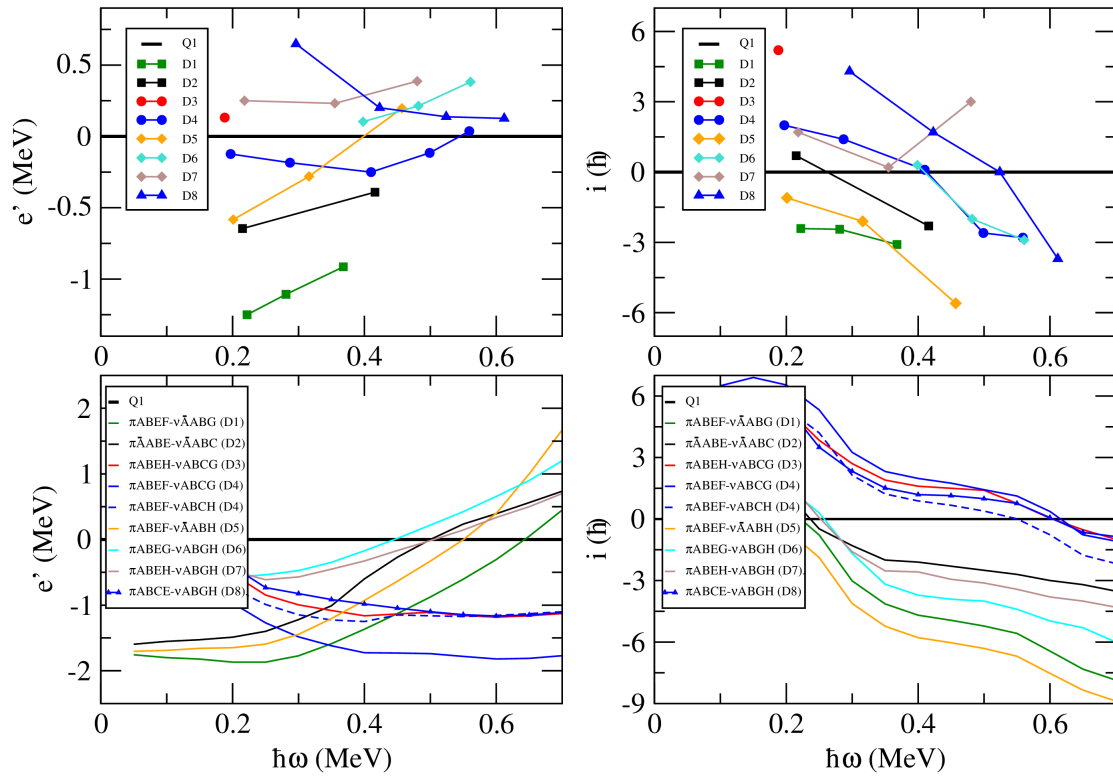


FIGURE 5.25 – Comparaison du comportement des bandes D1 à D8 en fonction de la fréquence de rotation ω par rapport aux configurations qui leur sont attribuées. Les deux cadrans supérieurs présentent les valeurs expérimentales extraites à partir de la méthode décrite par Frauendorf [43] (cf § 2.4.2). Les deux cadrans inférieurs présentent les valeurs calculées avec le modèle TAC pour une déformation unique pour toutes les configurations. Les deux cadrans de gauche présentent les Routhians, tandis que les deux cadrans de droite montrent l'alignement, c'est à dire le spin uniparticule aligné à l'axe de rotation.

Il a été fixé à zéro pour toutes les bandes. Pour chaque valeur de $e'_i(\omega)$ et $i_{xi}(\omega)$ de chaque bande i nous avons soustrait les valeurs calculées (par interpolation) de la bande Q1 aux mêmes fréquences, $e'_{ref}(\omega)$ et $i_{ref}(\omega)$. Les Routhians e' et les alignements uniparticule expérimentaux i_x des bandes D sont présentés dans les quadrants supérieurs des Figures 5.25 et 5.26. La bande de référence Q1 apparaît comme une ligne horizontale dans chacun des cadrans des Figures 5.25 et 5.26. Il est rappelé que la configuration de la bande Q1 est $\pi ABEF \otimes \nu A\bar{A}CD$ ou en termes d'orbitales sphériques $\pi h_{11/2}^4 \otimes \nu(h_{9/2}f_{7/2})^2$.

Les configurations des bandes dipolaires du ^{140}Nd se comprennent à la lumière de l'interprétation du ^{138}Nd décrit dans la publication [27]. Il y a de 1 à 3 protons en $h_{11/2}$ et un neutron en $h_{9/2}f_{7/2}$ qui alignent leur moment angulaire sur l'axe court, car cette orientation maximise le chevauchement de leur distribution de densité toroïdale avec le cœur triaxial. Ainsi, les protons $h_{11/2}$ et les neutrons $h_{9/2}f_{7/2}$ favorisent la rotation suivant l'axe court. Comme vu dans le panneau central de la Figure 5.23, les Routhians de A et B ont un minimum très prononcé à $\theta = 90^\circ$. Il y a également un ou deux neutrons en $h_{11/2}$ qui aligne(nt) leur moment angulaire sur l'axe long, car cette orientation minimise le recouvrement avec la forme triaxiale du cœur. Par conséquent les trous neutroniques en $h_{11/2}$ favorisent la rotation suivant l'axe long. Comme présenté dans la Figure 5.24, les Routhians de \bar{A} et de \bar{B} possèdent un maximum marqué pour $\theta = 0^\circ$, ce qui signifie que les trous de ces deux orbitales conduisent à un axe de rotation $\theta = 0^\circ$. En d'autres termes, les neutrons dans les orbitales A et B favorisent la rotation suivant l'axe long. Les neutrons $h_{11/2}$ dans les orbitales plus basses ne conduisent pas à une modification sensible de l'axe de rotation, car à chaque Routhian il existe un conjugué qui compense son effet. Le moment angulaire collectif provenant des autres nucléons est maximal pour une orientation suivant l'axe moyen, pour lequel la différence avec la symétrie axiale est maximale.

Le grand nombre de bandes dipolaires provient des multiples combinaisons de protons en $h_{11/2}$ et de neutrons en $h_{9/2}f_{7/2}$ qui sont alignés sur l'axe court et des neutrons en $h_{11/2}$ alignés sur l'axe long. Ainsi, l'axe de rotation appartient au plan principal court-long et est bien éloigné des axes principaux. L'inclinaison brise la symétrie de $R_x(\pi)$ qui induit la signature comme nombre quantique, et l'on observe une bande rotationnelle dipolaire. La rotation est principalement magnétique car les moments angulaires des protons et des neutrons en $h_{11/2}$ sont perpendiculaires, qui combinés, forment un grand moment magnétique transverse qui génèrent de fortes transitions M1.

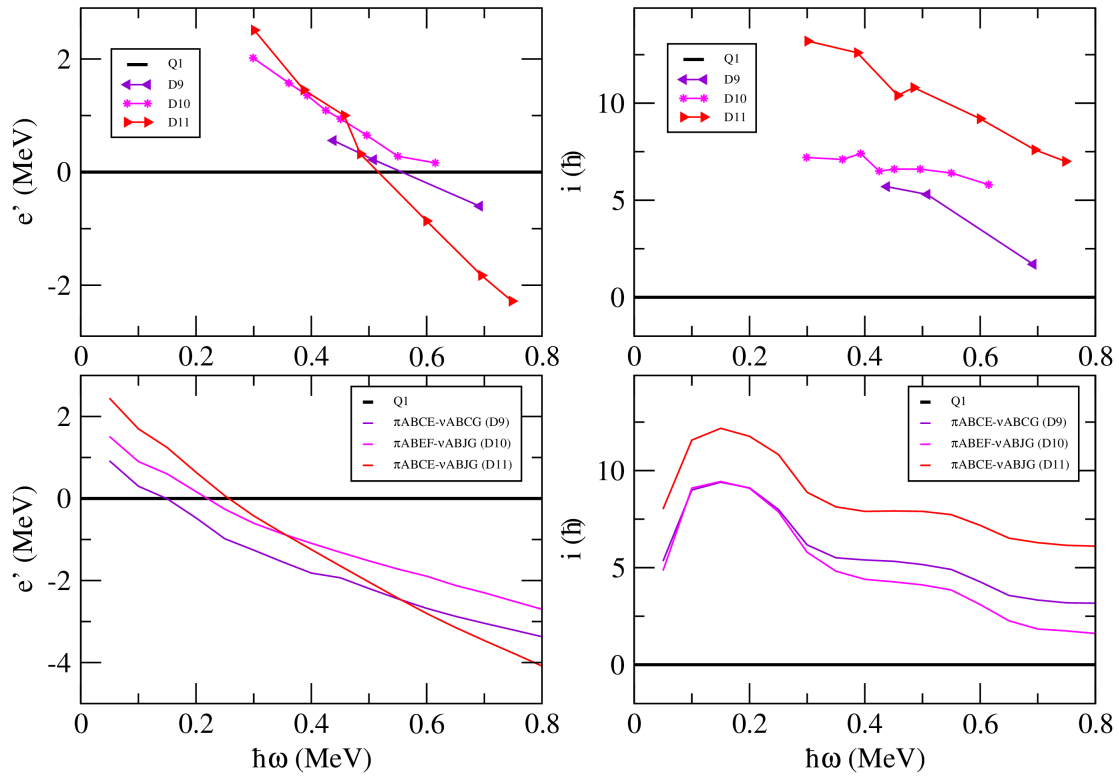


FIGURE 5.26 – Comparaison du comportement des bandes D9 à D11 en fonction de la fréquence de rotation ω par rapport aux configurations que l'on leur attribue. Les deux cadrans supérieurs présentent les valeurs expérimentales extraites à partir de la méthode décrite par Frauendorf [43] (cf § 2.4.2). Les deux cadrans inférieurs présentent les valeurs calculées par le modèle TAC pour une déformation unique pour toutes les configurations. Les deux cadrans de gauche présentent les Routhians, tandis que les deux cadrans de droite montrent l'alignement.

Configuration	π	BM1/BE2	Bandes
$\pi ABEF \nu A\bar{A}BG$	(-)	93	D1
$\pi A\bar{A}BE \nu A\bar{A}BC$	-	180	D2
$\pi ABEH \nu ABCG$	-	213	D3
$\pi ABEF \nu ABCH$	-	271	D4
$\pi ABEF \nu ABGH$	+	1331	D5
$\pi ABEG \nu ABGH$	+	625	D6
$\pi ABEH \nu ABGH$	(+)	1351	D7
$\pi ABCE \nu ABGH$	(-)	429	D8
$\pi ABCE \nu ABCG$	(+)	149	D9
$\pi ABEF \nu ABCI$	(-)	62	D10
$\pi ABCE \nu ABCI$	(+)	62	D11

Tableau 5.7 – Configuration des bandes $\Delta I=1$ du ^{140}Nd .

La plus part de bandes dipolaires possèdent des configurations avec deux trous neutrons en $h_{11/2}$ qui alignent leur moment angulaire avec l'axe long, à l'exception des bandes D1, D2 et D5 qui n'impliquent qu'un unique trou neutron en $h_{11/2}$. Le Tableau 5.7 liste les configurations construites sur ces combinaisons et suggère l'interprétation des bandes dipolaires observées. Les rapports B(M1)/B(E2) des diverses bandes dipolaires sont calculés supérieurs à $20\mu_N^2/(eb)^2$, ce qui est une caractéristique les bandes dipolaires à rotation magnétique.

