

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE FRÈRES MENTOURI - CONSTANTINE1

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :.....

Série :.....

**THÈSE
PRESENTÉE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT EN SCIENCES**

SPECIALITE : PHYSIQUE

**OPTION
PHYSIQUE NUCLÉAIRE**

THÈME

**SPECTROSCOPIE DU NOYAU ^{139}Ce : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE
ET INTERPRÉTATION THÉORIQUE**

Par : KAIM Samra

Soutenu le 27/09/2015

Devant le jury :

Président :	Mr N. MEBARKI	Professeur	Univ. Frères Mentouri - Constantine1
Encadreur :	Mme F. BENRACHI	Professeur	Univ. Frères Mentouri - Constantine1
co-Encadreur :	Mr C. M. PETRACHE	Professeur	Univ. Paris-Sud 11 - Orsay
Examineurs :	Mme S. ZERGUINE	M.C.A	Université de Batna
	Mr M. RAMDHANE	Professeur	Univ. Joseph Fourier - Grenoble
	Mr A. BOUCENNA	Professeur	Université de Sétif 1

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	10
<u>Chapitre 1: Modèles théoriques du noyau</u>	14
1. Modèles à particules indépendantes	14
1.1. Le modèle en couches	14
1.1.1 Description du modèle	14
1.1.2 Structure des états nucléaires et fermetures des couches	15
1.2. Modèle de Nilsson : modèle pour les noyaux déformés	17
1.2.1 Potentiel déformé et formalisme	17
1.2.2 Energie totale en fonction de la déformation	18
2. Modèles rotationnels	21
2.1. Modèle de la goutte liquide en rotation	21
2.1.1. Le modèle CNS (Cranked Nilsson Strutinsky)	24
2.2. Modèle de rotation autour d'un axe incliné	27
2.2.1. Présentation du modèle TAC (Tilted Axis Cranking)	29
2.2.2. Méthode de calcul	30
<u>Chapitre 2 : Méthode expérimentale ; application à l'étude du noyau ¹³⁹Ce</u>	42
1. L'accélérateur Tandem, faisceau radioactif	42
2. Réaction de fusion-évaporation	43
2.1. Noyau composé et résidus d'évaporation	43
1.2.1. Energie d'excitation	45

1.2.2. Moment angulaire	45
2.2. Simulation avec PACE4	45
3. Le multidétecteur γ	46
3.1. Rappels sur le principe de détection du rayonnement γ	47
a) L'interaction photoélectrique	47
b) La diffusion Compton	47
c) La création des paires	47
3.2. Caractéristiques du détecteur germanium	48
3.2.1. Efficacité	51
3.2.2. Résolution en énergie	51
3.3. Détecteur BGO	52
3.3.1. Suppression anti-Compton	52
3.4. Le multidétecteur ORGAM	53
3.5. Chaîne électronique et système d'acquisition	57
3.6. Calibration et identification de la radioactivité environnementale	60
3.7. Pré-analyse des données collectées	61

Chapitre 3 : Technique d'analyse et mesures 62

1. Introduction : généralités sur le logiciel d'analyse RADWARE	62
2. Courbe d'efficacité du multidétecteur	63
3. Identification des transitions et des états du ^{139}Ce	65
3.1. Production de matrices	65
3.1.1. Soustraction du fond	66
3.1.2. Spectres conditionnés et mesures d'intensité	68
3.2. Détermination des spins	74
3.2.1. Rappels théoriques sur la distribution angulaire et la corrélation angulaire	74
3.2.3. Rapport DCO	78
3.2.2. Rapport d'anisotropie	80

Chapitre 4: Interprétation des états observés à l'aide des modèles théoriques 83

1. Calculs avec le modèle en couches	83
--	----

1.1. L'interaction effective utilisée	83
1.2. Présentation des résultats et comparaison	84
1.2.1. Les états de parité négative	86
1.2.2. Les états de parité positive	87
2. La bande dipolaire D1	89
2.1. Calculs avec le modèle CNS	89
2.2. Calculs avec le modèleTAC	93
Conclusion	99
Références	102



Remerciements

A l'issue de cette thèse, le temps est venu maintenant d'émettre mes remerciements, et d'exprimer ma reconnaissance et ma gratitude envers toutes les personnes qui m'ont aidées dans la percée de ce travail.

Je tiens à tout d'abord à remercier Madame Fatima Benrachi professeur à l'Université de Frères Mentouri - Constantine, pour avoir dirigé mes travaux, pendant toutes ces années, durant mon magistère et mon doctorat. Ses conseils éclairés et sa grande expérience m'ont été très profitables.

Je ne saurais trop exprimer mes remerciements à Monsieur Costel Petrache professeur à l'Université Paris-Sud – Orsay, qui m'a accueillie dans son laboratoire (CSNSM- Campus d'Orsay), a accepté de superviser cette thèse, de suivre la qualité des travaux, et qui m'a fait confiance pour mener à bien cette thèse. L'accomplissement de cette thèse lui doit beaucoup. Chacune de nos discussions m'aura été bénéfiques. J'espère avoir emporté un peu de sa vivacité et sa rapidité de travail.

Je tiens à exprimer mes remerciements aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer et examiner mon travail de thèse. Merci à Monsieur N. Mebarki professeur à l'Université de Frères Mentouri - Constantine, directeur de laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique, de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse. Merci à Madame S. Zerguine maître de conférences classe A à l'Université de Batna, à Monsieur Ramdhane professeur à l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1, et à Monsieur A. Boucenna professeur à l'Université de Sétif 1, d'être mes examinateurs.

I wish in particular, to express my great acknowledge to A. Gargano and N. Itaco, collaborators of Naples for their concrete contribution to this work. Their shell model calculation allows us to understand and explain an important part of our level scheme.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Madame Marie-Geneviève Porquet, pour m'avoir aidée à me familiariser avec les techniques d'analyse Radware. Je la remercie pour toute l'aide et les discussions constructives.

Je remercie particulièrement Isabelle Deloncle de m'avoir fait partager ses riches connaissances dans le domaine de la spectroscopie gamma et celui des modèles théoriques de physique nucléaire. Sa modestie et son esprit scientifique ont permis de très ouvertes et franches discussions qui m'ont ouvert des pistes à suivre. Merci Isabelle!

J'exprime ma reconnaissance envers Claire Marrache-Kikuchi pour l'aide inestimable qu'elle m'a apportée. Merci Claire pour ton soutien et ton amitié!

Mes remerciements s'adressent également à mes collègues du CSNSM: Romain Leguillon, Alain Astier, Theodoros Konstantinopoulos pour toutes les discussions scientifiques et pour m'avoir partagé leur savoir en mesure nucléaire.

J'adresse ma gratitude aux directeurs successifs du CSNSM – Campus d'Orsay, Monsieur Gabriel Chadrin et Jean-Antoine Scapaci, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire dans le cadre de cette thèse. Je remercie très chaleureusement Jean-Antoine Scapaci et David Lunney coordinateur du groupe SNO pour toute l'aide et le soutien. Je remercie aussi tous mes collègues du groupe SNO pour le bon accueil et pour m'avoir bien intégré parmi eux. Un grand merci au service informatique du CSNSM, en particulier Moufida, Nicolas et Jérémie pour toute l'aide informatique que vous m'avez apportée. Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble de l'administration du CSNSM pour leur disponibilité et la bonne ambiance.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance au groupe du Tandem de l'IPN d'Orsay pour toute l'aide durant l'expérience "n-si-39" et de nous avoir fourni le faisceau.

J'exprime ma reconnaissance au chef du département de physique à l'université de Frères Mentouri - Constantine1, Monsieur A. Boudjaada, et son adjoint responsable de la post-graduation, Monsieur A. Djezzar, pour toute leur aide, et pour toutes les facilités qu'ils m'ont apportées durant cette thèse.

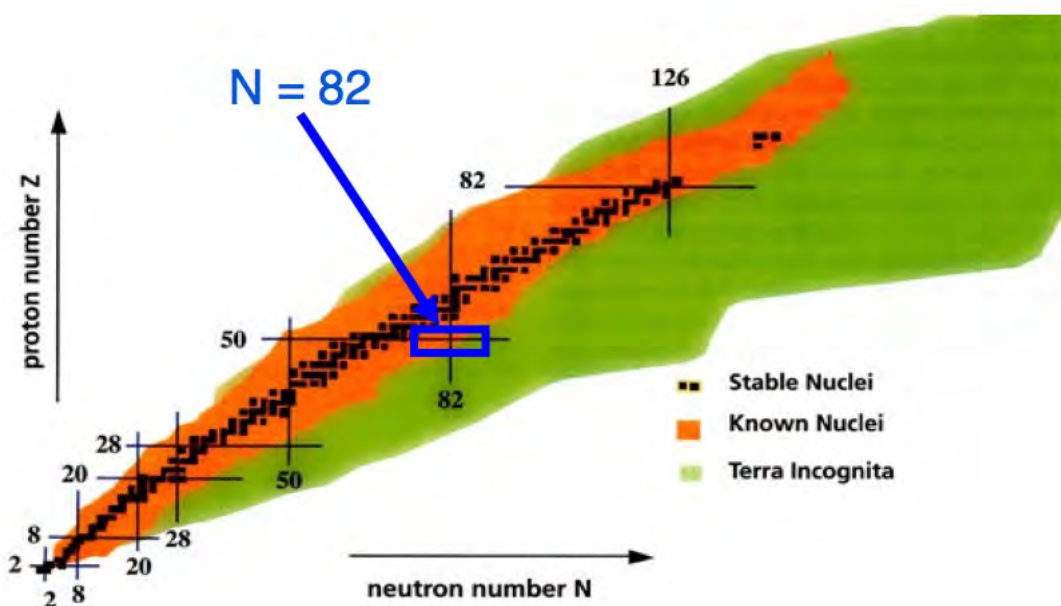
J'adresse ma gratitude au ministère de la recherche scientifique et enseignement supérieur Algérien et à Campus France pour avoir assuré le financement de mon séjour à Orsay dans le cadre de cette thèse.

Enfin – et non le moindre – au-delà d'un merci, je dédie cette thèse à la mémoire de mes parents, à toute ma famille surtout ma sœur Fouzia et à mes amis. Merci de m'avoir supportée toujours!

Introduction

Le noyau atomique, système quantique fini, est composé de A nucléons, dont Z protons et N neutrons. Il est caractérisé par plusieurs quantités, parmi lesquelles le moment angulaire total (J) et son énergie d'excitation (E^*), qui sont des données essentielles de la structure nucléaire. Ce corps minuscule entouré par tant d'énigme, telle la nature exacte de l'interaction forte dans le noyau qui relie les composantes, ou encore sa structure et son comportement dans des conditions extrêmes, a depuis plus d'un siècle attiré l'attention de l'homme qui a relevé le défi en s'engageant dans son exploration.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la structure nucléaire, et en particulier, traite de l'utilisation des techniques de spectroscopie γ pour étudier les noyaux de la région autour de la fermeture de couche $N = 82$ (région de la charte nucléaire indiquée en bleu dans la figure ci-dessous). Cette région est une terre fertile pour cerner l'évolution de la forme nucléaire entre les bas et hauts spins. Les noyaux de masse $A \sim 140$, avec quelques trous dans la couche de fermeture $N = 82$, sont sphériques ou légèrement déformés à bas spins, mais peuvent être déformés à haut spins. Une motivation importante pour l'investigation des noyaux de cette région est de tester les interactions effectives utilisées dans les calculs de modèles en couches, et aussi de montrer l'existence des bandes dipolaires qui témoignent parfois ainsi la rotation magnétique.



Des expériences récentes pour les noyaux de ^{137}Ce et ^{138}Ce [Bhatt08, Bhatt09] ont révélé l'existence de bandes dipolaires à hauts spins. Les données obtenus pour le noyau de ^{139}Ce [Bucu06, Chans09] ne sont pas suffisantes pour observer éventuellement des bandes dipolaires ou autres structures collectives. Sur ces considérations, une expérience a été proposée par C. Petrache et al. [Prop12] et réalisée à l'IPN d'Orsay en février 2012. Cette expérience qui sera détaillée dans le deuxième chapitre, a été réalisée grâce à de plus grandes installations, le Tandem, accélérateur d'Orsay, et le multidétecteur γ ORGAM, permettant la détection et l'observation des événements de faible intensité.

Le noyau que nous avons particulièrement étudié au cours de ce doctorat est ^{139}Ce qui est constitué de $N=81$ neutrons et $Z=58$ protons. Il a été peuplé via la réaction de fusion-évaporation $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5n)$. Nous avons observé plusieurs nouvelles transitions à bas et haut spin, et une bande dipolaire à haut spin. Nous avons prolongé le schéma de niveaux jusqu'au spin $43/2\hbar$ et une énergie d'excitation de 7988 keV.

Le manuscrit de ce doctorat est composé de deux volets, le premier concerne l'étude expérimentale, et le deuxième se concentre sur les interprétations basées sur plusieurs approches théoriques, le modèle en couches, le modèle de type CNS et le modèle du TAC.

Le premier chapitre de ce travail proposera un panorama sur les modèles de la structure nucléaire qui serviront de cadre et de fondement théorique à la compréhension de nos résultats expérimentaux. Nous avons décrit les concepts majeurs des modèles de type macroscopique comme le modèle de la goutte liquide, et des modèles de type microscopique: le modèle en couches sphérique, le modèle de Nilsson (ou modèle à potentiel déformé), et des modèles rotationnels de type "*Cranked Nilsson-Strutinsky*" (CNS) [Beng85, Afan99, Carls06] et de type "*Tilted Axis Cranking*" (TAC) [Frau01, Frau93, Frau00].

Dans le deuxième chapitre nous exposerons les principales caractéristiques du système de détection, constitué de plusieurs détecteurs germanium et de leurs BGO dédiés, rassemblés pour composer le multidétecteur ORGAM que nous avons utilisé pour la détection des rayonnements γ issus de la décroissance des résidus d'évaporation. L'électronique associée pour le traitement des données et le système d'acquisition sont aussi décrits.

Au cours du troisième chapitre, nous avons exposé les méthodes utilisées pour le traitement et l'analyse des données recueillies. Nous avons décrit très brièvement le bouquet de logiciels d'analyse, Radware [Radware], qui nous a permis, d'une part de mettre en évidence toutes les

nouvelles raies γ de ^{139}Ce peuplées dans cette expérience via les méthodes de coïncidence, et d'autre part de mesurer leur intensité. Les multipolarités des transitions sont déterminées par la mesure des rapports des corrélations angulaires (ou directionnelle) "*directional correlation from oriented states*" (DCO) et des rapports d'anisotropie R_0 . Finalement, nous avons construit un nouveau schéma de niveaux du ^{139}Ce sur la base de résultats expérimentaux.

Enfin, le quatrième chapitre est consacré à l'interprétation et à la discussion des résultats expérimentaux que nous avons obtenus à l'aide des calculs basés sur des approches théoriques. Nous avons effectué trois différents type de calculs, modèle en couches, modèle de type CNS et modèle TAC :

- Calcul de modèle en couche pour expliquer la partie basse et de spins intermédiaires du schéma de niveaux. Ce calcul a été réalisé par nos collaborateurs de Naples [Danch11, Cora13, Mach01, Bogn02, Cora09, Enge91-06] en employant une interaction réaliste dérivée du potentiel nucléon-nucléon CD-Bonn [Mach01]. Le code de calcul utilisé est le code OSLO [Enge91-06].
- la modélisation de ce noyau que j'ai réalisé par des calculs "*Cranked-Nilsson-Strutinsky*" (CNS), a permis de calculer les paramètres de déformation et de déterminer la forme du noyau à haut spin pour différentes configurations candidates.
- Les paramètres de déformation obtenus par les calculs CNS ont été utilisés comme des ingrédients dans les calculs du modèle TAC dans ses deux versions, ordinaire et hybride. J'ai effectué les calculs TAC pour diverses configurations, afin d'interpréter la bande dipolaire D1 et comprendre le comportement du noyau à haut spin.

Nous allons voir que ces différentes tentatives d'interprétation ont bien reproduit nos états observés expérimentalement à bas et aux spins intermédiaires dans le cas du modèle en couche, et ont donné des explications claires par la configuration la plus proche à notre bande dipolaire à haut spin dans le cas des modèles CNS et TAC.



Chapitre 1

Modèles théoriques du noyau

1. Modèles à particules indépendantes

1.1. Le modèle en couches

1.1.1 Description du modèle

Le modèle en couches sphérique (*Spherical Shell Model SSM*) est un modèle microscopique du noyau [Maye69, Maye50, Haxe49]. Les modèles microscopiques décrivent le noyau comme étant un système de A fermions indépendants, interagissant, au sein du noyau, deux à deux par une force à deux corps nucléon-nucléon (et dans calculs récents parfois 3-corps). L'expression exacte de cette force reste actuellement une énigme de la physique théorique, mais le modèle à particules indépendantes permet cependant une description fiable du système nucléaire, ramenant le problème à N -corps à un problème de champ moyen décrit par un potentiel à un corps. On suppose que les nucléons évoluent librement dans le noyau sous la seule influence d'un potentiel commun qu'ils créent tous ensemble et qui détermine la forme du noyau. Le potentiel du modèle en couches historique se compose d'un potentiel central $V(r)$ (le potentiel « commun ») et d'un potentiel spin-orbite qui tient compte de la nature quantique du nucléon, de son spin intrinsèque, et qui permet de reproduire les fermetures des couches empiriques [Maye50]. Une paramétrisation du potentiel central a été proposée en 1954 par R. Woods et D. Saxon, selon l'équation suivante [Wood54] :

$$V_{ws} = \frac{-V_0}{1 + \exp(r - R_0/a)} \quad (1.1)$$

où : $V_0 \sim 50$ MeV, $R_0 \sim 1.2 A^{1/3}$ fm est le rayon du noyau, et a est le paramètre de diffusivité, qui vaut approximativement ~ 0.6 fm.

Des symétries sont par ailleurs imposées, telles, la conservation de la parité π , du moment angulaire total J et de la troisième composante de l'isospin, τ_{13} , qui découlent des lois de symétrie de l'interaction nucléon-nucléon, vis à vis du moment angulaire l_i , du spin σ_i et de la parité π_i , de chaque nucléon i . Le champ moyen « idéal » devrait également posséder l'invariance rotationnelle, c'est-à-dire conserver le moment angulaire total (soit $[H_{\text{tot}}, J_{\text{tot}}] = 0$) et devrait permettre l'occupation des niveaux de proton et de neutron, séparément (l'isospin devant être un nombre quantique conservé). Le modèle en couches sphérique moderne utilise l'Hamiltonien suivant :

$$H = \sum_{i=1} [T_i + U(i)] + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \nu(ij), \quad (1.2)$$

qui contient l'Hamiltonien non perturbé,

$$H_0 = \sum_{i=1} [T_i + U(i)] = \sum h(i), \quad (1.3)$$

et l'interaction résiduelle à deux corps $\nu(ij)$, qui agit comme un premier ordre de perturbation sur l'Hamiltonien H_0 .

1.1.2 Structure des états nucléaires et fermetures des couches

La résolution de l'équation du Schrödinger à l'ordre zéro (c'est-à-dire quand $\nu(ij) = 0$) qui fait intervenir l'Hamiltonien précédent et un terme de couplage spin-orbite,

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U(i) + C(\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i) \right) \Psi = E\Psi, \quad (1.4)$$

donne les niveaux de particule indépendante et les nombres magiques ($Z = N = 2, 8, 20, 50, 82$ et 126) présentés dans la figure 1.1.

Ce modèle permet de décrire une excitation, l'excitation particule-trou qui a lieu quand un nucléon d'un niveau occupé migre vers un niveau non occupé. La succession des orbitales de particules individuelles de la figure 1.1 qui est dérivé des équations 1.1 et 1.4, peut être modifié dans deux cas différents :

1. si la forme de $U(i)$ est changée
2. si les interactions résiduelles $\nu(ij)$ sont incluses. En particulier les corrélations entre deux particules (impliquant donc deux orbitales) introduites par

l'interaction résiduelle $v(ij)$ agissant sur les énergies de ces orbitales, peuvent modifier la valeur des nombres magiques et peut mener à des configurations stables bien que non sphériques pour des noyaux qui seront alors déformés.

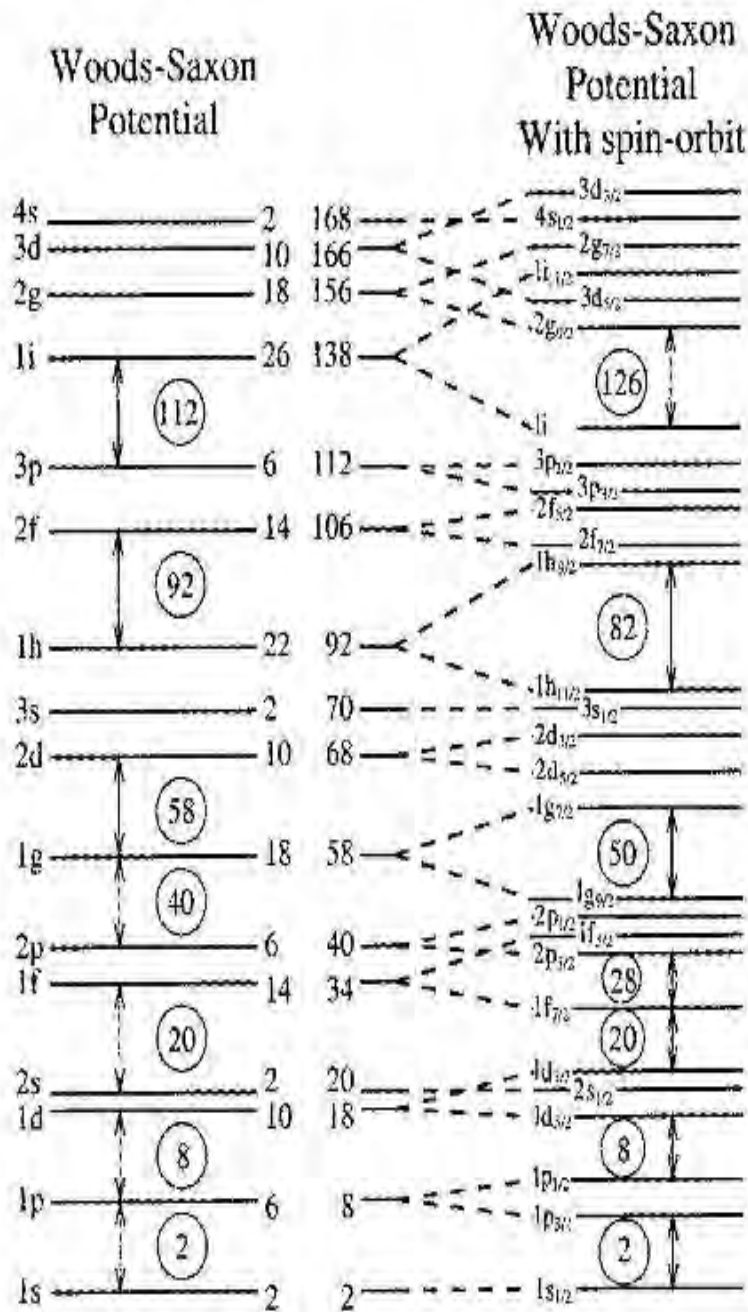


FIGURE 1.1: Niveaux d'énergie calculés utilisant (à gauche) le potentiel de Woods-Saxon. l'effet de l'interaction spin-orbite sur l'ordre de niveaux est aussi montré (à droite). Figure prise de la référence [Kran88].

1.2. Modèle de Nilsson : modèle pour les noyaux déformés

Le modèle en couches ne permet pas de reproduire la stabilité de noyaux déformés ayant un nombre de nucléons différent de nombres magiques. Cette imperfection du modèle en couches a conduit S.G. Nilsson, en 1955, à développer un modèle en couches avec déformation, le modèle en couches déformé [Nils55, Nils95] qui décrit avec un grand succès les noyaux non sphériques.

1.2.1 Potentiel déformé et formalisme

Nilsson [Nils55] a modifié le Hamiltonien du modèle en couches historique pour expliquer les structures microscopiques des noyaux déformés. Partant d'un Hamiltonien utilisant le potentiel central de l'oscillateur harmonique isotrope :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{1}{2m} \omega^2 r^2 \quad (1.5)$$

Nilsson a remplacé ce potentiel harmonique isotrope par un potentiel harmonique à symétrie axiale, pour tenir compte de la déformation.

$$H_{intr} = -\sum_i \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_i^2 + \frac{1}{2} M \sum_i [w_x^2 (x_i^2 + y_i^2) + w_z^2 z_i^2], \quad (1.6)$$

Où $\omega_{x,y,z}$ sont les fréquences d'oscillateur dans les directions x, y, et z. On a $\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2$.

Les fréquences d'oscillation s'expriment en fonction des paramètres de déformation δ par [deSh74]:

$$\begin{aligned} (w_x + w_y) &= w_\delta \approx w_0 \left[1 + \frac{1}{3} \delta \right], \\ w_z &\approx w_0 \left[1 - \frac{2}{3} \delta \right], \\ \delta &= \frac{\Delta R}{R_0}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

R_0 est le rayon du noyau en le supposant sphérique.

Tout comme dans le modèle en couches sphérique, on ajoute les termes de spin-orbite

$\mathbf{C}\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i$ et de diffusion surfacique $D\mathbf{l}_i^2$, à l'Hamiltonien H_0 , pour reproduire la dégénérescence des niveaux de différentes valeurs de l . Les noyaux déformés vont être décrits par l'Hamiltonien de Nilsson de la forme suivante:

$$H = \frac{\hbar^2}{2M} \sum_i \nabla_i^2 + \frac{1}{2}M \sum_i [w_x^2(x_i^2 + y_i^2) + w_z^2 z_i^2] + C \sum_i \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i + D \sum_i \mathbf{l}_i^2. \quad (1.8)$$

Les constantes C et D ont des valeurs empiriques ajustées sur des données expérimentales, et sont différentes pour chaque couche principale. Ces constantes représentent des propriétés moyennes des interactions réelles nucléon-nucléon. Au-delà de ce comportement moyen, les propriétés de certains noyaux (par exemple les noyaux à nombre pair de nucléon d'une ou des deux espèces) ont nécessité l'inclusion des interactions résiduelles, comme l'appariement 'le *pairing*'.

1.2.2 Energie totale en fonction de la déformation

Dans le modèle de Nilsson, les orbitales des nucléons sont fonction de la déformation axiale du noyau. Il permet bien sûr de retrouver à déformation nulle (noyaux magiques sphériques) la succession des orbitales du modèle en couches historique.

La supposition de l'invariance de l'Hamiltonien H_{intr} par rotation et par réflexion permet la caractérisation des états propres du H_{intr} par les nombres quantiques de Nilsson qui sont présentés dans la figure 1.2.

La résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas du potentiel harmonique modifié à symétrie axiale, en supposant l'invariance de l'Hamiltonien H_{intr} par rotation et par réflexion, nous permettra d'obtenir les états propres de l'Hamiltonien de Nilsson correspondant aux états intrinsèques des bandes de rotation :

$$E(N, n_z, \delta) = \hbar\omega_x(N - n_z + 1) + \hbar\omega_z(n_z + \frac{1}{2}), \quad (1.9)$$

Ces états propres sont exprimés en fonction des états propres de l'oscillateur harmonique

anisotrope, à l'aide des nombres dits "de Nilsson" $[N n_z \Lambda] \Omega^\pi$, qui sont présentés dans la figure 1.2.

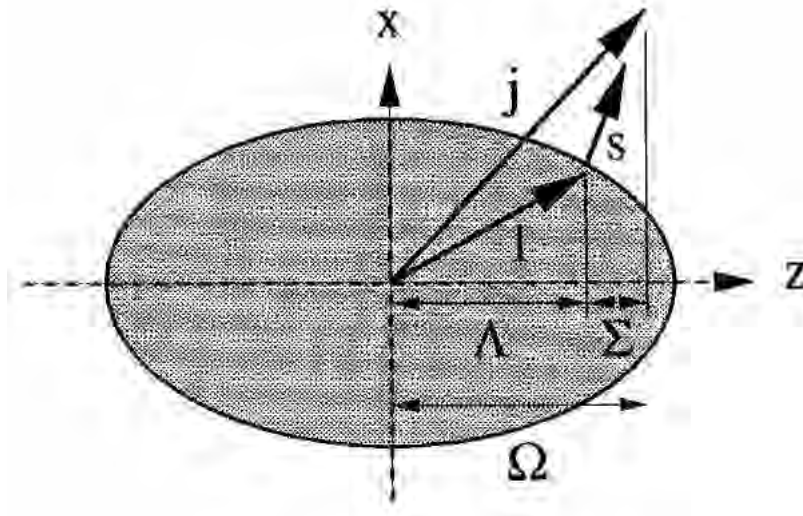


FIGURE 1.2: Schéma de couplage d'une particule au cœur, et les nombres quantiques de Nilsson. Figure de la Référence [Paul00].

$N = n_x + n_y + n_z$ est le nombre total de quanta harmonique dans les directions x , y , et z .

Λ est la projection du moment angulaire l sur l'axe de symétrie, il peut prendre les valeurs suivantes :

$$|\Lambda| = N - n_z, N - n_z - 2, N - n_z - 4, \dots, \pm 1 \text{ or } 0.$$

Ω est la projection du moment angulaire total de la particule sur l'axe de symétrie,

$$\Omega = \Lambda \pm \frac{1}{2}.$$

π est la parité de la fonction d'onde :

$$\pi = (-1)^N,$$

Au point sphérique (c'est-à-dire $\Delta R/R_0 = 0$, cf eq. 1.7), $N = n_x + n_y + n_z$ est dégénéré selon les trois directions et dans le spectre de particule individuelle des *gaps* apparaissent aux nombres magiques habituels. Si le potentiel devient déformé, (c'est-à-dire $\Delta R/R_0 > 0$), cette dégénérescence disparaîtra. Un haut degré de dégénérescence, apparaît cependant quand le rapport de fréquences ($\omega_{x,y} : \omega_z$) représente des valeurs entières. Ceci est une caractéristique générale du potentiel d'oscillateur harmonique anisotrope de l'équation 1.6, ce qui mène aux nombres 'magiques' déformés.

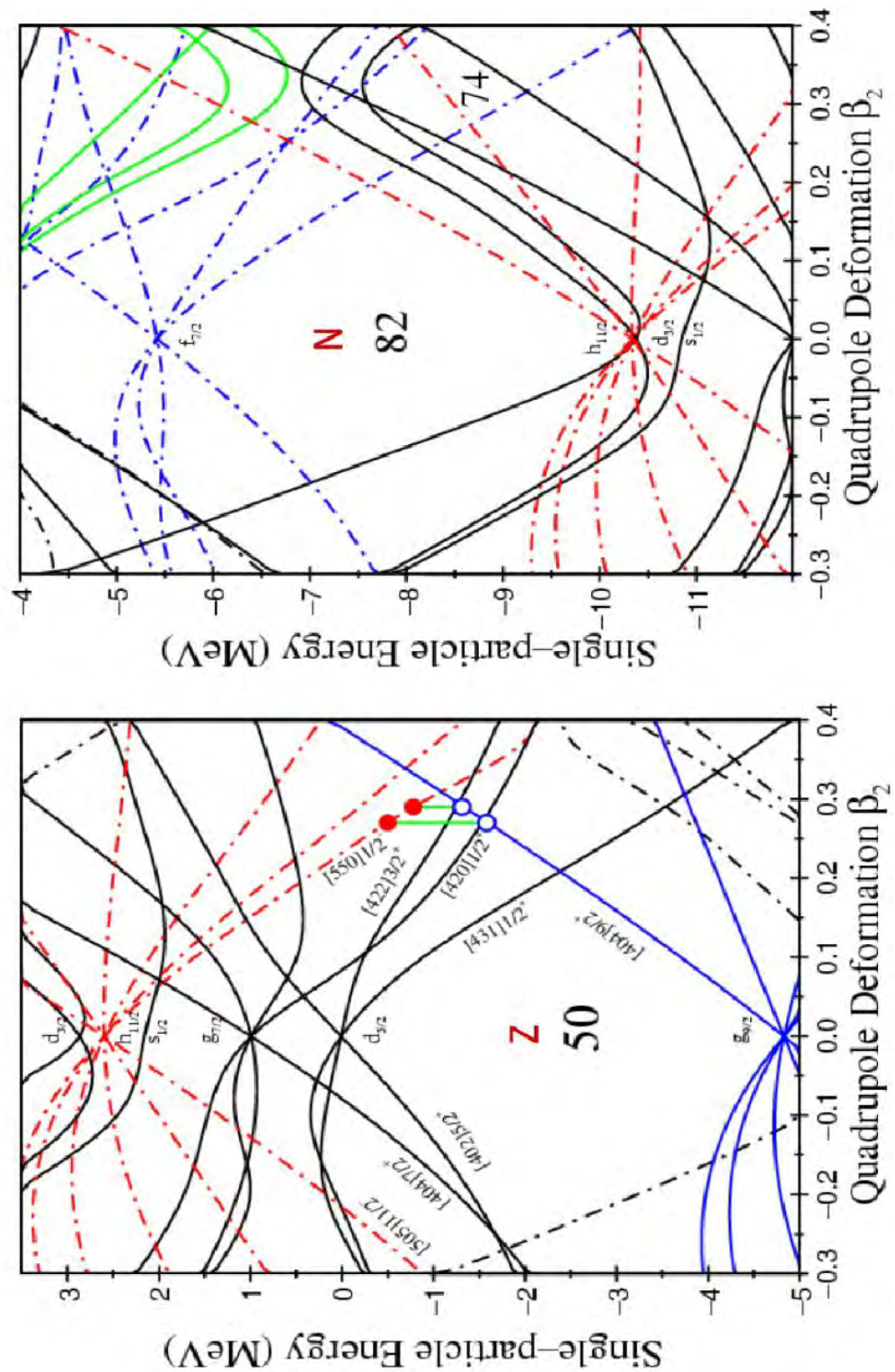


FIGURE 1.3: Les orbitales des nucléons sont déterminées en fonction de la déformation axiale du noyau. Le modèle de Nilsson permet de retrouver la succession des orbitales du modèle en couches à déformation nulle (noyaux magiques sphériques).

2. Modèles rotationnels

2.1. Modèle de la goutte liquide en rotation

Avant de définir le modèle de la goutte liquide en rotation, il est indispensable d'évoquer d'abord, le modèle de la goutte liquide.

Le modèle de la goutte liquide est un modèle macroscopique. Il considère la matière nucléaire (protons et neutrons) du noyau comme une goutte liquide incompressible et uniformément chargée. Il ne tient pas compte des phénomènes microscopiques qui entrent en jeu dans la matière nucléaire (spin et effets de couches). Il a permis de reproduire en moyenne les énergies de liaison des noyaux. L'énergie est donnée par la formule semi-empirique de masse de Von Weizsäcker [Weiz35] sous forme de la somme de plusieurs contributions : $E_v + E_S + E_c + E_p$, avec :

E_v est l'énergie du volume, elle est proportionnelle au nombre atomique A ,

E_S est l'énergie de surface, elle est en rapport avec le terme $A^{2/3}$,

E_c est l'énergie de répulsion coulombienne entre les protons, elle dépend du terme $Z^2/A^{1/3}$,

et E_p est l'énergie d'asymétrie, elle est proportionnelle à $(N - Z)^2/A$.

