



HAL
open science

**Spectroscopie gamma de fragments de fission auprès
d’Euroball: Mise en évidence du rôle des orbitales de
proton dans des noyaux riches en neutrons de la région
de masse $A \sim 100$**

Armand Bauchet

► **To cite this version:**

Armand Bauchet. Spectroscopie gamma de fragments de fission auprès d’Euroball: Mise en évidence du rôle des orbitales de proton dans des noyaux riches en neutrons de la région de masse $A \sim 100$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2001. Français. NNT : . tel-00999469

HAL Id: tel-00999469

<https://theses.hal.science/tel-00999469>

Submitted on 3 Jun 2014

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

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

N° d'ordre : **6614**

UNIVERSITE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE
présentée
pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Armand BAUCHET

SUJET : Spectroscopie γ de fragments de fission auprès d'Euroball :
Mise en évidence du rôle des orbitales de proton dans des
noyaux riches en neutrons de la région de masse $A \sim 100$

soutenue le **LUNDI 24 SEPTEMBRE 2001** devant la Commission d'examen

Isabelle DELONCLE	
Jacques MEYER	
Patrick H. REGAN	Rapporteur
Jean-Claude ROYNETTE	Président
Jean-Pierre VIVEN	Rapporteur

Remerciements

En premier, je tiens à remercier mes deux directrices de thèse, sans qui ce travail n'aurait jamais vu le jour. Marie-Geneviève Porquet qui m'a proposé ce sujet de thèse et qui m'a initié aux subtilités de la spectroscopie γ et de la structure nucléaire. Et, Isabelle Deloncle qui m'a guidé tout au long de mon travail de thèse : de l'alignement des détecteurs aux observables des modèles, du mécanisme de réaction à l'interprétation des schémas de niveaux ou encore de la lecture des données à l'écriture de ce mémoire.

Pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, je voudrais remercier l'ensemble du jury : Jean-Claude Roynette qui m'a fait le plaisir d'accepter de présider ce jury, Paddy Regan et Jean-Pierre Vivien, qui ont été les rapporteurs de cette thèse, ainsi que Jacques Meyer. Chacun d'eux m'a beaucoup apporté au travers de leurs questions et remarques.

Un tel travail se fait avec la complicité de collaborateurs. Aussi je voudrais remercier Tsanka Venkova, nous avons construit en parallèle les schémas de niveau afin de conforter nos déductions et nous avons eu de fructueuses discussions notamment lors de ses différents passages à Orsay. De même, je tiens à remercier Hilde De Witte et Carmen Villagrassa dont le travail de stage a contribué à cette thèse.

Ici je ne saurais oublier Michel Girod, Héloïse Dancer, Sophie Peru et Jean-Paul Delaroche qui m'ont permis d'avoir accès à des calculs microscopiques "derniers cris", et je les remercie pour leur patience devant mes innombrables questions et pour de leur accueil lors de mes visites répétées à Bruyères-le-Châtel.

Si je me suis lancé dans de longues études qui se concluent ici, cela est dû, en partie, à la rencontre successive de quelques enseignants qui ont su aiguillonner ma curiosité et m'ont proposé des orientations parfois originales. Parmi ceux là et pour cela, je voudrais remercier tout particulièrement M Casseigne, Mme Thollon-Pommerol, M F. Wu, Mlle C. Augier et M H. Sergolle.

Je profite de cette page pour faire un clin d'oeil à Marjorie Belleguic et David Verney. Nous avons vaincu, les uns à la suite des autres, les affres de la rédaction : il y a bien un bout à ce tunnel ! Merci pour vos précieux encouragements.

De même, j'ai profité, pendant ces trois années passées au CSNSM, de la bonne ambiance du couloir qui doit beaucoup Jürgen, Marlete, Nicolas, Alain et Isabelle (l'amie cette fois), avec lesquels j'ai pris plaisir à discuter de physique mais aussi de bien d'autres sujets.

Enfin je souhaite saluer parents, soeur et amis qui m'ont supporté et soutenu au fil de ces années.

Table des matières

1	Introduction	3
2	Expériences et Analyse	7
2.1	Multi-détecteur γ : Euroball	8
2.1.1	Détection des γ	8
2.1.2	Caractéristiques	10
2.1.3	Efficacité relative de détection mesurée	13
2.1.4	Système d'acquisition	14
2.1.5	Programmes d'analyse	15
2.2	Expériences de fission induite	17
2.2.1	Scénario	17
2.2.2	Quelques caractéristiques	18
2.2.3	Réaction utilisée dans ce travail	22
2.2.4	Statistique	26
2.3	Spectroscopie des fragments de fission	27
2.3.1	Importance du multiconditionnement	27
2.3.2	Spectroscopie des fragments	27
2.3.3	Nouvelles identifications	31
2.4	Noyaux produits	33
2.4.1	Zone de production	33
2.4.2	Taux de production	34
3	Spectroscopie dans les isotopes de <i>Tc</i> et <i>Ag</i>	37
3.1	Les isotopes de Technétium, $Z = 43$	38
3.1.1	Les états de haut spin de ^{103}Tc	38
3.1.2	Bandes de parité positive dans $^{97-105}\text{Tc}$	42
3.1.3	Bandes de parité négative dans les isotones $N = 60$	44
3.1.4	Bandes de parité négative dans $^{97-105}\text{Tc}$	46
3.1.5	Systématique des têtes de bandes	49
3.1.6	Ré-interpretation du schéma de niveau de ^{107}Tc	51
3.1.7	Les isotopes de Technétium déformés	56
3.2	Les isotopes d'Argent, $Z = 47$	57
3.2.1	Résultats antérieurs	57
3.2.2	Les états de haut spin de ^{111}Ag	59
3.2.3	Les états de haut spin de ^{113}Ag	62
3.2.4	Les états de haut spin de ^{115}Ag	65

3.2.5	Evolution des bandes 1/2[301] et 7/2[413]	66
3.2.6	Bande 1/2[431]	68
3.2.7	Systématique des têtes de bandes	70
3.2.8	Conclusion sur la série des Argents	71
3.3	Bandes avec alignement de neutrons	72
3.3.1	Alignement de neutrons ($\nu h_{11/2}$) ²	72
3.3.2	Brisure d'une paire de neutrons : $\nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}/d_{5/2})$	74
4	Comparaison expérience – théorie	77
4.1	ASYRMO : rotor + qp	78
4.1.1	Ingrédients du modèle	78
4.1.2	Résultats : généralités	85
4.1.3	Résultats : description de quelques bandes de rotation	85
4.1.4	Conclusion	91
4.2	Hartree-Fock-Bogoliubov + “blocking”	93
4.2.1	Méthode de calcul	93
4.2.2	Série isotopique de Technétium	94
4.2.3	Série isotopique de Rhodium	99
4.2.4	Série isotopique d'Argent	101
4.2.5	Conclusion	103
5	Conclusion et perspectives	105
A	Bandes rotationnelles	109
A.1	Cas d'un noyau pair-pair	110
A.2	Cas d'un noyau impair	110
A.3	Bande fortement couplée	111
A.4	Bande découplée	111
A.5	Entre couplage fort et découplage	112
A.6	Bande K=1/2	112
B	“Backbending”	115
B.1	Brisure d'une paire de nucléons	115
B.2	Gain en alignement	115
C	Paramètres de forme	117
D	Modèle de Nilsson	119
D.1	Modèle à particules indépendantes	119
D.2	Oscillateur Harmonique	119
D.2.1	Paramétrisation générale	119
D.2.2	Condition de volume	120
D.3	Oscillateur harmonique modifié	120