La bande D1 est la moins excitée et présente l'alignement le plus faible. Elle décroît vers l'état 13^- à 4700 keV à qui est assignée la configuration $\pi(dg)^4 \otimes \nu h_{11/2}^{-1}(sd)^{-1} (\pi A\bar{A}EF \otimes \nu A\bar{A}BG)$. Une configuration compatible avec la décroissance de la bande D1 vers l'état 13^- à 4700 keV est $\pi h^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-1}(sd)^{-1} (\pi ABEF \otimes \nu A\bar{A}BG)$. A souligner que la notation qui spécifie l'occupation des orbitales de couches j se réfère à un cœur $N = 82$, tandis que les lettres A, B, \dots se réfèrent à sur un cœur $N = 76$.

La bande D2 est la bande suivante en énergie d'excitation et possède un alignement plus grand que la bande D1. Elle décroît vers l'état 15^- à 5609 keV et l'état 17^- à 6961 keV avec une configuration $\pi(dg)^4 \otimes \nu h_{11/2}^{-1}(sd)^{-1} (\pi A\bar{A}EF \otimes \nu A\bar{A}BG)$. Nous assignons une configuration $\pi h^1(dg)^3 \otimes \nu h_{11/2}^{-1}(sd)^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^1 (\pi A\bar{A}BE \otimes \nu A\bar{A}BC)$ à la bande D2 qui induit une excitation particule-trou neutron et proton par rapport aux états 15^- et 17^- vers lesquels elle décroît.

La bande D3 est une courte séquence de deux transitions qui décroît vers la bande D4 et l'isomère 20^+ . Nous avons assigné une configuration $\pi h^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}(sd)^{-1}(h_{9/2}f_{7/2})^1 (\pi ABEH \otimes \nu ABCG)$ à cette bande. Elle contient une paire brisée supplémentaire par rapport à l'isomère 20^+ avec les deux neutrons placés dans les orbitales $(h_{9/2}f_{7/2})$ et (sd) . Les deux protons célibataires sont promus des orbitales (dg) à l'orbitale $h_{11/2}$.

La bande D4 décroît vers l'isomère 20^+ de configuration $\pi(dg)^4 \otimes \nu h_{11/2}^{-2} (\pi A\bar{A}EF \otimes \nu ABGH)$ et vers l'état 17^- à 6403 keV de configuration $\pi(dg)^4 \otimes \nu h_{11/2}^{-1}(sd)^{-1} (\pi A\bar{A}EF \otimes \nu A\bar{A}BG)$. Nous avons donc assigné la configuration $\pi h^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-3}(sd)^{-1}(h_{9/2}f_{7/2})^1 (\pi ABEF \otimes \nu ABCH)$ à la

bande D4. Cette configuration est similaire à la bande D3. Les transitions de connexion entre les bandes D3 et D4 s'expliquent par une excitation uniparticule de l'orbitale G à H (voir Figure 5.24). La connexion avec l'isomère 20^+ et l'état 17^- implique de processus plus complexes d'excitation comme le passage d'une paire de protons de $\pi h_{11/2}^2$ à $\pi(dg)^2$, et la brisure d'une autre paire de neutrons et l'alignement des deux neutrons, un en $\nu h_{11/2}$ et l'autre en $\nu(h_{9/2}f_{7/2})$.

La bande D5 est plus excitée que les bandes D1 et D2, et possède une décroissance très fragmentée vers des états en dessous de l'isomère 20^+ . Il est alors naturel de proposer l'excitation d'un neutron en $\nu h_{11/2}$ par rapport aux bandes D1 et D2. La parité de la bande D5 est positive, au regard de la transition E2 de 1366 keV peuplant l'état 16^+ . La configuration de parité positive de plus basse énergie d'excitation que nous attribuons à la bande D5 implique à la fois deux protons et deux neutrons dans les orbitales $h_{11/2}$ protonique et neutronique, c'est à dire $\pi h^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}$ ($\pi ABEF \otimes \nu ABGH$).

La bande D6 décroît vers la bande D5 et a un fort alignement. De manière à prendre en compte une plus grande énergie d'excitation de la bande D6 par rapport à D5, nous excitons un proton de l'orbitale F à l'orbitale G de parité positive portant à une configuration $\pi h^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}$ ($\pi ABEG \otimes \nu ABGH$). Cependant, la différence d'alignement calculée entre les bandes D5 et D6 ne correspond pas avec la différence d'alignement mesurée. Cet effet pourrait être induit par une modification non prise en compte de la déformation portée par la modification de l'orbitale protonique de F à G.

La bande D7 a une excitation comparable à la bande D6 et probablement une parité positive. Nous assignons donc une configuration similaire à celle de la bande D6, avec une proton excité de l'orbitale G à H : nous obtenons ainsi la configuration $\pi h^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}$ ($\pi ABEH \otimes \nu ABGH$).

La bande D8 est encore plus excitée et possède un alignement plus grand que les bandes D6 et D7 vers lesquelles elle décroît. Une configuration prenant en compte ce comportement serait l'excitation d'un proton en $h_{11/2}$. Ainsi, la configuration $\pi h^3(dg)^1 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}$ ($\pi ABCE \otimes \nu ABGH$) est assignée à la bande D8.

La bande D9 commence au spin 28^- , qui peut être créé en impliquant 8 nucléons actifs, avec un neutron en $\nu(h_{9/2}f_{7/2})$, qui expliquerait sa décroissance vers la bande Q1 avec une configuration $\pi h_{11/2}^4 \otimes \nu(h_{9/2}f_{7/2})^2$. Afin de respecter une des conditions pour l'existence d'une bande dipolaire, le nombre de particules impliquées suivant les axes courts et longs doit être approximativement équivalent. Une configuration possible associée à la bande D8 est alors $\pi h_{11/2}^3(dg)^1 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}(sd)^{-1}(h_{9/2}f_{7/2})^2$ ($\pi ABCE \otimes \nu ABCG$).

La bande D10 possède à la fois des transitions dipolaires et quadrupolaires, indiquant des rapports d'embranchement B(M1)/B(E2) plus faibles que ceux des autres bandes dipolaires. Puisqu'elle commence à un spin 25^- , qui est plus bas que celui de la tête de la bande D9 qui possède 8 quasi-particules, elle peut également avoir une configuration de 8 quasi-particules, c'est à dire $\pi h_{11/2}^2(dg)^2 \otimes \nu h_{11/2}^{-2}(sd)^{-2}(h_{9/2}f_{7/2})^1 i_{13/2}^1$ ($\pi ABEF \otimes \nu ABCI$).

La bande D11, comme la bande D10, possède des transitions quadrupolaires et donc ses rapports d'embranchement B(M1)/B(E2) sont modérés. Elle est la bande dipolaire la plus excitée observée dans l'expérience et peut avoir également 8 quasi-particules actives comme la bande D10, mais avec un proton supplémentaire promu dans l'orbitale $h_{11/2}$: on obtient ainsi la configuration $\pi h_{11/2}^3(dg)^1 \otimes$

$$\nu h_{11/2}^{-2}(sd)^{-2}(h_{9/2}, f_{7/2})^1 i_{13/2}^1 (\pi ABCE \otimes \nu ABCI).$$

5.4.6 Discussion de l'isomère 27^{-}

Depuis 2006, il était prédit l'existence d'un état favorisé quasi-sphérique de spin 27^{-} dans le ^{140}Nd [96]. La Figure 5.27, présente les énergies des configurations relatives à une goutte de liquide déformée en rotation en fonction du spin. On observe sur cette figure trois comportements associés aux trois puits de potentiel visible dans la Figure 5.17 :

- une évolution chaotique pour les configurations quasi-sphériques,
- des courbes parabolique liées à une déformation triaxiale,
- une ligne quasi-droite correspondant à la configuration superdéformée publiée dans la référence [98].

On remarque que dans les minima locaux des configurations quasi-sphériques, on retrouve tous les isomères déjà connus du ^{140}Nd à savoir 7^{-} , 10^{+} , 20^{+} . L'état favorisé situé après l'état 20^{+} a un spin 27^{-} (voir Figure 5.27).

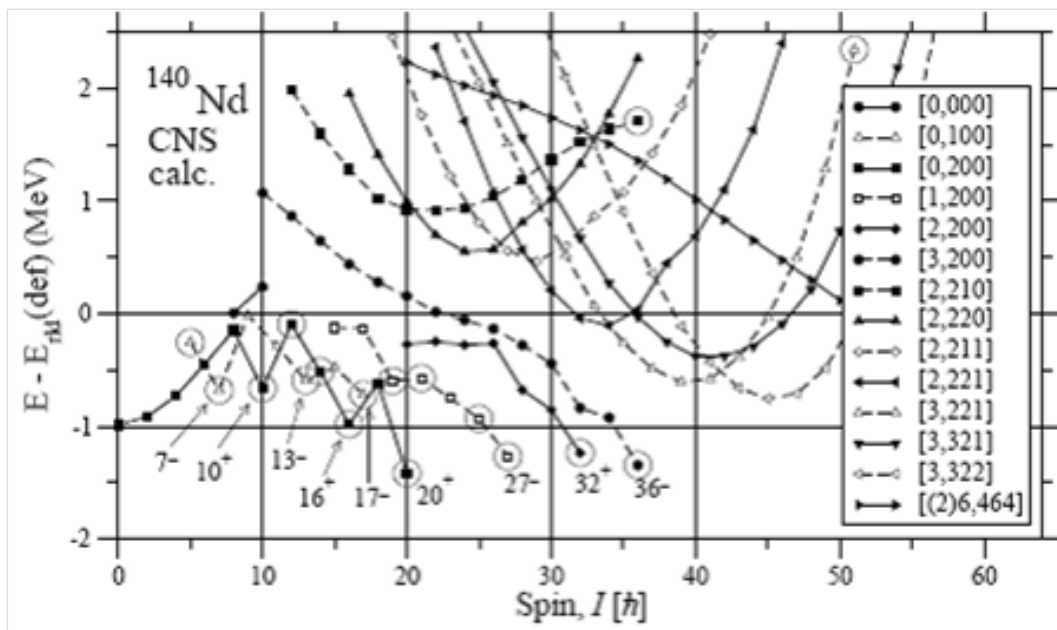


FIGURE 5.27 – Calculs CNS réalisés par I. Ragnarson pour le noyau de ^{140}Nd [96].