En 1969, Myers et Swiatecki ajoutèrent des termes correspondant à l'appariement nucléaire, et à la diffusivité de la surface du noyau, dans le modèle de la goutte liquide.

[Paramétrisation de la forme nucléaire

Afin d'écrire les différentes formes que peuvent prendre les noyaux, la longueur du vecteur rayon $R(\theta, \phi)$ (orienté de l'origine à la surface nucléaire) est exprimée en un développement multipolaire des harmoniques sphériques. Cette paramétrisation est donnée par [Ring80] :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=1}^{\lambda_{max}} \sum_{\nu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda, \nu} Y_{\lambda, \nu}(\theta, \phi) \right], \quad (1.10)$$

Le terme d'ordre 0 correspond à la sphère où R_0 est son rayon. L'ordre 1 ne caractérise pas une déformation car il correspond à des translations. L'ordre 2 décrit les déformations quadripolaires. La figure 1.4 montre des ordres de formes les plus couramment observées dans la nature. Dans plusieurs cas, les formes nucléaires sont supposées d'être invariantes par rapport aux trois plans de

symétrie. On a donc :

$$\alpha_{\lambda,\nu} = \alpha_{\lambda,-\nu}, \quad (1.11)$$

$$\alpha_{\lambda,\nu} = 0. \quad (\lambda = \text{impair et/ou } \nu = \text{impair})$$

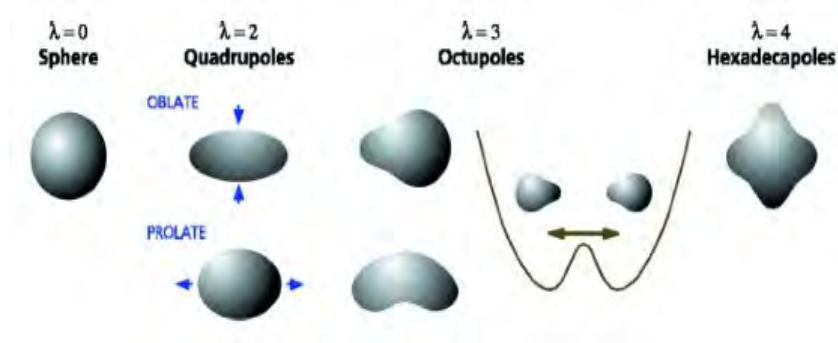


FIGURE 1.4: Formes nucléaires les plus souvent observées.

Pour les formes à symétrie axiale par rapport au grand axe (l'axe z dans la figure 1.3), tous les paramètres de déformation s'annulent excepté pour $\nu = 0$. Les paramètres de déformation $\alpha_{\lambda,0}$ qui restent sont décrits par le seul paramètre β_λ . On note $\beta_\lambda = \alpha_{\lambda,0}$.

Les déformations quadripolaires ($\lambda = 2$) sont parmi les formes les plus fréquentes, elles sont décrites par cinq paramètres de déformation dont trois déterminent l'orientation du noyau dans l'espace.

Les deux autres déformations quadripolaires, $\alpha_{2,0}$ et $\alpha_{2,2}$ peuvent être décrits en termes de coordonnées polaires de Hill-Wheeler (β, γ) [Hill53]:

$$\alpha_{2,0} = \beta_2 \cos \gamma, \quad (1.12)$$

$$\alpha_{2,2} = \alpha_{2,-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma. \quad (1.13)$$

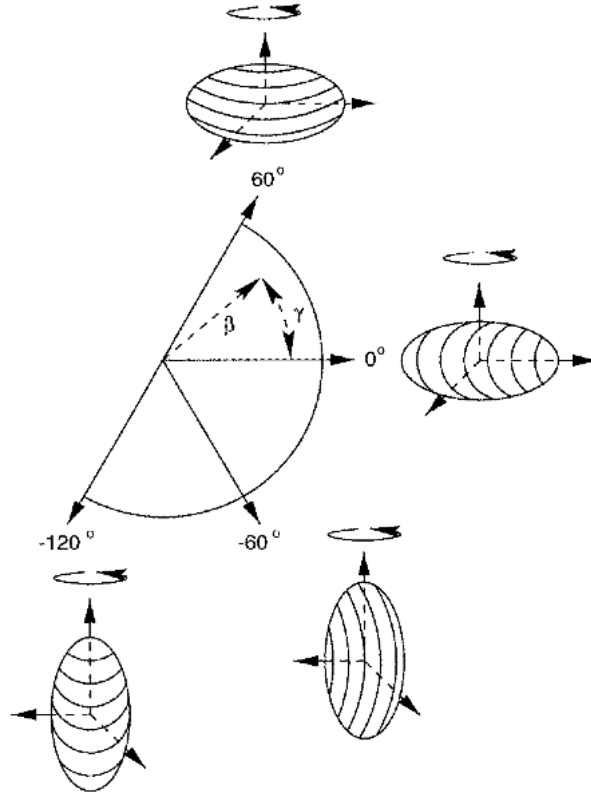


FIGURE 1.5: La convention de Lund '*Lund Convention*' qui fixe les formes nucléaires axiales en fonction de γ , pour un $\beta = \beta_2$ non nul. (Figure de la référence [Lear98]).

Dans cette représentation, les formes nucléaires sont axiales si $\beta > 0$ et γ est un multiple de l'angle de 60° , et ' γ -soft'/triaxial si γ n'est pas un multiple de 60° .

Dans le cas d'une goutte déformée, l'énergie de liaison s'écrit [Nils95]:

$$B(N, Z, \alpha) = a_V A \left[1 - \kappa_V \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] - \delta(A) - E(A, Z, \alpha) \quad (1.14)$$

avec:

$$E(A, Z, \alpha) = a_C Z^2 A^{-1/3} \left(\frac{E_C(\alpha)}{E_C(0)} \right) + a_S \left[1 - \kappa_S \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} \left(\frac{E_S(\alpha)}{E_S(0)} \right)$$

$$\kappa_S = \kappa_V \quad (1.15)$$

$$E_S(\alpha) = E_S(0) \left(1 + \frac{1}{8\pi} \sum_{\lambda, \mu} (\lambda - 1)(\lambda + 2) |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right)$$

$$E_S(0) = a_S \left[1 - \kappa_S \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} .$$

$$E_C(\alpha) = E_C(0) \left(1 + \frac{5}{4\pi} \sum_{\lambda,\mu} \frac{\lambda-1}{2\lambda+1} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right) \quad (1.16)$$

Dans le cas d'une goutte liquide déformée en rotation, un terme E_{rot} dû à la rotation de moment angulaire I autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie et faisant intervenir le moment d'inertie I_{\perp} est ajouté dans la formule de l'énergie. L'énergie totale de la goutte liquide en rotation en négligeant l'appariement est alors :

$$E_{RLD}(A, Z, \alpha, I) = (1 - k_{R,V}I^2)E_V(A, \alpha) + E_C(A, Z, \alpha) + (1 - k_{R,S}I^2)E_S(A, \alpha) + E_{rot} \quad (1.17)$$

Les facteurs $(1 - k_{R,S}I^2)$ et $(1 - k_{R,V}I^2)$ représentent l'effet de la rotation sur les énergies de surface et de volume, respectivement.

E_{rot} est donnée par la relation suivante, en supposant que le corps est rigide :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2I_{\perp}}. \quad (1.18)$$

2.1.1. Le modèle CNS (Cranked Nilsson-Strutinsky)

L'énergie de liaison, qu'est une propriété nucléaire globale, présente une variation irrégulière en fonction de la masse A . La méthode de Nilsson-Strutinsky exprime l'énergie de liaison nucléaire d'un noyau comme la somme d'une contribution structurelle de couches ΔE_{sh} , et l'énergie de liaison de la goutte liquide qui varie régulièrement, E_{LD} .

$$E = \Delta E_{sh} + E_{LD}. \quad (1.19)$$

L'énergie totale du modèle en couches, E_{sh} , est décomposée à son tour en une composante régulière \hat{E}_{sh} et une partie fluctuante ΔE_{sh} ,

$$E_{sh} = \sum_i \epsilon_{\nu i} = \hat{E}_{sh} + \Delta E_{sh}, \quad (1.20)$$

L'énergie totale du noyau peut alors être exprimée par :

$$E = E_{LD} + \Delta E_{sh} = E_{LD} + [E_{sh} - \widehat{E}_{sh}], \quad (1.21)$$

où E_{LD} est la contribution macroscopique, et

$$\Delta E_{sh} = [E_{sh} - \widehat{E}_{sh}], \quad (1.22)$$

est la correction microscopique de couches quantiques. L'introduction du terme ΔE_{sh} , permet d'obtenir des énergies nucléaires des états fondamentaux en fonction de paramètres de déformation et de la rotation nucléaire. Enfin, une correction d'appariement est introduite dans le Routhian total qui peut être résumé par l'expression :

$$E^\omega(Z, N, \widehat{\beta}) = E_{macro}^\omega(Z, N, \widehat{\beta}) + \Delta E_{shell}^\omega(Z, N, \widehat{\beta}) + \Delta E_{pair}^\omega(Z, N, \widehat{\beta}), \quad (1.23)$$

où $\widehat{\beta}$ représente tous les paramètres de déformation.

En pratique le terme de correction de couches est calculé en utilisant le potentiel de Nilsson déformé à la fréquence de rotation égale à zéro, et le terme d'appariement est déterminé en utilisant la solution auto-cohérente (self-consistente) des équations BCS. Mais une correction de couches dépendant de la rotation est réintroduite. Cela se fait avec un terme d'énergie de rotation faisant intervenir la différence de deux moments d'inertie. Le premier déduit de l'énergie de la goutte liquide et le second déduit de l'énergie de correction de couches. La forme microscopique-macroscopique du Routhian total peut donc être réécrite par :

$$\begin{aligned} E^\omega(Z, N, \widehat{\beta}) &= E^{\omega=0}(Z, N, \widehat{\beta}) + [\langle \nu^\omega | H^\omega(Z, N, \widehat{\beta}) | \nu^\omega \rangle \\ &\quad - \langle \nu^\omega | H^{\omega=0}(Z, N, \widehat{\beta}) | \nu^\omega \rangle] \\ &\quad - \frac{1}{2}\omega^2[\mathfrak{S}_{macro}(A, \widehat{\beta}) - \mathfrak{S}_{Strut}(Z, N, \widehat{\beta})], \end{aligned} \quad (1.24)$$

où $E^{\omega=0}$ est à la somme de l'énergie de la goutte liquide, de l'énergie de correction de couches et de l'énergie d'appariement à la fréquence zéro.

Le Routhian total est calculé dans un espace de déformation ($\hat{\beta} = \beta_2, \beta_4$ et γ) à une fréquence de rotation fixe, et ensuite minimisé par rapport aux paramètres de forme pour obtenir la déformation d'équilibre. Comme on l'a déjà mentionné dans la section 1.2 à propos du potentiel d'oscillateur harmonique déformé, la structure en couches n'est pas propre aux noyaux sphériques, elle apparaît aussi pour certaines déformations du potentiel nucléaire. Bien que les gouttes liquides stables soient toujours sphériques, l'énergie moyenne de Strutinsky de l'équation 1.22, incluant des fluctuations quantiques, peut posséder un minimum à déformation non nulle.

Les résultats sont généralement représentés par les Surfaces d'énergie potentielle (PES), qui est une carte de contours de l'énergie dans le plan (β_2, γ). Une PES typique est montrée dans la figure 1.6.

Le paramètre de triaxialité γ décrit la déviation d'un noyau à la symétrie axiale. Les valeurs $\gamma = 0^\circ$ et $\gamma = 60^\circ$ correspondent aux déformations de symétrie axiale allongée (prolate) et aplatie (oblate), respectivement. La déformation quadripolaire est définie par le paramètre β_2 . A chaque point dans le plan (β_2, γ), l'énergie potentielle est minimisée par rapport à la déformation hexadécapolaire β_4 .

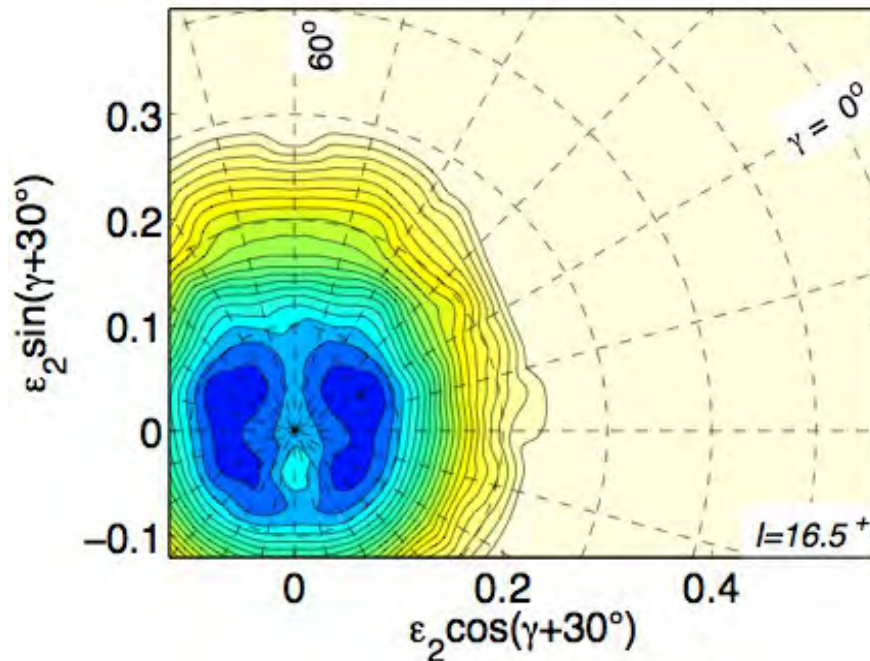


FIGURE 1.6 : Surface de Routhian total calculée pour les paramètres de déformation ($\varepsilon_2 = 0.1$; $\gamma = 0^\circ$) et la configuration ($\pi h^2_{11/2} \nu h^{-1}_{11/2}$) dans le noyau ^{139}Ce , au moment angulaire $I = 16.5^+$

2.2. Modèle de rotation autour d'un axe incliné

Bengtsson et Frauendorf [Beng79] ont proposé de traiter classiquement la rotation nucléaire autour d'un des axes principaux d'inertie (souvent l'axe x des abscisses dans la figure 1.2) en utilisant la formule du cranking sur le modèle de Nilsson.

En effet, le modèle de Nilsson, statique, avec ou sans appariement, ne peut pas reproduire le moment d'inertie dynamique des bandes yrast, car il n'incorpore pas la rotation et encore moins ses effets sur le noyau. Le modèle de *cranking* d'Inglis [Ingl54] permet de traiter la rotation du potentiel nucléaire en ajoutant un terme de rotation à l'Hamiltonien à résoudre (passage dans le référentiel tournant). Le modèle de Nilsson ainsi modifié est appelé PAC "*Principal Axis Cranking*". On décrit dans ce cas l'Hamiltonien *cranked* h^ω :

$$h^\omega = h_{sp} - \hbar\omega j_x, \quad (1.25)$$

où h_{sp} est l'Hamiltonien de Nilsson, j_x est la projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation. Le terme $-\hbar\omega j_x$ représente les effets de Coriolis et centrifuges qui modifient le mouvement orbital de la particule. L'interaction d'appariement est généralement aussi prise en compte et l'Hamiltonien que l'on résout est :

$$h'_{qp} = h^\omega - \Delta(P^+ + P) - \lambda N, \quad (1.26)$$

où : h'_{qp} est l'Hamiltonien des quasi-particules indépendantes,

Δ est le gap d'appariement,

P^+ et P sont les opérateurs de création et d'annihilation de la paire quasi-particule,

N est l'opérateur de nombre des particules, il est inclus pour conserver le nombre total de particules.

Les solutions de l'Hamiltonien h'_{qp} sont des approximations en raison de l'utilisation de la théorie de perturbation. En particulier les solutions du h'_{qp} sont toutes créées à partir d'une configuration de référence, et les énergies résultantes sont obtenues relativement à la bande yrast du noyau pair-pair. Dans ce Hamiltonien h'_{qp} , seulement deux symétries présentent de bons nombres quantiques : la parité π et la signature α . La signature est reliée à l'opérateur de rotation, $R_x = e^{-i\pi\alpha}$, où α est l'angle de rotation autour de l'axe x . Quand le noyau fait une rotation de 180° , la conservation de ce nombre quantique implique la règle de sélection $\Delta I = \alpha \bmod 2$. Dans un noyau pair la séquence de signature nulle contient les spins pairs et la signature -1 les impaires. Dans un noyau impair (excitation à 1qp) les séquences $\alpha = +1/2$ contiennent les états de spins $i = 1/2, 5/2,$

9/2, ... et les signatures $\alpha = -1/2$ concernent les états de spins $i = 3/2, 7/2, 11/2, \dots$

L'énergie totale E^ω du système tournant dans le système du laboratoire est la somme des valeurs propres de l'Hamiltonien de quasi-particule, h'_{qp} , sur tous les états occupés, ν :

$$E^\omega = \sum_{\nu} e_{\nu}^{\omega} + \omega \sum_{\nu} \langle \nu^{\omega} | j_x | \nu^{\omega} \rangle, \quad (1.27)$$

La projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation (l'axe des x) peut être déterminée par :

$$I_x = \sum_{\nu} \langle \nu^{\omega} | j_x | \nu^{\omega} \rangle. \quad (1.28)$$

L'énergie de la particule en fonction de la fréquence de rotation est représentée par le diagramme des Routhians. La dérivée du Routhian e^ω par rapport à la fréquence ω , est relié au moment angulaire alignée, i_x , de la particule, par la relation :

$$i_x = -\frac{de^\omega}{d\omega}. \quad (1.29)$$

L'équation 1.29 permet de comparer les Routhians théoriques dans le repère intrinsèque d'un noyau avec les énergies dans le système du laboratoire. Les Routhians expérimentaux sont exprimés par :

$$E_{expt}^{\omega} = \frac{1}{2}[E(I+1) + E(I-1)] - \omega(I)I_x(I), \quad (1.30)$$

où I_x est le moment angulaire aligné

$$I_x \approx [(I+1/2)^2 - K^2]^{1/2}, \quad (1.31)$$

K est la projection du moment angulaire total le long de l'axe de symétrie. La fréquence angulaire ω est dérivée des énergies expérimentales des raies γ par la formule suivante :

$$\omega = \frac{dE(I)}{dI_x(I)} \approx \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)} \approx \frac{E_\gamma}{\sqrt{(I + \frac{3}{2})^2 - K^2} - \sqrt{(I - \frac{1}{2})^2 - K^2}}, \quad (1.32)$$

Dans cette relation E_γ est l'énergie de la transition. En outre, la comparaison entre les Routhians de quasi-particule expérimentaux et théoriques, impose de soustraire la contribution du cœur de la référence à l'énergie totale. Le Routhian expérimental et l'alignement sont ainsi définis par :

$$e_{expt}^\omega = E_{expt}^\omega(I) - E_{ref}^\omega(I), \quad (1.33)$$

et

$$i_x^{expt}(\omega) = I_x(\omega) - I_x^{ref}(\omega). \quad (1.34)$$

La référence d'énergie est souvent calculée via un ajustement du moment d'inertie variable aux transitions à basse énergie en fonction de ω ,

$$\mathfrak{S}_{ref}^{(1)}(\omega) = \mathfrak{S}_0 + \omega^2 \mathfrak{S}_1, \quad (1.35)$$

où \mathfrak{S}_0 et \mathfrak{S}_1 sont les paramètres Harris [Harr65]. De plus, le moment angulaire aligné de la référence est donné par :

$$I_x^{ref}(\omega) = \frac{1}{\hbar} (\mathfrak{S}_{ref}^{(1)}(\omega)) \omega, \quad (1.36)$$

et l'énergie de la référence, E'_g , par :

$$E'_g = -\frac{1}{2} \mathfrak{S}_0 \omega^2 - \frac{1}{4} \mathfrak{S}_1 \omega^4 - \frac{1}{8} \frac{\hbar^2}{\mathfrak{S}_0}. \quad (1.37)$$

La constante d'intégration $\frac{1}{8} \frac{\hbar^2}{\mathfrak{S}_0}$ est introduite pour assurer que l'énergie de la référence de l'état fondamental soit égale à zéro.

2.2.1. Présentation du modèle TAC (Tilted Axis Cranking)

Le modèle du noyau en rotation autour d'un axe incliné TAC ("Tilted Axis Cranking") est un modèle microscopique pour les noyaux à hauts spins, dans lequel l'axe de rotation ne coïncide pas

avec l'un des trois axes principaux du référentiel intrinsèque contrairement au modèle de rotation autour d'un axe principal (PAC). Son axe de rotation appartient à un des plans définis à partir de deux axes principaux (comme le montre la figure 1.7). Le modèle TAC qui décrit avec un grand succès les bandes dipolaires (existants souvent dans les noyaux déformés) constituées de transitions avec $\Delta I = 1$ et de parité fixe, représente une généralisation de la solution du modèle PAC décrivant les bandes quadripolaires composées de transitions avec $\Delta I = 2$, et qui représente réciproquement un cas spécial du TAC (quand l'angle d'inclinaison θ de l'axe de rotation par rapport à l'axe principal, est nul). La démonstration de ces constatations et l'interprétation sont développées dans les références [Fris87, Frau91, Frau93, Frau96], qui utilisent une approximation semi-classique des solutions exactes du modèle particules plus rotor "*Particule Rotor Model*", PRM [Bohr75].

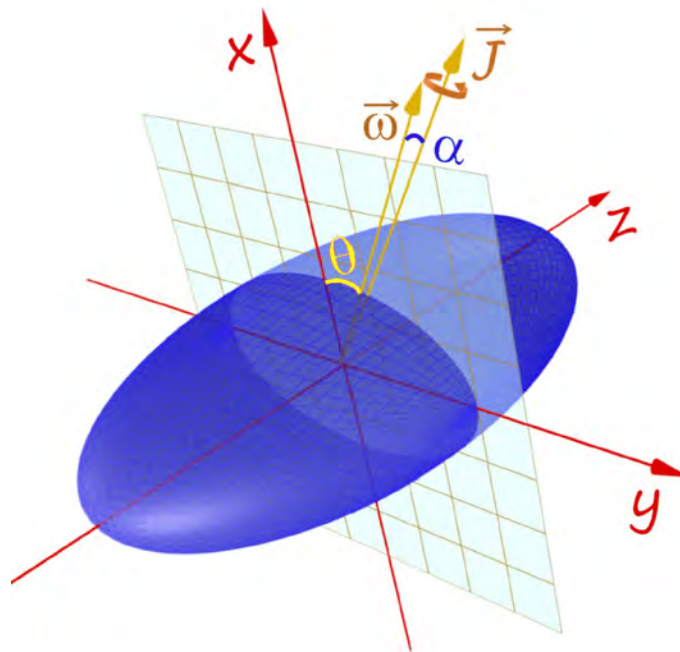


FIGURE 1.7: Illustration des axes intrinsèques d'un noyau déformé, et l'axe de rotation avec un angle d'inclinaison θ .

2.2.2. Méthode de calcul

Pour le modèle TAC, nous allons exposer trois méthodes de calcul :

1. l'approximation TAC dans le contexte du modèle "*Particle Plus Rotor*" PRM,
2. le modèle TAC basé sur le potentiel de Nilsson,

3. le modèle hybride (modèle TAC basé sur le potentiel de Woods-Saxon), qui sera décrit brièvement.

Comme on va décrire l'approximation TAC dans le contexte du modèle PRM, il convient d'effectuer un bref rappel sur ce dernier.

Soit un noyau déformé à symétrie axiale (cas du noyau présenté sur la figure 1.7). Le spin total I est la somme de deux contributions : le moment angulaire R dû à la rotation collective du cœur et le spin des nucléons célibataires \mathbf{j} , ce qui implique $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$. On rappelle que la projection de \mathbf{j} sur l'axe z de symétrie est appelée Ω , et celle du spin nucléaire K . L'Hamiltonien du noyau se décompose en deux parties : H_{rot} l'Hamiltonien de rotation et h l'Hamiltonien de particules indépendantes :

$$H = h + H_{\text{rot}} \quad (1.38)$$

où

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2 \vec{R}^2}{2\mathfrak{S}} \quad (1.39)$$

avec \mathfrak{S} le moment d'inertie du noyau par rapport à l'axe de rotation.

et

$$h = h_p + h_n \quad (1.40)$$

Les indices p et n , signifient respectivement, proton et neutron. L'Hamiltonien $h_{p(n)}$ est donné par l'expression :

$$h_{p(n)} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} C_{p(n)} j_{3p(n)}^2 - p(n)\right)^2 + \Delta_{p(n)}^2}. \quad (1.41)$$

Le paramètre $C_{p(n)}$ est un paramètre qui maîtrise la dégénérescence des niveaux. Les paramètres $\lambda_{p(n)}$ et $\Delta_{p(n)}$ sont le potentiel chimique et le *pairing gap* respectivement.

Afin d'obtenir l'approximation du modèle TAC à partir du modèle PRM, on fait les approximations suivantes :

- (i) L'opérateur I du moment angulaire total est remplacé par le vecteur classique \mathbf{J} : cette

première considération traduit le caractère semi-classique de l'approximation du TAC

- (ii) $\langle j^2 \rangle = \langle j \rangle^2$: cette supposition exprime la propriété champ moyen du moment angulaire.
- (iii) $J_3 = \langle j_3 \rangle$, $J_2 = 0$, $J_1 = (J^2 - J_3^2)^{1/2}$. Ces relations sont la conséquence de la symétrie axiale, ils traduisent le fait que le moment angulaire collectif est nul sur la 3^{ème} direction (la rotation collective autour de l'axe de déformation est quantiquement interdite). \mathbf{J} , moment angulaire classique, peut être choisi avec une composante nulle sur le 2^{ème} axe. Sa valeur absolue est notée par J .

En se basant sur ces approximations, les énergies calculées par le modèle PRM sont exprimées par la relation suivante:

$$E = \langle h \rangle + \frac{1}{2\mathcal{J}} [J^2 - i_3^2 - 2i_1 \sqrt{J^2 - i_3^2} + i_1^2 + i_2^2]. \quad (1.42)$$

où on a inclut les valeurs moyennes i_v du moment angulaire j_v de la particule, $i_v = \langle j_v \rangle$ (qui représente les alignements).

La minimisation de l'énergie ($\delta E = 0$) pour J fixé par rapport aux amplitudes c_k (fonctions propres de la quasi-particule : cf. références [Frau96, Bohr75] pour plus du détail), conduit à l'équation aux valeurs propres :

$$\left(h - \frac{1}{\mathcal{J}} \left[i_3 j_3 + (\sqrt{J^2 - i_3^2} - i_1) j_1 - \frac{i_1 i_3}{\sqrt{J^2 - i_3^2}} j_3 - i_2 j_2 \right] \right) |\rangle = e' |\rangle. \quad (1.43)$$

En introduisant la vitesse angulaire (la fréquence de rotation) ω , cette équation se simplifie en équation aux valeurs propres du modèle TAC:

$$h' |\rangle = e' |\rangle \quad (1.44)$$

avec ;

$$h' = h - \omega \cdot \mathbf{j} \quad (1.45)$$

et

$$\omega = \left(\sqrt{J^2 - i_3^2} - i_1, 0, i_3 - \frac{i_1 i_3}{\sqrt{J^2 - i_3^2}} \right) / \mathcal{J}. \quad (1.46)$$

La deuxième composante de la fréquence de rotation ω_2 est nulle est en accord avec l'approximation (iii). L'équation aux valeurs propres (1.43) est équivalente avec l'équation aux valeurs propres du TAC (1.44) et avec les deux équations auto-cohérentes de la vitesses angulaires dans (1.46). On peut alors écrire :

$$\frac{\omega_1}{\omega_3} = \frac{J_1(1 - i_1/J_1)}{J_3(1 - i_1/J_1)} = \frac{J_1}{J_3} \equiv \tan \vartheta \quad (1.47)$$

et

$$J = \frac{i_1}{\sin \vartheta} + \omega \mathcal{J}. \quad (1.48)$$

L'équation (1.47) représente tout simplement la condition du TAC [Frau91, Frau93, Frau94], ω et J sont parallèles quand le Routhian total E' est minimisé par rapport à θ , pour ω fixée. L'angle θ est l'angle d'inclinaison du moment angulaire J par rapport à l'axe de rotation. Il est déterminé par la condition du TAC. On a :

$$E' = \langle h' \rangle - \frac{1}{2} \mathcal{J} (\omega \sin \vartheta)^2 \quad (1.49)$$

avec

$$h' = h - \omega_3 j_3 - \omega_1 j_1 = h - \omega (\sin \vartheta j_1 + \cos \vartheta j_3) \quad (1.50)$$

La valeur moyenne du moment angulaire dans le système intrinsèque au noyau est donnée par :

$$J_1 = i_1 + \sin \vartheta \omega \mathcal{J}, \quad J_3 = i_3, \quad J = \sqrt{J_1^2 + J_3^2}. \quad (1.51)$$

L'énergie totale E et le Routhian total E' calculés respectivement, dans le système du laboratoire et celui intrinsèque au noyau en rotation, sont reliés par les équations canoniques standard :

$$E = E' + \omega J, \quad \frac{dE}{dJ} = \omega, \quad \frac{dE'}{d\omega} = -J. \quad (1.52)$$

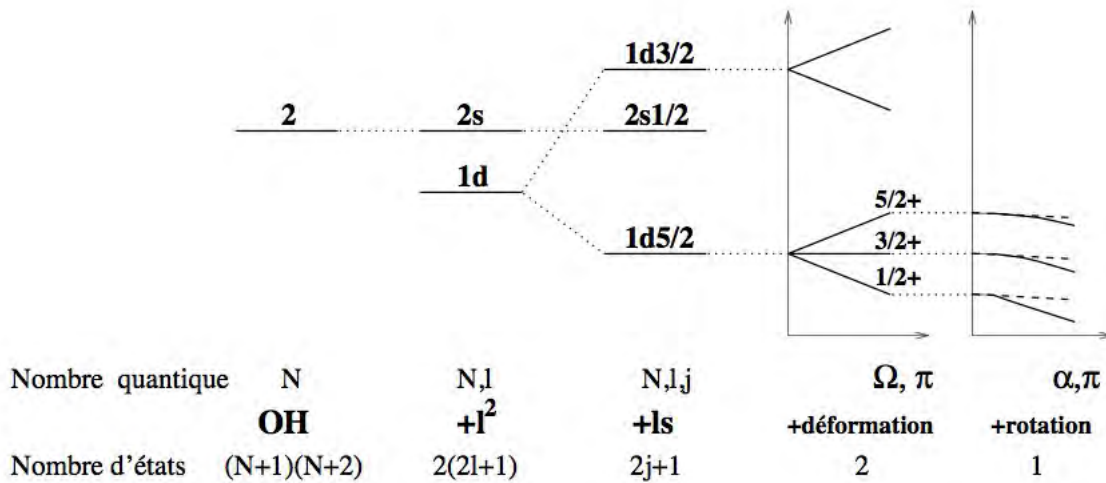


FIGURE 1.8: Illustration de la levée progressive de la dégénérescence, en commençant par un potentiel de l'oscillateur harmonique OH, en prenant en compte les termes en l^2 et $l.s$, ensuite un modèle déformé, puis finalement on tient compte de la rotation.

La théorie de base du modèle TAC décrite dans les références [Frau93, Frau00], est incluse dans le code de calcul que nous avons utilisé à Orsay pour interpréter la bande dipolaire observée expérimentalement. Les résultats sont exposés et discutés dans le 4^{ème} chapitre.

Dans cette approche, le Routhian est composé d'un Hamiltonian H invariant par la rotation, et d'une contrainte $\omega \cdot \hat{j}_z$.

$$H' = H - \omega \hat{J}_z \tag{1.53}$$

L'Hamiltonien H consiste en une partie sphérique h_{sph} représentant l'Hamiltonien standard de Nilsson [Ring80, Nils95], en outre l'interaction d'appariement et l'interaction quadripolaire :

$$H = H_{sph} - \frac{\chi}{2} \sum_{\mu=-2}^2 Q_{\mu}^{+} Q_{\mu} - GP^{+}P - \lambda N. \tag{1.54}$$

L'interaction d'appariement est définie par le champ d'appariement monopolaire :

$$P^{+} = \sum_{k>0} c_k^{+} c_{\bar{k}}^{+}. \tag{1.55}$$

où \bar{k} est l'état renversé du k.

$$\Delta = G\langle P \rangle \quad (1.56)$$

représente le potentiel d'appariement (paramètre de *gap*).

Et le potentiel chimique λ est déterminé par la condition de la conservation du nombre moyen de particules :

$$N = \langle \hat{N} \rangle \quad (1.57)$$

L'opérateur quadripolaire est défini à partir des opérateurs de création et d'annihilation quasiparticules:

$$Q_\mu = \sum_{kk'} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \langle k|r^2 Y_{2\mu}|k' \rangle c_k^+ c_{k'}. \quad (1.58)$$

On note que cette définition correspond à $Q_0 = r^2 P_2(\cos \theta)$, avec P_2 étant le polynôme de Legendre.

En incluant maintenant le terme de rotation on peut réécrire l'équation 1.54 comme :

$$h' = h_{sph} - \sum_{\mu=-2}^2 (q_\mu Q_\mu^+ + q_\mu^* Q_\mu) - \Delta(P^+ + P) - \lambda N - \omega \hat{J}_z. \quad (1.59)$$

Les cinq composantes du tenseur quadripolaire sont déterminés par les relations auto-cohérentes :

$$q_\mu = \chi \langle Q_\mu \rangle \quad (1.60)$$

Le système intrinsèque est défini de tel sorte qu'on a :

$$q'_{-1} = q'_1 = 0, \quad q'_{-2} = q'_2. \quad (1.61)$$

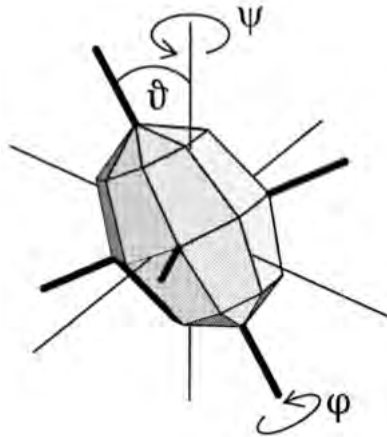


FIGURE 1.9: L'orientation du repère intrinsèque fixée par les angle d'Euler par rapport au système de laboratoire[Frau00].