Chapitre 1

Introduction

A la fin des années 30, la physique nucléaire avait établi la formule de masse de Bethe et Weizsäcker (1935) et conçu le concept de la goutte liquide modélisant un noyau comme une sphère. En 1939, la fission des uranides est découverte. Mais le modèle de la goutte liquide ne décrit que partiellement le phénomène. Si une gouttelette de mercure fissionne lorsque la charge qu'on lui transmet atteint une valeur critique, c'est immédiatement et à tous les coups. De plus ce processus donne deux gouttelettes égales. Dans ce modèle l'Uranium ne devrait pas fissionner, sa charge est inférieure à la valeur critique calculée. Et pourtant, il fissionne, en donnant, en plus, des fragments de masse inégale. La raison de cet échec du modèle de la goutte liquide est de taille, il ne tient pas compte des effets quantiques que ce désaccord aurait pu permettre d'établir...

Dix ans plus tard, avec la connaissance de nombreux états excités des noyaux, le modèle en couches, quantique, voit le jour (M. Mayer 1949), la déformation des noyaux (Rainwater 1950, N. Bohr 1951), et la dynamique (hamiltonien de Bohr 1952) sont modélisées. Les effets quantiques permettent à des nucléons en nombres dits magiques de stabiliser certains noyaux sphériques, déforment certains autres, et jouent un rôle déterminant dans la fission.

Aujourd'hui la fission est à nouveau un sujet de premier plan. Elle permet d'étudier des effets quantiques, de créer, comme nous le verrons, des noyaux peu étudiés, de concevoir les accélérateurs du futur... Elle est la base de très nombreuses expériences utilisant les plus puissants des récents détecteurs.

Nous allons nous intéresser aux noyaux riches en neutrons de la région de masse $A \sim 100$ qui ne sont accessibles à haut spin que depuis peu grâce à la fission induite par ions lourds, associé aux nouveaux moyens de détection γ tel que le multi-détecteur Euroball.

Les noyaux de la région de masse $A = 100$ riches en neutron sont situés au-delà de $N = 50$ et en dessus des isotopes de d'Étain ($Z=50$). Les isotopes de Zirconium ont 40 protons, correspondant à un nombre semi-magique et présentent une transition de forme brutale. Les isotopes ayant au plus 58 neutrons (^{98}Zr) ont un premier état 2^+ (Cf figure 1.1) à une grande énergie d'excitation ($> 900 \text{ keV}$) qui laisse supposer que ces noyaux sont sphériques ou quasi-sphériques. Par contre les isotopes ayant au moins 60 neutrons ont un premier état excité 2^+ situé autour de 200 keV correspondant à un état rotationnel d'un noyau très déformé. La transition de forme survient donc brutalement (pour une différence d'une paire de neutrons) entre ^{98}Zr , qui est sphérique, et ^{100}Zr , qui est, lui, très déformé.

Dans les séries isotopiques de Molybdène, Ruthénium et Palladium, on retrouve la transition de forme, de sphérique à déformé, quand le nombre de neutrons augmente, de $N = 50$ à $N = 60$, avec l'énergie de l'état 2^+ (Cf figure 1.1) qui passe de $\sim 1 \text{ MeV}$ à quelques centaines de keV . Mais dans ces séries isotopiques la transition de forme se fait de façon "douce" et continue.

Quand on regarde le rapport entre l'énergie de l'état 4^+ et l'état 2^+ de ces noyaux (voir figure 1.2), on remarque que pour les noyaux ayant moins de 60 neutrons la valeur de ce rapport est proche de 2 ce qui correspond à une excitation collective de type vibrationnel, alors que pour les noyaux plus lourds ($N \geq 60$) cette valeur augmente et

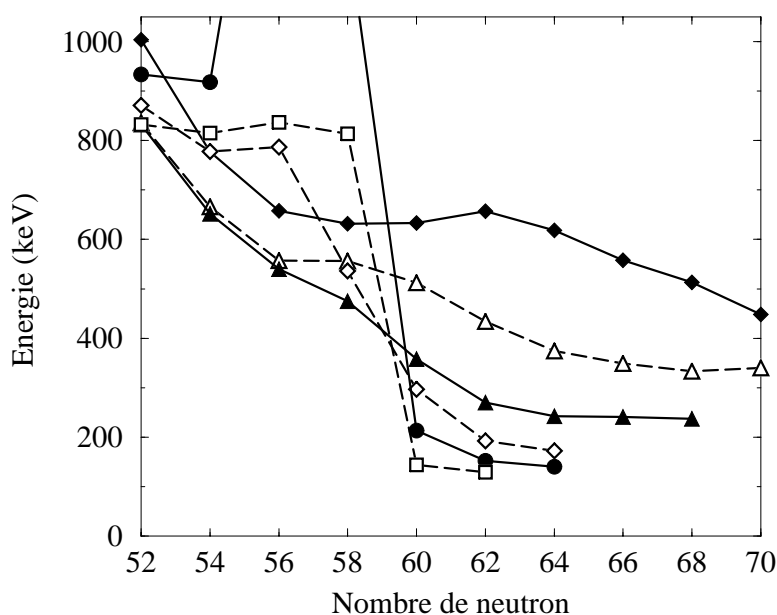


FIG. 1.1 – Evolution des énergies de l'état 2^+ pour les séries isotopiques de Strontium \square , Zirconium \bullet , Molybdène \diamond , Ruthénium \blacktriangle , Palladium \triangle et Cadmium \blacklozenge .

pour les isotopes de Strontium et Zirconium, elle atteint presque 3,33 qui correspond à un rotor rigide axial. Pour les isotopes de Palladium et Cadmium la valeur du rapport est de l'ordre de 2,5. Cette valeur correspond, dans le cadre du modèle de Wilets et Jean [Wil56], à la rotation d'un noyau mou en γ , c'est à dire un noyau pour lequel peu d'énergie potentielle sépare la déformation prolate de la déformation oblate. De plus, l'existence d'un second état 2^+ à basse énergie, dans les isotopes de Molybdène ($Z = 42$), de Ruthénium ($Z = 44$) et de Palladium ($Z = 46$) déformés, indique que ces noyaux ont une forme triaxiale.