La Figure 5.28 présente le schéma de niveaux partiel du ^{140}Nd pour mettre en évidence la séquence de transitions fixant l'énergie de l'état 27^{-} à 11.216 MeV. Les transitions de 809, 908 et 1081 keV de la bande Q9 sont clairement visibles dans le spectre conditionné par les transitions retardées 188, 191, 215, 258, 720, 868, 922, 1017 et 1495 keV du ^{140}Nd mesurées par GREAT (voir Figure 5.29). Ces transitions sont suffisamment retardées par la traversée du spectromètre RITU pour être observées par GREAT. Ce phénomène ne peut s'expliquer que par le fait que la bande Q9 peuple un état isomérique de

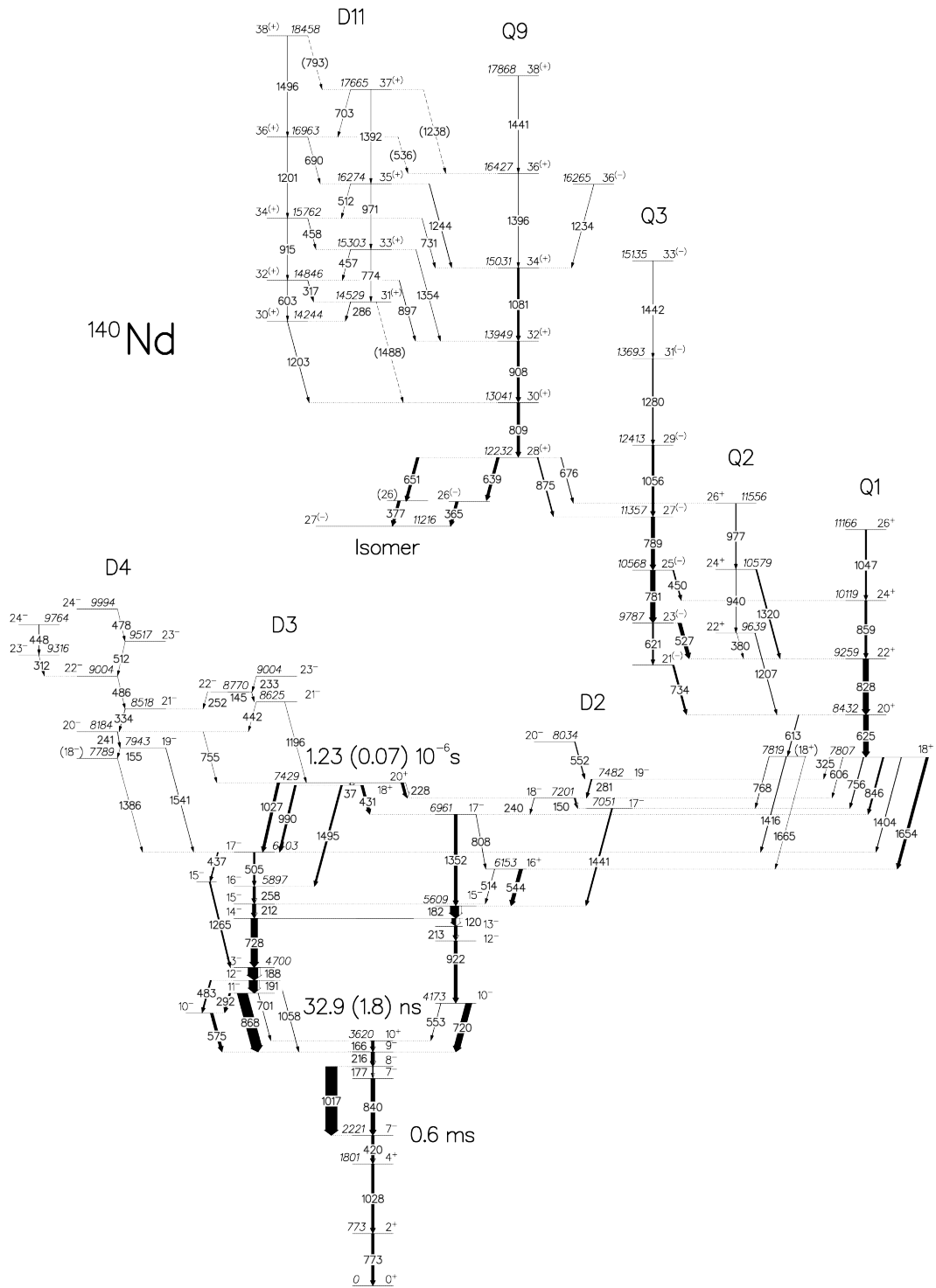


FIGURE 5.28 – Schéma de niveaux partiel du ^{140}Nd .

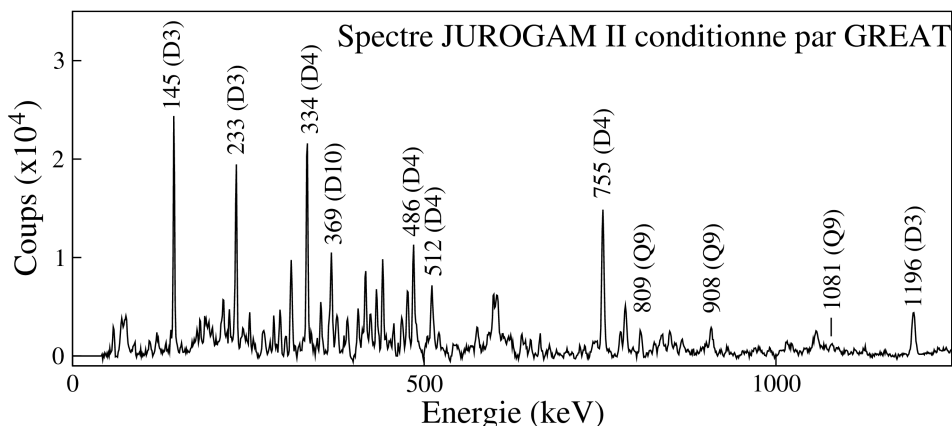


FIGURE 5.29 – Spectre de JUROGAM II conditionné par les transitions retardées 188, 191, 215, 258, 720, 868, 922, 1017 et 1495 keV du ^{140}Nd détectées par GREAT dans le plan focal de RITU. L'appartenance des pics aux différentes bandes est indiquée entre parenthèses.

longue durée de vie. Le seul état isomérique déjà connu du ^{140}Nd pouvant justifier de telles observations, est l'état 20^+ . Une recherche approfondie a été menée pour tenter d'identifier le lien entre la bande Q9 et l'isomère 20^+ , mais sans succès. Comme on peut le voir sur le schéma de niveaux, la bande Q9 se désexcite d'une part vers les bandes Q2 et Q3 et d'autre part vers un état $27^{(-)}$ qui est près de 4 MeV plus excité que l'isomère 20^+ , avec 7 unités de spin d'écart. On peut imaginer que des cascades de 3 à 5 transitions peu intenses relient ces deux états ; leurs faibles intensités justifieraient que l'on ne puisse pas les observer. Une explication alternative est que la bande Q9 peuple un autre état isomérique d'un temps de vie comparable ou supérieur au temps de vol du noyau résiduel (^{140}Nd) à travers la chambre de réaction (~ 30 ns), qui pourrait être l'état terminal $27^{(-)}$ prédit par les calculs CNS [101, 113]. En effet, en réalisant des doubles portes sur les transitions de la bande Q9, deux cascades peu intenses, constituées de deux transitions peuplant l'état $27^{(-)}$ à 11.216 MeV sont observées :

- 651 keV - 365 keV
- 639 keV - 377 keV.

Les spectres ayant servi à l'identification de ces deux cascades pour les expériences EUROBALL et JR87 sont présentés dans la Figure 5.30.

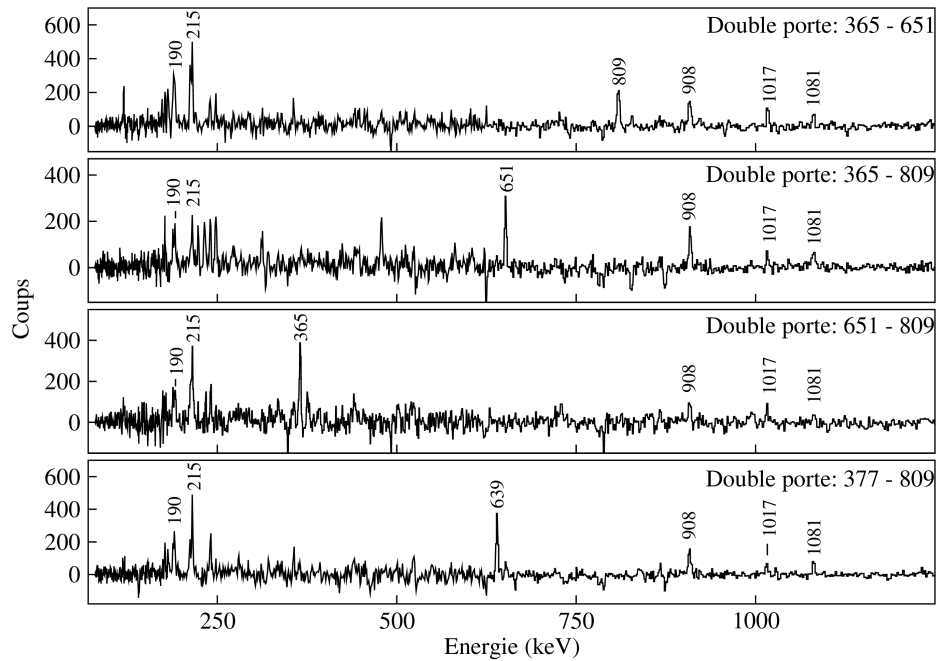
En observant la Figure 5.31, on constate que le temps de vie apparent associé à l'isomère $27^{(-)}$ est plus court que pour l'isomère 20^+ : $0.75 \mu\text{s}$ à comparer à $1.3 \mu\text{s}$. Par manque de statistique, la soustraction la contribution dans le spectre de temps de l'isomère 20^+ n'a pas été réalisée, c'est pourquoi nous nous contentons de fournir uniquement l'ordre de grandeur du temps de vie de l'isomère $27^{(-)}$: le temps de demi-vie de l'isomère $27^{(-)}$ est de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes (supérieur à 30 ns et inférieur à $1.3 \mu\text{s}$).

Les bandes triaxiales Q9 [82, 32(21)], Q3 [82, 22(22)] et Q2 [82, 22(20)] incluent dans leurs configurations des orbitales neutroniques situées au-dessus du gap $N = 82$. La bande Q9 décroît également vers l'état $27^{(-)}$ à 11.216 MeV, qui possède une faible déformation $\varepsilon_2 = 0.03$ d'après les calculs

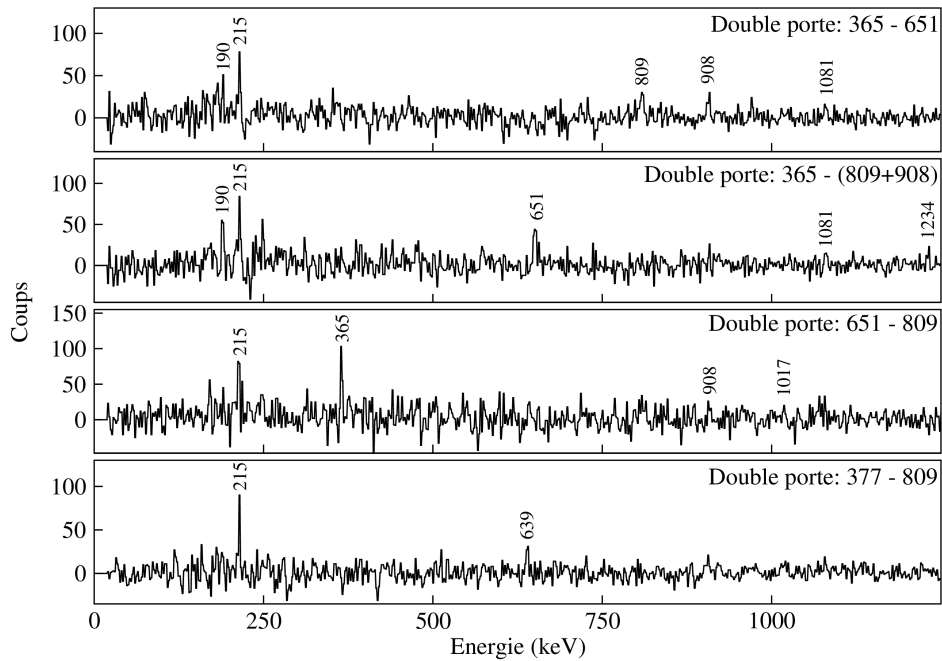
CNS [104]. La configuration de cet état $27^{(-)}$, $\pi [(dg)^{-5}h^1]_{17-} \otimes \nu(h^{-2})_{10+}$, ne fait intervenir aucune orbitale neutronique située au-dessus du gap $N=82$.