Les moments quadripolaires intrinsèques et du laboratoire sont reliés par les fonctions de *Wigner* $D_{\nu\mu}^2(\psi, \vartheta, \varphi)$, par la relation suivante :

$$q_\mu = D_{\mu 0}^2(\psi, \vartheta, \varphi)q'_0 + (D_{\mu 2}^2(\psi, \vartheta, \varphi) + D_{\mu -2}^2(\psi, \vartheta, \varphi))q'_2, \quad (1.62)$$

L'Hamiltonian d'Hartree–Fock–Bogoljubov (HFB) h' s'écrit alors dans le référentiel intrinsèque :

$$h' = h_{sph} - q'_0 Q'_0 - q'_2(Q'_2 + Q'_{-2}) - \Delta(P^+ + P) - \lambda N - \omega(\sin \vartheta J_1 + \cos \vartheta J_3). \quad (1.63)$$

$$h' = h_{sp} - \hbar\omega_0\beta(\cos\gamma q'_0 - \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}}(q'_2 + q'_{-2})) - \omega(\sin\vartheta\cos\varphi j'_1 + \sin\vartheta\sin\varphi j'_2 + \cos\vartheta j'_3) \quad (1.64)$$

avec : $\hbar\omega_0 = 41/A^{1/3} MeV$

La valeur moyenne du commutateur $\langle [h', j'_\nu] \rangle$ est nulle puisque la configuration de la quasi-particule est une fonction propre de h' . En appliquant la relation $\langle [h', j'_\nu] \rangle = 0$ sur l'expression du h' dans la relation 1.64, on en déduit que les valeurs propres de $\langle q'_1 \rangle$, $\langle q'_{-1} \rangle$ and $\langle q'_2 - q'_{-2} \rangle$ sont nulles, à condition que J est ω soient parallèles (on rappelle que cette condition est équivalente à la minimisation du Routhian). En conservant cette condition pour β et γ fixés, on obtient les deux relations standards:

$$\hbar\omega_0\beta\cos\gamma = \kappa \langle q'_0 \rangle, \quad \hbar\omega_0\frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} = -\kappa \langle q'_2 \rangle \quad (1.65)$$

Les composantes du moment angulaire des quasi-particules dans le système intrinsèque relatif au noyau, ainsi que le moment angulaire total sont donnés par :

$$J_\nu = \langle j_\nu \rangle, \quad \nu = 1, 2, 3 \quad J = \sqrt{J_1^2 + J_2^2 + J_3^2} \quad (1.66)$$

L'énergie totale E et le Routhian total E' calculés respectivement, dans le système du laboratoire et celui intrinsèque au noyau en rotation, sont données par les expressions :

$$E' = \langle H' \rangle, \quad E = \langle H \rangle = E' + \omega J \quad (1.67)$$

Les solutions auto-cohérentes stables correspondent au minima du Routhian total $E'(\omega, \vartheta, \varphi, \beta, \gamma)$ ou de l'énergie totale $E(J, \vartheta, \varphi, \beta, \gamma)$, on obtient les équations canoniques standard :

$$\frac{dE'}{d\omega} = -J, \quad \frac{dE}{dJ} = \omega \quad E' = E - \omega J \quad (1.68)$$

Notant qu'on se limite aux solutions planaires, c'est-à-dire les solutions quand les vecteurs J et ω appartiennent à un des trois plans définis par les axes principaux du noyau triaxiale. Ceci est permis quand l'angle $\varphi = 0$ et γ varie de -120° à 60° .

Les solutions de ce modèle présenté par le formalisme ci-dessous, se distinguent en deux cas :

- Le cas où l'axe de rotation coïncide avec un des axes principaux ($\vartheta = 0^\circ, 90^\circ$) ; on est alors dans le cas du modèle PAC "*Principal Axis Cranking*", et la signature α est un bon nombre quantique, c'est-à-dire : les solutions sont des valeurs propres de la rotation par un angle π : $e^{-i\pi\hat{J}_z}|\pi, \alpha, \omega\rangle = r|\pi, \alpha, \omega\rangle$, ($r = e^{-i\pi\alpha}$) [Beng79]. La configuration $|\pi, \alpha, \omega\rangle$ de la quasi-particule décrit une bande rotationnelle quadripolaire avec $\Delta I = 2$, dont les valeurs des spins se limitent à $I^\pi = (\alpha + 2n)^\pi$, (n est un entier), et les états sont interconnectés par des transitions intenses de type E2.

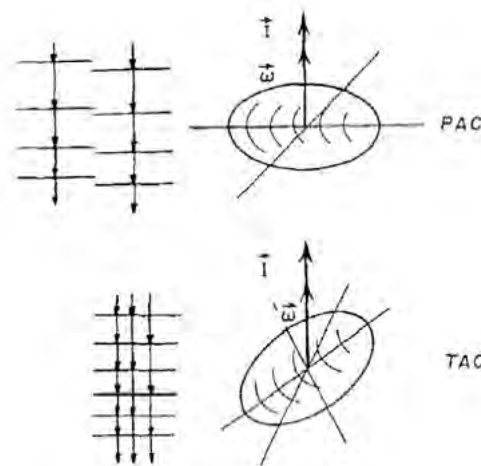


FIGURE 1.10: Différents types de rotation PAC et TAC, avec les solutions correspondantes présentées à gauche.

- Dans le cas du modèle TAC, l'axe de rotation ne coïncide pas avec un des axes principaux, il est incliné ($\vartheta \neq 0^\circ, 90^\circ$). Les solutions TAC ne sont pas des fonctions propres de la rotation ($e^{-i\pi\hat{J}_z}|\pi, \omega\rangle \neq e^{-i\pi\alpha}|\pi, \omega\rangle$), la signature est alors brisée et elle n'est plus un bon nombre quantique. Chaque configuration $|\pi, \omega\rangle$ du TAC décrit une bande rotationnelle dipolaire avec $\Delta I = 1$ dont tous les valeurs de spin sont permises. Les états de la bande sont reliés par des transitions directes de type M1 et des états de type *crossover* (de faibles intensités) E2.

L'interprétation différente des solutions est due à la brisure spontanée de la symétrie dans l'approche

du champ moyen.

Afin de comparer nos calculs TAC avec les énergies et moments angulaires expérimentaux, il est nécessaire d'effectuer des corrections quantiques [Beng79, Frau96] : on associe le moment angulaire J calculé par le TAC avec $I + \frac{1}{2}$, où I est le nombre quantique du moment angulaire. Dans le cas de bandes $\Delta I = 1$, on introduit la fréquence de rotation expérimentale ω , par :

$$J = I, \quad \omega(I \rightarrow I - 1) = E(I) - E(I - 1), \quad (1.69)$$

et le Routhian expérimental par :

$$E'(I \rightarrow I - 1) = \frac{1}{2}[E(I) + E(I - 1)] - \omega(I \rightarrow I - 1)J. \quad (1.70)$$

Dans le cas de bandes quadripolaires $\Delta I = 2$, les fréquences sont calculées par :

$$J = I - 1/2, \quad \omega(I \rightarrow I - 2) = \frac{1}{2}[E(I) - E(I - 2)], \quad (1.71)$$

et le Routhian expérimental, par :

$$E'(I \rightarrow I - 2) = \frac{1}{2}[E(I) + E(I - 2)] - \omega(I \rightarrow I - 2)J. \quad (1.72)$$

L'élément de la matrice des transitions M1 est calculé via l'expression semi-classique :

$$\begin{aligned} \langle I - 1 | \mathcal{M}_{-1}(M1) | I \rangle &= \langle \mathcal{M}_{-1}(M1) \rangle \\ &= \sqrt{\frac{3}{8\pi}} [\mu_3 \sin \vartheta - \mu_1 \cos \vartheta]. \end{aligned} \quad (1.73)$$

où les composantes de l'opérateur de transition \mathcal{M}_v se réfèrent au système du laboratoire. La valeur moyenne $\langle \mathcal{M}_{-1}(M1) \rangle$ est calculée dans la configuration TAC. La seconde ligne représente l'expression du \mathcal{M}_v en fonction des composantes du moment magnétique dans le référentiel intrinsèque.

La probabilité réduite des transitions M1, devient :

$$B(M1, I \rightarrow I - 1) = \langle \mathcal{M}_{-1}(M1) \rangle^2. \quad (1.74)$$

Le moment magnétique spectroscopique est donné par :

$$\begin{aligned} \mu &= \langle II | \mu_z | II \rangle = \frac{I}{I + 1/2} \langle \mu_z \rangle \\ &= \frac{I}{I + 1/2} [\mu_1 \sin \vartheta + \mu_3 \cos \vartheta]. \end{aligned} \quad (1.75)$$

où le facteur $\frac{I}{I+1/2}$ est une correction quantique et est proche à l'unité à haut spin. Les composantes du moment magnétique sont calculées dans le repère des axes principaux par :

$$\begin{aligned}\mu_1 &= \mu_N (J_{1,p} + (\eta 5.58 - 1) S_{1,p} - \eta 3.82 S_{1,n}), \\ \mu_3 &= \mu_N (J_{3,p} + (\eta 5.58 - 1) S_{3,p} - \eta 3.82 S_{3,n}),\end{aligned}\quad (1.76)$$

où les composantes du moment angulaire J et de spin $\vec{S} = \langle \vec{s} \rangle$ sont les valeurs moyennes calculées dans la configuration TAC. Les moments magnétiques libres sont atténués par un facteur $\eta = 0.7$ (il peut être différent selon la région de masse, et éventuellement différent pour les protons et les neutrons).

Les éléments de la matrice des transitions E2 sont calculés via les expressions semi-classiques :

$$\begin{aligned}\langle I - 2I - 2 | \mathcal{M}_{-2}(E2) | II \rangle &= \langle \mathcal{M}_{-2}(E2) \rangle \\ &= \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{eZ}{A} \right) \left[\sqrt{\frac{3}{8}} \langle Q'_0 \rangle (\sin \vartheta)^2 + \frac{1}{4} \langle Q'_2 + Q'_{-2} \rangle (1 + (\cos \vartheta)^2) \right], \\ \langle I - 1I - 1 | \mathcal{M}_{-1}(E2) | II \rangle &= \langle \mathcal{M}_{-1}(E2) \rangle \\ &= \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{eZ}{A} \right) \left[\sin \vartheta \cos \vartheta \left(\sqrt{\frac{3}{2}} \langle Q'_0 \rangle - \frac{1}{2} \langle Q'_2 + Q'_{-2} \rangle \right) \right],\end{aligned}\quad (1.77)$$

et le moment quadripolaire spectroscopique par :

$$\begin{aligned}Q &= \langle II | Q_0^{(BM)} | II \rangle = \frac{I}{I + 2/3} \langle Q_0^{(BM)} \rangle \\ &= \frac{I}{I + 3/2} \frac{2eZ}{A} \left[\langle Q'_0 \rangle ((\cos \vartheta)^2 - \frac{1}{2} (\sin \vartheta)^2) + \sqrt{\frac{3}{8}} \langle Q'_2 + Q'_{-2} \rangle (\sin \vartheta)^2 \right].\end{aligned}\quad (1.78)$$

Il y a un facteur de correction similaire à celui du moment magnétique. Le moment quadripolaire statique diffère d'un facteur 2 par rapport aux moment quadripolaires exprimés dans le repère du laboratoire, selon la convention dans la référence [Bohr75].

Les probabilités réduites de transitions E2 sont :

$$B(E2, I \rightarrow I - 2) = \langle \mathcal{M}_{-2}(E2) \rangle^2 \quad (1.79)$$

et

$$B(E2, I \rightarrow I - 1) = \langle \mathcal{M}_{-1}(E2) \rangle^2. \quad (1.80)$$

Le rapport de mélange est :

$$\delta = \frac{\langle \mathcal{M}_{-1}(E2) \rangle}{\langle \mathcal{M}_{-1}(M1) \rangle}. \quad (1.81)$$

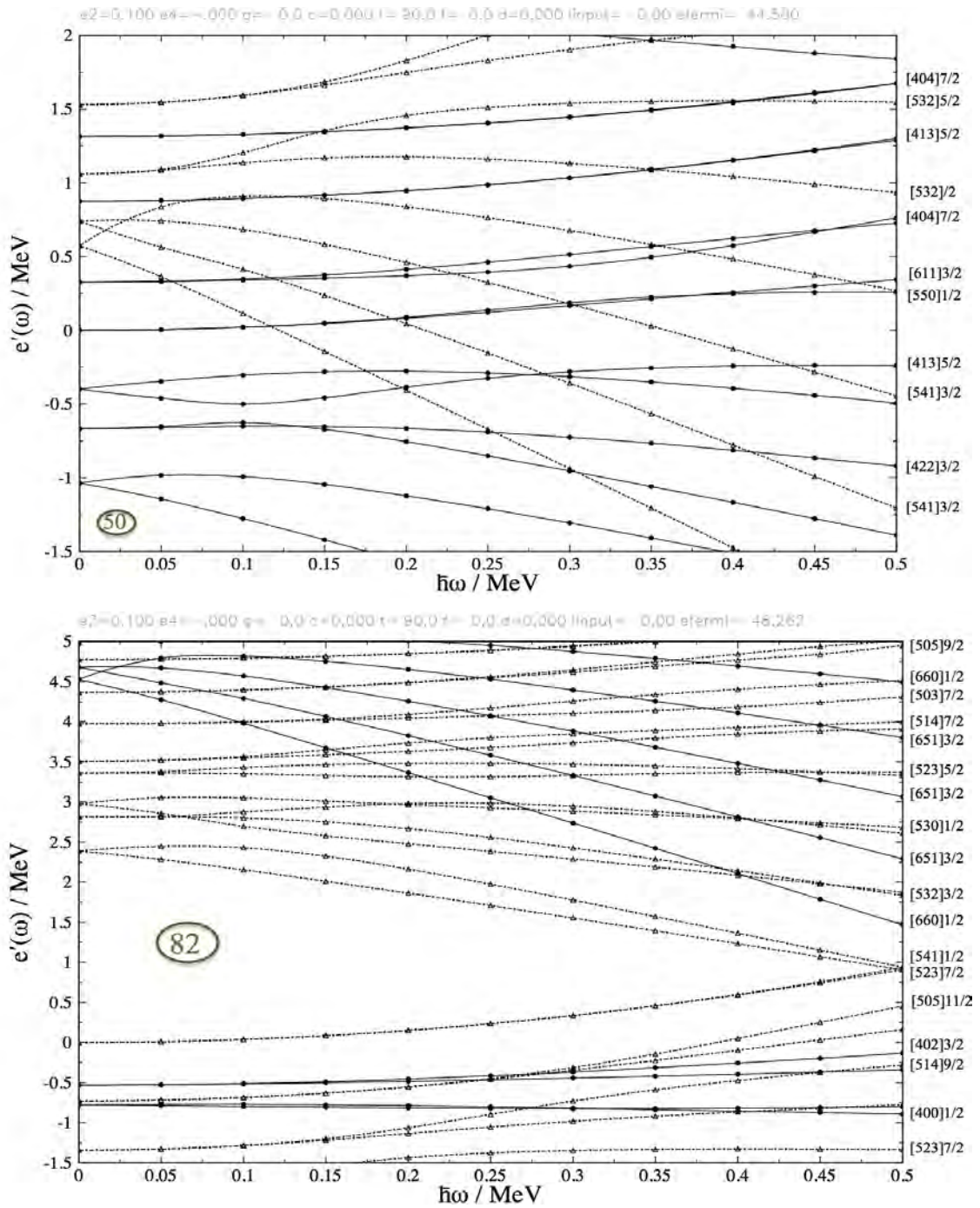


FIGURE 1.11: Exemple de Routhian de particules individuelles (protons : figure au-dessus, et neutrons : figure au-dessous), pour des fréquences de 0 à 0.5 MeV, à $\theta = 90^\circ$, $\varepsilon_2 = 0.1$, et $\varepsilon_4 = 0$. Les lignes continues et les lignes en pointillés indiquent respectivement, parité positive et négative. A droite, j'ai inséré les paramètres de Nilsson pour $\omega = 0$, sont donnés.

Une autre version développée du modèle TAC dite hybride est décrit dans la référence [Dimi00], et

aussi insérée dans le code de calcul. Cette version est basée sur le potentiel de Woods-Saxon. Elle consiste à adapter le plus précisément possible le potentiel de Nilsson. En effet, dans ce cas au lieu de paramétriser les niveaux de particules individuelles de l'oscillateur sphérique modifié au moyen de termes $\vec{l} \cdot \vec{s}$ et l^2 ; le modèle hybride prend directement les énergies du potentiel sphérique de Woods-Saxon. Nous montrerons les résultats que nous avons obtenu via cette version dans le chapitre 4 et comparons alors les résultats des deux versions.

Chapitre 2

Méthodes expérimentales ;

application à l'étude du noyau ^{139}Ce

Afin d'étudier la structure nucléaire du noyau qui nous intéresse, on doit d'abord choisir la réaction nucléaire permettant sa production dans un état excité. Une fois la réaction d'ions lourds choisie, elle est réalisée auprès d'un accélérateur couplé à un ensemble de détecteurs permettant la détection des rayons γ émis lors de la désexcitation des noyaux créés, dont celui objet de l'étude, résultant de l'émission de particules par le noyau composé. Ces rayons γ , une fois attribués aux divers noyaux grâce à l'utilisation des relations de coïncidences, transportent de nombreuses informations enrichissant notre connaissance de la structure nucléaire d'un noyau donné, parmi lesquelles on peut citer, en ce qui concerne les états excités : l'énergie E , le spin ou le moment angulaire I , la parité π , le temps de vie, et, en ce qui concerne des caractéristiques plus macroscopiques : le moment quadripolaire, le moment magnétique liés à la forme du noyau.

La première partie de ce chapitre consiste alors, en la description de l'accélérateur Tandem de l'IPN d'Orsay qui a fourni le faisceau, puis de la réaction de fusion-évaporation. Le deuxième volet porte sur le multidétecteur ORGAM qui sera présenté brièvement dans ce manuscrit.

1. L'accélérateur Tandem, faisceau radioactif

Les noyaux excités de ^{139}Ce , $Z = 58$, objets de ma thèse, ont été produits dans une réaction de fusion-évaporation générée par un faisceau de l'accélérateur Tandem de l'IPN d'Orsay, lors de l'expérience " n-si-39" de février 2012. Dans les paragraphes suivant je décris différents aspects de cette expérience.

L'accélérateur Tandem de l'IPN d'Orsay [IPNO] est un accélérateur électrostatique de type "Van de

Graaf" de tension 15 MV. Il comporte trois parties : l'injecteur, le système de pulsation et l'accélérateur en lui-même.



FIGURE 2.1: L'accélérateur Tandem (le volume bleu) et la ligne de faisceau.

Le faisceau d'ions est produit dans la partie injecteur. Le système de pulsation est de type chopper-buncher. Il produit des impulsions gaussiennes avec $\text{FWHM}=1.8$ ns et $\text{FWTM} = 5$ ns. Le taux de répétition entre les impulsions du faisceau est choisi à 200 ns.

2. Réaction de fusion-évaporation

On a utilisé un faisceau de ^{14}C , qui est un isotope radioactif de Carbone, rare mais cependant encore suffisamment abondant dans la nature pour ne pas nécessiter une synthèse préalable. Son énergie était $E_{\text{beam}} = 82$ MeV. La cible était du ^{130}Te , déposé en un film d'une épaisseur de 2 mg/cm² sur deux supports différents, du bismuth et du cuivre d'épaisseur de 120 mg/cm² et 136 mg/cm² respectivement.

Compte tenu de l'épaisseur des cibles, les noyaux de recul y étaient stoppés, et par conséquent, aucune correction Doppler n'est à faire.

Le mécanisme de production que nous avons utilisé est une réaction de fusion-évaporation que j'aborde dans le prochain paragraphe. Il permet la production des noyaux du ^{139}Ce aux hauts spins.

2.1. Noyau composé et résidus d'évaporation

Le noyau projectile fourni par l'accélérateur est envoyé avec une énergie incidente E_{beam} , sur un noyau de la cible. L'énergie cinétique du faisceau doit être suffisante pour surmonter la répulsion coulombienne entre les deux noyaux projectile et cible. La fusion de ces deux derniers crée un

noyau composé très excité et avec un moment angulaire élevé (typiquement quelques dizaines de MeV et d'unité de \hbar en moment angulaire). Ce mécanisme de réaction est dessiné ci-dessous, figure 2.2.

Le noyau composé excité tend à rejoindre son état fondamental en perdant son excès d'énergie. Si la quantité d'énergie en excès est importante en émettant tout d'abord des particules lourdes (fission si le noyau composé est fissile) ou légères (des neutrons, des protons ou des particules α). Les particules évaporées réduisent l'énergie d'excitation du noyau composé de quelques MeV (de 5-8 MeV par nucléon) mais ne peuvent diminuer le moment angulaire total que d'une quantité négligeable ($1-2 \hbar$).

L'évaporation des particules s'arrête quand l'énergie d'excitation devient inférieure à l'énergie de séparation de particule (voir la figure 2.2). Le noyau résidu de l'évaporation émet le reste de l'énergie sous forme de rayonnement γ et moins probablement à travers la conversion interne.

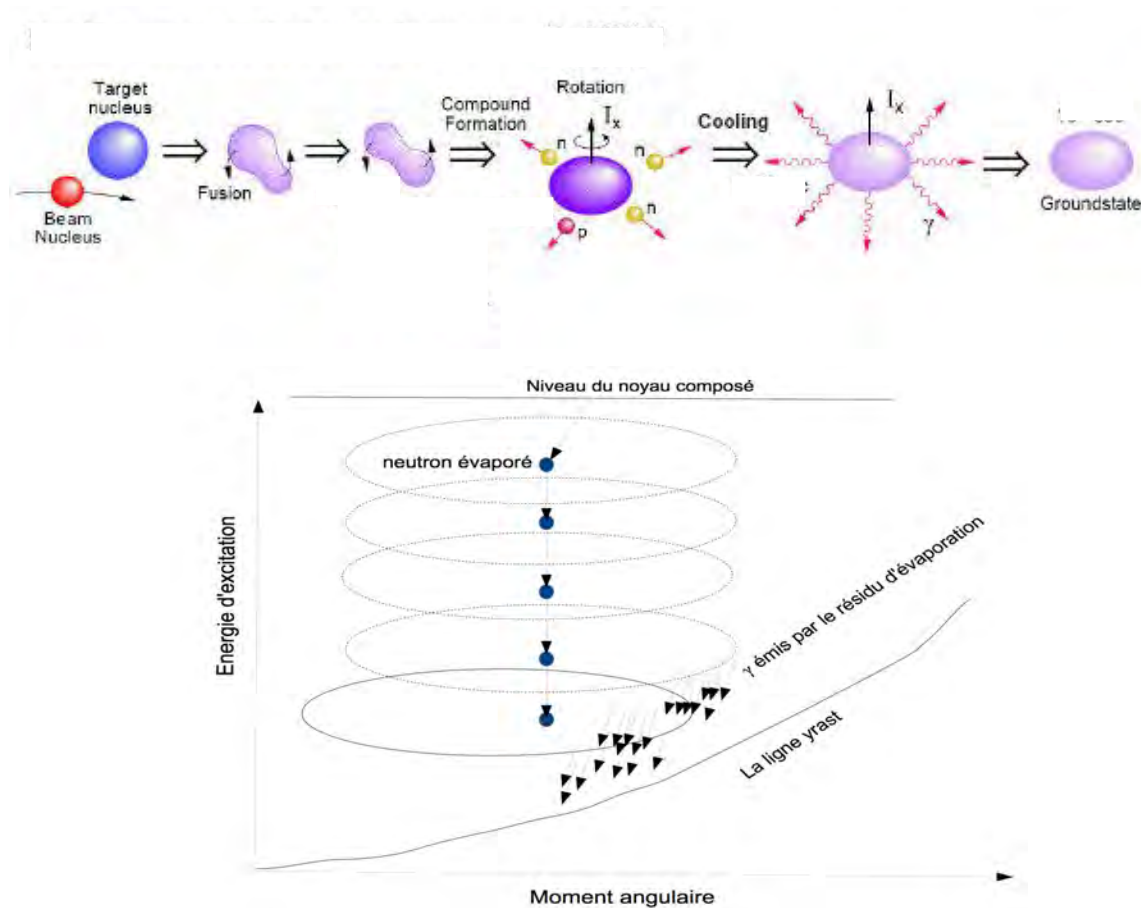


FIGURE 2.2: (en haut) Schéma de formation du noyau résiduel de la réaction de fusion-évaporation.

(en bas) Représentation schématique des états produits en partant du noyau composé.

2.1.1 Energie d'excitation

Le noyau composé est formé avec une énergie d'excitation E_{ex} qui dépend de l'énergie au centre de masse du système et du bilan énergétique Q_{fusion} . $E_{ex} = E_{CM} + Q_{fusion}$.

En utilisant les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, on exprime l'énergie du centre de masse par :

$$E_{CM} = \frac{M_{faisceau}}{M_{faisceau} + M_{cible}} * E_{faisceau} \quad (2.1)$$

La réaction de fusion-évaporation $^{14}\text{C}^*(82\text{MeV}) + ^{130}\text{Te}$ que nous avons réalisé, a donné naissance au noyau composé $^{144}\text{Ce}^*$ très excité (l'énergie de centre de masse de l'ordre de 74 MeV) qui a permis de produire majoritairement (voir calcul avec PACE4 dans le paragraphe 2.2) les noyaux ^{139}Ce et ^{138}Ce par évaporation de 5 et 6 neutrons respectivement.

2.1.2 Moment angulaire

Dans une collision une partie seulement de l'énergie disponible est transformée en énergie cinétique de translation. Une partie est distribuée sur les autres degrés de liberté du noyau, dont ceux qui permettent la rotation.

Si on considère que le couple des noyaux projectile-cible sont assimilés à des sphères chargées sans structure interne, le moment angulaire maximum l_{max} apporté dans le noyau composé dépend principalement de l'énergie du faisceau et des masses des noyaux. Il est calculé selon la relation (2.2) [Gall97, Padd03]:

$$E_{CM} = (1/4\pi\epsilon_0)Z_{faisceau}Z_{cible}e^2/R + [l_{max}(l_{max}+1)\hbar^2]/2\mu R^2 \quad (2.2)$$

μ est la masse réduite du système ; $\mu = M_{cible} M_{faisceau} / (M_{faisceau} + M_{cible})$. R représente le rayon d'interaction.

D'après la formule 2.2, l'énergie disponible dans le centre de masse (E_{CM}) se décompose en énergie potentielle (la barrière coulombienne) et énergie cinétique de rotation.

2.2. Simulation avec PACE4

Le code PACE4 permet ces calculs de cinématique de réaction en tenant compte des masses atomiques. Il permet de calculer des sections efficaces et de donner une bonne approximation des

énergies d'excitation et des spins que l'on obtiendra dans le noyau résiduel.

Dans le but d'optimiser la production des voies de réaction de 5 et 6 neutrons, on a simulé à l'aide du logiciel PACE4 [PACE] la section efficace de la réaction de fusion-évaporation $^{14}\text{C}^*+^{130}\text{Te}$ en fonction de l'énergie du faisceau incident à 75 MeV, 80 MeV, 85 MeV et 90 MeV. Dans la Figure 2.3, on a présenté les sections efficaces des voies les plus dominantes de la réaction.

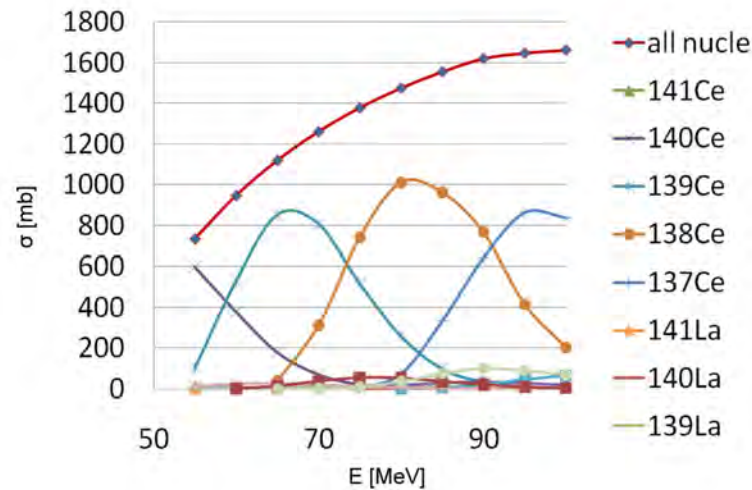


FIGURE 2.3: Sections efficaces de la réaction de fusion-évaporation $^{14}\text{C}+^{130}\text{Te}$ en fonction de l'énergie du faisceau, simulées par PACE4.

La section efficace totale de la réaction de fusion-évaporation est de l'ordre de 1.5 b. Les sections efficaces des voies les plus probables 6n et 5n conduisant à la population des noyaux ^{138}Ce et ^{139}Ce , sont respectivement 1040 mb et 190 mb, soit 70% et 13% de la section efficace totale de la réaction de fusion-évaporation.

3. Le multidétecteur γ

La spectroscopie γ consiste en la détection des rayonnements γ émis en cascade lors de la désexcitation des noyaux résiduels. Dans ce chapitre, nous verrons le principe de fonctionnement d'un détecteur de rayonnement gamma de grande précision, le détecteur au Ge, l'élément des multidétecteurs. Nous décrirons les différents processus d'interaction du rayonnement électromagnétique avec le détecteur, dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, soit entre plusieurs dizaines de keV et quelques MeV. Nous décrirons ensuite le principe de la réjection Compton et définirons les grandeurs permettant de qualifier les détecteurs. Enfin, nous présenterons

le multidétecteur γ ORGAM que nous avons utilisé dans notre expérience.

3.1 Rappels sur le principe de détection du rayonnement γ

L'interaction des photons de haute énergie avec la matière s'effectue essentiellement par l'intermédiaire des électrons du milieu. Les processus d'interactions photon-électron sont en jeu avec nos énergies : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création des paires.

a) *L'interaction photoélectrique:*

Le photon incident transfère toute son énergie à un électron des couches profondes (principalement la couche K) d'un atome du milieu. L'énergie cinétique de l'électron émis est égale à la différence entre son énergie de liaison et l'énergie du photon.

L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie. Sa section efficace est proportionnelle à Z^4 ou $Z^5/E^{7/2}$ [Knoll00].

Ce processus est l'idéal pour la détection dans un cristal de germanium, puisque on détecte les charges induites, et que dans ce cas toute l'énergie du photon est transmise à un électron qui va s'exciter directement dans la bande de conduction. Ces interactions engendrent le photopic.

b) *La diffusion Compton :*

Le photon incident avec une énergie initiale E_γ^0 , diffuse sur un électron des couches périphériques de l'atome du milieu en lui cédant seulement une partie de son énergie ($\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$). Le photon repart avec une énergie E_γ^v dans la direction θ , donnée par:

$$E_\gamma^v = E_\gamma^0 / [1 + E_\gamma^0 (1 - \cos\theta)/m_e c^2] \quad (2.3)$$

où $m_e c^2 = 511$ keV, la masse au repos de l'électron.

L'électron est éjecté avec une énergie cinétique égale à la différence entre E_γ^v et E_γ^0 .

Ce processus induit un spectre continu en énergie, d'énergie maximale E_γ^0 et d'énergie minimale $E_\gamma^0 / [1 + 2E_\gamma^0/m_e c^2]$

Dans un spectre gamma, la diffusion Compton induit donc un fond continu qui précède le pic d'absorption totale (photopic).

c) *La création de paires:*

Le photon, au voisinage du noyau, donne naissance à une paire $e^- - e^+$ ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$). Seuls les photons d'énergies égales ou supérieures au double de l'énergie au repos de l'électron (1022

keV = 2*511 keV) peuvent contribuer à cet effet. L'énergie $E_\gamma - 1022$ keV restante est alors partagée entre les deux particules de la paire sous forme d'énergie cinétique. Le positron va rapidement s'annihiler avec un électron du cristal, donnant naissance à deux rayonnements γ de 511 keV chacun. L'effet de création de paires n'est prédominant qu'à haute énergie.

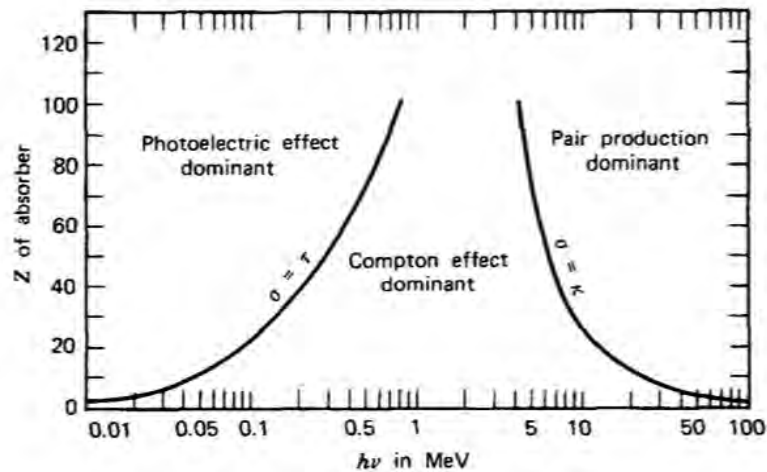


FIGURE 2.4: La dominance des différents processus d'interaction photon-matière, dans un plan (E,Z) [knoll00].

La figure 2.4 montre l'importance des trois processus d'interaction photon-matière en fonction de la nature de matériau (nombre atomique Z) et de l'énergie du photon incident.

On définit le coefficient linéique d'atténuation μ par la somme des probabilités d'interaction par unité d'épaisseur, associées à chaque processus. Il dépend de Z et de E . La valeur $1/\mu$ représente le libre parcours moyen du rayonnement dans le milieu avant d'effectuer une interaction.

Il est nécessaire alors de choisir des milieux détecteurs dont la dimension est de l'ordre du libre parcours moyen.

3.2 Caractéristiques du détecteur au germanium

Le germanium est un semi-conducteur de nombre atomique Z élevé, égale à 32, ayant une bande interdite, située entre la bande de valence et la bande de conduction, dont la largeur est de l'ordre de 0.67 eV à 300 °K et de 0.74 eV à 0 °K. Refroidir un détecteur Ge permet donc d'une part de réduire l'énergie thermique des électrons et d'autre part d'augmenter l'énergie nécessaire aux électrons de la bande de valence pour s'exciter par delà la bande interdite dans la bande de conduction. Cela

diminue le bruit thermique. Le gap reste suffisamment faible pour garantir une bonne conduction en mode détection, lorsque les électrons seront excités par des processus physiques que nous verrons dans la section suivante. Le succès du Germanium tient aussi beaucoup à la faible énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou : 2.80 eV (es-tu sûre de cette valeur). Beaucoup de charges sont créées pour peu d'énergie, ce qui permet une excellente résolution en énergie.

En effet, aux bornes d'un semi-conducteur on mesure le courant engendré par le mouvement des porteurs (mobiles). Ce courant est proportionnel à l'énergie reçue par le cristal. Enfin, sa densité est élevée (10^{22} atomes/cm³) ce qui augmente la probabilité des interactions, donc l'efficacité. Toutes ces raisons expliquent que le cristal de germanium soit le détecteur le plus utilisé actuellement pour la spectrométrie γ .