L'étude à haut spin des noyaux pair-pairs a permis de mettre en évidence différentes orbitales neutrons se trouvant proches du niveau de Fermi dans cette région de masse, au travers de l'observation de "backbending" dû aux neutrons et de bandes d'excitation collective construites sur des états à deux quasi-particules, provenant de la brisure d'une paire de neutrons. Par contre, nous n'avons que très peu d'informations sur les orbitales de proton qui sont mises en jeu dans cette région de masse. L'étude des noyaux impairs en protons est un bon moyen d'accéder à ces orbitales ainsi qu'à leurs caractéristiques. Comme nous le verrons, le comportement des bandes de rotation des noyaux impairs déformés permet d'identifier l'orbitale occupée par le nucléon célibataire. Nous allons donc nous intéresser aux noyaux déformés de trois séries isotopiques ayant un nombre impair de protons : Technétium ($Z = 43$), Rhodium ($Z = 45$), Argent ($Z = 47$).

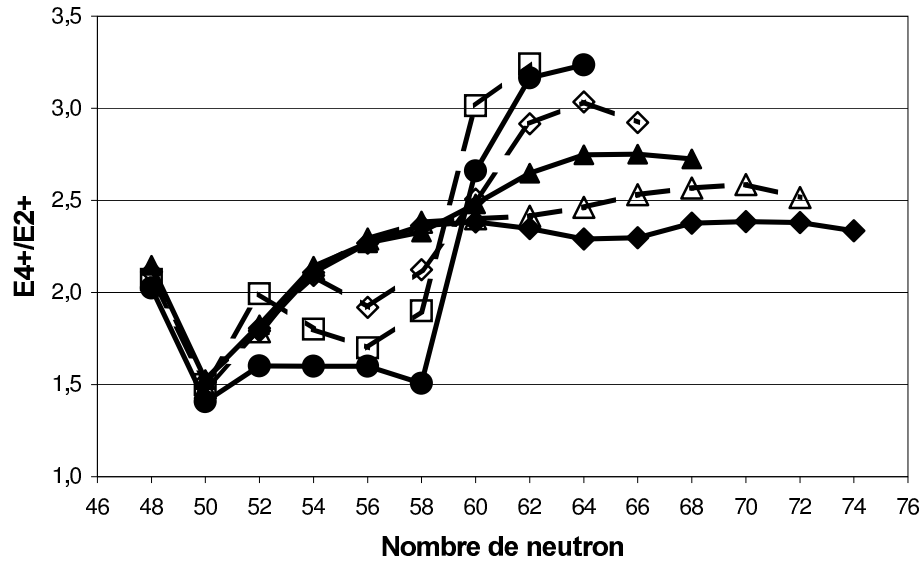


FIG. 1.2 – Evolution des rapports d’énergies E_{4^+}/E_{2^+} pour les séries isotopiques de Strontium □, Zirconium ●, Molybdène ◇, Ruthénium ▲, Palladium △ et Cadmium ◆

Nous commencerons, dans le second chapitre, par décrire les caractéristiques du système de détection que nous avons utilisé, Euroball. Puis nous présenterons le mode de production, la fission induite par ions lourds, qui nous a permis de peupler à haut moment angulaire des noyaux riches en neutrons de la région de masse $A \sim 100$. Nous verrons quels sont les types d’analyse spécifiques aux fragments de fission et quels noyaux ont été produits dans nos expériences.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons nos résultats de spectroscopie γ dans les séries isotopiques de Technétium et d’Argent et tout particulièrement dans ^{103}Tc et $^{111,113,115}\text{Ag}$. Nous ferons une interprétation des diverses bandes d’excitation que nous avons observées et nous en discuterons les implications pour la compréhension globale de ces deux séries isotopiques.

Dans le chapitre 4, nous comparerons nos résultats expérimentaux avec ceux de deux modèles. Le premier, le modèle du rotor plus une quasi-particule est un modèle macroscopique qui nous permettra de préciser nos interprétations des bandes de rotation observées. Le second est un modèle microscopique auto-cohérent sans paramètres ajustables. Il est basé sur la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov avec “blocking” et utilise la force effective de Gogny, DS1.

En conclusion, nous aborderons les perspectives à ce travail tant expérimentales que sur le plan théorique.

Chapitre 2

Expériences et Analyse

2.1 Multi-détecteur γ : Euroball

2.1.1 Détection des γ

Pour mesurer l'énergie d'un photon γ , on utilise les propriétés des interactions rayonnement – matière, afin de convertir l'énergie du photon γ en un signal électrique proportionnel à celle-ci et exploitable par un système d'acquisition adapté (cf paragraphe 2.1.4). Aux énergies rencontrées en physique nucléaire (de quelques dizaines de keV à quelques MeV) l'interaction rayonnement-matière est dominée par trois phénomènes [Leo93] : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires.

Par effet photoélectrique, ou photoabsorption, le photon cède toute son énergie à un électron sous forme d'énergie cinétique. Ensuite cet électron se ralentit dans la matière en créant un nombre de paires électron – trou proportionnel à son énergie. C'est le "comptage" de ces paires qui permet de mesurer l'énergie du photon. Ce comptage se fait de différentes façons (scintillation + photo-multiplicateur, collection de charges...) suivant le type de matériau (scintillateur, semi-conducteur...). L'effet photoélectrique est le processus dominant à basse énergie (jusqu'à quelques centaines de keV, voir figure 2.1).

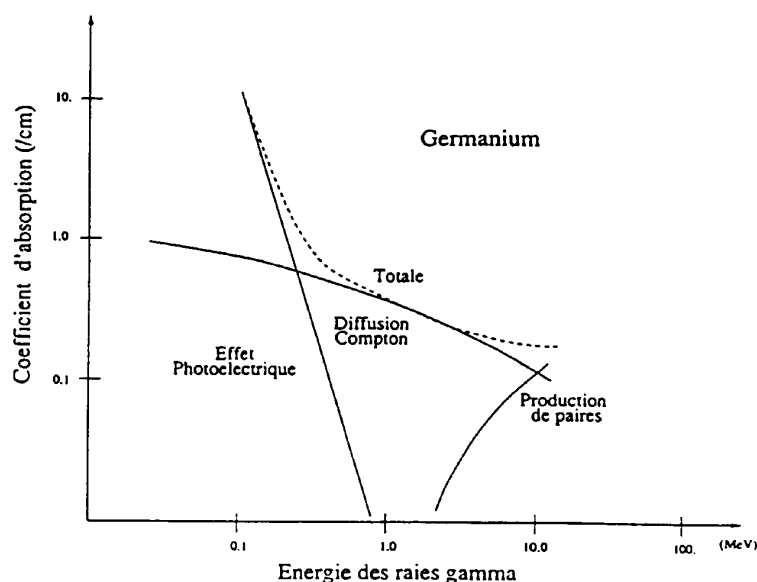


FIG. 2.1 – Coefficient d'absorption d'un photon dans le germanium en fonction de l'énergie du rayonnement γ pour les différents types d'interaction : effet photoélectrique, diffusion Compton et création de paires.