L'isomère 20^+ à 7.43 MeV est également basée sur une forme quasi-sphérique avec $\varepsilon_2 = 0.06$. Sa configuration est $\pi(dg)_{10+}^{-4} \otimes \nu h_{10+}^{-2}$, et donc ne fait pas intervenir d'excitation neutronique à travers le gap $N = 82$.

Dans une première approximation, on peut considérer que la déformation est sphérique pour les deux isomères 20^+ et $27^{(-)}$. La différence d'énergie entre ces deux états est de 3786 keV. En faisant l'hypothèse raisonnable pour des états si excités que l'appariement est négligeable, cette différence d'énergie est égale à la différence d'énergies entre l'orbitale $\pi h_{11/2}$ et les orbitales $\pi(dg)$. On obtient ainsi une estimation expérimentale de l'écart en énergie entre les orbitales $\pi h_{11/2}$ et $\pi(dg)$ valable dans la région de hauts spins, ce qui peut être utilisée pour améliorer l'accord entre les calculs CNS et les données expérimentales.

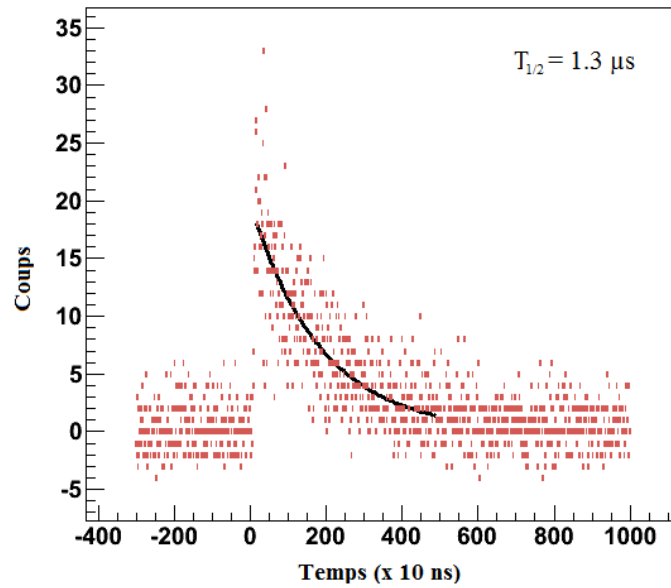


(a)

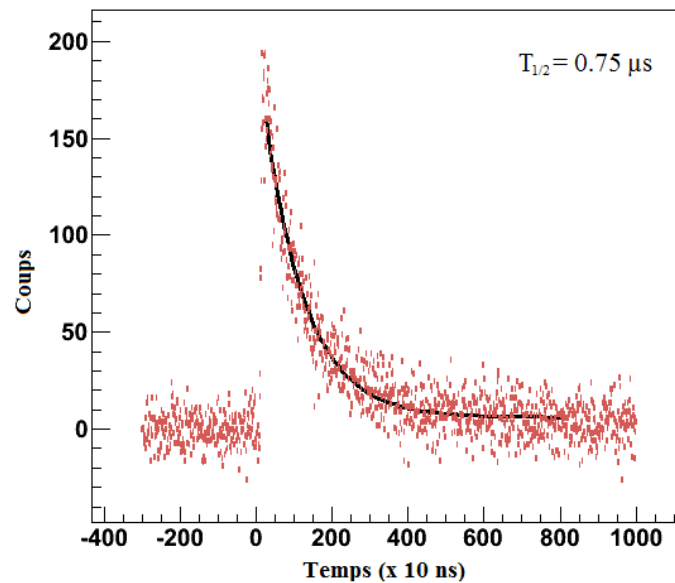


(b)

FIGURE 5.30 – Spectres d'EUROBALL (a) et de JUROGAM II (b) conditionnés sur les transitions de 365, 377, 651 et 809 keV peuplant l'isomère $27^{(-)}$. Les transitions 190, 215 et 1017 keV appartiennent au bas du schéma de niveau du ^{140}Nd tandis que les transitions de 365, 639, 651, 809, 908, 1081 et 1234 keV appartiennent à la bande Q9.



(a) Spectre généré à partir d'une porte avec suppression de fond sur le transition de 1442 keV détectée au plan focal et une somme de portes sur les transitions de 334, 442, 486, 755 et 1196 keV (Bandes D3 et D4) détectées par JUROGAM.



(b) Spectre généré à partir d'une somme de porte avec suppression de fond sur les transition de 258, 505, 728, 868, 1267, 1352 et 1442 keV détectée au plan focal et une somme de portes sur les transitions de 809, 908, 1081, 1244 et 1396 keV (Bandes Q9 et D11) détectées par JUROGAM.

FIGURE 5.31 – Spectres de temps entre le détecteur gazeux et les clovers de la station GREAT. Ces spectres ont été conditionnés par une multiplicité dans JUROGAM supérieure à un. A partir du spectre (a) le temps de vie de l'état 20^+ a été obtenu tandis que le spectre (b) contraint le temps de vie de l'état $27^{(-)}$.

Conclusions et perspectives

Durant cette thèse, diverses expériences ont été menées conduisant à la mesure des temps de vie des états isomériques du ^{135}La ainsi qu'à l'étude à haut spin du ^{140}Nd . Dans ce manuscrit, seules les expériences ayant déjà abouti à des résultats expérimentaux marquant tant sur le plan expérimental que théorique sont développés. Ces résultats ont été publiés récemment dans des revues internationales à comité de lecture ou sont en cours d'évaluation par les référents.

J'ai construit le schéma de niveaux du ^{140}Nd jusqu'à très hauts spins, en identifiant plusieurs dizaines de transitions dont la plupart font partie de bandes rotationnelles. La discussion du schéma de niveaux a été faite sur la base de calculs CNS et TAC réalisés en collaboration avec I. Ragnarsson et S. Frauendorf, respectivement. Grâce à ces calculs la vingtaine de nouvelles bandes de hauts spins observées dans le noyau ^{140}Nd ont toutes été interprétées de manière cohérente comme basés sur une forme nucléaire triaxiale. Le fait d'observer autant de bandes triaxiales à haut spin, non seulement dans le ^{140}Nd mais également dans $^{138-141}\text{Nd}$, représente une preuve expérimentale forte que dans cette région de masse le noyau peut acquérir à haut spin une forme triaxiale stable, comme prédit par le modèle CNS. Les calculs CNS ont aussi prédit un état isomérique $27^{(-)}$ quasi-sphérique que nous avons réussi à observer et qui fait l'objet d'un article en préparation. Afin de confirmer cette observation, l'étude détaillée de la désexcitation de cet état est nécessaire, ce qui permettra de mesurer précisément le temps de vie de cet isomère de forme. Fort de cette prédiction confirmée, nous avons apporté un certain crédit aux déformations calculées par le code CNS et qui, entre autre, ont été utilisées en entrée dans les calculs TAC. Le meilleur moyen de confirmer l'existence d'une forme triaxiale stable à hauts spins dans les noyaux de Nd serait de mesurer les probabilités (ou temps de vie) des transitions intra-bandes par la méthode la mieux adaptée pour ces états, c'est-à-dire la DSAM.

A l'origine, cette thèse visait à étudier la systématique des états isomériques dans les isotones pair-pair autour du ^{140}Nd , plus particulièrement la systématique des isomères de hauts spins dans les noyaux ^{142}Sm , ^{138}Ce , et ^{136}Ba avec des réactions de fusion-évaporation induites par faisceaux stables ou radioactifs et, dans ^{134}Xe et ^{132}Te avec la fission. Nous avons accompli seulement une partie des objectifs visés, l'étude détaillée de la structure à hauts spins du ^{140}Nd . Les résultats préliminaires obtenues durant les campagnes EXILL à ILL sur deux autres noyaux visés par cet étude systématique, ^{134}Xe et ^{132}Te , sont prometteurs. Dans l'acharnement à mesurer les états de hauts spins du ^{136}Ba , non pas dans une expérience mais dans deux expériences utilisant des combinaisons différentes faisceau-cible, des résultats marquant sur ^{135}La et ^{139}Ce ont pu être extraits et sont en passe d'être publiés. Nous n'avons pas obtenu des résultats exploitable pour ^{136}Ba , mais on est confiant que la prochaine génération d'installations de

faisceaux radioactifs telles que SPIRAL 2 au GANIL vont nous permettre de compléter notre étude. Il nous reste encore à déterminer le temps de vie des isomères qu'on a découvert. Afin d'assurer un maximum de chance d'extraire les temps de vie des multiples isomères présents dans cette région de masse, il faudrait un faisceau pulsé, une cible épaisse, un multidétecteur Ge de grande efficacité (AGATA par exemple) et des détecteurs rapides tels que des scintillateurs de LaBr_3 . Evidement comme dans l'expérience réalisée au RCNP une boule de silicium pour discriminer les particules chargées serait un avantage certain dans l'analyse des données permettant de sélectionner le Z du noyau résiduel.

Ces travaux de recherche réalisés au CSNSM et dans différents laboratoires à travers le monde, m'ont permis d'apprendre le fonctionnement de différentes installations utilisés dans la physique nucléaire, comme par exemple un spectromètre qui permet de sélectionner un faisceau radioactif, mais aussi de construire des dispositifs expérimentaux complexes mettant en jeux différents types de détecteurs. J'ai également appris les méthodes et techniques développées pour la physique nucléaire, qui m'ont permis d'analyser des expériences complexes afin de développer des schémas de niveaux et d'extraire des temps de vie des états isomériques. J'espère sincèrement avoir l'occasion d'appliquer ces connaissances dans une possible future carrière dans le domaine de la recherche en physique nucléaire et ces applications.

Table des figures

1.1	Schéma de diverses déformations multipolaires.	12
1.2	Symétries et formes nucléaires correspondant aux différentes déformations quadrupolaires dans le repère (β, γ)	13
1.3	Schéma présentant un noyau triaxial dans son référentiel intrinsèque où sont représentés l'angle θ entre le vecteur rotation $\vec{\omega}$ et l'axe Ox , et l'angle α entre les vecteurs rotation $\vec{\omega}$ et moment angulaire total \vec{J} [14].	14
1.4	Orientation gauche (a) et droite (b) d'un système chiral pour un noyau triaxial impair-impair. Les vecteurs \vec{R} , \vec{j}_π et \vec{j}_ν représentent les moments angulaire du cœur, du proton de valence et du neutron de valence. Le vecteur de moment angulaire total \vec{J} est la somme de ces trois composantes. [15]	15
1.5	Définition du nombre quantique K	17
1.6	Énergie potentielle d'un noyau possédant une coexistence de forme en fonction de la déformation.	18
2.1	Mise en évidence des effets de couches du noyau (a,b,c) en comparaison avec l'énergie de première ionisation (d) qui caractérise les couches atomiques.	21
2.2	Calculs Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS, voir § 2.4.3) des surfaces d'énergie potentielle du ^{140}Nd pour les spins (a) $31 \hbar$, (b) $41 \hbar$, (c) $51 \hbar$ et (d) $61 \hbar$. Nous remarquons 3 minima : le premier sphérique favorisé à bas spin, le second triaxial déformé avec $\gamma \approx 30^\circ$ favorisé à moyen spin et le minimum superdéformé prolata à haut spin (attention l'axe $\gamma = 0^\circ$ est tourné de 30°). Entre ces minima il existe des barrières de potentiel. Le noyau lors de sa désexcitation passe d'un minimum à l'autre à travers des barrières de potentiel. La différence d'énergie entre les courbes équipotentielles est de 0.25 MeV.	25
2.3	Figures présentant dans le cas d'une rotation autour de l'axe de symétrie de la référence [37] : (a) l'énergie d'excitation du niveau favorisé en fonction de la fréquence de rotation, (b) le spin de l'état favorisé en fonction de la fréquence de rotation et (c) l'énergie d'excitation en fonction du spin.	29