Afin d'augmenter les caractéristiques précédentes, on peut doper le cristal de Ge. En effet, la présence d'impuretés dans le semi-conducteur favorise le nombre de porteurs de charges d'un certain type : les électrons (dans le cas du type n) si l'impureté est pentavalente (qui apportent des électrons peu liés, voire délocalisés à $T \neq 0$ et disponibles alors pour la conduction), les trous (dans le cas du type p) si l'impureté est trivalente

La figure ci-dessous (à gauche) montre un exemple de détecteur de type p, dans lequel les impuretés de type p sont implantées sur la face extérieure tandis que les impuretés de type n sont situées sur sa face intérieure (contrairement aux détecteurs de type n).

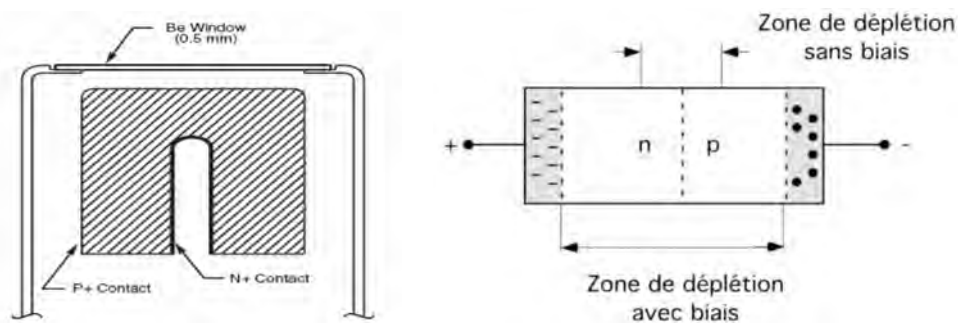


FIGURE 2.5: (à gauche) Schéma simplifié d'un détecteur à semi-conducteur de type p, la partie hachurée représente le germanium. (à droite) Un schéma de jonction p-n, montrant l'effet de tension inverse sur la taille de la zone déplétée.

Le cristal du germanium hyper-pur est un semi-conducteur très faiblement dopé. Il atteint l'impureté de l'ordre de 10^9 impuretés par cm³ [Knoll00, Leo94].

L'utilisation de germanium hyper-pur, et l'application des champs électriques très grands permettent d'obtenir un volume déplété de plusieurs cm^3 , comme le montre la relation :

$$d \approx (2\varepsilon V/eN)^{1/2} \quad (2.4)$$

où d est l'épaisseur de la zone déplétée (désertée de porteurs de charges), ε est la permittivité diélectrique du matériau, e la charge électrique, et N la concentration en impuretés.

Les cristaux que nous avons utilisés sont composés de germanium ultrapur de type n, de géométrie coaxiale de forme cylindrique et de dimension, 69 mm de diamètre et 78 mm de longueur. Ils sont polarisés à une haute tension inverse de - 3 kV à - 4.5 kV [Ferr13], telle que la largeur de la zone de déplétion soit de l'ordre du volume actif du détecteur.

Les détecteurs de germanium ultrapurs peuvent être conservés sans dommage à température ambiante, mais ont l'inconvénient de nécessiter d'être refroidis à l'azote liquide à 77 K pendant leurs utilisation pour réduire le courant de fuite dû à l'agitation thermique. Chaque détecteur a son propre réservoir (le dewar) cryogénique d'azote liquide (voir figure 2.6). Les cristaux sont encapsulés dans le cryostat et maintenus sous vide.

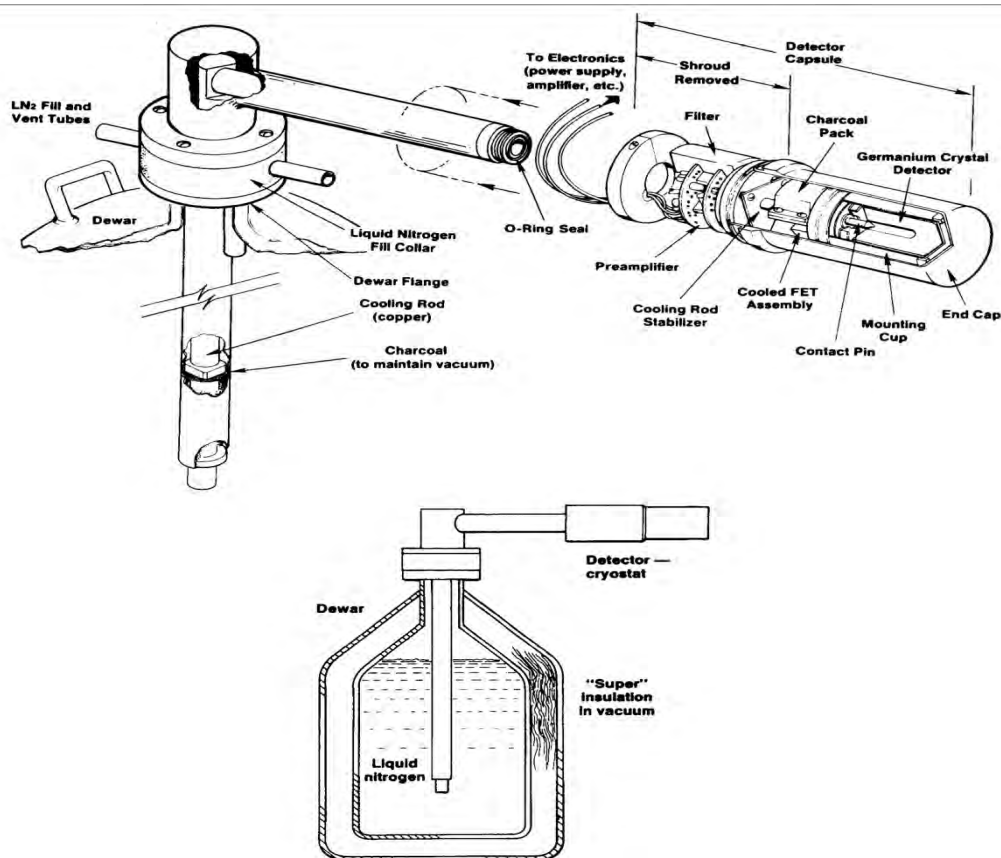


FIGURE 2.6: Un diagramme qui montre la position du cristal de germanium dans la tête de détection, et le système cryogénie [Knoll00].

On a choisi les détecteurs de germanium pour composer le multidétecteur car ils présentent de nombreuses qualités de détection, parmi lesquelles on cite l'efficacité de détection et la meilleure résolution en énergie, que je définis dans le paragraphe suivant.

3.2.1 Efficacité

On distingue deux types d'efficacités : absolue et intrinsèque.

* L'efficacité absolue de détection ε_{abs} d'un cristal de germanium est définie par le rapport du nombre de rayonnements γ détectés dans le cristal $N_{\text{dét}}$ et du nombre de rayonnements γ émis par la source, $N_{\text{émis}}$,

$$\varepsilon_{\text{abs}} = (N_{\text{dét}} / N_{\text{émis}}) \quad (2.5)$$

Elle dépend des propriétés du détecteur (matériel, épaisseur, ...), la géométrie (distance entre la source et le détecteur) et l'énergie incidente du rayonnement.

* L'efficacité intrinsèque représente la fraction du nombre de photons détectés sur le nombre de photons ayant traversé le détecteur. C'est une fonction de l'angle solide Ω du détecteur.

* On définit également l'efficacité *photopic* ε_{ph} (relative au pic) par le rapport entre le nombre de photons ayant déposé toute leur énergie dans le cristal (N_{photopic}) et le nombre de γ émis,

$$\varepsilon_{\text{ph}} = (N_{\text{photopic}} / N_{\text{émis}}) \Omega \quad (2.6)$$

Les valeurs typiques des efficacités des détecteurs de germanium ultrapur varient entre 30% et 70%. Les valeurs numériques des efficacités seront données au cours du chapitre 3 pour les détecteurs individuels et les différentes couronnes de multidétecteur.

3.2.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un détecteur caractérise sa capacité de distinguer entre deux énergies très proches. Elle est définie par la largeur à mi-hauteur (FWHM) du pic obtenu pour un rayonnement donné. Pour une mesure précise de l'énergie d'un rayonnement γ , la résolution d'un détecteur doit donc être la plus petite possible.

Grace au nombre très élevé des porteurs de charges créées à chaque interaction du rayonnement incident, les détecteurs au semi-conducteurs ont une bonne résolution en énergie. Un détecteur Ge a une résolution intrinsèque de l'ordre de 2 keV pour la raie 1.332 MeV de la source ^{60}Co . Cette bonne résolution est, lors d'une expérience, dégradée par plusieurs facteurs. Outre la résolution intrinsèque du détecteur et la contribution de la chaîne électronique de détection, il faut aussi prendre en compte les fluctuations statistiques et les dérives, ...

$$(\text{FWHM})_{\text{tot}}^2 = (\text{FWHM})_{\text{fluctuations statistiques}}^2 + (\text{FWHM})_{\text{bruit électronique}}^2 + (\text{FWHM})_{\text{dérives}}^2 + \dots \quad (2.7)$$

3.3 Détecteur BGO

Un détecteur BGO, cristal de germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), est un scintillateur inorganique. L'énergie des rayonnements γ incidents est convertie en lumière, ce qui est un processus rapide. Cette lumière émise est transformée par un photomultiplicateur en signal électrique qui est de plus amplifié par ses différentes anodes de tension de plus en plus élevée, et dont le gain est proportionnel à la charge induite par l'énergie déposée initialement.

Grâce à son grand nombre atomique ($Z_{\text{Bi}} = 83$) et à sa densité considérable (7.12 g/cm^3), le BGO a l'avantage de posséder une efficacité intrinsèque importante. Comparativement avec d'autres scintillateurs, il a une très grande efficacité photopic. Il a une grande indice de réfraction ($n=2.15$) et un petit rendement lumineux (correspondant au nombre de photons de scintillation émis par unité d'énergie) ce qui lui donne une mauvaise résolution en énergie. Dans le cas de nos BGO, le rendement lumineux a la valeur 3.3 photons/keV [Ferr13]. L'inconvénient majeur de ce type de détecteur est cependant d'avoir une très mauvaise résolution en énergie (de l'ordre de 20%). Cette mauvaise qualité n'est pas critique dans notre cas, car leur utilisation n'implique pas la mesure précise de l'énergie qu'ils détectent, mais seulement de détecter rapidement un dépôt d'énergie. Pour toutes ces raisons, les détecteurs BGO sont choisis comme détecteurs veto pour supprimer les événements de la diffusion Compton, où de l'énergie manquera à celle recueillie dans le volume du cristal de Ge.

3.3.1 Suppression anti-Compton

Les rayonnements que nous cherchons et souhaitons détecter sont d'intensité faible: il faut donc réduire le fond au maximum. Et comme nous l'avons déjà noté, les rayonnements γ que nous allons étudier se situent aux énergies où l'effet Compton est prédominant. Or si ce

rayonnement s'échappe du cristal, cet événement contribue au fond, le fond Compton qui peut noyer les transitions gamma d'intérêt.

La diminution du fond Compton est obtenue en entourant les cristaux du Ge d'une enceinte BGO (voir la figure 2.7).

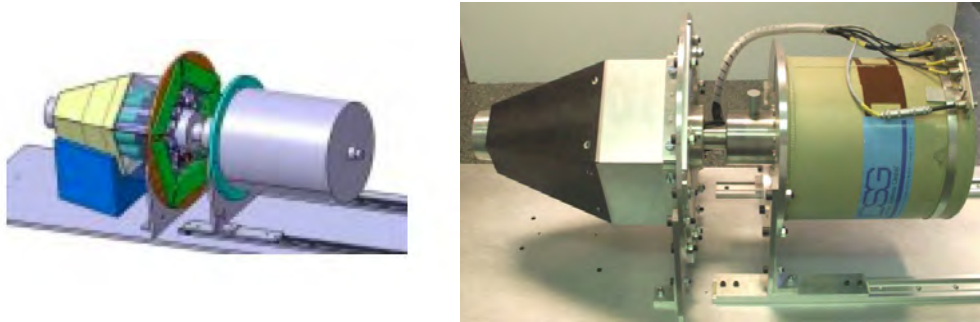


FIGURE 2.7: Illustration et photographie d'un détecteur de germanium entouré par les BGO (surfaces en jaune dans l'illustration et gris dans la photographie). Le dewar de l'air liquide est le cylindre à droite.

Ainsi, dès qu'un rayonnement γ est détecté dans un BGO cela déclenche un marquage de l'évènement pour qu'il puisse être rejeté lors de l'analyse des données. Dans certains systèmes d'acquisition ces évènements sont immédiatement réjetés.

Cette méthode est très performante et augmente considérablement le rapport signal/bruit du détecteur. Ceci est quantifié par le rapport pic sur total (P/T), qui permet d'évaluer l'importance du fond par rapport aux "bons" évènements contenus dans les pics d'absorption totale s'obtient par:

$$P/T = N_{\text{pic}}/N_{\text{total}} \quad (2.8)$$

Pour un détecteur Ge tronconique seul, ce rapport vaut approximativement 0.2. Ce même cristal entouré d'un filtre BGO fournit un rapport pic sur total de 0.5-0.6.

3.4 Le multidétecteur ORGAM

Un multidétecteur de rayonnements γ consiste en un grand nombre de détecteurs, fonctionnant en même temps, avec une électronique et un système d'acquisition commun. Un tel système de détection est un outil de détection très puissant, il doit être capable de détecter un grand

nombre de rayonnements γ émis dans un laps de temps très court (appelé fenêtre de coïncidence). Un multidétecteur permet donc d'acquérir des événements de haut *fold*, contenant beaucoup d'informations sur les différents chemins de la désexcitation d'un noyau. A chaque chemin correspond une cascade de transitions γ de multiplicité élevée, d'intensité variable.

Dans ce qui précède on a défini la multiplicité qui est le nombre de transitions γ émises en une cascade. Le *fold* est le nombre de γ détectés au même temps dans des cristaux distincts, autrement dit en coïncidence. La durée de la fenêtre de coïncidence est imposée par le système d'acquisition et l'expérimentateur. Typiquement, cette fenêtre en temps est de l'ordre de 50 à 100 nanosecondes pour les γ prompts).

La performance d'un multidétecteur performant se mesure par son efficacité de détection et sa résolution en énergie.

(i) L'efficacité totale d'un multidétecteur est une fonction du nombre total de cristaux de germanium et de leurs efficacités individuelles décrites précédemment (paragraphe 3.2.1).

Lors de la détection d'une cascade de photons, la probabilité qu'un détecteur soit touché par plusieurs rayonnements γ ou par des neutrons, est lié à l'angle solide du détecteur (Ω), à son efficacité absolue, à la multiplicité de la cascade M_γ et à la multiplicité des neutrons M_n . Elle est exprimée par la relation :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_{\text{abs}} \cdot \Omega)(M_\gamma - 1) + M_n \quad (2.9)$$

Dans le but d'observer des phénomènes de faible intensité comme nous aurons à le faire, l'efficacité globale doit être maximisée. On doit alors augmenter le nombre de détecteurs et couvrir un angle solide maximum par le système de détection. Afin d'éviter la dégradation de l'efficacité totale et diminuer les effets d'empilement et l'élargissement Doppler, des cristaux de petite taille (une grande granularité) sont les mieux souhaités pour construire un multidétecteur.

(ii) On définit le pouvoir de résolution R par la capacité d'un multidétecteur à isoler une transition ou une cascade de raies γ dans un spectre complexe pouvant contenir plusieurs séquences du même type. Pour une bande rotationnelle, il est défini par [Haas91]:

$$R = (SE_\gamma / \Delta E_\gamma) P/T \quad (2.10)$$

où SE_γ est l'espacement moyen en énergie entre deux transitions γ d'une bande à isoler, ΔE_γ la résolution pour un pic d'énergie E_γ sous faisceau et P/T le rapport Pic-sur-Total défini auparavant. Le pouvoir de résolution sera d'autant meilleur que la résolution sera petite et le rapport P/T grand.

Les détecteurs choisis en germanium ultrapur pour leur bonne résolution assure une grande précision de la mesure de l'énergie. Ils sont entourés de compteurs BGO, destinés à supprimer le fond Compton pour améliorer considérablement le rapport pic sur total.

Des efforts se sont concentrés ces dernières années sur l'augmentation de l'efficacité globale et le pouvoir de résolution pour les multidétecteurs installés en différents laboratoires dans le monde. De plus, grâce aux détecteurs composites (les clovers et les clusters) on a pu optimiser la granularité.

Nous avons effectué les mesures de notre expérience au moyen du multidétecteur gamma ORGAM (Orsay GAMMA array)[ORGAM] (qui est installé sur la ligne 420 auprès de l'accélérateur Tandem à l'IPN d'Orsay). La figure (2.9) présente une photographie de vue globale et une illustration d'ORGAM.

C'est une sphère composée de deux hémisphères séparables, dans lesquels on a inséré 15 cristaux coniques coaxiaux de germanium ultrapur ORTEC et EURISYS, provenant des multidétecteurs EUROGAM et de JUROGAM [JUROGAM] entourés de leurs blindages BGO qui ont été retraités et dont la graisse optique est remplacée. En utilisant le logiciel GEANT4 [GEANT4], des simulations ont été effectuées pour quantifier le taux de rejection Compton pour plusieurs géométries d'un module composé par un détecteur de germanium et des cristaux de BGO de différentes géométries. Le taux de rejet est plus grand pour la géométrie hexagonale du BGO de 150 mm de longueur et 400 μm d'épaisseur de paroi. Cette géométrie entoure la totalité du germanium. Chaque cristal de BGO est couplé à 2 photomultiplicateurs (Hamamatsu R7899-01). Le rapport de réjection Compton croit de 0.24-0.25 à ~ 0.50 si on rejette les événements avec détection dans un ou plusieurs BGO. Ces résultats sont cohérents avec les simulations (voir figure 2.8).

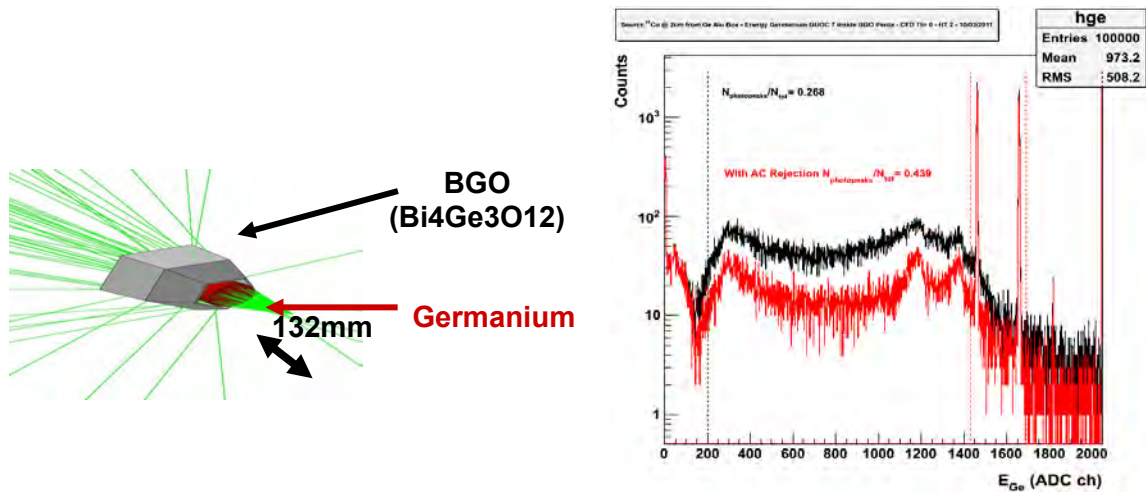


FIGURE 2.8 : (à gauche) Figure illustrant un démonstrateur résultat de simulation à l'aide de Geant4. Le cylindre rouge représente le cristal de Ge, le volume gris représente l'alvéole en BGO, et les lignes en vert représentent les photons gamma. (à droite) : Mesures de réjection Anti-Compton avec source de ^{60}Co avec Germanium à l'intérieur de l'enceinte Anti-Compton.

Afin de pouvoir ouvrir la boule et accéder à la chambre de réaction, un support constitué de 2 chariots symétriques montés sur des rails a été conçu dans l'atelier de fabrication de l'IPN.

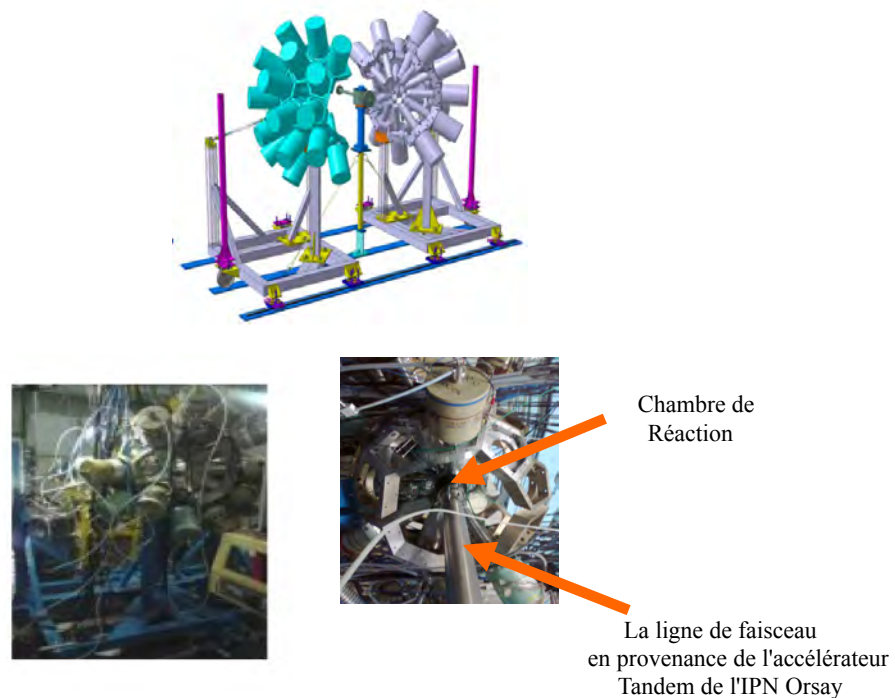


FIGURE 2.9: En haut, figure illustre des résultats de simulation de la géométrie de la boule d'ORGAM à l'aide de Geant4. En bas, des photographies d'ORGAM.

Seulement 13 détecteurs Ge étaient en bon état et ont donné des signaux pendant nos mesures. Dans la boule ORGAM, les détecteurs de germanium sont placés à 132 mm de la cible, et décalés de 12 mm à l'extérieur de la couronne des BGO. Nous avons fixé les détecteurs au germanium autour de chambre de réaction sur cinq différents angles afin d'étudier les distributions angulaires que j'expliquerai en détail dans le chapitre 3. Deux détecteurs sont fixés autour de l'angle 86° , quatre détecteurs autour de 94° , un détecteur sur 47° , deux détecteurs sur 133° et quatre détecteurs sont disposés autour de l'angle 157° .

Les valeurs typiques des efficacités absolues des boules de Germanium varie entre quelques pour-cent à une dizaine de pour-cent. Les nouvelles générations de multidétecteur (Agata, Greta...) atteindront plusieurs dizaines de pour-cent.

Les détecteurs de germanium ultrapur composant le multidétecteur ORGAM présentent de nombreuses qualités de détection définies dans le paragraphe (2.3). L'efficacité absolue moyenne ϵ est de 0.1%. L'efficacité absolue totale correspondante est de 1.3% à 1 MeV. Le rapport pic-sur-total (P/T) obtenu avec le système anti-Compton est de 0.431. Chaque détecteur couvrant un angle solide de 0.0053 sr, on arrive à une couverture angulaire totale (Ge) de $\sim 7\%$ de 4π .

Les détecteurs germanium hyperpur d'ORGAM sont maintenus en froid par un système d'alimentation automatique en azote liquide. Ce système d'alimentation est commandé par un module Agilent 34907A, qui lui-même est conduit à l'aide d'une interface LabView qui gère le déclenchement et l'arrêt du remplissage. Au cours d'une expérience ORGAM, l'alimentation en azote est assurée par deux réservoirs tampon de 300 L et 200 L maintenus à une pression 1.6 bar. Chaque réservoir alimente une nourrice (une pour chaque demi-sphère), qui distribue l'azote liquide à l'ensemble des dewars des détecteurs germanium.

Il a fallu développer conjointement au multidétecteur une électronique associée qui lui est propre.

3.5 Chaîne électronique et système d'acquisition

Les détecteurs Germanium sont alimentés par des modules haute-tension individuels qui ont été regroupés sur une baie dédiée, que l'on peut voir sur la figure 2. 10. Chaque détecteur est polarisé au travers d'un câble coaxial muni d'un connecteur haute-tension SHV. Les détecteurs sont également reliés à leur module haute-tension par un câble coaxial muni d'un connecteur BNC,

destiné au signal du Bias Shut Down.

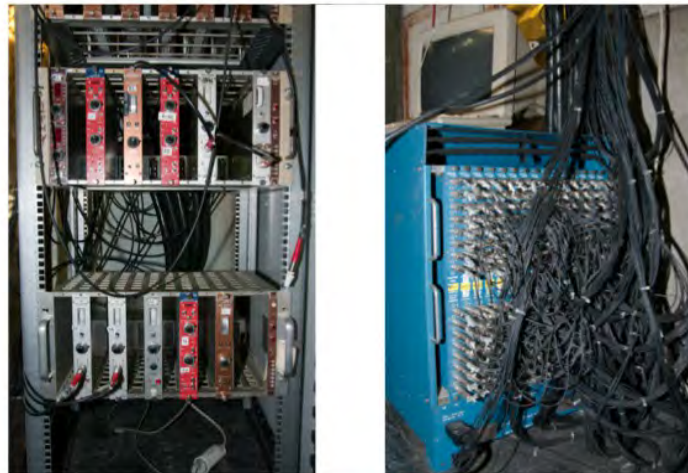


FIGURE 2.10: A gauche : Les modules d'alimentation haute-tension des détecteurs germanium. A droite : Le châssis LeCroy pour l'alimentation haute-tension des détecteurs BGO.

Les photomultiplicateurs des détecteurs BGO sont polarisés grâce à un châssis haute-tension LeCroy (voir figure 2.10) qui permet d'alimenter jusqu'à 256 voies. Les modules basse-tension permettant l'alimentation des préamplificateurs des détecteurs germanium et BGO, ont été ramenés de l'IPHC Strasbourg.

Un photon incident crée une charge dans le cristal de germanium, induisant un signal électrique. Chaque détecteur germanium possède 2 sorties identiques destinées aux voies "temps" et "énergie". Le signal induit provient uniquement de la charge initialement créée par le photon incident dans le cristal de germanium. Afin d'extraire des signaux issus des cristaux, chaque détecteur germanium possède 2 sorties identiques destinées aux voies "temps" et "énergie". Les signaux provenant des 2 voies de chaque détecteur sont acheminés vers l'électronique de traitement à l'aide de câbles coaxiaux. Les impulsions de courant fournies par chaque enceinte BGO sont acheminées vers le préamplificateur de charge par un câble LEMO coaxial.

Pour la voie énergie, la conversion en impulsion de tension (dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée) est effectuée au moyen de l'élément de tête de la chaîne d'acquisition, le préamplificateur de charge qui doit être installé le plus près possible du détecteur au germanium pour réduire le bruit et empêcher l'altération du signal dans le câble coaxial. Le préamplificateur sert aussi à adapter l'impédance élevée du détecteur avec les basses impédances : du câble transporteur du signal d'un côté et de l'électronique de traitement dans un autre côté. Les

détecteurs ORTEC utilisent le préamplificateur ORTEC dit "1/2 lune". Les détecteurs EURISYS utilisent quant à eux le préamplificateur EURISYS PSC822.

A la suite du préamplificateur, on place un amplificateur qui a la fonction de multiplier, à l'aide de son "gain" linéaire, l'amplitude du signal qu'il reçoit jusqu'à plusieurs dizaines de volts. Le signal de la voie énergie est envoyée vers un amplificateur spectroscopique de type ORTEC © 570, avec 6 μ s de temps de mise en forme. Le signal de la voie temps est destinée à un amplificateur rapide.

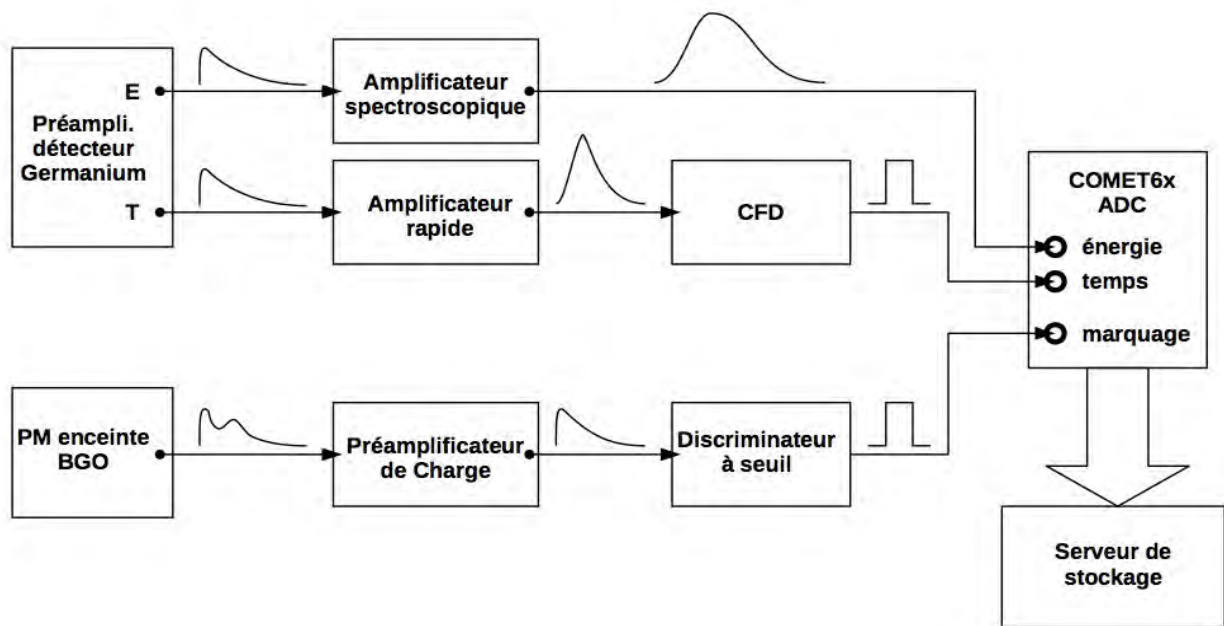


FIGURE 2.11: Diagramme d'une chaîne de mesure pour un seul détecteur. La forme des signaux est représentée à la sortie de chaque étape du traitement.

Le signal de sortie de l'amplificateur spectroscopique est codé en "canal" dans un convertisseur analogique-digital 'ADC (AD81) pour assurer la mesure de l'énergie qui est reliée au nombre de canaux par une équation de calibration (qu'on verra plus tard dans ce chapitre). Le signal en sortie de l'amplificateur rapide "fast timing amplifier" est envoyé vers un discriminateur à fraction constante (CFD), qui produit un signal logique pour le module de coïncidence, le TAC.

Les signaux d'anodes des 10 Photomultiplicateurs qui sont envoyés vers un préamplificateur de charge, sont transmis par la suite à l'entrée d'un Discriminateur à seuil (qui produit un signal logique si une impulsion dépasse une valeur de seuil ajustable et que doit être réglé pour minimiser le bruit de fond), puis vers le module de coïncidence, dont le signal de sortie est codé dans l'AD811.

Lorsqu'un événement est détecté en coïncidence dans le germanium et son enceinte BGO, le signal fourni par le discriminateur à seuil permet de marquer l'événement germanium correspondant.

Les données analogiques sont transmises vers les cartes d'acquisition COMET-6x [COMET], qui permettent la mesure de l'énergie et du temps, le marquage éventuel, et la conversion des données analogiques en un format numérique (digital). L'acquisition COMET est un système d'acquisition sans Trigger global. L'acquisition est déclenchée sur le signal logique associé au Germanium. A chaque déclenchement, la carte d'acquisition mesure l'amplitude de l'impulsion qui arrive sur la voie énergie. La carte constitue un événement en associant l'énergie (codé sur 15 bits), le temps (codé sur 47 bits), le descripteur de la voie touchée, et un bit de marquage. Le bit de marquage vaut 1 lorsque le signal marquage issu de l'enceinte BGO est au niveau haut au moment du déclenchement par la voie temps, et 0 sinon. Les données sont ensuite transférées via le réseau Gigabit du tandem, vers le serveur de stockage, et vers le PC d'acquisition pour une visualisation en direct de spectres de contrôle au moyen de logiciel Narval5 [Narval5].

3.6 Calibration en énergie et Identification de la radioactivité environnementale

L'étalonnage des détecteurs au germanium consiste à établir la relation entre l'énergie et le numéro de canal, $E = f(\text{canal})$:

$$E = a \cdot \text{canal} + b \quad (2.11)$$

Elle a été initialement effectuée à l'aide d'une source gamma de ^{152}Eu (393.5 kBq) possédant plusieurs transitions d'énergies variant dans l'intervalle de 122 keV à 1408 keV. Il a fallu alors procéder par l'acquisition d'un run avec la source d'euporium avant de réaliser les mesures sous faisceau.

- La première correspondance énergie-canal, nous a aidés à identifier le fond dans la salle de l'expérience. On a réalisé ensuite un deuxième étalonnage, sous faisceau, pour tenir compte des variations du gain au cours du temps. On a utilisé pour cela les transitions γ bien connues, qui dominent les spectres en énergie et qui sont émises par les principaux noyaux peuplés dans cette expérience ; on a utilisé les raies du noyau du ^{139}Ce [Bucu06, Chand09] : 188 keV, 270 keV et 1607 keV et les raies du ^{138}Ce [Bhatt09]: 788 keV, 1037 keV et 403 keV. Pour chaque run de données et pour chaque détecteur, on repère la position des raies choisies comme références sur les spectres en énergie, et on établit cette nouvelle relation $E = f(\text{canal})$, après avoir ajuster le gain. La loi linéaire a conduit à de grandes erreurs (> 0.5 keV). Et afin d'obtenir une loi d'étalonnage précise, on a utilisé

finalement, le programme Encal du paquet des logiciel RADWARE [RADWARE]. On a établi des relations d'étalonnage sous forme d'un polynôme du second degré :

$$E = A.(a . canal^2 + b . canal + c) + B \quad (2.12)$$

On signale qu'on a pas à faire de correction du déplacement Doppler car nos raies détectées ne subissent pas cet effet.

3.7 Prè-analyse des données collectées

L'information brute collectée à l'issue de la carte d'acquisition COMET n'est pas lisible, ni calibrée. Une étape d'analyse préalable, de mise en forme des données, est alors indispensable. Cette première partie d'analyse consiste à : 1- convertir ces données en un format compact, 2- étalonner les détecteurs en énergie (étape que j'ai définie dans le paragraphe précédent) et 3- corriger les temps enregistrés pour tenir compte du décalage systématique dû aux différences de temps de traitement ainsi qu'aux différences de longueur de câble d'une voie à l'autre afin d'aligner en temps les différentes voies.