Dans l'effet Compton, le photon ne cède qu'une partie de son énergie à l'électron et l'énergie restante est emportée par un photon diffusé d'énergie E' :

$$E' = \frac{E}{(1 - \cos \theta) \frac{E}{m_e c^2} + 1}$$

où E est l'énergie du photon incident et θ l'angle entre ces deux photons.

Si on veut obtenir la mesure exacte de l'énergie du photon incident, il faudra détecter le photon diffusé et sommer l'énergie de celui-ci avec celle transmise à l'électron lors de l'effet Compton. Il y a plusieurs cas de figures :

- Soit le photon diffusé est détecté dans le détecteur où a eu lieu l'effet Compton, alors la réponse de ce détecteur sera la somme l'énergie transmise à l'électron et de l'énergie du photon diffusé, ce qui donne l'énergie exacte du photon incident.
- Soit le photon diffusé s'échappe du détecteur, la mesure effectuée ne tiendra compte que de l'énergie transmise à l'électron. La mesure de l'énergie du photon incident sera fautive et contribuera au bruit de fond. Ce cas de figure est prédominant pour des photons incidents de quelques centaines de keV et plus.

C'est pour remédier à la dégradation de la mesure causée par l'effet Compton qu'ont été développées les ceintures anti-compton et les détecteurs composites. Ainsi le photon diffusé s'échappant du détecteur peut être détecté par un détecteur de la ceinture anti-compton (figure 2.2) ou par un autre module de détection dans le cas d'un détecteur composite (figure 2.2 b) et c)). Dans le premier cas, la mesure, incomplète, de l'énergie n'est pas prise en compte, dans le second cas la mesure est complète et est donc conservée.

Le troisième phénomène, la création de paires, ne peut avoir lieu qu'avec des photons d'énergie supérieure à 1022 keV (deux fois la masse de l'électron). Dans ce cas le photon se matérialise en une paire électron – positron, qui ont chacun une masse égale à 511 keV. Le positron va s'annihiler avec un électron du matériau pour donner deux photons de 511 keV dans le centre de masse de l'annihilation. Il faudra donc pouvoir détecter les deux photons issus de l'annihilation dans le détecteur où a eu lieu la création de la paire électron – positron, pour avoir une mesure exacte de l'énergie du photon incident.

Pour pouvoir faire de la spectroscopie fine, les détecteurs utilisés doivent avoir certaines qualités : une bonne résolution en énergie et une grande efficacité de détection.

- La résolution en énergie est la largeur à mi-hauteur d'une raie γ d'énergie donnée. Elle exprime aussi la limite pour laquelle les énergies de deux raies γ voisines ne peuvent être distinguées l'une de l'autre.
- L'efficacité de détection exprime la capacité d'un détecteur à détecter un γ . En effet, un γ peut traverser le détecteur sans interagir avec celui-ci. L'efficacité de détection, ϵ , est définie par :

$$\epsilon = \frac{N_d}{N_e}$$

Où N_d est le nombre de γ d'une énergie donnée (car l'efficacité de détection varie avec l'énergie du γ considéré) qui ont été détectés avec la bonne énergie, et N_e est le nombre de γ (de même énergie) émis dans tout l'espace par une source ponctuelle et isotrope. L'efficacité de détection est aussi exprimée comme un pourcentage de l'efficacité de détection, ϵ_{NaI} , d'un détecteur scintillateur NaI

(iodure de sodium) de diamètre 7,6 cm et de longueur 7,6 cm placé à 20 cm d'une source de ^{60}Co pour des γ de 1,3 MeV.

$$\epsilon_{ref} = \frac{\epsilon}{\epsilon_{NaI}}$$

Le choix des matériaux est guidé par l'optimisation de :

- la résolution en énergie pour pouvoir faire de la spectroscopie fine. Cela passe par l'utilisation d'un matériau semi-conducteur dont la création de paires électron – trou demande peu d'énergie.
- la section efficace de photoabsorption et donc de l'efficacité de détection. Cela passe par le choix d'un matériau à Z élevé, en effet la section efficace de photoabsorption est proportionnelle à Z élevé à la puissance 4 ou 5 suivant l'énergie du photon.

Le matériau choisi pour le multi-détecteur Euroball, est le cristal de germanium (Ge; $Z=32$) hyper-pur qui est un semi-conducteur à basse température et ayant une énergie de création de paires électron – trou de quelque eV seulement, ce qui permet une très bonne résolution en énergie. Le détecteur germanium se présente sous la forme d'une diode de gros volume avec une tension de polarisation de quelques milliers de volts pour avoir une zone déplétée (zone sensible de la diode) suffisamment épaisse pour détecter des γ de quelques MeV qui ont un libre parcours moyen de plusieurs centimètres dans le germanium.

Chaque détecteur Ge de Euroball est entouré de détecteurs BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, germanate de bismuth) qui forment une ceinture anti-compton (figure 2.2). Ils servent à détecter les photons diffusés hors du cristal de germanium. Ces détecteurs sont des scintillateurs à très grande efficacité de détection mais à résolution en énergie faible ($\sim 5\%$). Ils sont utilisés comme veto, c'est à dire que si un signal est détecté à la fois dans un détecteur germanium et dans un BGO de sa ceinture anti-compton, on ne prend pas en compte la mesure de l'énergie déposée dans le germanium car celle-ci est incomplète.

2.1.2 Caractéristiques

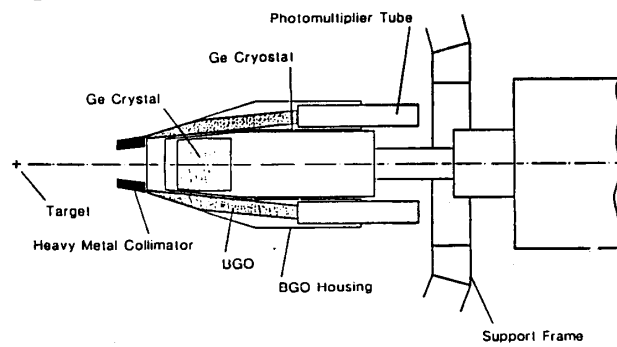
Les principales caractéristiques d'un multi-détecteur γ , dédié à la détection de cascades de γ (de 10 à 40 γ suivant le phénomène de physique nucléaire observé), sont :

- une grande couverture angulaire,
- une grande granularité, pour éviter l'empilement (détection de deux γ dans un même détecteur, car dans ce cas on mesure la somme de leurs énergies ce qui contribue au bruit de fond),
- une grande efficacité de détection,
- une grande résolution en énergie.