2.4	Les trois premières sous-figures (a, b et c) sont analogues à celles de la Figure 2.3 mais elles présentent le cas d'une rotation perpendiculaire à l'axe de symétrie (ici le noyau de ${}^{24}_{12}\text{Mg}_{12}$ possédant une déformation $\varepsilon = 0.40$) [37]. La figure (d) présente l'évolution de l'énergie des sous-orbitales en fonction de la fréquence de rotation. L'effet de backbending est visualisé par une flèche sur les figures (a) et (b)	31
2.5	Diagramme vectoriel illustrant le couplage du moment angulaire j des nucléons avec le moment angulaire R du noyau perpendiculaire à l'axe de symétrie, pour former le moment angulaire total I	33
2.6	Schéma d'un couplage fort dans le cadre du modèle PRM.	35
2.7	Schéma présentant la géométrie des moments angulaires pour la combinaison d'un trou protonique aligné suivant l'axe de rotation et d'un trou neutronique aligné suivant l'axe de déformation [43].	38
2.8	Les valeurs attendues du moment angulaire uniparticule protonique le long de l'axe de rotation $\langle j_x \rangle$ avant et après suppression de l'interaction virtuelle. Les lignes sont utilisées pour présenter l'évolution de $\langle j_x \rangle$ lors d'un traitement adiabatique des orbitales qui sont surlignées dans la Figure 2.9a. Les deux lignes épaisses sont utilisées pour les orbitales diabatiques (A,B) formées à partir des orbitales adiabatiques après suppression des interactions (voir également Figure 2.9b). Par simplicité l'orbitale diabatique $[g_{7/2}d_{5/2}]_1$ (ainsi que les orbitales adiabatiques qui la compose) est représentée uniquement dans la même gamme de fréquence que dans la Figure 2.9.	43
2.9	Energies uniparticule protoniques (a) adiabatique et (b) diabatique dans le référentiel intrinsèque (Routhians) calculées à la déformation d'équilibre du ${}^{109}\text{Sb}$ ($\varepsilon_2 = 0.201$, $\gamma = 20^\circ$, $\varepsilon_4 = -0.016$) pour un spin-parité $67/2^-$. Les croisements où un traitement diabatique est nécessaire sont indiqués par un font pointillé dans la Figure (a). Des fonds circulaires et carrés permettent de différencier les croisements entre les orbitales ($\pi = +$, $\alpha = -1/2$) et ($\pi = +$, $\alpha = +1/2$), respectivement. A fréquence nulle, les orbitales sont indexées par la composante dominante de leur fonction d'onde, et également en indice par la position des orbitales dans leurs groupes spécifiques. La convention pour représenter les orbitales est la suivante : ($\pi = +$, $\alpha = +1/2$) ligne continue, ($\pi = -$, $\alpha = +1/2$) tirets, ($\pi = +$, $\alpha = -1/2$) ligne pointillée et ($\pi = -$, $\alpha = -1/2$) pointillé-tiret.	44
2.10	Schéma d'une réaction de fusion-évaporation.	46
2.11	Représentation schématique illustrant les trois types de transitions γ : transitions statistiques, puis cascades rotationnelles collectives pour finir par des transitions discrètes à bas spins proches des états yrast. Les zones $3n$, $4n$ et $5n$ sont délimitées à l'aide de calculs statistiques qui définissent la densité de probabilité que le noyau résiduel se trouve dans un état d'énergie E et de spin I après avoir évaporé x neutrons sans avoir émis aucun rayonnement γ	47
2.12	Schéma d'une réaction de transfert.	49

3.1	Photographie du système de pulsation du tandem d'Orsay [63].	55
3.2	Schéma des trois principales composantes optiques magnétiques : (a) le dipôle, (b) le quadripôle et (c) le sextupôle.	56
3.3	Représentation schématique de deux aimants de courbure. Sur la figure de gauche un aimant avec un angle de 0° entre la normale à la face de sortie et à l'axe du faisceau. Le dipôle sur la figure de droite possède une face de sortie tournée par rapport à la configuration précédente (angle considéré ici est négatif suivant la convention du code TRANSPORT). La longueur effective du dipôle augmente lorsque l'entrée d'un ion est à un rayon supérieur, ce qui augmente le pouvoir focalisant de l'aimant de courbure.	57
3.4	Evolution depuis les années '70 jusqu'aux années 2000 des fractions de sections efficaces totales observées pour diverses boules de détecteurs γ [66]. L'indication de la fraction de la voie de réaction pour les boules Euroball IV, Gammasphere et AGATA ont été estimées pour une multiplicité $M_\gamma = 30$	61
3.5	Modélisation de la forme du pic de coïncidence pour différentes valeurs du rapport $\frac{T_{1/2}}{\sigma_t}$: 0.03, 0.3 et 3. L'amplitude a été normalisée à 1 pour mieux visualiser l'asymétrie de la coïncidence temporelle.	66
3.6	Schema simple servant à la discussion de l'analyse du temps de vie, $\tau = 1/\lambda$, de l'état A coloré en vert. Les transitions γ_1, γ_2 dépeuplent l'état A avec la probabilité $\lambda_1 = \tau_1^{-1}$ et $\lambda_2 = \tau_2^{-1}$, respectivement. La transition γ_3 peuple l'état A.	67
3.7	Description d'un discriminateur à fraction constante à l'aide d'un schéma fonctionnel (a) et de l'évolution de l'allure du pulse à différentes étapes de son traitement dans cette électronique (b) [72].	69
3.8	Evolution de la résolution en temps (FWHM en ps) en fonction de la fraction de l'amplitude du pulse d'entrée pour le franchissement de seuil et le discriminateur à fraction constante obtenue avec une source de ^{22}Na [72].	70
3.9	Définition du walk et du jitter pour un détecteur de seuil [72].	70
4.1	Schéma de l'installation du laboratoire RCNP de l'Université d'Osaka. L'expérience a utilisé le séparateur d'ions radioactifs ("Radioaction ion separator", RI separator).	74
4.2	Photographie du système de refroidissement après irradiation sous faisceau.	75
4.3	Schéma du spectromètre publié dans l'article [76]. Les abréviations D, Q et SX signifient dipôle, quadripôle et sextupôle respectivement.	76
4.4	Simulation avec SRIM [77] du straggling d'un faisceau de ^{17}N de 85 MeV à travers une feuille d'aluminium de $52 \mu m$. Les deux images de gauche ont été obtenues pour un faisceau d'incidence normale, tandis que les deux autres pour une incidence de 5° par rapport à la normale.	77

4.5	Simulation avec TRANSPORT [78, 79] de l'enveloppe du faisceau à travers la première moitié du spectromètre achromatique du RCNP.	78
4.6	Courbes délimitant la gamme d'énergie possible en MeV/u des deux fragments de la réaction $^{18}\text{O}(^9\text{Be}, ^{10}\text{B})^{17}\text{N}$ en fonction de l'angle d'émission en degrés dans le référentiel du laboratoire. Les lignes verticales et la zone teintée délimite l'acceptance en énergie du spectromètre.	79
4.7	Calculs avec LISE++ de la position horizontale des ions à la sortie du spectromètre si on ne considère aucune des fentes du spectromètres.	80
4.8	Distributions calculées avec LISE++ des positions des différents ions à la position de la fente précédant le dégradeur. L'ouverture de la fente est symbolisée par les deux droites verticales.	80
4.9	Capture d'écran de la position horizontale des ions au niveau de la fente située juste avant la cible d'étain. Les traits verts dans le panneau à droite correspondent aux limites de la partie transmise du faisceau à travers la fente.	81
4.10	Simulation avec LISE++ de la composition du faisceau à la sortie du spectromètre en fonction de l'énergie.	81
4.11	Matrice d'identification ΔE -E mesurée à la sortie du spectromètre. Le PPAC mesurait la perte d'énergie et le détecteur silicium segmenté sur ces deux faces (DSSD) mesurait le reste de l'énergie cinétique de chaque ion.	82
4.12	Photographie du dispositif expérimental ouvert permettant de voir les détecteurs siliciums, la chambre de réaction et la face avant d'un germanium et de quatre enceintes anti-Compton. Sur la droite est schématisée la boule de détecteurs silicium, les faces pentagonales sont colorées en noire.	83
4.13	Calcul réalisé avec PACE4 de la section efficace de fusion-évaporation en fonction de l'énergie du faisceau par la réaction $^{17}\text{N}+^{124}\text{Sn}$. La sous-figure (a) présente les voies xn , tandis que la sous-figure (b) ce concentre sur les voies de réactions pxn et αxn	84
4.14	Spectres simulés d'émission de protons (en rouge) et de particules α (en bleu) aux angles (a) 90° et (b) 170° . Les angles et les énergies sont calculés dans le référentiel du laboratoire à l'aide du logiciel PACE4.	84
4.15	Photographie de la boule de germanium fermée permettant de bien visualiser les détecteurs germanium à 90° sans bouclier anti-Compton, ainsi que les détecteurs avant et arrière équipés de leur bouclier anti-Compton.	85
4.16	Vue en coupe d'un des détecteurs germanum utilisé.	86
4.17	Projection suivant l'axe du faisceau de la géométrie de la boule de détecteurs germanium modélisée pour la simulation avec le code AGATA - GEANT4 [84]. Les cristaux de germanium, de BGO et la chambre de réaction sont colorés en jaune, bleu et blanc, respectivement.	86

4.18	Les deux graphiques présentent les résultats de la simulation avec le code AGATA - GEANT4 [84]. Le graphique de gauche compare l'évolution du rapport pic-sur-total en fonction de l'énergie, avec et sans suppression Compton. La courbe d'efficacité des détecteurs germaniums est présentée sur la figure de droite.	87
4.19	Spectre germanium simulé avec GEANT4, avec et sans suppression Compton, pour une source de rayonnement γ de 200 keV, isotrope et au repos.	88
4.20	Schéma d'une boîte de diviseur de courant.	89
4.21	Variation de gain des deux amplificateurs spectroscopiques durant leurs trois jours de test (a) le schéma électrique, (b) l'amplificateur valable et (c) l'amplificateur rejeté.	90
4.22	Schéma électrique général de l'acquisition. Les notations employées sont "DLY" pour "delay", retard; "Amp" pour amplificateur; "TFA" pour amplificateur rapide; "G.G." pour "gate generator", générateur de porte; "Fi/Fo" pour sommer les signaux d'entrée et produire plusieurs sorties identiques, "ATT" pour atténuateur et "Majority coin" ou "Coin" sont des électroniques de coïncidence.	92
4.23	Schéma de la synchronisation des différentes voies d'acquisition des détecteurs.	93
4.24	Courbe d'efficacité relative obtenue sur la totalité des détecteurs germanium avec une source de ^{152}Eu en remplacement de la cible de ^{124}Sn . Cette mesure a été effectuée en conservant la totalité du dispositif expérimental.	94
4.25	Série de spectres de différence de temps entre le PPAC et un détecteur germanium. Ces spectres sont triés par multiplicité croissante de 1 à 3, de haut en bas. Les spectres de la colonne de gauche utilisent un véto sur la boule de silicium, tandis que ceux de droite sont conditionnés par ceux-ci.	96
4.26	Somme des portes sur les transition à 341, 349, 363, 787, 819, 849, 964, 1048, 1215 et 1235 keV du ^{136}Ba [85]. Les conditions dans la création de la matrice sont que la boule de silicium et le PPAC ont été touchés et que les photons γ ont été détectés dans un intervalle inférieur à 500 ns. L'astérisque indique deux interprétation du pic : annihilation du positron ou transition reliant l'état à 4216 keV à l'état à 3706 keV du ^{136}Ba [85].	97
4.27	Les deux spectres de gauche présentent la différence de temps entre un germanium et l'anode du PPAC. Les deux spectres de droite correspondent aux spectres en énergie mesurés dans les détecteurs germanium. Les deux spectres du dessus ont été généré en déclenchant sur la boule de silicium. A l'inverse, les deux spectres du dessous utilisent le veto sur cette boule de silicium. Les contaminants sont indiqués par la source mise entre parenthèses ou par le caractère \ddagger lorsqu'il s'agit de la décroissance β du faisceau. Les raies X observées correspondent au bismuth contenu dans les cristaux de BGO entourant les détecteurs germanium.	98
4.28	Schéma de niveaux du $^{135}\text{La}_{78}$ obtenu lors de cette expérience.	100