Le code de lecture des données qu'on a utilisé dans cette partie de pré-analyse est un code en langage C. Il a été développé par un ancien thésard dans notre équipe (Romain Leguillon), et à l'aide d'un stagiaire (Morgan Martin). Ce code est constituée de deux parties principales : TRI et IPN. Le programme TRI est utilisé pour compresser et aligner en temps. Quant au programme IPN, il permet la production des spectres, des matrices et des cubes, avec ou sans condition en temps, en énergie et en angles de détection, afin de pouvoir effectuer différents type d'analyses.

Nous avons obtenu $7,6 \times 10^9$ événements dont on a pu extraire une matrice totale de 6×10^7 γ - γ et un cube de 11×10^6 γ - γ - γ .

Dans toute l'analyse que j'ai faite et que je présenterai dans le chapitre suivant, les spectres et les matrices sont conditionnés par une porte en temps de 160 ns permettant le dépeuplement de 80% de la population à travers l'état isomérique $19^2/2$ à 2632 keV ($T_{1/2} = 70$ ns).

Chapitre 3

Technique d'analyse et mesures

1. Introduction : généralités sur le logiciel d'analyse RADWARE

Comme nous l'avons dit précédemment, lors de ma thèse j'ai eu la chance immense de participer à l'expérience dont j'ai analysé les données et interprété les résultats. L'expérience de ma thèse s'est déroulée sur 6 jours de Février 2102 sur le Tandem, accélérateur de l'IPN d'Orsay (France) et auprès du multidétecteur de rayonnement γ ORGAM. L'objectif de cette expérience était d'étudier la structure nucléaire du noyau ^{139}Ce , de découvrir ses états à hauts spins et de confirmer l'existence de bandes rotationnelles prédites théoriquement, comme nous allons le montrer au chapitre 4.

Après avoir rendu lisibles et physiquement exploitables les données que nous avons enregistrées expérimentalement, je les ai examinées et analysées au moyen du logiciel RADWARE [RADWARE] qui a été développé par D. Radford. En particulier, j'ai utilisé les progiciels ESCL8R et LEVIT8R [Radf95_297] pour analyser les données de types 2D (matrice Ge-Ge coïncidence) et 3D (cube Ge-Ge-Ge coïncidence), respectivement. Ces deux programmes permettent la production de deux types distincts de spectres à partir d'une matrice ou d'un cube:

- (i) le spectre de la projection totale ; c'est le spectre issu de la projection de la matrice ou du cube sur un des axes pour toutes les énergies d'un(des) autre(s) axe(s), sans aucune condition imposée. Dans ces spectres sont donc rangées toutes les énergies de tous les événements. Ce spectre ne permet d'observer que les transitions les plus intenses.
- (ii) les spectres avec condition(s); ils sont la projection de la matrice (ou du cube) sur l'un des axes pour une (des) énergie(s) imposée(s) sur l'autre axe (les deux autres axes respectivement). La condition en énergie est appelée fenêtre de coïncidence ou *gate*. Mettre des gates permet la recherche de transitions inconnues dans des événements de faibles

intensités. Au départ, on conditionne les spectres par des transitions connues afin d'observer éventuellement des rayonnements gamma inconnus en coïncidence, qui serviront à leur tour de condition en énergie, etc, jusqu'à ce que toutes les relations de coïncidence des nouvelles transitions soient établies. Les spectres à double fenêtre, qu'ils soient issus de deux conditions en énergie dans un cube, ou d'une condition en énergie dans une matrice préalablement conditionnée, requiert une grande quantité d'événements de multiplicité (ou fold) trois, c'est à dire ayant trois énergies (ou trois g en coïncidence). Comme il y a environ un facteur 1/10 entre le nombre d'événements de multiplicité n et ceux de multiplicité n+1, en pratique il faut une statistique considérable pour avoir un nombre suffisant d'événements de fold 3. Dans notre expérience notre statistique était suffisante pour construire un cube.

Plusieurs autres logiciels de RADWARE ont été utilisés, parmi lesquels, je cite :

- Le programme ENCAL qui a été utilisé pour effectuer l'ajustement de l'étalonnage en énergie comme je l'ai signalé dans le dernier paragraphe du deuxième chapitre.
- Le programme EFFIT utilisé pour le calcul et l'ajustement des paramètres de calibration de l'efficacité [Radf95_297] relative des détecteurs au germanium, et dont je présenterai les résultats dans le paragraphe suivant.
- Le package GLS est employé pour tracer et éditer le schéma de niveaux.
- Le package GF3 est utilisé pour l'analyse graphique des spectres produits par escl8r ou levit8r. Il permet le fit des pics, le calcul des centroïdes et des largeurs à mi-hauteur, et le calcul des intensités (l'aire sous le pics corrigée par l'efficacité de détection).

2. Courbe d'efficacité du multidétecteur

L'efficacité en énergie de notre expérience a été calculée et modélisée à l'aide du programme EFFIT [RADWARE], en utilisant les intensités absolues des transitions de la source de ^{152}Eu connues à une grande précision.

Le programme EFFIT produit une courbe d'efficacité en effectuant un ajustement sur les intensités de la source d'euporium. L'ajustement est basé sur la méthode des moindres carrés. On obtient alors une fonction de l'efficacité en l'énergie composée de la somme de deux polynômes du second degré ; le premier modélise l'efficacité à basse énergie, quant au second, il correspond aux valeurs à plus haute énergie. L'expression de l'efficacité est donnée dans la formule suivante [Radf95_297] :

$$\ln(\varepsilon) = \{(A+Bx+Cx^2)^{-G} + (D+Ey+Fy^2)^{-G}\}^{-1/G} \quad (3.1)$$

où : $x = \ln(E_\gamma/100)$, et $y = \ln(E_\gamma/1000)$ et E_γ est en keV.

E_γ est en keV. Le paramètre G détermine la forme de croisement entre les deux parties de l'efficacité. Le croisement est étroit quand G est grand.

La courbe d'efficacité relative de notre expérience en fonction de l'énergie E_γ est donnée dans la figure 3.1. Les paramètres d'ajustement de A à G ont les valeurs : $A = 6.023(11)$, $B = 0.71(8)$, $C = 0.0(0)$, $D = 5.701(3)$, $E = -0.468(24)$, $F = 0.16(4)$, $G = 15.0(0)$, respectivement.

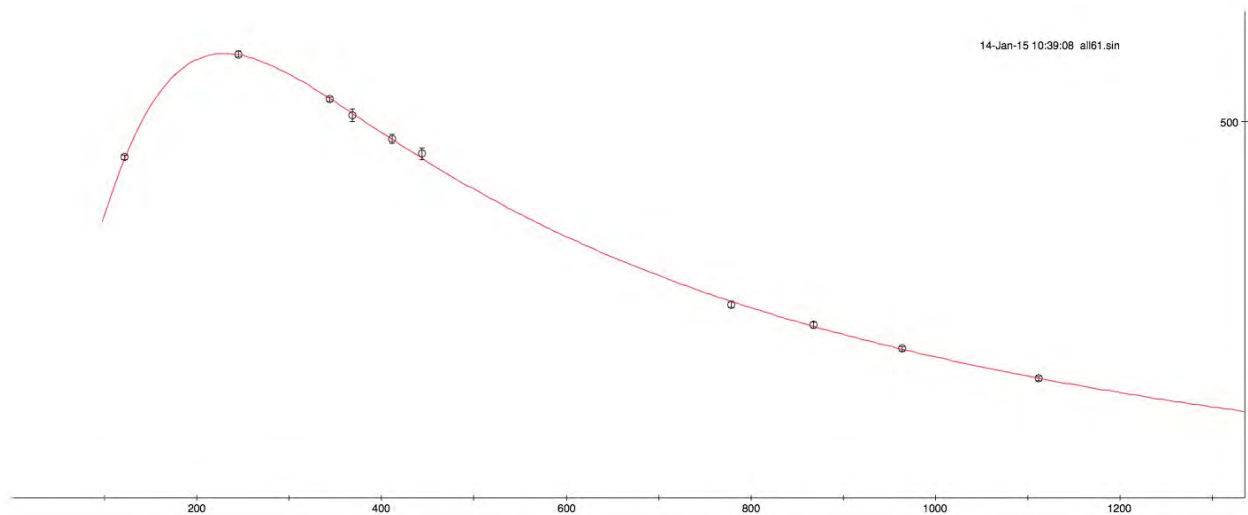


FIGURE 3.1: Courbe d'efficacité relative des détecteurs au germanium (en unité arbitraires) en fonction de l'énergie. Les cercles représentent les données mesurées à l'aide de la source de ^{152}Eu .

La ligne solide est le résultat d'ajustement du programme EFFIT, en utilisant la méthode des moindres carrés.

Outre l'efficacité relative du multidétecteur entier (composé de 13 détecteurs), nous avons déterminé celles de chacune des deux "couronnes" des détecteurs en germanium. La première couronne est située autour de l'angle 90° par rapport au faisceau d'ions. Elle est constituée de six détecteurs dont deux sont fixés à 86° et quatre à 94° . La deuxième "couronne" regroupe, quant à

elle, les sept détecteurs : un détecteur à 47° , deux détecteurs à 133° et quatre détecteurs à 157° . Cette « couronne » regroupe donc des angles avant et arrière (*forward* et *backward*).

Le calcul de l'efficacité relative de la boule entière est utilisé dans le calcul des intensités relatives des raies afin de construire le schéma de niveaux. Le calcul des efficacités des deux couronnes (autour de 90° et aux angles avant et arrière) permet d'effectuer les différentes analyses des DCO et d'anisotropie, que je présenterai en détail ultérieurement dans ce chapitre.

3. Identification des transitions et des états du ^{139}Ce

Chaque noyau atomique est caractérisé par un schéma de niveaux qui est caractéristique de sa structure. Il est constitué par l'ensemble des états autorisés par la mécanique quantique et les transitions gamma qui les dés excitent. À chaque état correspond une énergie d'excitation E^* et des nombres quantiques caractéristiques, le spin I et la parité π , notés sous la forme I^π , lorsqu'ils ont pu être établis.

Le noyau résiduel excité sur un état particulier rejoint son état fondamental en émettant une série de rayonnements γ (symbolisés par des flèches) qui pourront emprunter un ou plusieurs chemins. Le schéma, qui regroupe l'ensemble de ces chemins de dés excitation, peut être plus ou moins complexe à établir et à interpréter.

Comme nous le verrons plus tard dans la figure 3.4, tous les chemins (ou bandes) constituant le schéma de niveaux du noyau ^{139}Ce ont été obtenus à partir des méthodes d'analyse discutées dans ce chapitre.

3.1. Production des matrices

Afin d'analyser les coïncidences γ - γ , une approche évidente est d'entreposer pour chaque événement les énergies des deux γ détectés en coïncidence (E_{γ_1} , E_{γ_2}) dans un histogramme bi-dimensionnel qu'on appelle une matrice de coïncidence E_{γ_1} - E_{γ_2} . Les matrices sont de 4096×4096 canaux, correspondant à un intervalle d'énergie de l'ordre de 2 MeV.

Si on incrémente, de manière symétrique, les canaux correspondant aux coordonnées (E_{γ_1} , E_{γ_2}) et (E_{γ_2} , E_{γ_1}), c'est-à-dire le contenu du *pixel* (nombre de coups) correspondant à (E_{γ_1} , E_{γ_2}) est le même que pour (E_{γ_2} , E_{γ_1}), la matrice est alors symétrique. Si ces nombres de coups ne sont pas égaux, la

matrice est asymétrique. Les matrices symétriques sont utilisées dans la construction du schéma de niveaux (c'est-à-dire dans l'identification des transitions, la détermination des différentes cascades, la disposition des états excités et de leurs voies de dépeuplement, et la mesure des intensités des transitions). Des matrices asymétriques sont construites dans le but d'effectuer l'analyse du DCO et de l'anisotropie comme nous le verrons plus loin.

Dans le cas où de nombreux noyaux ont été peuplés lors d'une réaction. Comme il est fréquent que les différentes bandes possèdent souvent des énergies communes, une seule condition ne suffit pas à isoler la cascade de transitions gamma du noyau qui nous intéresse. Il faut imposer au moins deux transitions connues. Ceci est réalisable grâce à un cube, où les événements sont déconvolués en triples (E_i, E_j, E_k).

3.1.1. Soustraction du fond

Une caractéristique des spectres à considérer attentivement est le traitement du bruit de fond. On le définit par l'ensemble des événements polluant les spectres. Il a une double origine : il est composé tout d'abord du fond "Compton" composé des énergies incomplètement détectées des transitions gamma ayant subi un effet Compton. La seconde "pollution" provient des autres noyaux peuplés dans les différentes voies de réaction. Ces noyaux peuvent présenter des transitions d'énergies voisines qui vont s'ajouter à nos "bons" pics dans les spectres mais aussi contribuer au fond Compton. Le fond Compton représente ainsi la grosse partie du nombre de coups présent dans nos spectres et il est important de s'en affranchir.

Il est donc nécessaire de corriger les données en enlevant le bruit du fond situé sous les pics. Le programme *Radware* offre la possibilité de soustraire le fond [Radf95_361] sur la totalité de la projection totale de la matrice des événements, à l'aide des programmes d'analyse des coïncidences ESCL8R et LEVIT8R. On procède d'abord à la définition du spectre de fond (manuellement ou automatiquement) au moyen du programme GF3 à partir de la projection totale [Radf95_297].

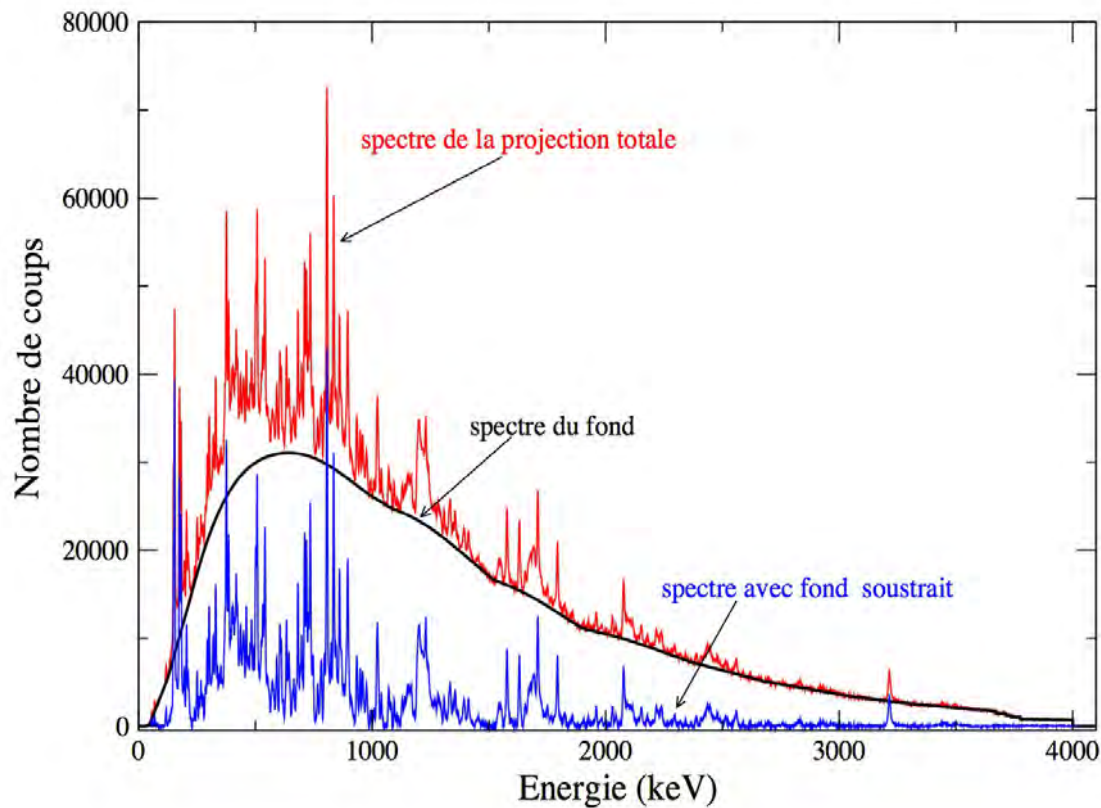


FIGURE 3.2: Respectivement de haut en bas : spectre de la projection totale (en rouge), spectre du fond déterminé automatiquement à l'aide du programme `gf3` (la ligne noire), et spectre avec fond supprimé, résultat de la soustraction des deux spectres précédents en utilisant le programme `escal8r`.

Une autre méthode courante de soustraction du fond et que nous avons utilisée pour corriger les spectres d'analyses des DCO et de l'anisotropie, est de fixer des fenêtres dans la région du fond autour du pics choisis (schématisés par les rectangles grisés dans la figure 3.3). Ensuite on soustrait la fraction normalisée du spectre de fond obtenu avec les fenêtres précédentes au spectre obtenu à partir de la fenêtre du pic (cadre rouge dans la figure 3.3). Cette méthode a l'inconvénient que la région du fond n'est jamais désertée des faibles pics contaminants. Et en plus, comme le spectre du fond et celui du pic d'intérêt (souvent petit) ont des nombre de coups similaires, cette méthode introduit plus d'incertitudes statistiques dans les résultats que souhaitable.

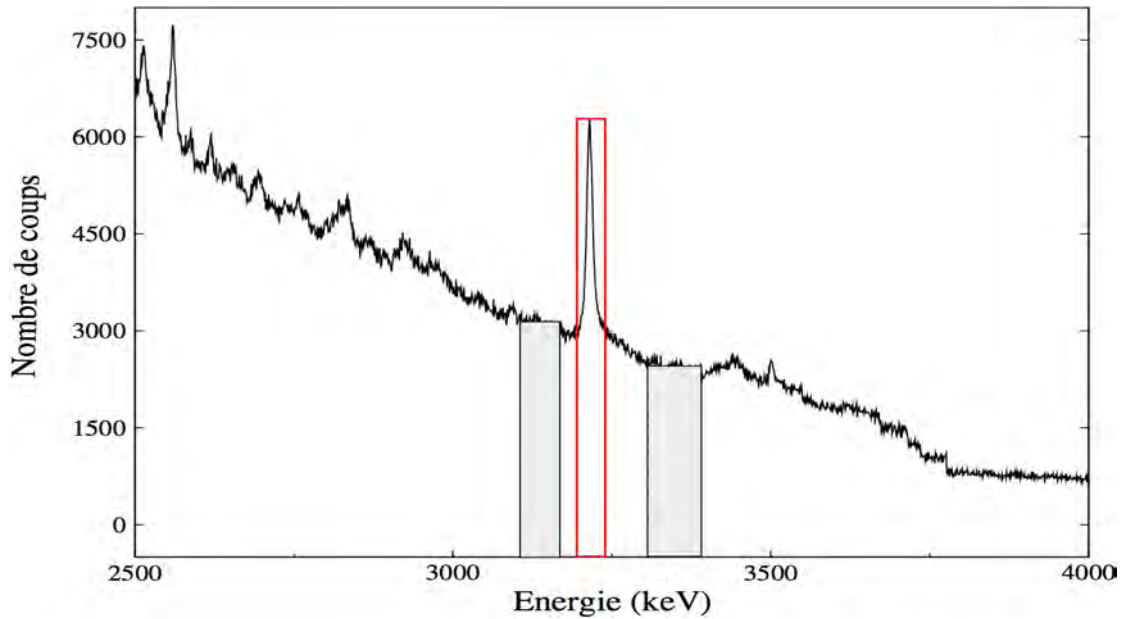


FIGURE 3.3: Schéma montrant la méthode de la soustraction du fond utilisée dans les spectres d'analyses des DCO et de l'anisotropie.

3.1.2. Spectres conditionnés et mesures d'intensité

La construction et le développement du schéma de niveaux d'un noyau atomique, ainsi que l'identification des différents chemins de sa désexcitation sont basés dans ce travail sur l'étude des relations de coïncidence entre les différentes raies détectées. En effet, après avoir effectué une soustraction de fond appropriée, en imposant une condition sur une raie γ donnée (une fenêtre de coïncidence) sur un axe de la matrice symétrique, on obtient un spectre en énergie sur lequel on observe les différentes transitions γ qui ont été mesurées en coïncidence avec la raie considérée, et qui appartiennent donc à la même cascade. En fonction de la statistique disponible, on augmente le conditionnement (le nombre de fenêtres de coïncidence), qui améliore le rapport pic sur fond.

Dans le cas d'un cube, où les événements sont rangés en triples (E_i, E_j, E_k) . Lorsque deux conditions (fenêtres de coïncidence) sont posées sur deux axes, on visualise la projection sur le troisième axe qui contient les raies γ en coïncidence.

Pour constituer notre schéma de niveaux du noyau du ^{139}Ce , plusieurs centaines de spectres conditionnés, avec une et avec deux fenêtres de coïncidences simultanées, ont été nécessaires et je les ai générés avec les programmes d'analyse escal8r et levit8r. Nous avons aussi constitué des spectres somme de deux spectres conditionnés une fois. Un exemple de spectres obtenus à partir de

la somme des fenêtres sélectionnées et qui permettent d'établir les différentes bandes de structure de ce noyau, est montré dans la figure 3.5.

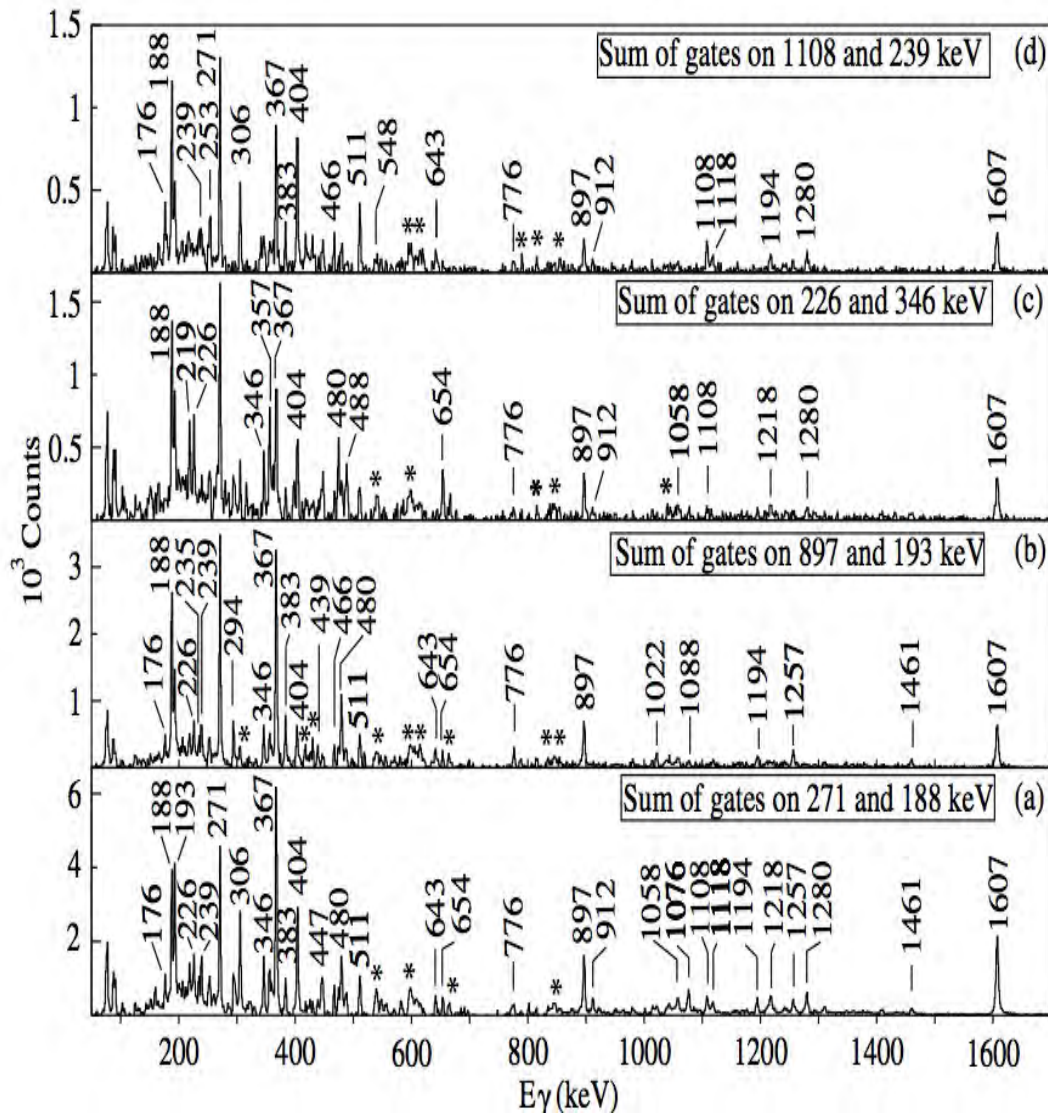


FIGURE 3.4: Spectres obtenus confirmant le schéma de niveaux de la figure 3.5: a) la somme des spectres conditionnés sur les raies 271 et 188 keV qui montre les états de la bande "Parity = -" et toutes les transitions en coïncidence avec ces deux raies. b) la somme des spectres conditionnés sur les raies 897 et 193 keV qui montre les états de la bande "Parity = +". c) la somme des spectres conditionnés sur les raies 226 et 346 keV et qui montre les états de la bande D1. d) la somme des spectres conditionnés sur les raies 1108 et 239 keV qui montre les états de hauts spin. Les transitions marquées avec une astérisque représentent des contaminations appartenant au noyau fortement peuplé ^{138}Ce .

Le schéma de niveaux du ^{139}Ce que nous avons constitué dans ce travail est présenté dans la figure 3.5, où, on peut voir deux types de séquences irrégulières (les bandes : $Parity = +$ et $Parity = -$), et deux séquences régulières (les bandes étiquetés D1 et D2) dont la mise en évidence expérimentale est plus aisée.

Nous avons ajouté plusieurs nouvelles transitions dans la région de bas et moyen spin à ce qui était publié récemment [Bucu06, Chand09]. Deux bandes dipolaires à haut spin ont été aussi observées. Il est important de noter que le noyau du ^{139}Ce n'a jamais été peuplé un spin aussi haut avant notre étude.

Nous avons prolongé le schéma de niveaux jusqu'à $43/2^-$ en spin et 7988 keV en énergie d'excitation. La majorité des états précédemment observés jusqu'à l'état de spin $31/2^-$ [Bucu06, Chand09] sont confirmés hormis quelques transitions provisoires rapportées dans la référence [Chand09].

Nous avons identifié vingt neuf nouvelles transitions. Les deux transitions d'énergies de 197 et 1409 keV sont placées en parallèle avec la transitions 1609 keV qui peuple l'isomère de l'état $11/2^-$, ce qui permet d'établir un nouvel état à 2164 keV avec un spin ($13/2^-$). Nous avons aussi observé une nouvelle transition de 1244 keV qui alimente l'état de spin $23/2^-$ à 3187 keV.

Les nouvelles 26 transitions qui restent désexcitent vers les états de hauts spins au-dessus de $I^\pi = 31/2^-$ et d'énergie d'excitation de $E^* = 4808$ keV. Une des modifications importantes apportées au schéma de niveaux du travail de S. Chanda et al. [Chand09] est que les deux états de $33/2^-$ à 5917.3 keV et de $31/2^-$ à 5917.3 keV, sont fusionnés en un seul état de $33/2^-$ à 5916.5 keV. Ceci est justifié par les arguments suivants :

- i) la transition de 239 keV, aussi bien que toutes les transitions de la bande D1 situées au-dessus du niveau à 5917 keV, sont en coïncidence avec les cascades peuplées par les transitions 384 et 1108 keV.
- ii) le rapport RDCO (j'expliquerai en détail la notion de rapport DCO dans le paragraphe suivant) de la transition 404 keV reporté dans la référence [Chand09] est égal à 2.24(18) obtenu à partir d'une fenêtre de type M1, ce qui est compatible alors avec une transition $\Delta I = 2$ et conduit à un spin de valeur égale à $31/2^-$ pour l'état à 4808 keV.
- iii) le rapport RDCO de la transition 1108 keV reporté dans la référence [Chand09] est

égal à 0.86(19) obtenu à partir d'une fenêtre de type M1, ce qui est compatible avec une transition de type M1+E2 et qui conduit à un spin de valeur égale à $33/2^-$ pour l'état à 5916.5 keV.

Une autre différence importante par rapport aux travaux des références [Bucu06, Chand09] est que nous avons assigné une parité positive aux cascades bâties sur les états $23/2^+$ et $25/2^+$, qui à leur tour se désexcitent à travers les transitions 1194, 897 et 206 keV vers les états de parité négative situés en dessus de l'isomère à $19/2^-$. Ce changement de parité est basé sur la comparaison avec le schéma de niveaux du ^{140}Ce [Enghardt84, Käubler87], qui présente des états fortement peuplés, faiblement liés et de parité négative et qui sont expliqués par la configuration d'un seul proton sur l'orbitale $h_{11/2}$ et un seul proton sur la sous couche ($d_{5/2}g_{7/2}$), c'est-à-dire la configuration : $\pi h_{11/2} (d_{5/2}g_{7/2})^1$. Le couplage d'un trou en neutrons en orbitale $h_{11/2}$ avec les états de la parité négative du ^{140}Ce donne lieu, dans le noyau de ^{139}Ce , à des états de parité positive avec des valeurs moyennes de spins dans le noyau ^{139}Ce , et qui sont d'ailleurs prédits par le calcul du modèle en couches. Nous reviendrons sur ces prédictions dans le chapitre 4.

A haut spin, jusqu'à $43/2^-$ et 8 MeV en énergie d'excitation, on a observé plusieurs états faiblement peuplés. Deux cascades de transitions dipolaires ont été identifiées: la première est située sur le niveau de spin $31/2^-$ et d'énergie d'excitation 5916.5 keV, et est notée D1 sur notre schéma de niveaux. Elle est composée des transitions 219, 226, 346, 357, 488 et 654 keV, ordonnées respectivement en ordre décroissant d'intensité relative. On discutera cette bande avec beaucoup de détail en chapitre 4. La deuxième cascade est construite sur l'état de spin $35/2^-$ et d'énergie d'excitation 6155 keV. Elle consiste en la succession des transitions 176, 466, 511 et 548 keV, ordonnées en ordre décroissant d'intensité relative.

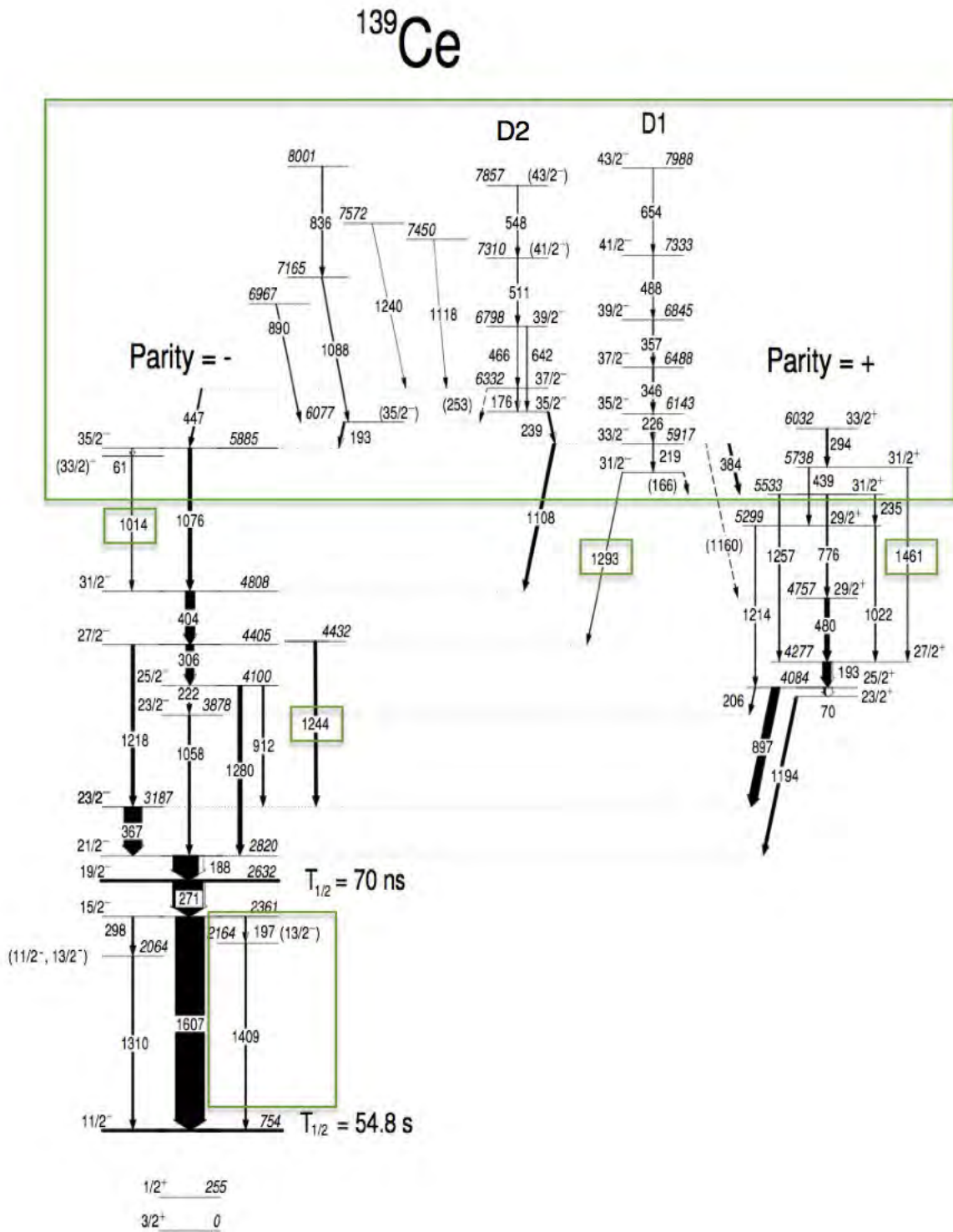


FIGURE 3.5: Schéma de niveaux du noyau ^{139}Ce . Les nouvelles transitions découvertes lors de ce travail sont dans les rectangles verts (sauf les transitions 1108, 294 et 384 keV qui font partie du travail [Chand09]). L'épaisseur des flèches reliant des états reflète l'intensité relative de la transition

γ .

Nous avons généré plusieurs spectres conditionnés similaires à ceux représentés dans la figure 3.4 et celui de la projection totale, afin de mesurer les intensités relatives I_γ et totales I_{tot} .

L'intensité relative est exprimée par le rapport entre l'aire sous pic et l'efficacité relative de détection :

$$I_\gamma = S / \varepsilon \quad (3.2)$$

avec S est l'aire sous pic.