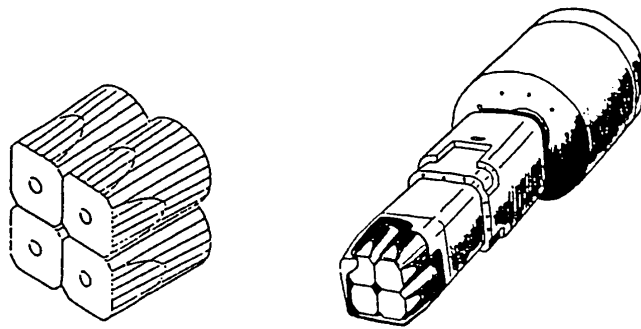
Un des multi-détecteurs γ les plus récents, Euroball III (figure 2.3) est composé d'un ensemble de détecteurs Ge :

- 30 détecteurs Tronconiques répartis à l'avant du détecteur par rapport à la direction du faisceau en trois couronnes concentriques (5 détecteurs à 18° , 10 détecteurs

a) Tronconique



b) Clover



c) Cluster

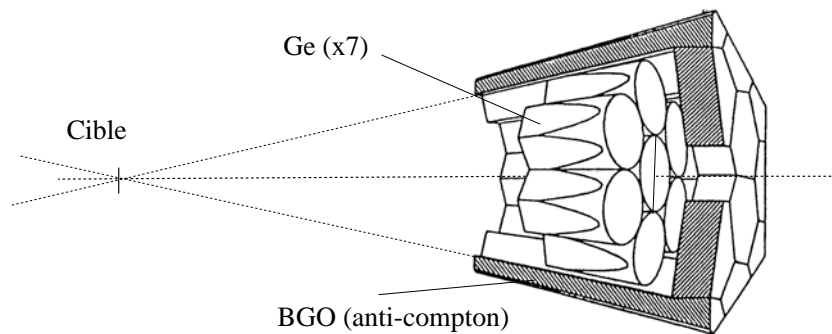


FIG. 2.2 – Détecteurs d'Euroball III : Tronconique, Clover et Cluster

TAB. 2.1 – Caractéristiques des détecteurs Ge d'Euroball III.

	Tronconique	Clover	Cluster
Nb de pétales	1	4	7
Dimension d'un pétale	7 cm \times 7 cm	5 cm \times 7 cm	7 cm \times 7,8 cm
Efficacité d'un pétale	70%	20%	60%
Efficacité du détecteur	70%	123%	595%
Distance à la cible	37,5 cm	26,9 cm	44,5 cm

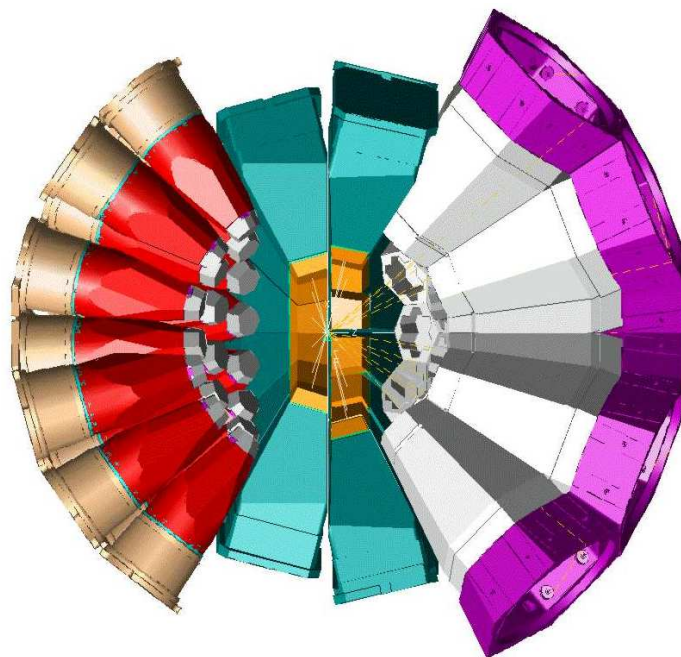


FIG. 2.3 – Coupe schématique d'Euroball III. Le faisceau va de la droite vers la gauche. Les détecteurs Tronconiques sont à l'avant du détecteur (à gauche sur la figure), les détecteurs "Clover" à 90° (au centre) et les détecteurs "Cluster" à l'arrière (à droite).

à 35° , 15 détecteurs à 52°).

- 26 détecteurs composites Clover (quatre cristaux de germanium) placés en deux couronnes de part et d'autre de 90° par rapport à l'axe du faisceau (à 77° et à 103°).
- 15 détecteurs composites Cluster (sept cristaux de germanium) répartis à l'arrière du détecteur par rapport à la direction du faisceau en trois couronnes (5 détecteurs à 130° , 5 détecteurs à 137° , 5 détecteurs à 157°).

Les détecteurs sont focalisés, grâce à des collimateurs, au centre de la chambre à réaction où se trouve la cible. Cela forme un ensemble de 239 cristaux de germanium ou détecteurs individuels avec une efficacité de détection $\sim 10\%$ pour un γ de 1 MeV.

Une partie des détecteurs d'Euroball III sont des détecteurs composites (Clover, Cluster). Ces détecteurs sont formés de plusieurs cristaux de germanium, appelés pétales. Ils permettent d'avoir un volume de détection plus grand en sommant l'énergie déposée dans chaque pétale et ainsi augmenter l'efficacité de détection (voir tableau 2.1). Cette sommation donnera une mesure correcte de l'énergie du photon incident si il y a eu une diffusion Compton d'un pétale vers un autre, mais contribuera au bruit de fond si plusieurs photons incidents ont été détectés dans différents pétales du détecteur (effet d'empilement).

2.1.3 Efficacité relative de détection mesurée

On a vu paragraphe 2.1.1 que l'efficacité de détection dépendait de l'énergie du photon incident. L'efficacité relative est la variation de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie du photon détecté, elle est exprimée en unité arbitraire. Elle est utilisée pour mesurer l'intensité (relative) des raies γ observées.

Il existe une relation simple entre le nombre, N_d , de γ détectés pour une raie γ d'énergie E_γ , l'intensité relative de cette raie, I_r , et ϵ_r l'efficacité relative de détection à l'énergie E_γ :

$$\epsilon_r = \frac{N_d}{I_r}$$

A l'aide de sources radioactives (^{133}Ba , ^{56}Co , ^{152}Eu) dont les intensités relatives des raies γ sont bien connues [Fir96], on mesure l'efficacité relative pour différentes énergies. Après une normalisation pour chacune des sources on a obtenu la courbe d'efficacité présentée figure 2.4. Cette courbe sera utilisée par la suite pour mesurer les intensités relatives des raies γ observées pendant l'expérience.