- 4.29 Spectres obtenus à partir de la matrice utilisant les conditions suivantes : au moins deux détecteurs germanium touchés, anode du PPAC touchée et aucun détecteur silicium touché. Le spectre du dessus présente la projection totale de la matrice, celui du dessous la somme de portes sur les transitions à 134, 471, 856 et 874 keV. Le spectre central est conditionné sur la transition à 202 keV. Les contaminants sont indiqués par la source mise entre parenthèses ou par le caractère # lorsqu'il s'agit du ^{136}La 103
- 4.30 Mesure du temps de vie de l'état à 2738 keV à l'aide de la coïncidence entre l'anode du PPAC et la transition à 471 keV. La figure (a) présente à la fois le spectre de coïncidence et le fit obtenu en fixant la résolution temporelle à 32 ns. La figure (b) présente des valeur du χ^2 en fonction de l'amplitude du pic de coïncidence et du temps de vie obtenu (Ces figures ont été extraites par l'équipe japonaise). 106
- 4.31 Les spectres de différence de temps associés aux états $23/2^+$ (a) et $11/2^-$ (b) sont représentés en rouge, tandis que les spectres prompts sont en bleu. Le spectre prompt a été obtenu par la coïncidence entre les transitions (239, 667, 625) keV et (134, 471, 376, 380) keV. Le spectre de différence de temps (a) entre la transition à 471 keV et les transitions à 239, 667 et 625 keV a permis d'étudier l'état ($23/2^+$), tandis que la différence de temps (b) entre la transition à 202 keV et les transitions 593, 856, 380, 376, 134 et 471 keV a contraint le temps de vie de l'état $11/2^-$. Les flèches de couleur indiquent la position des centroïdes. 107
- 4.32 Systématique des états $5/2^+$, $7/2^+$ et $11/2^-$ des isotopes de lanthane. 108
- 4.33 Comparaison entre les états de bas spins du $^{135}\text{La}_{78}$ et de deux noyaux pair-pairs voisins $^{134}\text{Ba}_{78}$ et $^{136}\text{Ce}_{78}$ 110
- 4.34 Comparaison des différentes observables des bandes 6 et 7 avec des calculs TAC mettant en jeu 3 ou 5 quasi-particules. La figure (a) compare les spins, tandis que la figure (b) s'intéresse au probabilité de transition et la figure (c) compare les énergies d'excitation. Pour 3 quasi-particules (3 qp) en $h_{11/2}$, les calculs ont été réalisés en fixant la déformation aux valeurs suivantes : $\varepsilon_2 = 0.120$, $\gamma = 58^\circ$ et un angle d'inclinaison de l'axe de rotation $\vartheta = 31.1^\circ$. Pour 5 quasi-particules (5 qp) en $h_{11/2}$, les calculs ont été réalisés en fixant la déformation aux valeurs suivantes : $\varepsilon_2 = 0.116$, $\gamma = 60^\circ$ et un angle d'inclinaison $\vartheta = 29.8^\circ$ [86]. 112
- 5.1 Schéma de niveaux développé à partir de l'expérience réalisée à iThemba LABS grâce aux détecteurs LEPS et au spectromètre AFRODITE. 114
- 5.2 Schéma présentant JUROGAM II, RITU et GREAT. Les fonctions de chaque élément est présenté en Figure (a), tandis que la Figure (b) est une représentation 3D du dispositif. 117
- 5.3 Photographies des détecteurs Ge de JUROGAM II [107]. La photographie de gauche est prise en position fermée, tandis que la photographie de droite présente la vue interne de la boule. Dans la photographie de droite on voit clairement les enceintes BGO et les collimateurs. 118

5.4	Schema du spectromètre RITU [108].	118
5.5	Station GREAT schématisée (a) et photographiée (b) [109]. Dans le schéma (a) les deux petits clovers n'ont pas été représentés.	120
5.6	Schéma fonctionnel du programme de relecture des données GRAIN [103, 110].	121
5.7	Illustration des deux cas d'adddback correspondant à un événement de multiplicité deux. Lorsque les deux cristaux touchés sont adjacents, cas (a), l'adddback est accepté. A l'inverse, si les deux cristaux touchés sont diagonaux, cas (b), alors l'adddback est refusé.	122
5.8	Effet de la correction du walk pour un détecteur coaxial. Les deux graphiques présentent le temps en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur Phase1 n° 15, (a) avant et (b) après la correction du walk. L'axe horizontal correspond à l'énergie en keV, l'axe vertical correspond au temps en canaux (10 ns/ch) et l'échelle logarithmique de couleur correspond à la statistique.	123
5.9	Schéma de niveaux du ^{140}Nd	131
5.10	Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes Q1 à Q4. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	132
5.11	Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes Q5 à Q8. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	133
5.12	Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes Q9 à Q12. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	133
5.13	Spectres obtenus à partir de doubles portes sur les transitions reliant la bande Q11 à la bande Q3. Les transitions sans annotations sont situées en bas du schéma de niveaux.	134
5.14	Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes D5 à D8. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	136
5.15	Spectres obtenus à partir de doubles portes sur des transitions caractéristiques des bandes D5 à D8. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	137
5.16	Spectres obtenus à partir de doubles porte sur des transitions caractéristiques des bandes D9 à D11. Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	138
5.17	Surfaces d'énergie potentielle du ^{140}Nd dans le plan (ε_2, γ) , avec la parité et la signature fixées ($\pi = +, \alpha = 0$), dans la gamme de spin adéquate pour l'analyse des bandes de hauts spins ($I = 24^+, 32^+, 40^+, 48^+$). Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.25 MeV.	140
5.18	Surfaces d'énergie potentielle dans le plan (ε_2, γ) pour la configuration [82,22(20)] assignée à la bande Q1 du ^{140}Nd . Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.25 MeV.	140

- 5.19 Routhians uniparticules (a) protoniques et (b) neutroniques représentés en fonction de la fréquence de rotation, calculés pour une déformation ($\varepsilon_2 = 0.20$, $\gamma = 32^\circ$, $\varepsilon_4 = 0.01$) correspondant à la configuration [82,22(20)]. Les orbitales sont indexées par sous-couches avec leurs composantes principales et par l'ordre des différents groupes. Les orbitales protoniques $d_{5/2}g_{7/2}$ sont indiquées par (*dg*) et les orbitales neutroniques $d_{3/2}s_{1/2}$ et $h_{9/2}f_{7/2}$, par (*sd*) et (*hf*). 141
- 5.20 Contribution des différents groupes d'orbitales au spin de la configuration [82,22(20)] en fonction de la fréquence de rotation, ω . La contribution totale du spin des protons est notée I_p et des neutrons I_n . Les fréquences correspondantes aux spins minimums et maximums de la configuration [82,22(20)], $18 \hbar$ et $26 \hbar$, respectivement, sont indiquées, tandis que la valeur de $I/2$ avec $I = I_p + I_n$ sont affichées dans les panneaux (a) proton et (b) neutron. La contribution de l'orbitale $h_{11/2}$ neutron, avec l'index $(h_{11/2})^{-2}$ est calculée à partir des dix orbitales $h_{11/2}$ qui sont occupées. Il est à noter que la contribution du cœur (proton et neutron) et des neutrons des orbitales (*sd*), qui sont dessinées en bas de leurs diagrammes respectifs sont négligeables. 141
- 5.21 Les configurations de parité négative et spin impair qui résultent de la combinaison de trois configurations protoniques avec deux ou trois particules $h_{11/2}$ et 19 configurations neutroniques avec jusqu'à trois particules de grands moments angulaires, sont représentées en fonction de l'énergie d'une goutte liquide. Les configurations qui sont associées à des bandes observées sont représentées par des lignes épaisses. Les états alignés non-collectifs sont encerclés. 142
- 5.22 Les bandes Q du ^{140}Nd relatives à l'énergie de la goutte de liquide en rotation sont montrées dans le panneau supérieur. Le panneau intermédiaire présente les énergies CNS des configurations associées aux bandes Q en fonction du spin après soustraction de la contribution de la goutte de liquide. La différence entre l'expérience et les calculs CNS est présenté dans le panneau inférieur. Afin de faciliter la lecture le même type de courbe a été utilisé entre les bandes et leurs configurations associées dans les trois panneaux. . . 144
- 5.23 Calculs des Routhians uni-proton. Les lignes continues représentent une orbitale avec $\pi = +$, les lignes tiret-pontillées $\pi = -$. Dans le cas d'une rotation suivant l'axe principal les signatures $\alpha = \pm 1/2$ sont indiquées par \pm . Les angles $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ correspondent tout deux à l'axe long ($\gamma = -90^\circ$), et l'angle $\theta = 90^\circ$ à l'axe court ($\gamma = 0^\circ$). Le panneau central connecte les deux axes à la fréquence $\hbar\omega = 0.35\text{MeV}$ 147
- 5.24 Calculs des Routhians uni-neutron. Les lignes continues représentent une orbitale avec $\pi = +$, les lignes tiret-pontillées $\pi = -$. Dans le cas d'une rotation suivant l'axe principal les signatures $\alpha = \pm 1/2$ sont indiquées par \pm . Les angles $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ correspondent tout deux à l'axe long ($\gamma = -90^\circ$), et l'angle $\theta = 90^\circ$ à l'axe court ($\gamma = 0^\circ$). Le panneau central connecte les deux axes à la fréquence $\hbar\omega = 0.35\text{MeV}$ 147