L'intensité totale est déduite de l'intensité relative corrigée par le coefficient de conversion interne que nous avons calculé à partir de la référence [ANU].

$$I_{\text{tot}} = I_\gamma(1+\alpha) \quad (3.3)$$

avec α est le coefficient de conversion interne.

Sur la base des coefficients de conversion, on choisit le taux de conversion de la transition γ . Les transitions 188 keV ($21/2^- \rightarrow 19/2^-$) et 271 keV ($19/2^- \rightarrow 15/2^-$) sont converties à 20%.

Nous avons suivi les règles suivantes dans le calcul de l'intensité relative:

1. Vue dans un spectre conditionné sur une transition en dessous d'un niveau, l'intensité qui arrive sur ce niveau est théoriquement égale ou inférieure à l'intensité qui en repart.
2. En revanche, on peut arriver sur un niveau pour lequel l'intensité totale qui le désexcite est plus faible que celle qui l'alimente comme c'est le cas pour le niveau $19/2^-$; ceci est dû au fait que cet état a une durée de vie élevée (c'est un état isomérique).
3. A travers une fenêtre on peut observer que les intensités des transitions au-dessous sont égales si la cascade est simple. On applique tout simplement une loi similaire à la loi de *Kirchhoff* si la cascade est plus complexe.

Nous avons utilisé cette dernière règle dans la déduction des efficacités des transitions de petites valeurs d'énergies (je cite les raies : 176, 197, 193, 188, 206, 219, 222, 226, 239, 271, 294, 298).

Nous avons reporté les résultats de mesure des intensités relatives dans le tableau 3.1 que nous avons inséré dans la prochaine section.

3.2. Détermination des spins

Outre la détermination des énergies des transitions γ , la connaissance des spins et des parités des états nucléaires est aussi essentiel pour interpréter le comportement nucléaire.

La détermination des multipolarités des différentes transitions γ , nous permettra de remonter aux spins des niveaux constituant les cascades γ à partir du spin de l'état fondamental, s'il est connu.

Si une source radioactive qui émet ses transitions de manière isotrope, un noyau composé formé dans une réaction de fusion-évaporation est lui fortement orienté et se désexcite de manière anisotrope. A mesure de cette anisotropie conduit à la détermination de la multipolarité des transitions. L'évaluation des multipolarités quant à elle présente un problème essentiel et difficile. Plusieurs méthodes peuvent être mises en jeu, parmi lesquelles on cite : la mesure des corrélations angulaires et la mesure des distributions angulaires des rayonnements γ .

Nous avons employé, dans ce travail, la méthode des corrélations angulaires. Nous avons déduit les multipolarités des transitions par deux études afin d'assigner les spins des états dans notre schéma de niveaux. Ces études sont basées sur :

1. la mesure des rapports DCO "*directional correlation from oriented states*" [Kran73, Krä89] dont nous allons décrire le formalisme dans le paragraphe suivant, et qui sera applicable dans le cas d'un noyau formé dans une réaction fusion-évaporation.
2. les rapports de l'anisotropie de l'émission entre les angles *forward/backward* et 90° , qui sont utilisés généralement pour identifier la nature des transitions de faibles intensités.

3.2.1. Rappels théoriques sur la distribution et la corrélation angulaire

Les réactions induites par ions lourds ont l'avantage de donner lieu à des noyaux composés qui se trouvent dans des états fortement orientés. Leurs moments angulaires se trouvent dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau [Kran73]. On a donc ce qu'on appelle un état nucléaire aligné. Il en résulte une anisotropie de l'émission des photons, c'est-à-dire une variation de l'intensité de la transition en fonction de l'angle θ repéré par rapport à l'axe du faisceau.

On décrit par l'équation 3.4 [Kran73] la fonction générale de corrélation angulaire (directionnelle) ou fonction DCO (Directional Correlation from Oriented states) de deux rayonnements γ_1 et γ_2 étant observées aux angles θ_1 et θ_2 par rapport à l'axe du faisceau (tel qu'il sont définis sur la figure 3.6), reliant respectivement les états $I_1 \rightarrow I_2$ et $I_2 \rightarrow I_3$ dont l'état initial I_1 est orienté :

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} B_{\lambda_1}(I_1) A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \phi) \quad (3.4)$$

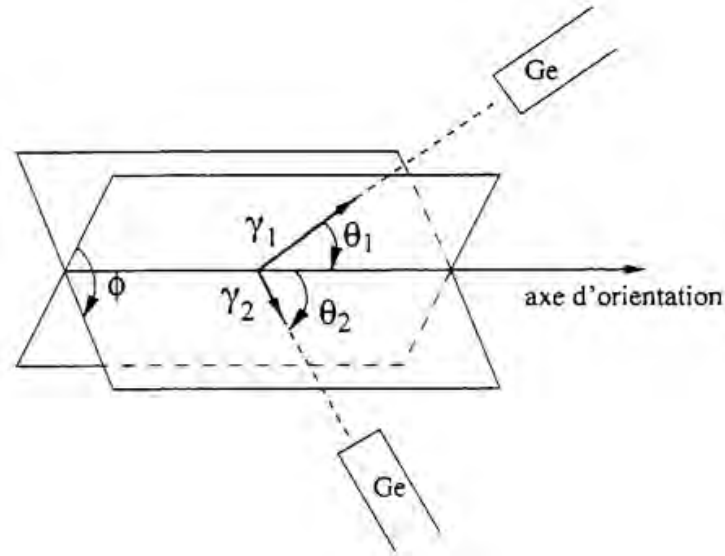


FIGURE 3.6: Définition des angles pour la corrélation angulaire de deux transitions γ_1 et γ_2 émises par un noyau orienté. L'angle ϕ est l'angle entre les deux plans ouverts par chaque détecteur et l'axe de faisceau, il décrit la position angulaire entre les détecteurs.

Dans la relation 3.4, les paramètres sont détaillés comme suit:

* Le coefficient $B_{\lambda}(I_1)$ est le paramètre d'orientation de l'état initial de spin I_1 . Il quantifie l'alignement du noyau émetteur. Il est exprimé en fonction de $P_m(I_i)$, paramètre de population des sous-états magnétiques m :

$$B_{\lambda}(I_i) = (2I_i + 1)^{1/2} \sum_{m=-I_i}^{+I_i} (-)^{I_i-m} \langle I_i m I_i - m | \lambda 0 \rangle P_m(I_i) \quad (3.5)$$

On dit qu'un état est orienté si les paramètres $P_m(I_i)$ sont inégaux. Un état est dit aligné lorsque $P_m(I_i) = P_{-m}(I_i)$. Dans ce dernier cas $P_m(I_i)$ peut être paramétrisé par une gaussienne de largeur σ :

$$P_m(I_i) = \frac{\exp(-m^2/2\sigma^2)}{\sum_{m=-I_i}^{+I_i} \exp(-m^2/2\sigma^2)} \quad (3.6)$$

* $A_{\lambda 2}(\gamma_2)$ représente le coefficient de distribution directionnelle de la transition γ_2 et $A_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1)$ le coefficient généralisé de distribution directionnelle. Le coefficient $A_{\lambda 2}(\gamma_2)$ dépend des propriétés de la transition étudiée. Pour un rayonnement électromagnétique de multipolarités L et L' mélangées, de nature électrique (E) ou magnétique (M) présentée par l'indice $\pi = E$ ou M, et d'amplitude de probabilité de transition $\gamma(\pi, L)$, on a :

$$A_{\lambda} = \frac{\sum_{L\pi L'\pi'} F_{\lambda}(L, L', I_f, I_i) \gamma(\pi, L) \gamma^*(\pi', L')}{\sum_{L'\pi} |\gamma(\pi, L)|^2} \quad (3.7)$$

Le coefficient $A_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1)$ est déterminé par les propriétés physiques (spins, parités et mélange) des transitions considérées. Il s'écrit :

$$A_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) = \frac{[F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L, L, I_2, I_1) + 2\delta(\gamma_1)F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L, L', I_2, I_1) + \delta^2(\gamma_1)F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L', L', I_2, I_1)]}{[1 + \delta^2(\gamma)]} \quad (3.8)$$

Les coefficients F sont appelés les coefficients ordinaires, simples F_{λ} et généralisés $F_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}$. Les coefficients $F_{\lambda}(L, L', I_f, I_i)$ s'expriment selon :

$$F_{\lambda}(L, L', I_f, I_i) = (-1)^{1+I_i+I_f} [(2\lambda + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2I_i + 1)]^{1/2} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (3.9)$$

Les coefficients $F_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(L, L', I_f, I_i)$ sont donnés par :

$$F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(L, L', I_2, I_1) = [(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2\lambda + 1)(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \times (-1)^{L'+\lambda+\lambda_2+1} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I_2 & L & I_1 \\ I_2 & L' & I_1 \\ \lambda_2 & \lambda & \lambda_1 \end{Bmatrix} \quad (3.10)$$

*Enfin la fonction angulaire $H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi)$ s'écrit, pour des états alignés :

$$H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{q \geq 0} (2 - \delta_{q0}) \langle \lambda_1 0 \lambda q | \lambda_2 q \rangle \left(\frac{2\lambda + 1}{2\lambda_2 + 1} \right)^{1/2} \left[\frac{(\lambda - q)!(\lambda_2 - q)!}{(\lambda + q)!(\lambda_2 + q)!} \right]^{1/2} \times P_{\lambda}^q(\cos \theta_1) P_{\lambda_2}^q(\cos \theta_2) \cos(q\Delta\phi) \quad (3.11)$$

où P_{λ}^q sont les polynômes de Legendre.

Expérimentalement, il s'avère être un moyen efficace et plus pratique de déterminer le rapport de

DCO. Il est défini par :

$$R_{\text{DCO}} = \frac{W(\theta_2, \theta_1, \phi)}{W(\theta_1, \theta_2, \phi)} \quad (3.12)$$

A partir du rapport DCO, on détermine l'ordre multipolaire des transitions ($\Delta I = 1$ ou $\Delta I = 2$) et donc les spins des états.

La distribution angulaire (la distribution d'intensité normalisée) se développe à l'aide d'une somme de polynômes de Legendre par l'expression :

$$w(\theta) = \frac{I_\gamma(\theta)}{I_\gamma} = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) + \dots \quad (3.13)$$

La direction d'émission du rayonnement γ dépend alors de la nature de la transition. Le coefficient a_2 permettra de distinguer la multipolarité. En effet, une transition étirée dipolaire pure a un coefficient a_2 négatif et a_4 nul. Par contre, une transition étirée quadrupolaire pure a un coefficient a_2 positif et a_4 négatif (et très faible) [2]. Il est nécessaire, en revanche, d'avoir une bonne statistique.

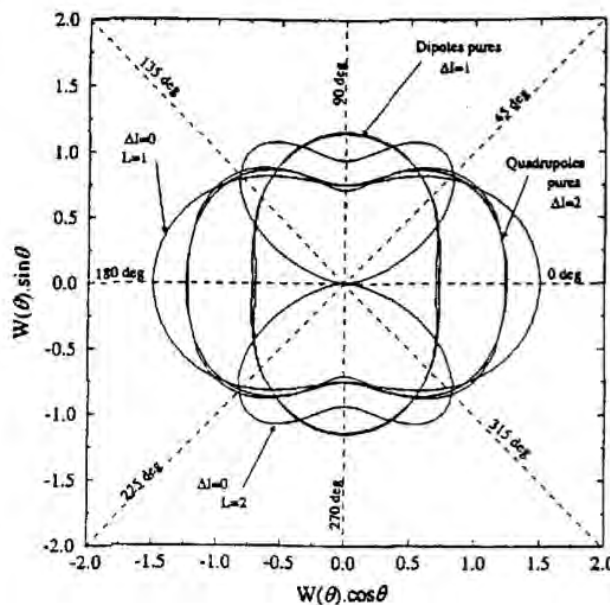


FIGURE 3.7: Représentation spatiale des distributions angulaires correspondant à des différents types de transitions γ [Kaci96].

Sur la figure 3.7 sont représentées les distributions angulaires correspondant à différentes transitions gamma couramment observées. On constate que plusieurs distributions angulaires peuvent avoir des formes similaires. On imagine donc bien que la seule mesure des distributions angulaires ne suffira

pas à déterminer avec clarté la multipolarité de la transition. Il faut donc associer à cette mesure soit une mesure de polarisation linéaire, soit une mesure de coefficients de conversion interne.

On signale que dans le cadre de notre expérience, nous n'avons pas la possibilité pour réaliser ces deux dernières techniques.

3.2.2. Rapport DCO

L'application de la théorie du DCO peut être simplifiée expérimentalement en tenant compte des conditions [Kräm89] :

- (i) Le faisceau d'ions lourds qui a été utilisé dans l'expérience n'est pas polarisé.
- (ii) Les détecteurs ne sont pas sensibles à la polarisation des rayons γ . Ainsi les détecteurs placés en angles avant (*forward*) et arrière (*backward*) par rapport à l'axe du faisceau sont traités de la même manière.

A partir du rapport DCO qui représente le rapport d'intensité $W(\theta_1, \theta_2, \varphi)$ et $W(\theta_2, \theta_1, \varphi)$ entre les transitions émises, nous pouvons mesurer l'anisotropie pour déduire la multipolarité et remonter alors aux spins des états.

Expérimentalement, on a employé la méthode de Krämer et al. [Kräm89] pour déduire les valeurs de nos rapports DCO. On a produit deux matrices ; la première comporte sur un de ses axes toutes les énergies de γ vues dans les détecteurs placés aux angles avant et arrière, quant au deuxième axe regroupe les les énergies de γ détectées autour de l'angle 90° . On note cette première matrice par $(\gamma^{fb}, \gamma^{90^\circ})$. Réciproquement, la deuxième matrice est constituée en inversant les axes de la première matrice. On la note par la matrice $(\gamma^{90^\circ}, \gamma^{fb})$. La figure 3.8 permet de visualiser cette méthode.

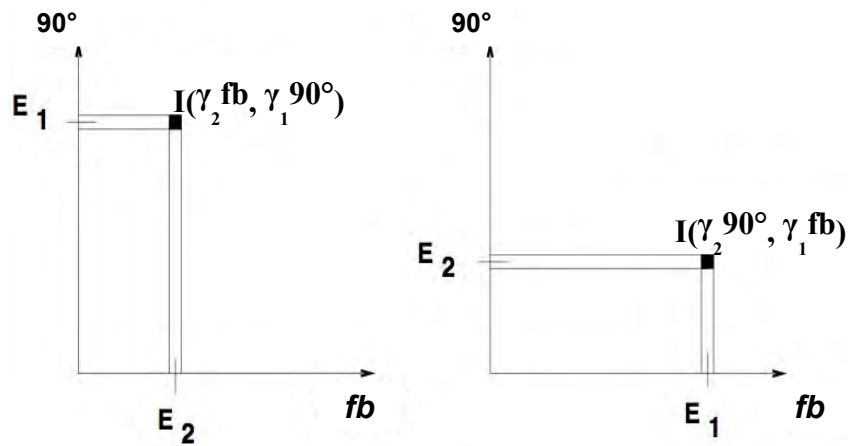


FIGURE 3.8: Illustration de la méthode employée pour déterminer le rapport DCO. E_1 représente la condition en énergie et E_2 l'énergie dont on veut déterminer la multipolarité.

Le rapport DCO d'une transition γ_2 est calculé par le rapport des intensités relatives mesurées dans deux différents spectres conditionnés en énergie et en angle de détection construits à partir de ces matrices : le premier type des spectres est obtenu en choisissant une condition sur l'axe des événements détectés autour de l'angle 90° (on rappelle qu'on a fixé : 2 détecteurs à 86° et 4 détecteurs à 94°). Le deuxième type de spectre est obtenu par une condition sur l'axe des événements détectés aux angles avant et arrière (on rappelle que les détecteurs installés sur les angles avant et arrière comme ceci : 1 détecteur à 47° + 2 détecteurs à 133° + 4 détecteurs à 157°).

Nous avons mesuré tous les rapports DCO dans un spectre conditionné par un γ_1 de type E2 (la raie 1607 keV), et ensuite dans un spectre conditionné par dans une autre fenêtre sur un γ de type M1 (la raie 367 keV). Nous avons utilisé la formule suivante pour calculer le rapport DCO [Kräm89]:

$$R_{DCO} = I(\gamma_2^{fb}, \gamma_1^{90^\circ}) / I(\gamma_2^{90^\circ}, \gamma_1^{fb}) \quad (3.14)$$

Nous avons suivi les règles ci-après des rapports DCO afin de déterminer la multipolarité :

- Si $R_{DCO} = 1$, les transitions ont alors la même multipolarité que les fenêtres choisies ;
- Si la fenêtre est de type E2 et $R_{DCO} = 0.5$, la transition est alors de type dipolaire ($\Delta I = 1$) ;
- Si la fenêtre est de type M1 et $R_{DCO} = 2$, la transition est alors de type quadrupolaire ($\Delta I = 2$).

Les multipolarités que nous avons affectées aux nouvelles transitions identifiées pour ^{139}Ce à partir des valeurs calculées des rapports d'anisotropie et DCO, sont reportées dans le tableau 3.1.

3.2.3. Rapport d'anisotropie

Les matrices à partir desquelles on a calculé les rapports d'anisotropie sont des matrices E_γ - E_γ asymétriques : la première est composée des événements γ vus dans tous les détecteurs (la boule entière) mis dans un axe, contre et les γ détectés sur les angles avant et arrière placés sur l'autre axe : on note cette première matrice par $(\gamma^{fb}, \gamma^{all})$. La deuxième matrice est constituée par les transitions γ vues dans tous les détecteurs mis sur un axe, contre les transitions γ vues autour de l'angle 90° placés sur l'autre axe. On note cette deuxième matrice par $(\gamma^{90^\circ}, \gamma^{all})$.

Le rapport d'anisotropie d'une transition γ_2 est calculé par le rapport des intensités relatives I_γ mesurées dans deux différents types de spectres conditionnés par une raie γ_1 , et qui sont produits à partir des matrices $(\gamma^{fb}, \gamma^{all})$ et $(\gamma^{90^\circ}, \gamma^{all})$: en effet, le premier type de spectres est obtenu à partir de la projection d'une raie γ_1 sur l'axe des événements γ^{fb} détectés aux angles fb . Le deuxième type de spectres est obtenu par la projection sur l'axe des événements vus autour de 90° .

Nous avons utilisé la formule suivante pour calculer le rapport d'anisotropie R_θ :

$$R_\theta = I(\gamma_2^{fb}, \gamma_1^{all}) / I(\gamma_2^{90^\circ}, \gamma_1^{all}) \quad (3.15)$$

Nous avons mesuré tous les rapports d'anisotropie dans une fenêtre γ_1 de type E2 (la raie 1607 keV), et ensuite on les a calculé dans une autre fenêtre de type M1 (la raie 367 keV).

Les valeurs que nous avons obtenues dans une fenêtre de type M1 ou de type E2, sont : $R_\theta = 0.68$ pour les transitions de type dipolaire ($\Delta I=1$), et $R_\theta = 1$ pour des transitions de type quadripolaires ($\Delta I=2$).

On a bien vérifié ceci à partir des mesures des intensités des transitions les plus intenses du noyau ^{138}Ce , le plus peuplé dans cette expérience.

Nous avons inséré dans le tableau 3.1, toutes les valeurs que nous avons obtenues des rapports d'anisotropie R_θ des transitions observées dans notre expérience.

Tableau 3.1: Energies, intensités, rapport d'anisotropies, rapport DCO, multipolarités et les attributions de spin-parité des transitions γ du ^{139}Ce obtenus dans la présente expérience. Les nouvelles transitions, les nouveaux et les nouvelles attributions du spin-parité sont indiqués en gras et les attributions de spin-parité modifiées sont notées en italique.

E_γ (keV) ^a	I_γ ^b	E_i (keV)	R_θ ^c	R_θ ^d	R_{DCO} ^c	R_{DCO} ^d	Multipolarity	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$
61.0	1.0	5884.5						35/2⁻ \rightarrow (33/2⁻)
70.1	6.4	4083.5						<i>25/2⁺</i> \rightarrow <i>23/2⁺</i>
166.0	3.7	5698.9						31/2⁻ \rightarrow 31/2⁺
176.4	2.7	6331.8		1.19(19)	0.86(30)	1.24(20)	M1+E2	37/2⁻ \rightarrow 35/2⁻
187.8	82.9	2819.8	1.29(14)	1.33(12)	0.76(12)	1.65(14)	M1+E2	21/2 ⁻ \rightarrow 19/2 ⁻
192.8	5.6	6077.2						(35/2⁻) \rightarrow 35/2⁻
193.2	27.0	4276.7	1.30(11)	1.38(12)	0.74(4)	1.53(1)	M1+E2	<i>27/2⁺</i> \rightarrow <i>25/2⁺</i>
197.0	4.5	2361.4						15/2⁻ \rightarrow (13/2⁻)
206.4	3.7	4083.5						<i>25/2⁺</i> \rightarrow <i>23/2⁻</i>
218.6	3.3	5916.5	0.63(30)		0.42(20)	1.30(70)	M1+E2	33/2⁻ \rightarrow 31/2⁻
221.7	3.5	4100.1	1.69(16)				M1+E2	25/2 ⁻ \rightarrow 23/2 ⁻
226.0	6	6142.6	0.95(5)	1.11(18)	0.53(16)	1.46(8)	M1+E2	35/2⁻ \rightarrow 33/2⁻
234.7	3	5533.2	1.08(30)	1.09(30)	0.62(05)	1.10(16)	M1+E2	<i>31/2⁺</i> \rightarrow <i>29/2⁺</i>
239.0	6.1	6155.5	0.97(12)	1.07(17)	0.61(7)	1.23(30)	M1+E2	35/2 ⁻ \rightarrow 33/2 ⁻
253.0	0.8	6331.8						37/2⁻ \rightarrow (35/2⁻)
270.6	100.0	2632.0	1.34(30)	1.39(30)	0.86(20)	1.68(4)	E2	19/2 ⁻ \rightarrow 15/2 ⁻
293.7	5.8	6032.4	0.84(14)	1.02(10)	0.54(20)	1.01(20)	M1+E2	33/2⁺ \rightarrow 31/2⁺
298.3	6.7	2361.4				1.52(18)	M1+E2	15/2 ⁻ \rightarrow (11/2 ⁻ , 13/2 ⁻)
305.5	25.3	4404.5	0.81(19)	0.90(16)	0.51(11)	1.10(30)	M1+E2	27/2 ⁻ \rightarrow 25/2 ⁻
345.8	5.2	6488.5	0.75(12)		0.44(5)	0.89(10)	M1+E2	37/2⁻ \rightarrow 35/2⁻
356.6	4.5	6845.3		0.68(30)			M1+E2	39/2⁻ \rightarrow 37/2⁻
367.2	57.8	3187.0	0.74(30)		0.47(17)		M1+E2	23/2 ⁻ \rightarrow 21/2 ⁻
383.4	7.8	5916.5		0.74(12)	0.40(3)	1.05(40)	E1/M2	<i>33/2⁻</i> \rightarrow <i>31/2⁺</i>
403.9	29.9	4808.4		1.21(40)		2.02(30)	E2	<i>31/2⁻</i> \rightarrow <i>27/2⁻</i>
439.1	3.5	5737.5				1.01(16)	M1+E2	31/2⁺ \rightarrow 29/2⁺
447.4	5.5	6331.8		0.71(30)			M1+E2	37/2⁻ \rightarrow 35/2⁻
465.5	1.2	6797.5		0.44(13)			M1+E2	39/2⁻ \rightarrow 37/2⁻
479.8	15.5	4756.6		0.72(9)	0.41(14)	0.94(19)	M1+E2	<i>29/2⁺</i> \rightarrow <i>27/2⁺</i>
488.3	5.8	7333.6		0.28(17)			M1+E2	41/2⁻ \rightarrow 39/2⁻
510.9	3.0	7309.5						(41/2⁻) \rightarrow 39/2⁻
547.5	2.2	7856.9						(43/2⁻) \rightarrow (41/2⁻)
642.7	3.0	6797.5		0.80(11)	0.55(9)		E2	39/2⁻ \rightarrow 35/2⁻
654.3	4.3	7987.6		0.52(15)		0.95(30)	M1+E2	43/2⁻ \rightarrow 41/2⁻
776.1	5.3	5532.5		0.58(12)	0.52(11)		M1+E2	<i>31/2⁺</i> \rightarrow <i>29/2⁺</i>
835.9	3.6	8001.1						
889.8	3.1	6967.0						\rightarrow (35/2⁻)
896.5	28.1	4083.5			0.49(17)	0.91(14)	E1+M2	25/2⁺ \rightarrow 23/2⁻
911.6	6.0	4100.1			0.54(14)		M1+E2	25/2 ⁻ \rightarrow 23/2 ⁻
1013.6	3.7	5822.0						(33/2⁻) \rightarrow 31/2⁻
1021.6	4.2	5298.9	0.25(11)	0.35(11)			M1+E2	<i>29/2⁺</i> \rightarrow <i>27/2⁺</i>
1057.7	8.0	3877.4	0.35(17)				M1+E2	23/2 ⁻ \rightarrow 21/2 ⁻
1076.0	12.7	5884.5	1.07(17)			1.60(40)	E2	<i>35/2⁻</i> \rightarrow <i>31/2⁻</i>
1088.0	3.6	7165.2						\rightarrow (35/2⁻)
1108.1	10.6	5916.5	0.60(20)	0.66(7)	0.35(8)		E1+M2	<i>33/2⁻</i> \rightarrow <i>31/2⁻</i>
1118.0	0.2	7450.0						\rightarrow 37/2⁻
1160.1	1.5	5916.5						<i>33/2⁻</i> \rightarrow <i>29/2⁺</i>
1194.3	10.1	4014.3	0.56(16)	0.72(41)			E1+M2	<i>23/2⁺</i> \rightarrow <i>21/2⁻</i>
1214.4	3.1	5299.9						<i>29/2⁺</i> \rightarrow <i>25/2⁺</i>
1217.5	11.6	4404.5			1.02(7)	1.84(30)	E2	27/2 ⁻ \rightarrow 23/2 ⁻
1240.0	0.3	7571.6						\rightarrow 37/2⁻
1244.4	7.1	4431.5						\rightarrow 23/2⁻

1256.5	5.5	5533.2			0.99(40)	E2	$31/2^+ \rightarrow 27/2^+$
1280.3	15.1	4100.1	0.95(50)		0.94(30)	E2	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$
1293.3	2.1	5698.9					$31/2^- \rightarrow 27/2^-$
1310.2	6.8	2064.1					$(11/2^-, 13/2^-) \rightarrow 11/2^-$
1409.4	5.5	2164.4			1.59(60)	(M1+E2)	$(13/2^-) \rightarrow 11/2^-$
1460.6	3.5	5737.5	1.44(12)	1.27(40)	1.62(19)	E2	$31/2^+ \rightarrow 27/2^+$
1607.2	95.8	2361.4		1.33(30)	1.87(50)	E2	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$

Dans la voie de réaction portant au ^{139}Ce , nous avons estimé l'erreur sur les énergies des transitions et les intensités, respectivement à 0.2 keV et supérieur à 5% pour les transitions d'énergies en dessous de 1000 keV. Pour les transitions au-dessus de 1000 keV, l'erreur est évaluée à 0.5 keV et inférieure à 5% respectivement sur les énergies des transitions et les intensités, et 1 keV pour les transitions d'énergies supérieures à 1200 keV, et inférieures à 1% pour les intensités.

Chapitre 4

Interprétation des états observés à l'aide des modèles théoriques

Dans le but d'interpréter la structure des niveaux du noyau ^{139}Ce observée expérimentalement, nous avons effectué des calculs avec le modèle en couches et des calculs avec les modèles CNS et TAC. Dans ce chapitre, nous allons présenter d'abord les résultats du calcul réaliste du modèle en couches limité dans l'intervalle du bas spin, et qui a été réalisé par nos collaborateurs de Naples "*Dipartimento di Scienze Fisiche, Università di Napoli Federico II, and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Complesso Universitario di Monte S. Angelo, Via Cintia, I-80126 Napoli, Italy*". Ce calcul est limité aux bas et moyens spins. Nous allons discuter les résultats de calculs et les comparer avec les résultats que nous avons observés expérimentalement. La structure à haut spin (la bande D1) sera discutée et interprétée sur la base des calculs dans le cadre du modèle TAC et du modèle CNS que nous avons effectué au CSNSM à Orsay .

1. Calculs avec le modèle en couches

1.1. L'interaction effective utilisée

Dans le calcul du modèle en couches, on a considéré que dans ^{139}Ce il y a un cœur fermé ^{132}Sn . Les particules de valence, excitables, sont donc huit protons et un trou neutron. Ils occupent les cinq orbitales $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ appartenant aux couches de la région $N = 50-82$. L'Hamiltonien utilisé dans ce travail est celui qui a été employé dans les études récentes de modèle en couches des noyaux autour de ^{132}Sn dans les travaux du M. Danchev et al. [Danch11] et L. Coraggio et al. [Cora13]. En particulier, les énergies des protons individuels relatives au niveau $1g_{7/2}$ sont en MeV : $\epsilon_{2d_{5/2}} = 0.962$, $\epsilon_{2d_{3/2}} = 2.439$, $\epsilon_{1h_{11/2}} = 2.793$, $\epsilon_{3s_{1/2}} = 2.800$. Les énergies du trou neutron relatives à l'orbitale $2d_{3/2}$ sont en MeV : $\epsilon^{-1}_{1h_{11/2}} = 0.069$, $\epsilon^{-1}_{3s_{1/2}} = 0.332$, $\epsilon^{-1}_{1d_{5/2}} = 1.654$, $\epsilon^{-1}_{hg_{7/2}} =$

2.434. Ces valeurs sont issues des spectres expérimentaux du ^{133}Sb et du ^{131}Sn [[nndc](#)], respectivement. La seule différence est que le proton de l'orbitale $3s_{1/2}$ est encore manquant dans le spectre observé du ^{133}Sb . La position de cette orbitale est discutée dans la référence [Andr97]. Elle a été déterminée en reproduisant l'énergie expérimentale de l'état de $1/2^+$ à 2.150 MeV dans le noyau ^{137}Cs [Wild71]. On note que l'énergie de l'orbitale neutronique $h_{1/2}$ correspond à la valeur mesurée dans la référence [Foge04].

Pour l'Hamiltonien effectif à deux corps, on a employé une interaction réaliste dérivée du potentiel nucléon-nucléon CD-Bonn [Mach01] qui est normalisé suivant l'approche $V_{\text{low-k}}$ [Bogn02]) avec un moment de coupure de valeur $\Lambda = 2.2 \text{ fm}^{-1}$. Le potentiel de bas-moment obtenu, ainsi que la force coulombienne des protons, est utilisé pour dériver l'interaction effective à deux corps, V_{eff} , dans le cadre du diagramme \hat{Q} -box [Cora09], en utilisant des diagrammes jusqu'au second ordre dans l'interaction. Ces diagrammes sont calculés sur la base de l'oscillateur harmonique en utilisant les états intermédiaires composés par tous les états possibles de trous et de particules dans cinq couches protoniques et neutroniques au-dessus de la surface de Fermi. Le paramètre de l'oscillateur est égal à 7.88 MeV. Il est obtenu par l'expression $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$, avec $A = 132$. On doit également mentionner que l'interaction effective proton-neutron a été dérivée dans la représentation particule-trou. Quant à l'interaction proton-proton, elle est dérivée de la représentation usuelle particule-particule. Les calculs de modèle en couches ont été effectués en utilisant le code OSLO [Enge91-06].

1.2. Présentation des résultats et comparaison

On a calculé, en premier lieu, les propriétés spectroscopiques de l'isotope avec la couche fermée $N = 82$, ^{140}Ce . Ceci permet d'établir séparément la composante protonique de l'interaction et donne la possibilité de comprendre les résultats du ^{139}Ce en termes d'un couplage d'un trou neutron avec ^{140}Ce tout en examinant les effets de l'interaction neutron-proton.

La comparaison des spectres expérimentaux [[nndc](#), Asti12] et calculés du ^{140}Ce est représentée sur la figure 4.1.

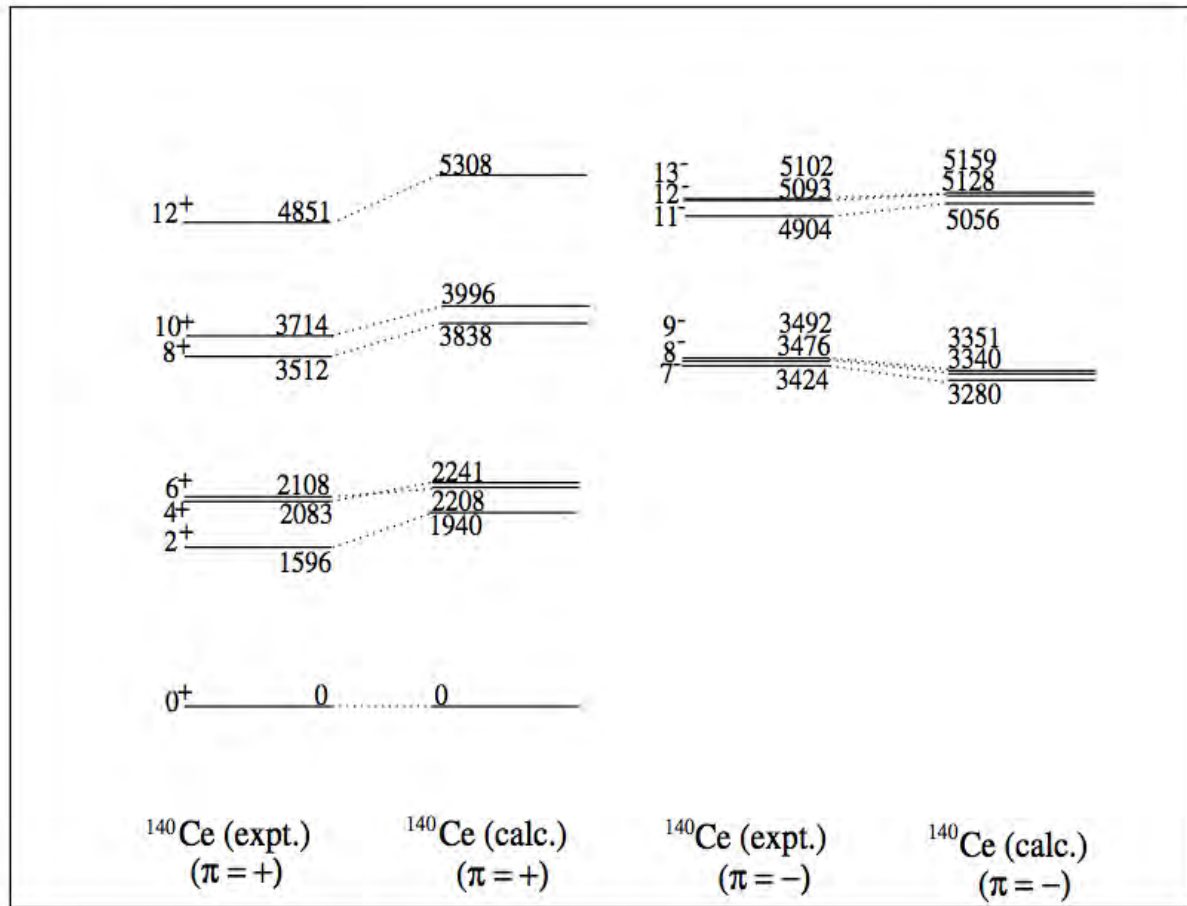


FIGURE 4.1: Comparaison entre les niveaux observés et calculés du ^{140}Ce .