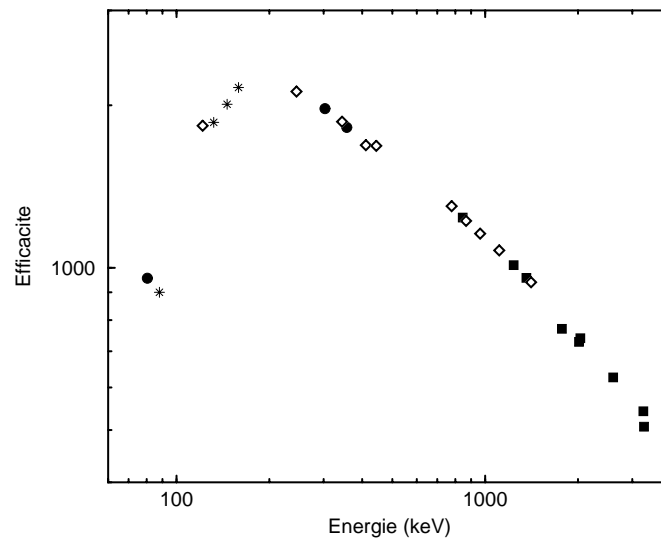


FIG. 2.4 – Courbe d'efficacité relative d'Euroball III (Juin 1998) mesurée avec des sources de ^{133}Ba (●), ^{56}Co (■) et ^{152}Eu (◇) et en faisceau (*).

Il est nécessaire de remesurer l'efficacité relative à basse énergie (moins d'un d'une centaine de keV) dans les conditions d'expérience car celle-ci est dépendante des conditions de déclenchement qui ne sont pas les mêmes en source (un détecteur touché) et en faisceau (quatre détecteurs touchés lors de notre expérience). Lors de l'expérience que nous avons faite auprès d'Euroball III (voir figure 2.4) il n'y a pas de grande différence entre l'efficacité en source et en faisceau car les seuils en énergie étaient très hauts.

2.1.4 Système d'acquisition

Comme on vient de le voir, Euroball III comprend un ensemble de 239 cristaux de Ge (plus une ceinture de plusieurs BGO associée à chacun des 71 détecteurs). Chaque cristal de Ge (et de BGO) délivre un signal analogique (proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal, voir paragraphe 2.1.1) qu'il faut mesurer puis enregistrer. Cette tâche est dévolue au système d'acquisition.

On veut étudier de grandes cascades de γ , ceux-ci sont émis dans un laps de temps de quelque dizaines de ns. Afin de sélectionner ces cascades le système d'acquisition ne déclenche la mesure des signaux des Ge, que si un minimum de détecteurs sont touchés¹ dans un intervalle de temps de l'ordre de 200 ns. On appelle multiplicité prompte (ou fold prompt) le nombre de détecteurs qui ont permis de déclencher le système d'acquisition.

Le système d'acquisition prendra alors en compte l'ensemble des pétales touchés dans l'intervalle prompt mais aussi ceux touchés (par des γ retardés) dans un intervalle allant de 200 ns à 2 μ s (la durée est choisie par les physiciens) qui suivent le déclenchement du système d'acquisition. Cet ensemble de pétales touchés forme un événement où les γ détectés sont dits en coïncidence.

Pour chaque pétale sélectionné, le système d'acquisition encode (conversion du signal analogique, après une mise en forme, en une valeur numérique) le signal énergie sur deux échelles, l'une allant de 0 à 4 MeV (nommé énergie 4MeV) et l'autre allant de 0 à 20 MeV (nommé énergie 20MeV). De même, le temps entre l'instant où le cristal est touché et celui du déclenchement du système d'acquisition est encodé (information TAC). Cette mesure de temps permet de différencier les γ prompts des γ retardés.

Lors de nos expériences nous avons fonctionné en mode "réjection Compton". Alors le système d'acquisition n'a pas mesuré (ni enregistré) les signaux provenant d'un pétale touché d'un détecteur dont un BGO de la ceinture anti-Compton a été touché en coïncidence.

L'ensemble des informations (4MeV, 20MeV et TAC) de chaque pétale sélectionné dans un événement accepté est enregistré sur bandes magnétiques (schématisé figure 2.5). Ces informations seront ensuite traitées hors-faisceau à l'aide de programmes d'analyse.

¹Un détecteur est touché quand la hauteur du signal électrique dépasse un seuil électronique défini par les physiciens. Ce seuil correspondant à une énergie minimale détectée.

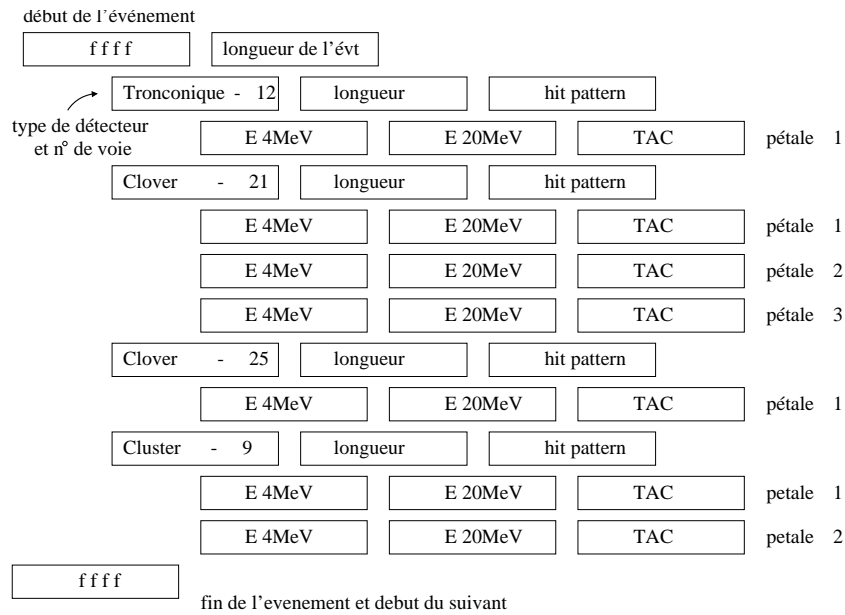


FIG. 2.5 – schématisation d’un événement enregistré sur bande au format Euroball III. Chaque rectangle représente un mot de 16 bits. Le “hit pattern” permet de savoir quels pétales sont présents.

2.1.5 Programmes d’analyse

Les informations énergie (4MeV et 20MeV) enregistrées sur bande magnétique ne sont ni étalonnées ni alignées, de plus la correction des gains en énergie qu’il faut appliquer à chaque voie électronique est susceptible de varier au cours d’une expérience qui dure généralement plusieurs jours.

GAIMATCH [Delxx] est un programme en C, pour lequel j’ai participé à la mise au point, qui, à partir de spectres individuels des détecteurs germanium, permet de déterminer avec une grande précision les coefficients de calibration et de l’alignement en gain de ces détecteurs, mais aussi de vérifier la stabilité de ces coefficients sur l’ensemble de la durée d’une expérience et ce de façon semi-automatique. GAIMATCH possède aussi une base de données regroupant les transitions γ des sources radioactives couramment utilisées, permettant un étalonnage en énergie des détecteurs.

Pour chaque spectre, le programme calcule plusieurs ajustements en gain utilisant des polynômes d’ordre 1 à 10, le meilleur d’entre eux étant celui qui minimise le χ^2 . Dans la quasi-totalité des cas, le polynôme d’ordre 1 donne le meilleur alignement, ce qui montre que la réponse d’un détecteur et de son électronique est bien linéaire².