5.25	Comparaison du comportement des bandes D1 à D8 en fonction de la fréquence de rotation ω par rapport aux configurations qui leurs sont attribuées. Les deux cadrans supérieurs présentent les valeurs expérimentales extraites à partir de la méthode décrite par Frauendorf [43] (cf § 2.4.2). Les deux cadrans inférieurs présentent les valeurs calculées avec le modèle TAC pour une déformation unique pour toutes les configurations. Les deux cadrans de gauche présentent les Routhians, tandis que les deux cadrans de droite montrent l'alignement, c'est à dire le spin uniparticule aligné à l'axe de rotation.	149
5.26	Comparaison du comportement des bandes D9 à D11 en fonction de la fréquence de rotation ω par rapport aux configurations que l'on leurs attribue. Les deux cadrans supérieurs présentent les valeurs expérimentales extraites à partir de la méthode décrite par Frauendorf [43] (cf § 2.4.2). Les deux cadrans inférieurs présentent les valeurs calculées par le modèle TAC pour une déformation unique pour toutes les configurations. Les deux cadrans de gauche présentent les Routhians, tandis que les deux cadrans de droite montrent l'alignement.	151
5.27	Calculs CNS réalisés par I. Ragnarson pour le noyau de ^{140}Nd [96].	154
5.28	Schéma de niveaux partiel du ^{140}Nd	155
5.29	Spectre de JUROGAM II conditionné par les transitions retardées 188, 191, 215, 258, 720, 868, 922, 1017 et 1495 keV du ^{140}Nd détectées par GREAT dans le plan focal de RITU. L'appartenance des pics aux différentes bandes est indiquée entre parenthèses.	156
5.30	Spectres d'EUROBALL (a) et de JUROGAM II (b) conditionnés sur les transitions de 365, 377, 651 et 809 keV peuplant l'isomère $27^{(-)}$. Les transitions 190, 215 et 1017 keV appartiennent au bas du schéma de niveau du ^{140}Nd tandis que les transitions de 365, 639, 651, 809, 908, 1081 et 1234 appartiennent à la bande Q9.	158
5.31	Spectres de temps entre le détecteur gazeux et les clovers de la station GREAT. Ces spectres ont été conditionnés par une multiplicité dans JUROGAM supérieure à un. A partir du spectre (a) le temps de vie de l'état 20^{+} a été obtenu tandis que le spectre (b) contraint le temps de vie de l'état $27^{(-)}$	159

Liste des tableaux

4.1	Tableau présentant le dépôt d'énergie du faisceau de dioxygène dans les différents matériaux du système de refroidissement. Ces pertes d'énergie ont été calculées par la formule de Bethe-Bloch. L'hélium n'a pas été considéré du fait de sa faible densité.	74
4.2	Estimation des différents modes de transfert en utilisant des hypothèses simples de calculs.	75
4.3	Résultat de la simulation de la suppression Compton idéale pour une source de photons γ de 1 MeV située au centre du dispositif expérimental.	87
4.4	Evolution de la statistique en fonction de la multiplicité. La coïncidence avec les détecteurs silicium, Si, et le PPAC sont définies par le trigger utilisé durant l'acquisition, tandis que la fenêtre de coïncidence entre les détecteurs germanium est au maximum de 500 ns	95
4.5	Effet de la sélection des événements en coïncidence avec la boule de silicium sur la proportion des diverses voies de réaction de fusion-évaporation.	97
4.6	Energies, intensités et attribution des spin-parité des transitions γ du ^{135}La . Les anisotropies présentées ont été mesurées par Chiba et collaborateurs [89] tandis que les rapports DCO, R_{DCO} et les asymétries de polarisation Δ ont été obtenues par R. Garg et collaborateurs [86]. L'indice Q ou D sur les valeurs du R_{DCO} indique le caractère quadrupolaire ou dipolaire de la porte effectuée. Les transitions sont regroupées en bande.	101
4.7	Tableau récapitulatif des mesures de temps de vie obtenues à partir des données expérimentales pour le noyau de ^{135}La . Les méthodes employées sont décrites dans le paragraphe 3.4.	105
5.1	Comparaison des sections efficaces simulées par le programme PACE4 [80, 81] pour différents noyaux résiduels formés par la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}^*$ pour un faisceau de ^{48}Ca de 180 MeV et une perte maximale de 9 MeV dans la cible.	116
5.2	Tableau récapitulatif de l'évolution de la résolution temporelle de JUROGAM II en fonction des étapes de pré-analyse. L'erreur typique est de 10 ns sur toutes les valeurs indiquées.	122

- 5.3 Énergies, intensités, anisotropies, multipolarités et attribution des spin-parités aux transition γ du ^{140}Nd . Les transitions sont regroupées par bandes. Les transitions connectant une bande donnée à des états de bas spins sont listées à la fin de chaque bande après un saut de ligne. 123
- 5.4 Configurations attribuées aux bandes de hauts spins du ^{140}Nd . La première colonne et la première ligne indiquent respectivement les configurations neutroniques et protoniques. Les bandes et leur (parité, signature) sont inscrites à l'intersection de la ligne et de la colonne correspondant à leur configuration. La parité et la signature totale sont notées entre parenthèses pour chaque configuration et chaque bande. 145
- 5.5 Propriétés expérimentales et calculées des bandes Q du ^{140}Nd . L'attribution des configuration est donné sous forme condensée. Les valeurs E_{min} et I_{min} correspondent à l'énergie (en MeV) et au spin (en unité de \hbar) du minimum des courbes de la Figure 5.22. 146
- 5.6 Correspondance entre les notations des orbitales dans les modèles Tilted Axis Cranking (TAC) et Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS). La barre placée au-dessus de certaines lettres signifie que l'on considère la signature opposée. 148
- 5.7 Configuration des bandes $\Delta I=1$ du ^{140}Nd 152

Bibliographie

- [1] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **12**, 143 (1906).
- [2] H. Geiger and E. Marsden, *Proc. R. Soc. Lond. A.* **82**, 495 (1909).
- [3] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21**, 669 (1911).
- [4] M.G. Mayer, *Phys. Rev.* **74**, 235 (1948).
- [5] M.G. Mayer, *Phys. Rev.* **75**, 1969 (1949).
- [6] S. G. Nilsson and I. Ragnarsson, *Shapes and Shells in Nuclear Structures*, Press Syndicate of the University of Cambridge (1995).
- [7] H. A. Bethe and R. F. Bacher, *Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei*, *Rev. Mod. Phys.*, **8**, 82 (1936).
- [8] C. F. V. Weizsäcker, *Zur Theorie der Kernmassen*, *Zeitschrift für Physik* (1935).
- [9] Luc Valentin, *Noyau et particules - Modèles et symétries*, Hermann - Éditeurs des Sciences et des arts (1989).
- [10] A. Bohr, *Matematisk-fysiske Meddelelser* **28**, 14 (1952).
- [11] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure Vol II* (World Scientific, 1999).
- [12] S. W. Ødegård, G. B. Hagemann, D. R. Jensen, M. Bergström, B. Herskind, G. Sletten, S. Törmänen, J. N. Wilson, P. O. Tjøm, I. Hamamoto, K. Spohr, H. Hübel, A. Görge, G. Schönwasser, A. Bracco, S. Leoni, A. Maj, C. M. Petrache, P. Bednarczyk and D. Curien, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5866 (2001).
- [13] D. R. Jensen, G. B. Hagemann, I. Hamamoto, S. W. Ødegård, B. Herskind, G. Sletten, J. N. Wilson, K. Spohr, H. Hübel, P. Bringel, A. Neußer, G. Schönwasser, A. K. Singh, W. C. Ma, H. Amro, A. Bracco, S. Leoni, G. Benzoni, A. Maj, C. M. Petrache, G. Lo Bianco, P. Bednarczyk and D. Curien, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 142503 (2002).
- [14] Y. Shi, J. Dobaczewski, S. Frauendorf, W. Nazarewicz, J. C. Pei, F. R. Xu and N. Nikolov, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 092501 (2012).
- [15] K. Starosta, T. Koike, C. J. Chiara, D. B. Fossan, D. R. LaFosse, A. A. Hecht, C. W. Beausang, M. A. Caprio, J. R. Cooper, R. Krücken, J. R. Novak, N. V. Zamfir, K. E. Zyromski, D. J. Hartley, D. L. Balabanski, Jing-ye Zhang, S. Frauendorf and V. I. Dimitrov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 971 (2001).

- [16] S. Mukhopadhyay, D. Almehed, U. Garg, S. Frauendorf, T. Li, P. V. Madhusudhana Rao, X. Wang, S. S. Ghugre, M. P. Carpenter, S. Gros, A. Hecht, R. V. F. Janssens, F. G. Kondev, T. Lauritsen, D. Seweryniak and S. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 172501 (2007).
- [17] E. Grodner, J. Srebrny, A. A. Pasternak, I. Zalewska, T. Morek, Ch. Droste, J. Mierzejewski, M. Kowalczyk, J. Kownacki, M. Kisieliński, S. G. Rohoziński, T. Koike, K. Starosta, A. Kordyasz, P. J. Napiorkowski, M. Wolińska-Cichocka, E. Ruchowska, W. Póciennik, and J. Perkowski, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 172501 (2006).
- [18] C. Vaman, D. B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, I. Y. Lee and A. O. Macchiavelli, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 032501 (2004).
- [19] J. Timár, P. Joshi, K. Starosta, V.I. Dimitrov, D.B. Fossan, J. Molnár, D. Sohler, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, A. Gizon, J. Gizon, D.G. Jenkins, T. Koike, A. Krasznahorkay, E.S. Paul, P.M. Raddon, G. Rainovski, J.N. Scheurer, A.J. Simons, C. Vaman, A.R. Wilkinson, L. Zolnai and S. Frauendorf, *Phys. Lett. B* **598**, 178 (2004).
- [20] E. A. Lawrie, P. A. Vymers, J. J. Lawrie, Ch. Vieu, R. A. Bark, R. Lindsay, G. K. Mabala, S. M. Maliage, P. L. Masiteng, S. M. Mullins, S. H. T. Murray, I. Ragnarsson, T. M. Ramashidzha, C. Sch"uck, J. F. Sharpey-Schafer, and O. Shirinda, *Phys. Rev. C* **78**, 021305 (2008).
- [21] W. Andrejtscheff, M. Senba, N. Tsoupas and Z.Z. Ding, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **204**, 123 (1982).
- [22] J.-M. Régis, G. Pascovici, J. Jolie and M. Rudigier, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **622**, 83 (2010).
- [23] Edgardo Browne, Janis M.Dairiki, Raymond E. Doebler, Adnan A. Shihab-Eldin, Leslie J. Jardine, Jagdish K.Tuli and Audrey B.Buyn, *Table of Isotopes - seventh edition*, (John Wiley & sons, 1978).
- [24] Blatt and Weisskopf, *Theoretical nuclear Physics* (John Wiley & sons, 1952).
- [25] L. I. Rusinov, *Sov. Phys. Usp.* **4**, 282 (1961).
- [26] K. E. G. Loebner, *Phys. Lett. B* **26**, 369 (1968).
- [27] C. M. Petrache, S. Frauendorf, M. Matsuzaki, R. Leguillon, T. Zerrouki, S. Lunardi, D. Bazzacco, C. A. Ur, E. Farnea, C. Rossi Alvarez, R. Venturelli, G. de Angelis, *Phys. Rev. C* **86**, 044321 (2012).
- [28] S. Bhowal, G. Gangopadhyay, C. M. Petrache, I. Ragnarsson, A. K. Singh, S. Bhattacharya, H. Hübel, A. Neußer-Neffgen, A. Al-Khatib, A. Bürger, N. Nenoff, G. Schönwaßer, G. B. Hagemann, B. Herskind, D. R. Jensen, G. Sletten, P. Fallon, A. Görgen, P. Bednarczyk, D. Curien, A. Korichi, A. Lopez-Martens, B. V. T. Rao, T. S. Reddy and Nirmal Singh, *Phys. Rev. C* **84**, 024313 (2011).
- [29] R. Leguillon, C. M. Petrache, T. Zerrouki, T. Konstantinopoulos, K. Hauschild, A. Korichi, A. Lopez-Martens, S. Frauendorf, I. Ragnarsson, P. T. Greenless, U. Jakobsson, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, P. Nieminen, M. Nyman, P. Peura, P. Rahkila, P. Ruotsalainen, M. Sandzelius, J. Saren, C. Scholey, J. Sorri, J. Uusitalo, H. Hübel, A. Neußer-Neffgen, A. Al-Khatib, A. Bürger, N. Nenoff, A. K. Singh, D. Curien, G. B. Hagemann, B. Herskind, G. Sletten, P. Fallon, A. Görgen, P. Bednarczyk and D. M. Cullen, *Phys. Rev. C* **88**, 014323 (2013).
- [30] T. Zerrouki, C.M. Petrache, R. Leguillon, *et al* en préparation