On observe que les énergies des niveaux de parité négative sont très bien reproduites par la théorie, avec une différence de l'ordre de 30 à 150 keV. L'accord n'est pas par contre aussi bon pour les niveaux de parité positive : en effet, les états 4^+ et 6^+ sont bien reproduits. Les énergies expérimentales des autres états de parité positive sont surestimées d'environ 300 keV voire plus. Ce qui est traduit par une différence d'environ 10% par rapport aux états expérimentaux de parité positive.

Il est important de signaler que dans le travail récent de Srivastava et al. [Sriv13], ont été étudiés quelques isotones de la région de fermeture $N=82$, dont ^{140}Ce , dans le cadre du modèle en couches en utilisant le cœur doublement magique ^{100}Sn , en considérant le même espace de valence utilisé par nos collaborateurs de Naples, et en employant l'interaction effective SN100PN, tous les niveaux calculés du ^{140}Ce sont situés en dessous des niveaux expérimentaux (hormis le cinquième niveau 0^+), et par rapport à nos résultats, un meilleur accord est obtenu pour les niveaux des états de parité positive (environ seulement 5% de différence par rapport aux résultats observés). Ce qui est

expliqué par le fait qu'ils ont utilisé une interaction effective plus réaliste par rapport à celle de nos collaborateurs.

On discute maintenant le noyau ^{139}Ce .

1.2.1 Les états de parité négative

Dans la figure 4.2, nous avons comparé les états observés expérimentalement dans ce travail avec les états calculés. Les deux spectres ont comme référence l'état excité $11/2^-$. On signale qu'on n'a pas inclus dans le calcul les états de spin supérieur à $33/2\hbar$, et qui sont situés dans la région de haute énergie (c'est-à-dire, au-delà du 5.9 MeV), car leur description nécessite malheureusement des configurations qui dépassent l'espace de valence qui a été choisi.

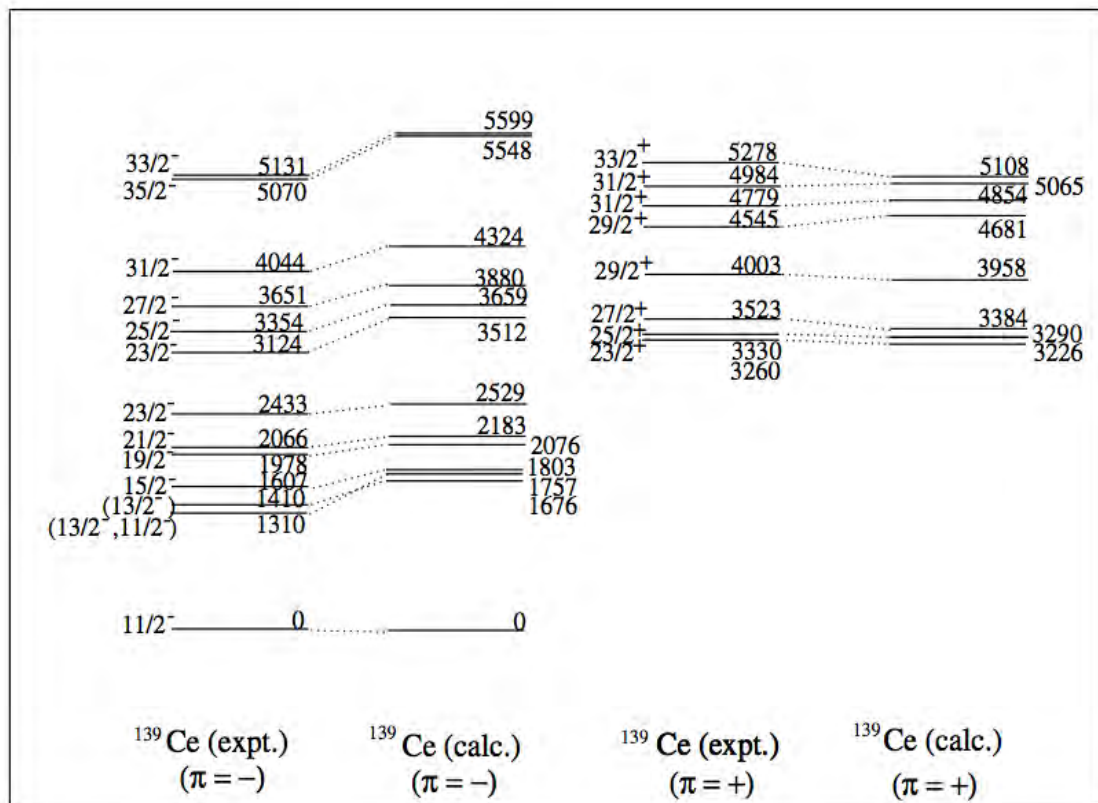


FIGURE 4.2: Comparaison entre les états expérimentaux et calculés du ^{139}Ce .

On voit bien que le calcul reproduit la structure du spectre expérimental qui est caractérisé par trois groupes de niveaux de parité négative bien séparés en énergie qui sont bâtis sur l'état $11/2^-$,

et deux groupes d'états de parité positive avec l'état de spin $29/2^+$ au milieu. Du point de vue quantitatif, l'accord, en comparant les énergies d'excitation des états de parité négative théoriques et les énergies expérimentales, n'est pas très bon. Les états sont tous surestimés de moins de 100 keV jusqu'au 500 keV. Mais malgré ces incertitudes, la qualité de l'accord nous permettra d'identifier le niveau observé $(13/2^-, 11/2^-)$ à 1.310 MeV avec le niveau $11/2^-$ calculé à 1.757 MeV.

1.2.2 Les états de parité positive

Le calcul a bien reproduit la séquence de parité positive expérimentale (figure 4.2, quatrième colonne à gauche). On a bien deux groupes d'états de parité positive avec l'état de spin $29/2^+$ au milieu. Du point de vue quantitatif, on a un bon accord en comparant les énergies théoriques d'excitation des états de parité positive et les énergies expérimentales.

Il est important de signaler que lorsque l'on échange la parité des états, le schéma de niveaux du ^{139}Ce suit celui du ^{140}Ce montré sur la figure 4.1. Ceci est montré par la figure 4.3, où on a comparé les deux spectres expérimentaux de ces deux noyaux.

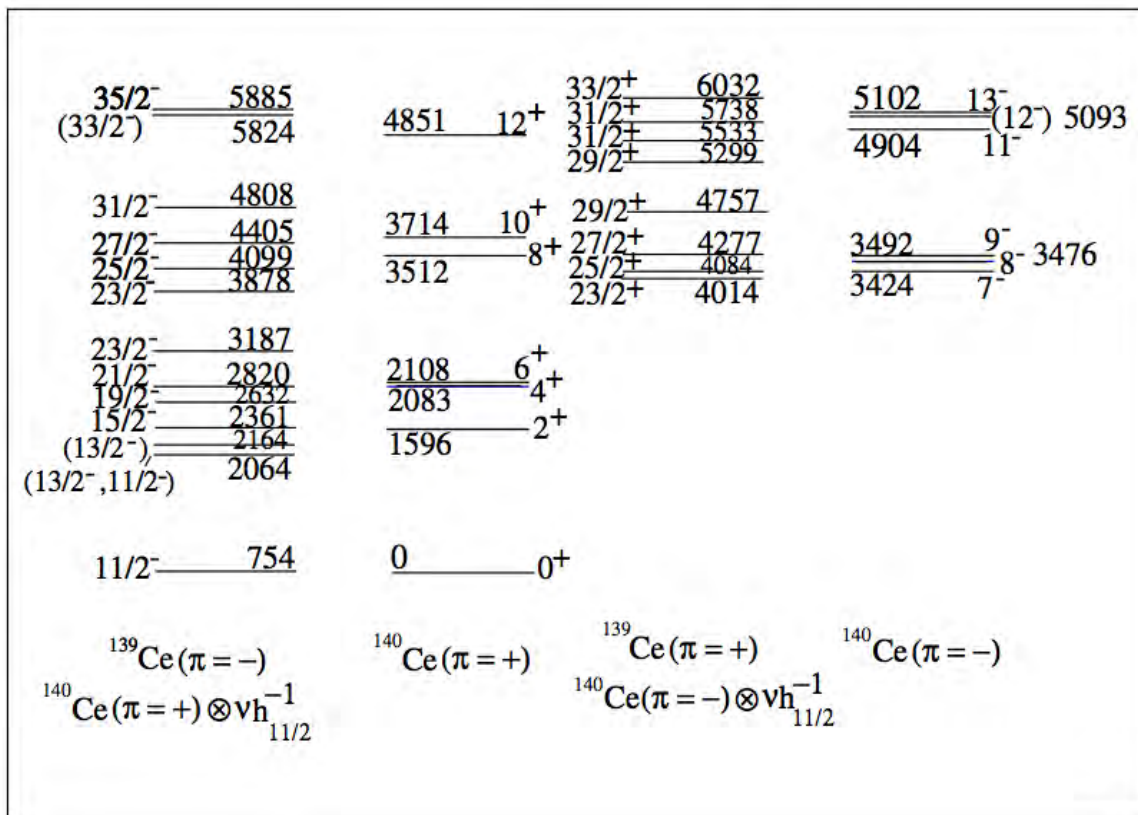


FIGURE 4.3: Comparaison entre les niveaux expérimentaux du ^{139}Ce et du cœur ^{140}Ce .

L'interprétation de ce phénomène est la suivante : chaque groupe de niveaux du ^{139}Ce est obtenu à partir du couplage du trou neutron en orbitale $h_{11/2}$ avec groupe des niveaux du ^{140}Ce qui leur correspondent énergiquement. Nous avons suivi la simple règle : $E_J = E_J + \epsilon_{h_{11/2}}$.

En réalité, le calcul effectué montre que tous les états du ^{139}Ce sont caractérisés par un trou dans l'orbitale $h_{11/2}$. Les groupes de niveaux correspondants du ^{139}Ce et ^{140}Ce montrent quant à eux, une distribution similaire de protons dans les orbitales uni-particule. Cependant, partant de ^{140}Ce , pour décrire le ^{139}Ce , on doit tenir compte des effets de l'interaction neutron-proton qui donne lieu à un réarrangement des protons. En particulier, on constate que la faible occupation des orbitales protoniques $d_{3/2}$ et $s_{1/2}$ (seulement 1-5% des protons occupent ces deux orbitales) demeure fixe, mais le nombre des protons dans l'orbitale $g_{7/2}$ diminue à faveur de l'orbitale $d_{5/2}$ essentiellement. Ceci est relié au fait que les éléments de la matrice l'interaction effective proton-neutron utilisée, et qui est écrite dans le canal de particule-trou, est en général plus répulsive pour la configuration $\pi h^{-1}_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ que pour la configuration $\pi h^{-1}_{11/2} \otimes \nu d_{5/2}$.

Afin de consolider notre interprétation des états observés, nous avons aussi calculé les probabilités de transition pour les niveaux excités du ^{139}Ce , en utilisant les paramètres suivants : $e^p_{\text{eff}} = 1.7e$, $e^n_{\text{eff}} = 0.7e$, $g^p_l = 1$, $g^n_l = 0$, $g^p_s = 0.7g^{\text{free}}_s = 3.91$, $g^n_s = 0.7g^{\text{free}}_s = -2.47$ [Danch11].

TABLEAU 4.1: Les rapports d'embranchement des niveaux excités expérimentaux et calculés.

Branching ratios	$\frac{E_\gamma(\Delta I=1)(keV)}{E_\gamma(E2)(keV)}$	Exp. $\frac{B(\Delta I=1)}{B(E2)} (\mu_n^2/(eb)^2)$	Calc. $\frac{B(M1)}{B(E2)} (\mu_n^2/(eb)^2)$	Calc. $\frac{B(E2, \Delta I=1)}{B(E2)}$
$15/2^- \rightarrow 13/2^-$ $15/2^- \rightarrow 11/2^-$	$\frac{197}{1607}$	46	21	0.48
$25/2^- \rightarrow 23/2^-$ $25/2^- \rightarrow 21/2^-$	$\frac{222}{1280}$	940	84	0.67
$25/2^- \rightarrow 23/2^-$ $25/2^- \rightarrow 21/2^-$	$\frac{912}{1280}$	8	0.1	0.015
$27/2^- \rightarrow 25/2^-$ $27/2^- \rightarrow 23/2^-$	$\frac{306}{1218}$	140	240	23
$29/2^+ \rightarrow 27/2^+$ $29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	$\frac{1022}{1214}$	2.3	0.4	0.042
$31/2^+ \rightarrow 29/2^+$ $31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	$\frac{776}{1257}$	4.5	0.5	0.0060
$31/2^+ \rightarrow 29/2^+$ $31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	$\frac{235}{1257}$	91	210	3.62
$31/2^+ \rightarrow 29/2^+$ $31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	$\frac{439}{1461}$	39	2.3	0.153

La valeur de $B(E2; 19/2^- \rightarrow 15/2^-)$ déduit de l'état isomérique $19/2^-$ de $T_{1/2} = 70$ ns [26 : <http://www.nndc.bnl.gov>.] est $8.19 e^2\text{fm}^4$, qui est en bonne concordance avec sa valeur calculée

de $2.25 \text{ e}^2\text{fm}^4$. Les résultats de rapports d'embranchement sont résumés dans le tableau 4.1. On peut observer qu'il y a un bon accord entre les calculs et l'expérience. La majorité des transitions ΔI sont prévues avec un caractère mixte M1/E2.

2. La bande dipolaire D1

2.1 Calculs avec le modèle CNS

Dans le but de comprendre les configurations des états à hauts spins, J'ai effectué des calculs basés sur le modèle de CNS en utilisant le formalisme décrit dans les références [Beng85, Afan99, Carls06], que nous avons présenté dans le premier chapitre. Dans ce formalisme, les états de hauts spins sont obtenus par l'occupation des orbitales disponibles de particules individuelles dans le potentiel d'oscillateur harmonique déformé et en rotation autour d'un axe principal du noyau. Chacune de ces orbitales est caractérisée, dans ce cas, par les nombres quantiques conservés, la parité π_i et la signature α_i ($= \pm 1/2$ ou 0 , respectivement, pour un nombre impair ou pair de nucléons). La configuration multi-particules est alors spécifiée par la parité totale π_{tot} et la signature totale α_{tot} . Les calculs CNS sont basés sur un cœur doublement magique de ^{132}Sn . L'espace de configurations disponibles dans le cas du noyau de ^{139}Ce est constitué par les orbitales ($d_{5/2}g_{7/2}$) et $h_{11/2}$ dans le cas des protons, et ($d_{3/2}s_{1/2}$), $h_{11/2}$, ($h_{9/2}f_{7/2}$) et $i_{13/2}$ pour les neutrons. Pour distinguer les différentes configurations, nous avons considéré la notation suivante :

$$\pi [(d_{5/2}g_{7/2})_{\alpha_1}^{p_1} (h_{11/2})_{\alpha_2}^{p_2}] \otimes \nu [(d_{3/2}s_{1/2})_{\alpha_3}^{-n_1} (h_{11/2})_{\alpha_4}^{-n_2} (h_{9/2}f_{7/2})_{\alpha_5}^{n_3} (i_{13/2})_{\alpha_6}^{n_4}] \quad (4.1)$$

où les indices p_i représentent le nombre de protons occupant les orbitales, tandis que les indices n_1 et n_2 correspondent au nombre de trous neutron dans les orbitales ($d_{3/2}s_{1/2}$) et $h_{11/2}$, respectivement, et n_3 et n_4 correspondent au nombre de neutrons au-dessus de $N = 82$ occupant les orbitales ($h_{9/2}f_{7/2}$) et $i_{13/2}$, respectivement. Cette notation sera résumée et condensée de la sorte :

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

Nous allons pouvoir chercher les configurations qui minimisent l'énergie en faisant varier les nombres d'occupation des différentes orbitales disponibles.

L'énergie totale du noyau dans la configuration considérée est déterminée à partir des énergies de particules indépendantes. Elle comprend tous les effets induits par la nature quantique du noyau sur la rotation, la déformation ou les effets de couches.

Dans la présentation des résultats de calculs CNS, afin d'obtenir différentes allures selon la nature des bandes considérées nous allons tracer d'abord, en fonction du moment angulaire, l'énergie totale après avoir enlevé la partie due au effets collectifs (l'énergie de la goutte liquide en rotation, E_{rlid}).

Nous allons commencer par montrer les évolutions en fonction du spin de l'énergie obtenues avec des calculs CNS pour différentes configurations possibles (voir figures 4.4 : (a), (b) et (c)), afin de connaître les différents profils de bandes possibles. Puis, dans un second temps, nous montrerons les surfaces d'énergies potentielles (PES) et les trajectoires suivies par la forme nucléaire afin de déduire les paramètres de déformation pour la configuration la plus favorisée énergiquement.

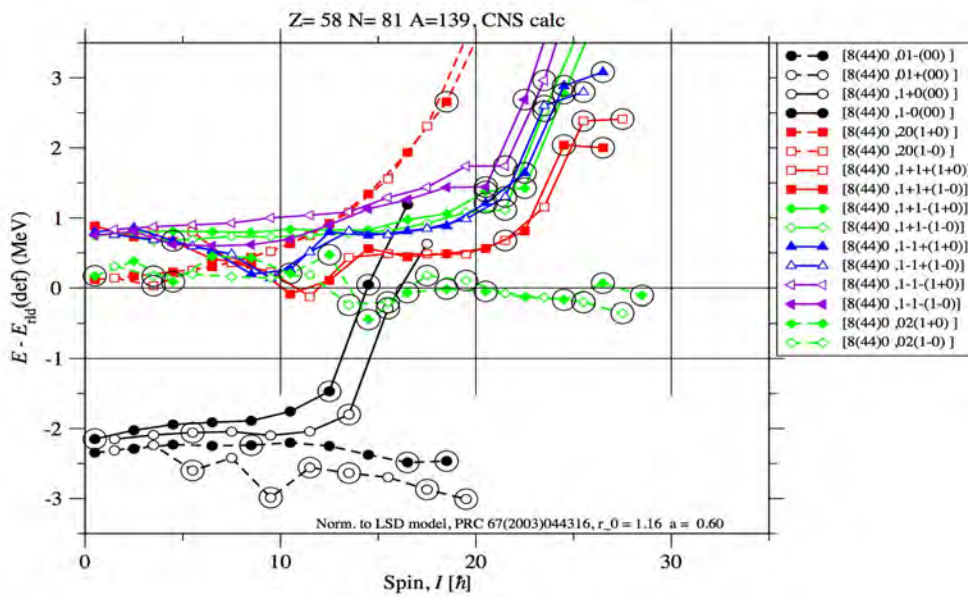


FIGURE 4.4: (a) Evolution en fonction du moment totale de l'énergie totale en prenant en référence la goutte liquide en rotation, $E - E_{\text{rlid}}$ pour les configurations avec huit protons occupant la sous couche ($d_{5/2}g_{7/2}$) en combinaison avec toutes les configurations neutroniques possibles dans les orbitales ($d_{3/2}s_{1/2}$), $h_{11/2}$, ($h_{9/2}f_{7/2}$) et $i_{13/2}$. Les lignes continues (discontinues) représentent la parité positive (négative) et les symboles fermés (ouverts) représentent la signature positive (négative). Les états entourés (états non-collectifs) signifient que toutes les particules sont alignées, moment angulaire maximum.

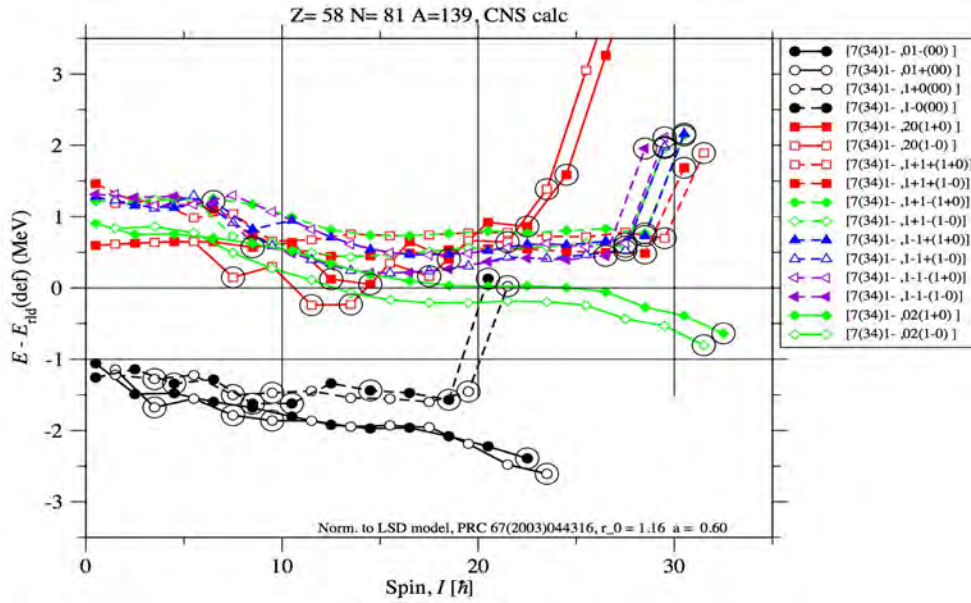


FIGURE 4.4: (b) Les configurations avec sept protons occupant la sous couche ($d_{5/2}g_{7/2}$) et un proton en $h_{11/2}$, en combinaison avec toutes les configurations neutroniques possibles dans les orbitales ($d_{3/2}S_{1/2}$), $h_{11/2}$, ($h_{9/2}f_{7/2}$) et $i_{13/2}$.

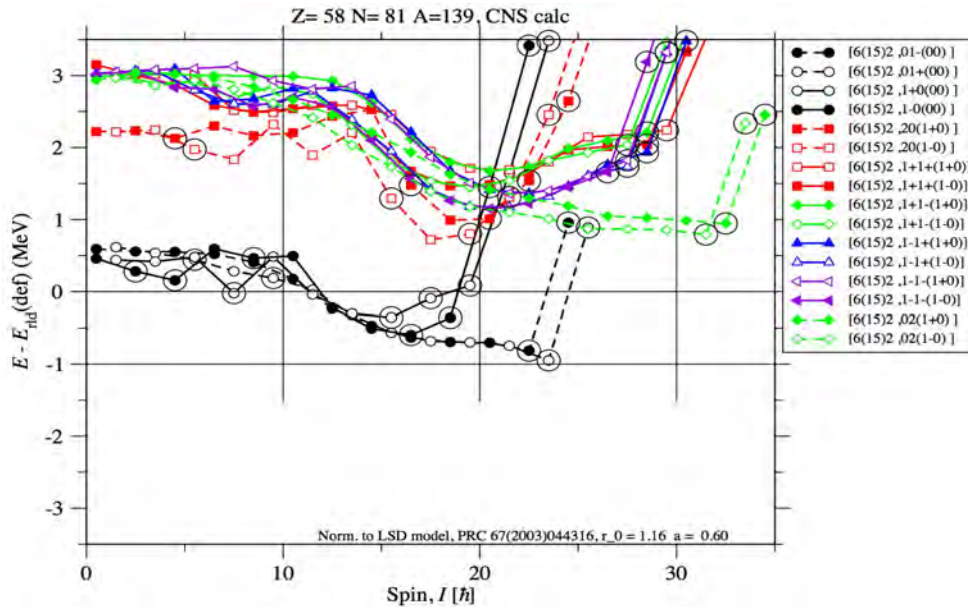


FIGURE 4.4: (c) Les configurations avec six protons occupant la sous couche ($d_{5/2}g_{7/2}$) et deux protons en $h_{11/2}$, en combinaison avec toutes les configurations neutroniques possibles dans les orbitales ($d_{3/2}S_{1/2}$), $h_{11/2}$, ($h_{9/2}f_{7/2}$) et $i_{13/2}$.

Nous montrons donc sur les figures 4.4.a, b et c, les différents évolutions que l'on peut obtenir selon les configurations considérées. Il est clair que la configuration avec un trou neutron en

$h_{11/2}$, en combinaison avec 0, 1 ou 2 protons en $h_{11/2}$, donne des courbes les moins énergétiques jusqu'aux valeurs de spins de $20\hbar$ et $24\hbar$. La configuration $[8(44)0,01(00)]$ est donc la plus favorisée énergiquement (valeur de $E - E_{\text{rid}}$ d'alignement maximum est négative), mais à une valeur maximum de spin de $20\hbar$, ce qui ne peut expliquer nos états expérimentaux qui vont jusqu'au $43/2$. Les combinaisons avec un 1 et 2 protons en $h_{11/2}$ et un trou neutron en $h_{11/2}$ produisent des courbes qui vont jusqu'au $24\hbar$. On note que la configuration avec 2 protons en $h_{11/2}$ a une énergie proche de celle de la goutte liquide jusqu'à $10\hbar$, ce qui peut être assimilé à une bande de type corps rigide en rotation ("rigid-rotation like") dans cette intervalle.

Toutes les autres configurations sont non-favorables puisque l'énergie nécessaire pour construire le dernier état de cette bande est supérieure à l'énergie référence de goutte liquide.

On construit les surfaces des énergies potentielles et les trajectoires de la forme nucléaire pour déduire les paramètres de déformation (voir figures 4.5 et 4.6).

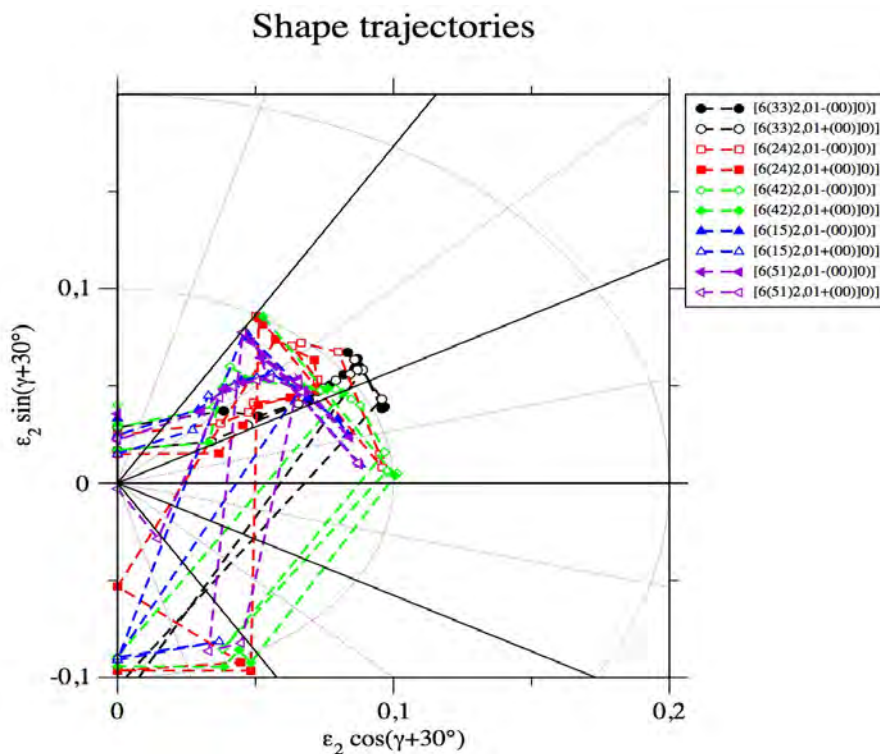


FIGURE 4.5: Trajectoire de la forme nucléaire dans le cas de configuration de deux protons $h_{11/2}$ en et un trou neutron en $h_{11/2}$.

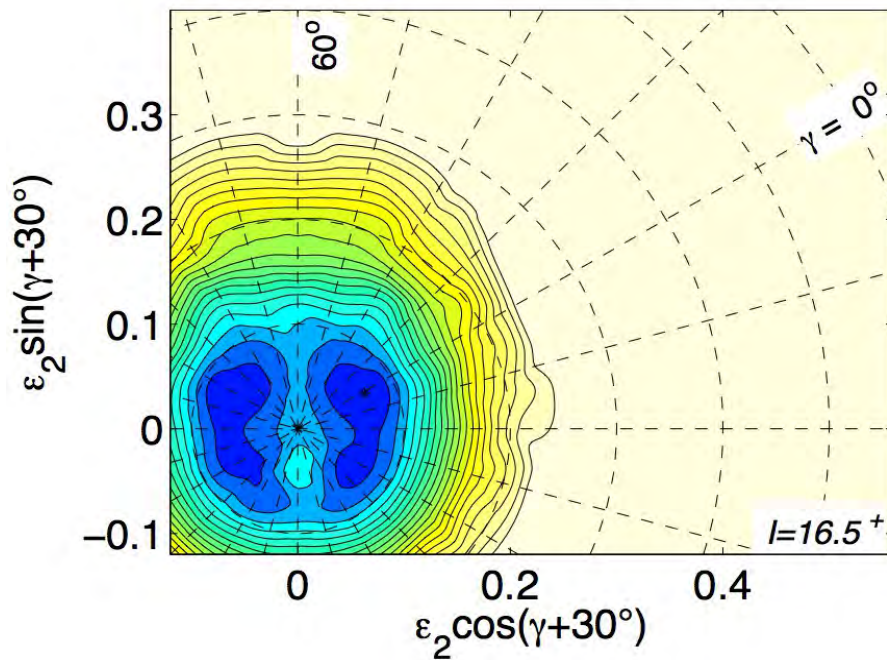


FIGURE 4.6: Surface d'énergie potentielle dans le cas de configuration de deux protons en $h_{11/2}$ et un trou neutron en $h_{11/2}$.

On déduit pour ^{139}Ce que la déformation quadrupolaire est $\epsilon_2 \sim 0.1$ et le paramètre de triaxialité est $\gamma = 0^\circ$. Ces paramètres seront nos ingrédients pour le calcul TAC que nous allons aborder maintenant.

2.1. Calculs avec le modèle TAC

J'ai effectué des calculs en utilisant le modèle TAC [Frau01, Frau93, Frau00] pour interpréter la bande dipolaire D1 de haut spin, basée sur l'état de spin $31/2\hbar$ et d'énergie 5698.9 keV. (voir le schéma de niveaux de ce travail dans la figure 3.5).

Les calculs TAC ont été effectués pour diverses configurations de parité négative et de parité positive en utilisant comme ingrédients les paramètres de déformation pour cette bande, ($\epsilon_2 \sim 0.1$) et ($\gamma \sim 0^\circ$), calculés avec le modèle CNS.

Nous avons effectué nos calculs en examinant toutes les configurations possibles, énergiquement les plus basses, sur la base de diagrammes de Nilsson (voir figure 1.3 dans chapitre 1). Les bandes calculées sont montrées dans la figure 4.7.

J'ai testé en premier lieu des configurations conduisant à une parité positive pour la bande D1: la première configuration $[\pi(h_{11/2})(dg)^1 \otimes \nu(h_{11/2})]$, notée sur la figure 4.7 par [71,01(00)], consiste à mettre un proton dans l'orbitale $h_{11/2}$ (le plus proche de la surface de Fermi) et un trou

neutron dans l'orbitale $h_{11/2}$ (tous les neutrons et les trous se retrouvent au-dessous du niveau de Fermi). La deuxième configuration est $[\pi(h^3_{11/2})(dg)^1 \otimes \nu h^{-1}_{11/2}]$, notée sur la figure [53,01(00)], c'est-à-dire on met trois protons en $h_{11/2}$ et un trou neutron en $h_{11/2}$. Il est clair d'après la figure 4.7, que la configuration [71,01(00)] est de quatre à deux unités de spin plus bas par rapport aux états observés de notre bande, tandis que pour la configuration [53,01(00)], a quatre à cinq unités de spin en plus par rapport à notre bande. Une autre configuration de parité positive a été examinée, $[\pi(h^2_{11/2}) \otimes \nu(ds)^{-1}(h^{-1}_{11/2})(fh)^1]$, notée sur la figure 4.7 par [62,11(10)], elle consiste à mettre deux protons en l'orbitale $h_{11/2}$, un trou neutron dans la sous couche (ds), un trou neutron en $h_{11/2}$, et un neutron dans la sous couche (fh) et zéro neutrons dans l'orbitale $i_{13/2}$. Le calcul dans ce cas nous a permis de gagner 2 à 3 \hbar en spin par rapport à la configuration [53,01(00)], mais reste trop loin par rapport à la bande dipolaire D1. Nous avons constaté donc, que ces configurations ne représentent pas une bonne explication pour cette bande.

Nous avons ensuite établi plusieurs configurations de parité négative, parmi lesquelles on cite : la configuration à deux protons en $h_{11/2}$ et un trou neutron en $h_{11/2}$, $[\pi(h^2_{11/2}) \otimes \nu(h^{-1}_{11/2})]$, et la configuration à trois protons en $h_{11/2}$ et un trou neutron dans la sous couche (ds), un trou neutron en $h_{11/2}$, et un neutron dans la sous couche (fh), $[\pi(h^3_{11/2})(dg)^1 \otimes \nu(ds)^{-1}(h^{-1}_{11/2})(fh)^1]$. Ces deux configurations sont notées sur la figure 4.7 par [62,01(00)] et [53,11(10)], respectivement. Nous avons examiné plusieurs paramètres de déformation. La bande calculée avec configuration $\pi h^2_{11/2} \otimes \nu h^{-1}_{11/2}$ (avec les paramètres de déformation : $\varepsilon_2 = 0.12$, $\varepsilon_4 = 0.00$ et $\gamma = 0^\circ$) commence avec un moment angulaire de $\sim 16\hbar$ à $\hbar\omega = 0.2$ MeV et se termine à $24\hbar$ à $\hbar\omega = 0.6$ MeV, ce qui est presque deux unités de spin de plus par rapport aux valeurs observées. Il est clair que parmi tous nos résultats des calculs TAC, cette configuration est la plus proche et la plus probable pour notre bande expérimentale D1.