La suite de l’analyse consiste à trier les événements enregistrés sur bande, afin de sélectionner ceux qui correspondent à une cascade de γ détectés en coïncidence.

FANTASTIC [Del95] est un programme qui permet de construire, à partir des

²Pour quelques cas, on n’obtient pas de d’ajustement satisfaisant, quelque soit l’ordre du polynôme, ce qui est du à un défaut de certains codeurs [Kar00].

données enregistrées sur bandes magnétiques, des spectres (histogrammes à une dimension) et des matrices (histogrammes à deux dimensions) avec la possibilité d'imposer différents jeux de conditions (conditions sur les énergies, le nombre de γ mesurés, le temps de réponse des détecteurs...) pour sélectionner les événements correspondant à différents aspects de la physique étudiée, et cela tout en préservant les intensités relatives des raies γ et leurs énergies.

La spectroscopie des fragments de fission nécessitant une grande résolution en énergie, FANTASTIC est capable de gérer des matrices de 8192×8192 canaux soit sur une gamme de 4 MeV , une largeur de canaux de $0,5 \text{ keV}$, identique à celle de l'électronique d'acquisition.

FANTASTIC est un programme en C constitué de plusieurs modules, l'un d'eux est dédié à la lecture des données enregistrées sur bande, dont le format change avec les multi-détecteurs. Et j'ai écrit le module de lecture des données correspondant à Euroball III.

le Programme RADWARE [Rad95] permet la construction d'un cube (histogrammes à trois dimensions) non conditionné. L'utilisation du cube permet un dépouillement rapide (création de spectres doublement conditionné) mais avec une faible résolution en énergie.

2.2 Expériences de fission induite

Pour produire des noyaux riches en neutrons à haut spin, afin d'étudier leur structure, nous avons utilisé des réactions de fission induite par ions lourds.

2.2.1 Scénario

Dans les réactions de fission induite par ions lourds (ou réaction de fusion – fission), la fusion complète d'un noyau cible et du projectile conduit à la formation du noyau composé. Pour que la fusion ait lieu, il faut que le projectile et la cible entrent en contact, ceci n'est possible que si le projectile a une énergie cinétique (que l'on nommera, par la suite, énergie de faisceau) suffisante pour vaincre la barrière Coulombienne¹.

Le noyau composé lors de la fusion a une grande énergie d'excitation et un haut moment angulaire. Afin de se débarrasser de cet excès d'énergie le noyau composé a deux modes principaux de désexcitation : évaporation de particules légères ou fission (voir figure 2.6).

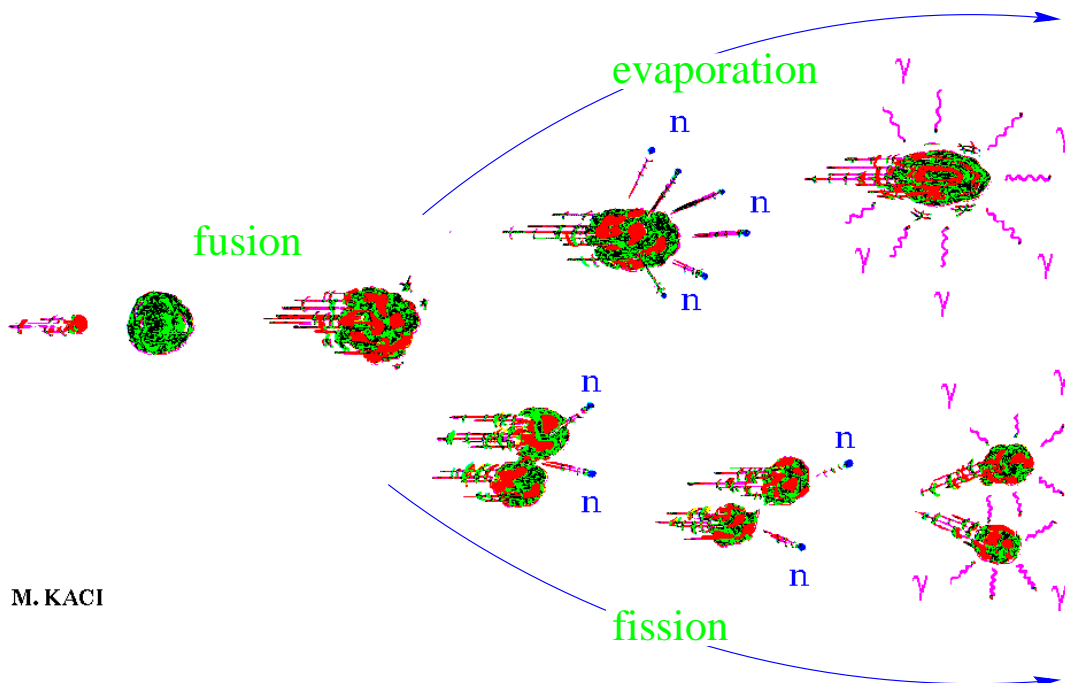


FIG. 2.6 – Réaction induite par ions lourds avec formation d'un noyau composé et ses deux voies de désexcitation : évaporation de particules légères et fission.

Nous nous intéressons à la voie de la fission. Celle-ci étant un processus lent devant l'émission d'une particule, le noyau composé émet quelques particules légères avant de fissionner (particules de pré-fission). La fission engendre deux fragments primaires

¹L'énergie de la barrière Coulombienne correspond à l'énergie de répulsion Coulombienne entre le noyau cible et le noyau projectile, quand ils sont en contact

qui eux aussi ont une grande énergie d'excitation et un haut moment angulaire. Ces fragments vont alors émettre quelques particules légères (particules de post-fission), pour donner les fragments secondaires qui se désexciteront par l'émission de cascades de γ . Ce sont ces cascades de γ que nous détecterons en coïncidence grâce à un multi-détecteur γ .

Les premiers γ émis par les fragments sont dits "statistiques" et correspondent à la désexcitation de l'état dans lequel est produit le fragment secondaire, vers un état proche de la ligne Yrast². Puis le noyau émet des γ dits "discrets" qui lui permettent de parvenir à son état fondamental en passant par une série d'états plus ou moins Yrast².

Nous ferons donc la spectroscopie des γ discrets (les γ statistiques contribuant au bruit de fond) afin de déterminer le schéma de niveaux de ces fragments secondaires.

2.2.2 Quelques caractéristiques

a) Caractéristiques de la fission symétrique

Probabilité de fissionner : Comme on vient de le voir, le noyau composé a deux voies de désexcitation : l'évaporation de particules légères ou la fission. La probabilité de fissionner est fonction de l'énergie d'excitation et du moment angulaire du noyau composé, comme cela est illustré sur la figure 2.7.