- [31] G. Royer, *4th International Conference : Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy*, Kiev : Ukraine (2012).
- [32] J.H.D. Jensen, O.Haxel and H.E. Suess, *Phys. Rev.* **75**, 1766 (1949).
- [33] Weast, *Handbook of Chemistry and Physics* p E-68 (CRC PRESS, 1976-1977, 57th edition).
- [34] S. G. Nilsson, *Mat. Phys. Medd. Dan Vid. Selsk.* **29** (1955).
- [35] C. Gustafsson, I. L. Lamm, B Nilsson and S G Nilsson, *Ark. Fys.* **36**, 613 (1967).
- [36] T. Bengtsson *et al*, *Computational Nuclear Physics I*, p.51 (Springer-Verlag, 1991).
- [37] R. Bengtsson and J.D. Garrett, *Collective Phenomena in Atomic Nuclei* (Nordic Winter School 1983).
- [38] D. R. Inglis, *Phys. Rev.* **96**, 1059 (1954) ; *Phys. Rev.* **97**, 701 (1955).
- [39] R. Bengtsson, I. Hamamoto and R.H. Idarra, *Physica Scripta* **17**, 583 (1978).
- [40] A. Johnson, H. Ryde, and J. Sztarkier, *Phys. Lett.* **34B**,605 (1971).
- [41] F. S. Stephens, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 43 (1975).
- [42] S. M. Harris, *Phys. Rev.* **138**, 509 (1965).
- [43] S. Frauendorf and J. Meng, *Zeitschrift für Physik A* **356**, 263 (1996).
- [44] S. Frauendorf and J. Meng, *Nuc. Phys. A* **617**, 131 (1997).
- [45] A.V. Afanasjev *et al.*, *Physics Reports* **322**, 1 (1999).
- [46] B. G. Carlsson and I. Ragnarsson, *Phys. Rev. C* **74**, 011302(R) (2006).
- [47] V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys. A* **95**, 420 (1967).
- [48] G. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Åberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymański, *Nucl. Phys. A* **268**, 205 (1976).
- [49] I. Ragnarsson, S.G. Nilsson, R.K. Sheline, *Phys. Rep.* **45**, 1 (1978).
- [50] K. Neergård, H. Toki, M. Ploszajczak, A. Faessler, *Nucl. Phys. A* **287**, 48 (1977).
- [51] T. Bengtsson, *Nucl. Phys. A* **496**, 56 (1989).
- [52] W. Nazarewicz, J. Dudek, R. Bengtsson, T. Bengtsson, I. Ragnarsson, *Nucl. Phys. A* **435**, 397 (1985).
- [53] V.G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei*, Pergamon Press, Oxford, 1976.
- [54] J.L. Egido, P. Ring, *Nucl. Phys. A* **383**, 189 (1982) ; *Nucl. Phys. A* **388**, 19 (1982).
- [55] U. Mutz, P. Ring, *J. Phys. G* **10**, L39 (1984).
- [56] R.A. Broglia, M. Diebel, S. Frauendorf, M. Gallardo, *Phys. Lett. B* **166**, 252 (1986).
- [57] Y.R. Shimizu, E. Vigezzi, R.A. Broglia, *Nucl. Phys. A* **509**, 80 (1990).
- [58] Y.R. Shimizu, J.D. Garrett, R.A. Broglia, M. Gallardo, E. Vigezzi, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 131 (1989).
- [59] W. Nazarewicz, R. Wyss, A. Johnson, *Nucl. Phys. A* **503**, 285 (1989).
- [60] I. Hamamoto, *Nucl. Phys. A* **271**, 15 (1976).

- [61] E. Marshalek, A.L. Goodman, Nucl. Phys. A **294**, 92 (1978).
- [62] R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947).
- [63] <http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/tandem/machine/pulsation/pulsation.html>.
- [64] Hans A. Bethe, *Theorie der Beugung van Elektronen an Kristallen* Annalen des Physik, **87** 17 (1928).
- [65] P.J. Nolan, F.A. Beck and D.B. Fossan, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **44**, 561 (1994).
- [66] <http://www-wnt.gsi.de/agata/>.
- [67] D.C. Radford, Nucl. Instr. Meth. A **361**, 297 (1995) ; Nucl. Instr. Meth. A **361**, 306 (1995).
- [68] D. C. Stromswold, D. O. Elliott, Y. K. Lee, J. A. Grau, L. E. Samuelson, F. A. Rickey and P. C. Simms, Phys. Rev. C **13**, 1510 (1976).
- [69] O. Klein and Y. Nichina, Z. Physik **52**, 853 (1929).
- [70] Y. Nichina, Z. Physik **52**, 869 (1929).
- [71] L. W. Fagg and S. S. Hanna, Rev. Mod. Phys. **31**, 711 (1959)
- [72] *Fast-Timing Discriminator Introduction* (ORTEC).
- [73] Jagdish K. Tuli, *Nuclear Data Sheets* (Elsevier, 2008).
- [74] <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [75] *Technical data sheet - HAVAR* (Hamilton Precision Metals).
- [76] S. Mitsuoka, T. Shimoda, H. Miyatake, Y. Mizoi, H. Kobayashi, M. Sasaki, T. Shirakura, N. Takahashi, T. Murakami, S. Morinobu, Nucl. Instr. Meth. A **372**, 489 (1996).
- [77] James F. Ziegler, Jochen P. Biersack and Matthias D. Ziegler, *SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter* (Review SRIM TextBook).
- [78] F.J. Sacherer and T.R. Sherwood, IEEE Transactions of Nuclear Science, 1066 (1971).
- [79] Frank J. Sacherer, IEEE Transactions of Nuclear Science, 1105 (1971).
- [80] A. Gavron, Phys. Rev. C **21**, 230 (1980).
- [81] <http://lise.nscl.msu.edu/pace4.html>.
- [82] S. Agostinelli *et al*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [83] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo *et al*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [84] E. Farnea *et al*, *Agata Simulation Code* (2009).
- [85] J. J. Valiente-Dobón *et al*, Phys. Rev. C **69**, 024316 (2004).
- [86] R. Garg, S. Kumar, M. Saxena *et al*, Phys. Rev. C **87**, 034317 (2013).
- [87] N. Xu, *Phd thesis of State University of New York - Stony Brook* (1990).
- [88] R.S. Hager and E.C. Seltzer, Nucl. Data Tables A **4**, 1 (1968).
- [89] J. Chiba, R. S. Hayano, M. Sekimoto, H. Nakayama and Kozi Nakai, J. Phys. Soc. Jpn. **43**, 1109 (1977).
- [90] S. Ingelman *et al*, Physica Scripta **7**, 24 (1993).

- [91] J.R. Leigh, K. Nakai, K.H. Maier, F. Pühlhofer, F.S. Stephens and R. M. Diamond, *Nuc. Phys. A* **213**, 1 (1973).
- [92] K. Nakai *et al*, *Physics Letters B* **44**, 443 (1973).
- [93] Y. Nagai and K. Hisatake, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36**, 1501 (1974).
- [94] V. Berg, J. Letessier, C. Bourgeois and R. Foucher, *Journal de Physique* **33**, 829 (1972).
- [95] V.P. Afanasiev, I.I. Gromova, N.A. Lebedev, V.A. Morozov, T.M. Muminov, H. Fuia, A.B. Khalikulov and F.S. Khamraev, *JINR P* **6**, 6426 (1972).
- [96] C. M. Petrache, R. A. Bark, S. T. H. Murray, M. Fantuzi, E. A. Lawrie, S. Lang, J. J. Lawrie, S. M. Maliage, D. Mengoni, S. M. Mullins, S. S. Ntshangase, D. Petrache, T. M. Ramashidzha and I. Ragnarsson, *Phys. Rev. C* **74**, 034304 (2006).
- [97] M. Ferraton, R. Bourgain, C.M. Petrache, D. Verney, F. Ibrahim, N. de Séréville, S. Franchoo, M. Lebois, C. Phan Viet, L. Sagui, I. Stefan, J.F. Clavelin and M. Vilmay, *EPJ A* **35**, 167 (2008).
- [98] A. Neußer, H. Hübel, A. Al-Khatib, P. Bringel, A. Bürger, N. Nenoff, G. Schönwaßer, A. K. Singh, C. M. Petrache, G. Lo Bianco, I. Ragnarsson, G. B. Hagemann, B. Herskind, D. R. Jensen, G. Sletten, P. Fallon, A. Görge, P. Bednarczyk, D. Curien, G. Gangopadhyay, A. Korichi, A. Lopez-Martens, B. V. T. Rao, T. S. Reddy and Nirmal Singh, *Phys. Rev. C* **70**, 064315 (2004).
- [99] J.C. Merdinger, F.A. Beck, E. Bozek, T. Byrski, C. Gehringer, Y. Schutz and J.P. Vivien, *Nuc. Phys. A* **346**, 281 (1980).
- [100] J C Merdinger, *Physica Scripta B* **1**, 249 (1981).
- [101] E. Gülmez, H. Li and J. A. Cizewski, *Phys. Rev. C* **36**, 2371 (1987).
- [102] A. Vancrayenest, C.M. Petrache, D. Guinet, P.T. Greeleess, U. Jakobsson, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, M. Nyman, P. Peura, P. Rahkila, P. Ruotsalainen, J. Saren, C. Scholey, J. Sorri, J. Uusitalo, P. Jones, C. Ducoin, P. Lattes, C. Mancuso, N. Redon, O. Stezowski, P. Dèsesquelles, R. Leguillon, A. Korichi, T. Zerrouki, D. Curien and A. Takashima, *Phys. Rev. C* **87**, 064303 (2013).
- [103] A. Vancrayenest, *Résultats et simulation en spectroscopie γ les noyaux déformés : cas des noyaux isomériques et tétraédriques* (Université Claude Bernard Lyon-1, 2010).
- [104] C. M. Petrache *et al.*, en préparation.
- [105] F.A. Beck, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **28**, 443 (1992).
- [106] T. Bengtsson and I. Ragnarsson, *Nuclear Physics A* **436**, 14 (1985).
- [107] https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/nucspec_old/gamma.
- [108] https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/nucspec_old/ritu/RITU.
- [109] https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/nucspec_old/ritu/great.
- [110] P. Rahkila, <https://trac.cc.jyu.fi/projects/grain>.
- [111] D. Karlgren *et al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 034330 (2004).
- [112] D. Rudolph *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 092501 (2006).

- [113] C. M. Petrache, M. Fantuzi, G. LoBianco, D. Mengoni, A. Neusser-Neffgen, H. Hübel, A. Al-Khatib, P. Bringel, A. Bürger, N. Nenoff, G. Schönwasser, A. K. Singh, I. Ragnarsson, G. B. Hagemann, B. Herskind, D. R. Jensen, G. Sletten, P. Fallon, A. Görger, P. Bednarczyk, D. Curien, G. Gangopadhyay, A. Korichi, A. Lopez-Martens, B. V. T. Rao, T. S. Reddy and Nirmal Singh, *Phys. Rev. C* **72**, 064318 (2005).