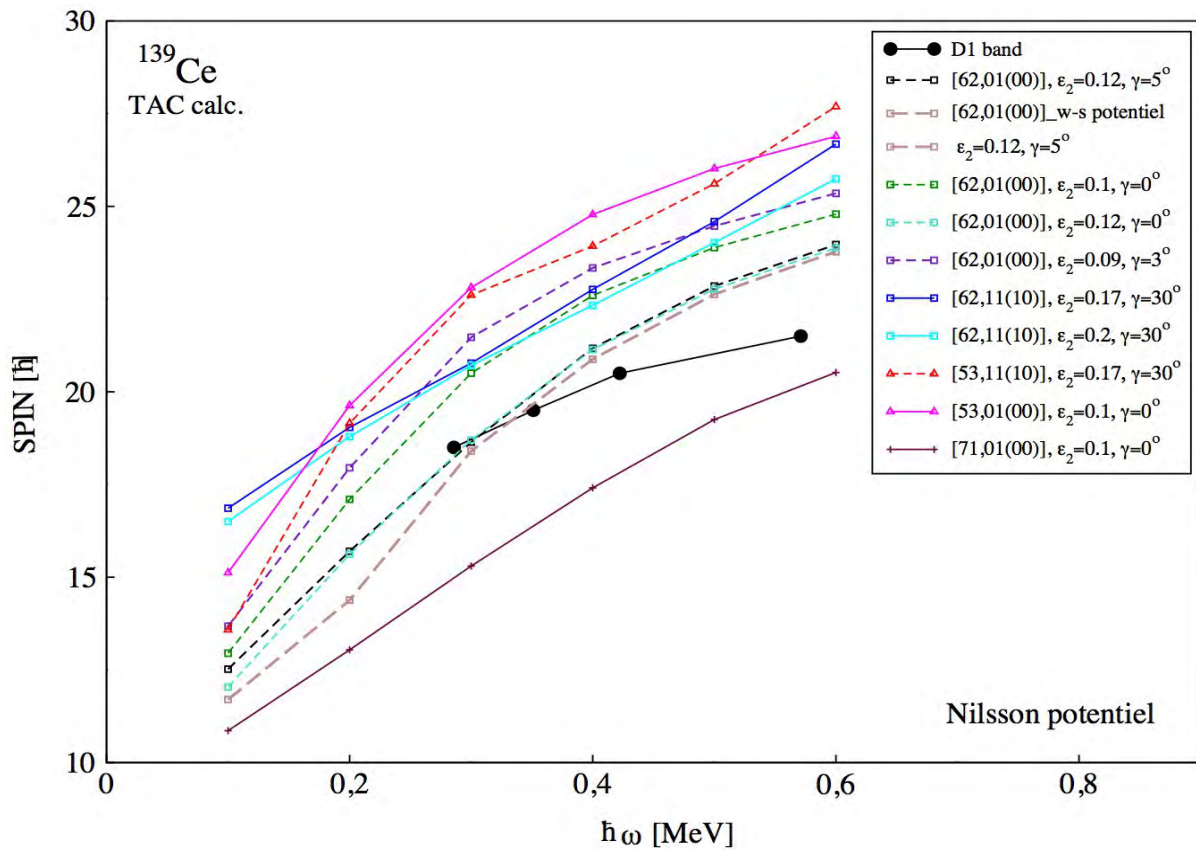


FIGURE 4.7: Le calcul TAC pour le noyau ^{139}Ce .

Les symboles fermés (ouverts) sont utilisés pour la bande expérimentale (calculée). Les lignes reliant les points sont utilisées pour guider l'œil. Les paramètres de déformations pour chaque configuration sont ceux calculés au moyen du modèle CNS. Les protons et les neutrons ne sont pas considérés appariés dans ces configurations.

La valeur de l'angle d'inclinaison calculé par ce modèle est $\theta \sim 70^\circ$. L'accord moins satisfaisant pour les valeurs les plus hautes de spins observées peut être dû à un changement graduel de la forme nucléaire comme était récemment observé dans l'isotope du ^{141}Nd [Zerr15]. Les valeurs calculées de $B(M1)$ diminuent avec l'augmentation de la fréquence de rotation, de $5 \mu_n^2$ pour $\hbar\omega = 0.1$ à $3 \mu_n^2$ pour $\hbar\omega = 0.6$, indiquant la présence du mécanisme de bandes de cisaillement "shear-bands" [Chme07].

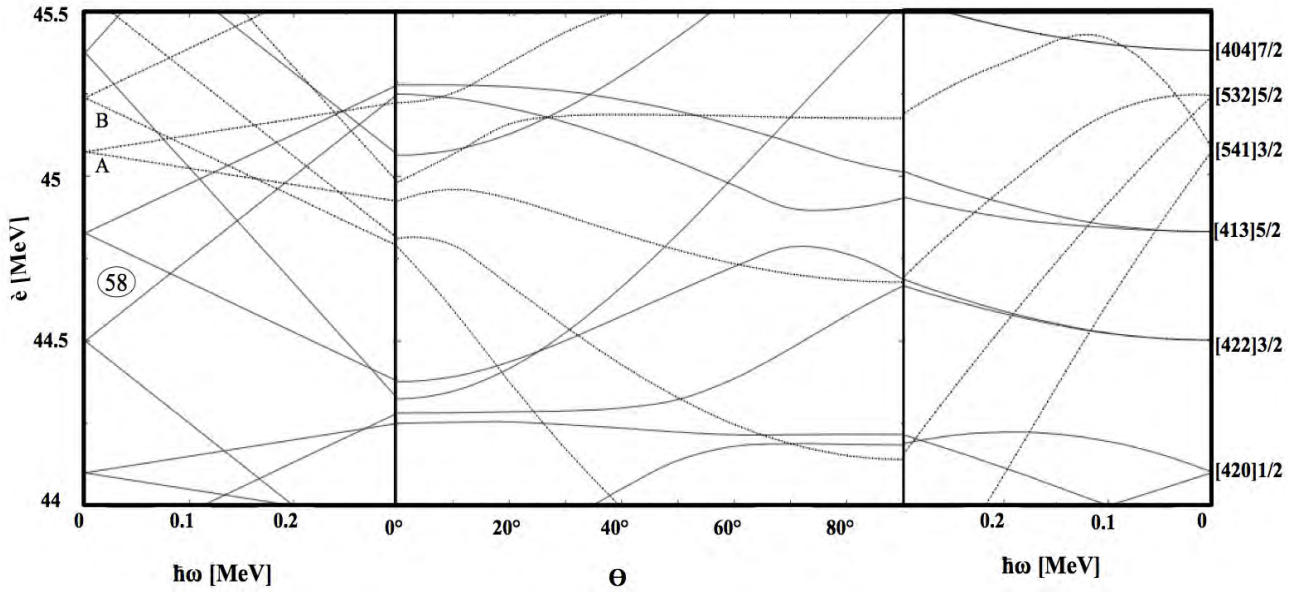


FIGURE 4.8: Les Routhians des protons individuels, calculés par TAC, pour les paramètres suivants : $\varepsilon_2=0.12$, $\varepsilon_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\Delta=0$, $\lambda=0$.

En conclusion de notre interprétation, la configuration la plus favorisée énergiquement implique deux protons en $h_{11/2}$ qui alignent leurs moments angulaires sur l'axe court, car cette orientation correspond à la superposition maximale de leur distribution de densité avec le cœur. En conséquence, les protons de l'orbitale $h_{11/2}$ favorisent la rotation autour de l'axe court. Comme vu dans le carré central de la figure 4.8 (et aussi dans la référence [Petr12]), les Routhians A et B ont un minimum à $\theta = 90^\circ$.

D'un autre côté, la configuration de neutrons à hauts spins impliquerait un trou neutron dans l'orbitale $h_{11/2}$, avec le moment angulaire aligné le long de l'axe long. Ceci est dû au fait que cette orientation minimise la superposition avec le cœur. En conséquence, le trou neutron $h_{11/2}$ favorise la rotation autour de l'axe long.

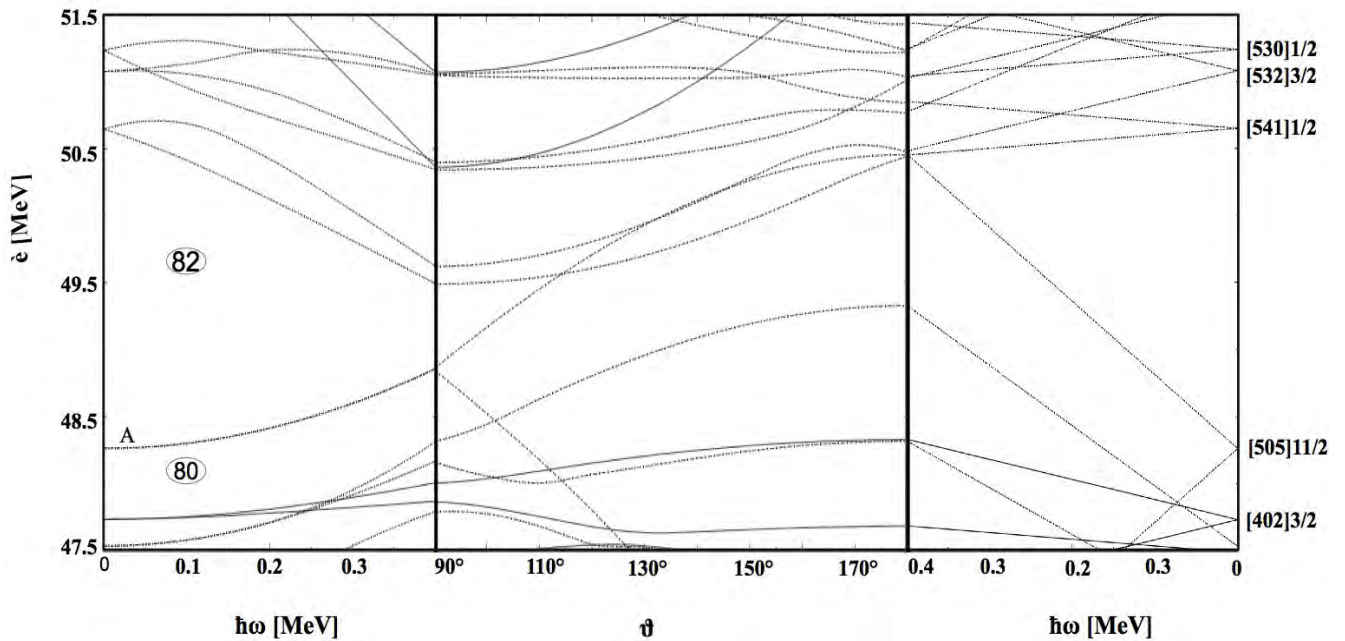


FIGURE 4.9: Les Routhians des neutrons individuels, calculés par TAC, pour les paramètres suivants : $\varepsilon_2=0.12$, $\varepsilon_4=0$, $\gamma=0^\circ$, $\Delta=0$, $\lambda=0$.

Comme était observé dans le panneau du milieu de la figure 4.9, le Routhian a un maximum à $\theta = 0^\circ$ (180°), ce qui signifie qu'un trou dans cette orbitale conduit l'axe de rotation à $\theta = 0^\circ$. Autrement dit, le neutron sur A privilégie l'axe long. Les neutrons des orbitales $h_{11/2}$ les plus basses n'influencent pas significativement l'axe de rotation, parce qu'à chaque Routhian il y a un conjugué qui contrebalance presque l'énergie.

Nous avons aussi effectué une analyse de la bande D1 au moyen de la version hybride du TAC [Dimi00], où la partie sphérique de l'Hamiltonien est représentée par le potentiel sphérique de Wood-Saxon, et la partie déformée représente le potentiel déformé de Nilsson. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés sur la figure 4.10 pour la configuration : $[\pi(h_{11/2}^2) \otimes \nu(h_{11/2}^{-1})]$, et les paramètres de déformation : $\varepsilon_2 = 0.12$, $\varepsilon_4 = 0.00$ et $\gamma = 0^\circ$. On remarque que pour ce noyau, la version hybride de TAC donne de meilleurs résultats pour une même configuration.

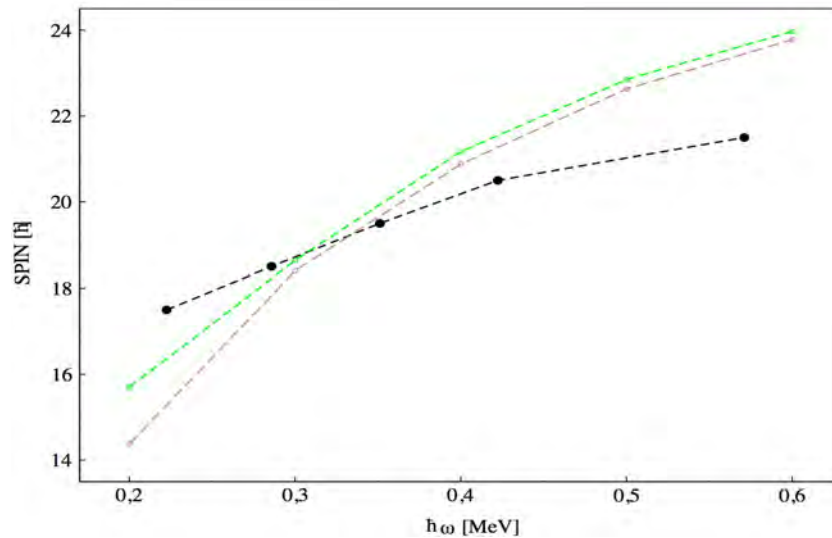


FIGURE4.10: Le moment angulaire en fonction de la fréquence $\hbar\omega$. Les valeurs expérimentales de la bande D1 sont représentées par des cercles fermés. Les résultats de calcul TAC sont présentés par des carrés ouverts dans le cas du potentiel de Nilsson, et par des cercles ouverts dans le cas de potentiel de Wood-Saxon. La configuration utilisée est $[\pi(h^2_{11/2}) \otimes \nu(h^{-1}_{11/2})]$, et les paramètres de déformation sont : $\varepsilon_2 = 0.12$, $\varepsilon_4 = 0.00$ et $\gamma = 0^\circ$.

Conclusion:

Notre interprétation de la bande D1 est qu'elle est construite sur la configuration suivante :

deux protons $h_{11/2}$ et un trou de neutron $h_{11/2}$, configuration $[\pi(h^2_{11/2}) \otimes \nu(h^{-1}_{11/2})]$. La rotation s'effectue autour d'un axe incliné de 70° par rapport à l'axe long du noyau. La déformation du noyau est cependant stabilisée par un jeu délicat proton – neutron et la rotation autour de l'axe incliné.

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse de doctorat porte d'une part sur l'étude expérimentale en utilisant la spectroscopie γ de la structure nucléaire des états à haut spin du noyau ^{139}Ce , et d'autre part sur l'interprétation théorique de l'expérience qui a été menée.

L'expérience a pu être réalisée en utilisant un système performant de détection γ , le multidétecteur ORGAM installé auprès de l'accélérateur TANDEM à l'IPN d'Orsay. Ce multidétecteur, composé de 16 détecteurs de germanium entourés par leurs BGO, assure un bon pouvoir de résolution et une efficacité optimisée permettant ainsi d'observer les phénomènes de faible intensité.

L'association d'une cible du ^{130}Te et du faisceau de ^{14}C d'énergie de 82 MeV issu de l'accélérateur TANDEM, nous a permis de produire par la réaction de fusion-évaporation les noyaux du ^{139}Ce d'intérêt. Les détecteurs germanium du multidétecteur ORGAM, ont détecté les photons γ issus de la décroissance des résidus d'évaporation. Les voies favorisées sont les voies 6n et 5n, conduisant à la création majoritairement des noyaux ^{138}Ce et ^{139}Ce .

Les données recueillies ont été pré-analysées, à l'aide des programmes d'analyse IPN et TRI développés par des chercheurs de l'IPN et du CSNSM. Ces données ont ensuite été analysées en deux étapes, au moyen du programme d'analyse RADWARE. La première étape d'analyse a consisté en l'exploitation des matrices des événements de coïncidence énergie-énergie ($E_\gamma - E_\gamma$) symétriques. Nous avons déterminé d'abord les nouvelles transitions et les nouveaux états via les divers spectres de coïncidence. Puis nous avons mesuré les intensités de toutes les transitions observées. Vingt neuf nouvelles transitions ont été découvertes, une nouvelle bande dipolaire (D1) a été mise en évidence à haut spin, signant ainsi l'apparition d'une rotation autour d'un axe incliné pour ce noyau. Nous avons pu étendre le schéma de niveaux du ^{139}Ce jusqu'à environ 8 MeV en énergie et 43/2 en spin. Dans la deuxième étape d'analyse, nous avons caractérisé les transitions par la détermination de leurs multipolarité. Les multipolarités des transitions ont été obtenues en mesurant les rapports d'anisotropie et les rapports DCO grâce aux matrices asymétriques de corrélations entre les événements détectés aux divers angles de détection. Nous avons alors proposé une parité positive pour plusieurs états en contradiction avec les résultats publiés précédemment [Chand09].

Le deuxième volet de cette thèse aborde différents aspects théoriques pour interpréter les états à haut et moyen spins du noyau ^{139}Ce , sur la base des modèles CNS, TAC et le modèle en couches.

Les calculs effectués dans le cadre du modèle en couches ont été réalisés par nos collaborateurs de Naples [Danch11, Cora13, Mach01, Bogn02, Cora09, Enge91-06]. Les calculs ont été réalisés au moyen du code OSLO. Les états avec un spin inférieur à 33/2 ont été inclus et le cœur doublement magique ^{132}Sn a été considéré. L'interaction réaliste dérivée du potentiel nucléon-nucléon CD-Bonn [Mach01] a été utilisée. On a calculé les propriétés spectroscopiques de l'isotope avec la couche $N = 82$ fermée, le ^{140}Ce . Ce calcul a bien reproduit les niveaux expérimentaux du ^{140}Ce , et notamment la séquence expérimentale de la bande de parité positive du ^{139}Ce . Du point de vue quantitatif, l'accord entre les énergies d'excitation théoriques et les énergies expérimentales est très bon pour les bandes de parité positive, mais moins bon pour les bandes de parité négative. Nous avons comparé ensuite les spectres des deux noyaux, et nous avons constaté que lorsqu'on échange la parité des états, le schéma de niveaux du ^{139}Ce suit celui du ^{140}Ce . L'interprétation de cette observation est formulée de la manière suivante: chaque groupe de niveaux du ^{139}Ce est obtenu à partir du couplage entre le trou neutron dans l'orbitale $h_{11/2}$ et du groupe des niveaux du ^{140}Ce qui leur correspondent énergiquement.

Et pour interpréter des états à haut spin du noyau ^{139}Ce , j'ai effectué des calculs de modèles CNS et TAC. Les calculs avec le modèle CNS nous ont permis d'expliquer la formation d'états favorisés dans ce noyau en explorant son comportement dans le plan énergie d'excitation versus moment angulaire total (E^* , J), en termes de plusieurs configurations candidates. Les couples de combinaisons proposées portent entre protons (0, 1, 2, et 3 protons en orbitale $h_{11/2}$), et neutrons (un trou neutron en couche ($d_{3/2}S_{1/2}$) ou/et un trou neutron en $h_{11/2}$, 0/1 neutron en couche ($h_{9/2}f_{7/2}$) ou en orbitale $i_{13/2}$). Les surfaces d'énergie potentielle, tracées en fonction du paramètre de triaxialité γ , nous ont donné des paramètres de déformation de l'ordre de $\varepsilon_2 \sim 0.1$ et $\gamma \sim 0^\circ$, que j'ai utilisé comme paramètres d'entrée dans les calculs du modèle TAC, dans ses deux versions : ordinaire, basée seulement sur le potentiel de Nilsson, et hybride, en utilisant les paramètres du potentiel de type Wood-saxon dans la partie de l'Hamiltonien sphérique. Les calculs TAC ont été effectués pour diverses configurations candidates de parité négative et de parité positive, parmi lesquelles la configuration $[\pi(h_{11/2}^2) \otimes \nu(h_{11/2}^1)]$ avec la déformation ($\varepsilon_2 \sim 0.12$ et $\gamma \sim 0^\circ$) et la rotation autour d'un axe dont l'angle d'inclinaison $\theta \approx 70^\circ$ est la plus proche et la plus probable pour expliquer la bande dipolaire (D1) que nous avons observée expérimentalement. Les valeurs calculées de $B(M1)$ diminuant avec l'augmentation de la fréquence de rotation, indiquent la présence du mécanisme de

bandes de cisaillement "*shear-bands*" [Chme07].

Pour confirmer et expliquer ce résultat, il sera très intéressant de réaliser de futures expériences dont la combinaison faisceau-cible sera appropriée pour peupler le noyau ^{139}Ce à très hauts spins, ce qui implique la recherche des propriétés magnétiques et les bandes triaxiales superdéformées prédites pour ce noyau.

Références

- [Afan99] A. V. Afanasjev, D. B. Fossan, G. J. Lane, and I. Ragnarsson, Phys. Rep. 322, 1 (1999).
- [Andr97] F. Andreozzi, L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, T. T. S. Kuo, and A. Porrino, Phys. Rev. C 56, R16 (1997).
- [ANU] <http://bricc.anu.edu.au/>
- [Asti12] A. Astier et al., Phys. Rev. C 85, 064316 (2012).
- [Beng79] R. Bengtsson and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 327, 139 (1979).
- [Beng85] T. Bengtsson and I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A 436, 14 (1985).
- [Bhat08] T. Bhattacharjee, S. Chanda, A. Mukherjee, S. Bhattacharyya, S. Kumar Basu, S.S. Ghugre, U.D. Pramanik, R.P. Singh, S. Muralithar, N. Madhavan, J.J. Das, R.K. Bhowmik, Phys. Rev. C 78, 024304 (2008).
- [Bhat09] T. Bhattacharjee, S. Chanda, S. Bhattacharyya, S.K. Basu, R.K. Bhowmik, J.J. Das, U. Datta Pramanik, S.S. Ghugre, N. Madhavan, A. Mukherjee, G. Mukherjee, S. Muralithar, R.P. Singh, Nucl. Phys. A 825, 16 (2009).
- [Bogn02] S. Bogner, T. T. S. Kuo, L. Coraggio, A. Covello, and N. Itaco, Phys. Rev. C 65, 051301 (2002).
- [Bohr75] Bohr, A., Mottelson, B.: Nuclear Structure II, New York: Benjamin (1975).
- [Bucu06] D. Bucurescu, G. Cata-Danil, I. Cata-Danil, M. Ivascu, N. Marginean, R. Marginean, L.C. Mihailescu, C. Rusu, and G. Suliman, Eur. Phys. J. A 27, 301 (2006).
- [Carl06] B. G. Carlsson and I. Ragnarsson, Phys. Rev. C 74, 011302(R) (2006).
- [Chand09] S. Chanda, T. Bhattacharjee, S. Bhattacharyya, A. Mukherjee, S.K. Basu, I. Ragnarsson, R.K. Bhowmik, S. Muralithar, R.P. Singh, S.S. Ghugre, U. D. Pramanik, Phys. Rev. C 79, 054332 (2009).
- [Chme07] S. Chmel, S. Frauendorf, H. Hübel, Phys. Rev. C 75, 044309 (2007).
- [COMET] Document de la carte COMET.
- [Cora09] L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, N. Itaco, and T. T. S. Kuo, Prog. Part. Nucl. Phys.

62, 135 (2009), et toutes les références incluses.

[Cora13] L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, and N. Itaco, Phys. Rev. C 88, 041304(R) (2013).

[Danch11] M. Danchev et al., Phys. Rev. C 84, 061306(R) (2011).

[deSh74] A. deShalit and H. Freshbach, Theoretical Nuclear Physics, Vol I, John Wiley and Sons (1974).

[Dimi00] V.I.Dimitrov et al., Phys. Rev. C 62, 0243 (2000).

[Enge91-06] T. Engeland, the OSLO shell-model code (1991- 2006) (unpublished).

[Ferr13] M. Ferraton. "Collisions profondément inélastiques entre ions lourds auprès du Tandem d'Orsay & Spectroscopie γ des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp avec le multidétecteur germanium ORGAM". Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud 11, Orsay, (2013).

[Frau91] Frauendorf, S., Bengtsson, T.: Int. Symp. on Future Directions in Nuclear Physics, Strasbourg, AIP Con. Proc. 259, p. 223, (1991).

[Frau93] S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 557, 250c (1993).

[Frau94] Frauendorf, S., Meng, J., Reif, J.: Proc. Conf. on Phys. from Large γ Ray Detectors, Berkeley, p. 54, (1994).

[Frau96] S. Frauendorf and J. Meng, Zeitschrift für Physik A 356, 263 (1996).

[Frau01] S. Frauendorf, Rev. Mod. Phys. 73, 463 (2001).

[Frau00] S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 677, 115 (2000).

[Foge04] B. Fogelberg et al., Phys. Rev. C 70, 034312 (2004).

[Fris87] Frisk, H., Bengtsson, R.: Phys. Lett. B 196, 14 (1987).

[Gall97] B. Gall, Cours de l'École Joliot-Curie (1983).

[GEANT4] <http://geant4.cern.ch/>

[Harr65] G.I. Harris et. al., Phys. Rev. 139, 1113 (1965).

[Haas91] B. Haas, Cours de l'École Joliot-Curie (1991).

[Haxe49] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Siess : On the "magic numbers" in nuclear structure. Physical Review 75, 1766 (1949).

[Hill53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).

[Enghardt84] W. Enghardt, H.U. Jäger, L. Käubler, H.J. Keller, H. Prade, F. Stary, Z. Phys. A 316, 245 (1984).

[Ingl54] D.R. Inglis, Phys. Rev. 96, 1059 (1954).

- [IPNO] <http://ipnwww.in2p3.fr/Le-Tandem>
- [JUOGAM] <https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/nucspec/juogam>
- [Kaci96] M. Kaci, Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud 11, Orsay, (1996).
- [Käubler87] L. Käubler, W. Enghardt, H. Prade, H.F. Stary, P. Carlé, L.O. Norlin, K.G. Rensfelt, U. Rosengard, *Hyperfine Interaction* 34, 381 (1987).
- [Knol00] G. F. Knoll, "*Radiation Detection and Measurement*", John Wiley and Sons, Inc., (2000).
- [Kräm89] A. Krämer-Flecken, T. Morek, R.M. Lieder, W. Gast, G. Hebbinghaus, H.M. Jager and W. Urban, *Nucl. Instr. and Meth. A275*, 333 (1989).
- [Kran88] K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and Sons (1988).
- [Kran73] K.S. Krane, R.M. Steffen and R.M. Wheeler, *Nuclear Data Tables* 11, 351 (1973).
- [Lear98] C.D. O'Leary, PhD Thesis, University of Staffordshire (1998)]
- [Leo94] W.R. Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*", Springer-Verlag, (1994).
- [Mach01] R. Machleidt, *Phys. Rev. C* 63, 024001 (2001).
- [Maye49] M. Goeppert Mayer : On closed shells in nuclei, II . *Physical Review* 75, 1969 (1949).
- [Maye50] M. Goeppert Mayer : Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model . I : Empirical evidence . II : Theoretical considerations . *Physical Review* 78, 16,22 (1950).
- [Narval5] document de software Narval5.
- [Nils55] S.G. Nilsson . K. Dan. Vidensk. Selsk . Mat .-Fys. Medd . 29, no 16 (1955).
- [Nils95] S. G. Nilsson and I. Ragnarsson, *Shapes and Shells in Nuclear Structures*, Press Syndicate of the University of Cambridge (1995).
- [nndc] "NNDC ENSDF". <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [ORGAM] <http://ipnwww.in2p3.fr/Orgam>
- [PACE] <http://lise.nslc.msu.edu/pace4.html>
- [Padd03] Paddy Regan, Post Graduate Nuclear Experimental Techniques (4NET) Course Notes, Department of Physics University of Surrey Guildford (2003).
- [Paul00] E.S. Paul, Liverpool NSG Postgraduate Lecture Notes, University of Liverpool (2000).
- [Petr12] C.M. Petrache, et al., *Phys. Rev. C*86, 044321 (2012).
- [Manip12] C.M. Petrache, et al., proposition de l'expérience "n-si-39", (2012).
- [RADWARE] <http://radware.phy.ornl.gov/>

- [Radf95_297] D.C. Radford, Nuclear Instruments and Methods A 361, 297 (1995).
- [Radf95_361] D.C. Radford, Nuclear Instruments and Methods A 361, 306 (1995).
- [Ring80] P. Ring and P. Schuck, The Nuclear Many – Body Problem, ed. W. Beiglöck, Springer-Verlang, New York (1980).
- [Sriv13] P. C. Srivastava, M. J. Ermamatov, and Irving O. Morales, J. Nucl. G 40, 035106 (2013).
- [Weiz35] C .F. von Weizsäcker : Zur Theorie der Kernmassen . Zeitschrift für Physik 96, 431 (1935)
- [Wild71] B.H. Wildenthal, E. Newman, R.L. Auble, Phys. Rev. C3, 1199 (1971).
- [Wood54] R.D. Woods, D.S . Saxon : Diffuse surface optical model for nucleon-nucleon scattering . Physical Review 95, 577 (1954).
- [Zerr15] T. Zerrouki, et al., submitted to Phys. Rev. C.

مطيافية نواة ^{139}Ce : دراسة تجريبية و تفسير نظري

ملخص:

هذا العمل يدخل في إطار الدراسة بواسطة مطيافية غاما γ للحالات ذات العزم العالية لنواة السيريوم ^{139}Ce التي انتجت بواسطة التفاعل التحام - تبخر ($^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5n)$ حيث طاقة الانوية الصادرة 82MeV . هذا التفاعل تم داخل متعدد الكواشف ORGAM والمثبت في معهد IPN في مدينة Orsay بقرب المسرع TANDEM. نجحنا في التعرف على 29 اشعاع غاما جديد لنواة السيريوم، من بينها شريط ثنائي الاستقطاب ذو عزم عالي . قمنا بتطوير مخطط الطاقات لنواة السيريوم الى غاية حوالي طاقة 8MeV و العزم $43/2\hbar$. عينا تعدد الاستقطابية للحالات بواسطة قياس نسب DCO ونسب عدم التجانس الزاوي و غيرنا الزوجية لعدة حالات طاوية. قارنا المستويات التجريبية مع المستويات المحسوبة نظريا بواسطة عدة نماذج حسابية وهي نموذج الطبقات، نموذج CNS و نموذج محور الدوران المائل TAC. لاحظنا ان هناك توافق جيد بين الحالات التجريبية والمحسوبة . فسرنا الشريط ثنائي الاستقطاب ذو العزم العلي بواسطة النمذجة ($\pi 1\hbar^2_{11/2} \otimes v 1\hbar^{-1}_{11/2}$) و عوامل التوشه ($\epsilon_2 = 0.12, \gamma = 0^\circ$) وزاوية ميل محور الدوران بالنسبة للمحور الكبير للنواة هي ($\theta \approx 70^\circ$).

SPECTROSCOPIE DU NOYAU ^{139}Ce : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET INTERPRÉTATION THÉORIQUE

Résumé :

Ce travail porte sur l'étude par spectroscopie γ des états à haut spins du noyau ^{139}Ce peuplé par la réaction $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5\text{n})$ à $E_{\text{faisceau}} = 82$ MeV, grâce au multidétecteur ORGAM installé à l'IPN d'Orsay auprès de l'accélérateur TANDEM. Vingt neuf nouvelles transitions dont une bande dipolaire ont été assignées au ^{139}Ce . Le schéma de niveaux a été étendu jusqu'à $43/2\hbar$ en spin et ~ 8 MeV en énergie. La multipolarité a été déterminée par la mesure des rapports de corrélations angulaires DCO et les rapports d'anisotropie. La parité de plusieurs états a été changée. Les niveaux observés ont été comparés et interprétés à l'aide de différents modèles, le modèle en couches, le modèle "*Cranked Nilsson-Strutinsky*" CNS et le modèle "*Tilted Axis Cranking*" TAC. Un bon accord a été obtenu en comparant les états observés avec les états théoriques. La bande dipolaire à haut spin est expliquée par la configuration $\pi 1h^2_{11/2} \otimes \nu 1h^{-1}_{11/2}$, les paramètres de déformation ont été calculés avec le modèle CNS ($\epsilon_2 = 0.12$, $\gamma = 0^\circ$) et l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation $\theta \approx 70^\circ$ a été calculé avec le modèle TAC.

Mots clés: Réaction nucléaire: $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5\text{n})^{139}\text{Ce}$; $E_{\text{faisceau}} = 82$ MeV; mesure de coïncidences γ - γ ; E_γ ; I_γ ; rapport DCO; Schéma de niveaux de ^{139}Ce ; spin et parité; calcul en modèle en couche, CNS, TAC.

^{139}Ce NUCLEUS SPECTROSCOPY : EXPERIMENTAL STUDY AND THEORITICAL INTERPRATION

Abstract :

High-spin states in ^{139}Ce have been populated by the $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5\text{n})$ reaction, using ORGAM array installed at IPN Orsay. The level scheme has been extended to $43/2 \hbar$ in spin and ~ 8 MeV in energy, including a new dipole band. The multipolarity has been measured by the "*Directional Correlation from Oriented states of nuclei*" (DCO) and anisotropy ratios, and the parity of several states has been changed from negative to positive. Extended shell-model calculations have been used to investigate the structure of the observed states. The good agreement of the shell-model calculations with the experimental level scheme supports the spin-parity assignment to low- and medium-spin states. The dipole band configuration was investigated using the CNS and TAC models. The $\pi 1h^2_{11/2} \otimes \nu 1h^{-1}_{11/2}$ configuration with a deformation of ($\epsilon_2 = 0.12$, $\gamma = 0^\circ$) and rotation around a tilted axis with $\theta \approx 70^\circ$, reproduces best the experimental aligned spins.

Keywords: Nuclear reaction: $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5\text{n})^{139}\text{Ce}$; $E_{\text{beam}} = 82$ MeV; measured $\gamma\gamma$ -coincidences; E_γ ; I_γ ; DCO ratios; ^{139}Ce deduced levels; spin and parity; shell model, CNS, TAC calculations.

Résumé :

Ce travail porte sur l'étude par spectroscopie γ des états à haut spins du noyau ^{139}Ce peuplé par la réaction $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5\text{n})$ à $E_{\text{faisceau}} = 82\text{MeV}$, grâce au multidétecteur ORGAM installé à l'IPN d'Orsay auprès de l'accélérateur TANDEM. Vingt neuf nouvelles transitions dont une bande dipolaire ont été assignées au ^{139}Ce . Le schéma de niveaux a été étendu jusqu'à $43/2\hbar$ en spin et $\sim 8\text{ MeV}$ en énergie. La multipolarité a été déterminée par la mesure des rapports de corrélations angulaires DCO et les rapports d'anisotropie. La parité de plusieurs états a été changée. Les niveaux observés ont été comparés et interprétés à l'aide de différents modèles, le modèle en couches, le modèle de "*Cranked Nilsson-Strutinsky*" CNS et modèle "*Tilted Axis Cranking*" TAC. Un bon accord a été obtenu en comparant les états observés avec les états théoriques. La bande dipolaire à haut spin est expliquée par la configuration $\pi 1h^2_{11/2} \otimes \nu 1h^{-1}_{11/2}$, les paramètres de déformation ont été calculés avec le modèle CNS ($\epsilon_2 = 0.12$, $\gamma = 0^\circ$) et l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation $\theta \approx 70^\circ$ a été calculé avec le modèle TAC.

Mots clés: Réaction nucléaire: $^{130}\text{Te}(^{14}\text{C},5\text{n})^{139}\text{Ce}$; $E_{\text{faisceau}} = 82\text{ MeV}$; mesure de coïncidences γ - γ ; E_γ ; I_γ ; rapport DCO; Schéma de niveaux de ^{139}Ce ; spin et parité; calcul en modèle en couche, CNS, TAC.