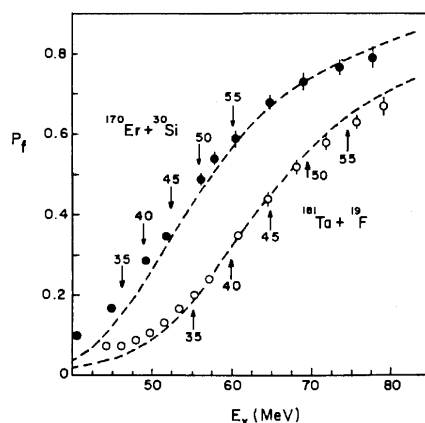


FIG. 2.7 – Probabilité de fissionner en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour deux réactions différentes : $^{170}\text{Er} + ^{30}\text{Si}$, ●, et $^{181}\text{Ta} + ^{19}\text{F}$, ○, donnant le même noyau composé, ^{200}Pb . Les flèches indiquent le moment angulaire maximum (calculé à l'aide du code MBII dans le cadre d'un modèle statistique) transmis au noyau composé pour différentes énergies de faisceaux [Lei82].

Sur ce graphique, la probabilité de fission du noyau composé est tracée en fonction de l'énergie d'excitation de ce dernier, et cela pour deux réactions différentes qui forment le même noyau composé, ^{200}Pb . On remarquera que la probabilité de fission

²Les états Yrasts sont les états de plus basse énergie d'excitation pour un spin donné. Et la ligne Yrast est la ligne reliant ces états dans une représentation de ceux-ci dans le plan, énergie d'excitation en fonction du spin.

augmente très rapidement avec l'énergie d'excitation dans les deux cas. Le paramètre d'asymétrie³ de ces deux réactions étant différent, pour une énergie de faisceau égale, l'apport de moment angulaire (le moment angulaire maximum calculé, l_{max} , est indiqué, sur la figure 2.7, par des flèches pour les deux réactions) est différent dans les deux réactions. Et on notera que les probabilités de fission sont proches pour des moments angulaires égaux.

De plus, la probabilité de fissionner est différente suivant le noyaux composé. En effet, pour un même moment angulaire, plus le noyau a un paramètre de fissilité⁴ élevé plus sa probabilité de fissionner est grande.

Noyaux produits : Dans le cas de la fission induite, le noyau fissionnant a une grande énergie d'excitation, la répartition des nucléons dans les deux fragments se fait donc de manière statistique. En conséquence, la fission est symétrique et le rapport Z/A des fragments est identique à celui du noyau fissionnant. Sur la figure 2.8, est représentée la distribution en masse pour trois réactions différentes donnant des noyaux composés de masses voisines, avec des énergies d'excitation très différentes. On remarquera que la largeur à mi-hauteur, Γ_A , de ces distributions est d'autant plus grande que l'énergie d'excitation du noyau fissionnant, E_{nf}^* , est grande (voir tableau 2.2).

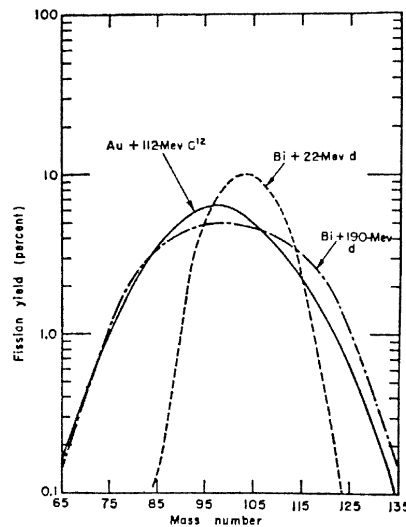


FIG. 2.8 – Distribution en masse des fragments pour trois réactions différentes [Sch89], dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2.

³Le paramètre d'asymétrie d'une réaction est défini par $\frac{A_c - A_p}{A_c + A_p}$ avec A_c la masse du noyau cible et A_p la masse du projectile.

⁴Le paramètre de fissilité est le rapport entre barrière Coulombienne et l'énergie de liaison du noyau, et il est proportionnel au rapport : $\frac{Z^2}{A}$.

TAB. 2.2 – Energie d’excitation du noyau fissionnant, E_{nf}^* et largeur à mi-hauteur de la distribution en masse des fragments, Γ_A , pour les trois réactions présentées figure 2.8.

Réaction	E_{nf}^*	Γ_A
Bi + d @ 22 MeV	~ 15 MeV	~ 23
Au + ^{12}C @ 112 MeV	~ 65 MeV	~ 34
Bi + d @ 190 MeV	~ 99 MeV	~ 47

Cinématique : Après la fission, les deux fragments se repoussent à cause de la répulsion coulombienne et une grande partie de l’énergie de la réaction est convertie en énergie cinétique. L’énergie cinétique moyenne, $\langle E_k \rangle$, transmis aux fragments lors de la fission du noyau composé est donnée par la relation de Viola [Vio85] :

$$\langle E_k \rangle = 0.1189(\pm 0.0011)Z^2/A^{\frac{1}{3}} + 7.3(\pm 1.5)\text{MeV} \quad (2.1)$$

Cette expression de l’énergie cinétique moyenne est linéaire en fonction du paramètre de Coulomb, $Z^2/A^{\frac{1}{3}}$, du noyau fissionnant. C’est ce qui est prédit par des modèles simples basés sur la répulsion coulombienne de deux ellipsoïdes chargés. Les paramètres de cette expression ont été évalués par une minimisation de χ^2 à partir de données expérimentales (voir figure 2.9.a).

D’autre part, cette énergie cinétique moyenne est très peu dépendante de l’énergie d’excitation du noyau fissionnant [Vio66]. Par contre, la largeur de la distribution de l’énergie cinétique totale dépend de l’énergie apportée dans le système, comme le montre la figure 2.9.b). Sur cette figure est tracée la distribution de l’énergie cinétique totale pour la réaction $^{182}\text{W} + ^{16}\text{O}$ à deux énergies de faisceau, E_L , différentes. La distribution pour $E_L = 165$ MeV est plus large que celle pour $E_L = 102$ MeV.

b) Caractéristiques de l’émission de particules légères

Lors de la fission induite par ions lourds, on distingue deux types d’émission de particules légères : les particules de pré-fission émises par le noyau composé et celles de post-fission émises par les fragments primaires. Dans tous les cas, ces particules légères sont principalement des neutrons.

Neutrons de pré-fission : La fission étant un processus lent par rapport à l’émission de particules légères, le nombre de neutrons de pré-fission émis augmente rapidement avec l’énergie d’excitation du noyau composé (voir figure 2.10). De plus, les neutrons emportent beaucoup d’énergie d’excitation (de l’ordre de 8 MeV d’énergie de liaison plus quelques MeV d’énergie cinétique). Aussi l’énergie du noyau fissionnant peut être très différente de celle du noyau composé.

Neutrons de post-fission : Le nombre de ces neutrons, émis par les fragments primaires, est à peu près constant par rapport à l’énergie d’excitation du noyau composé (voir figure 2.10).

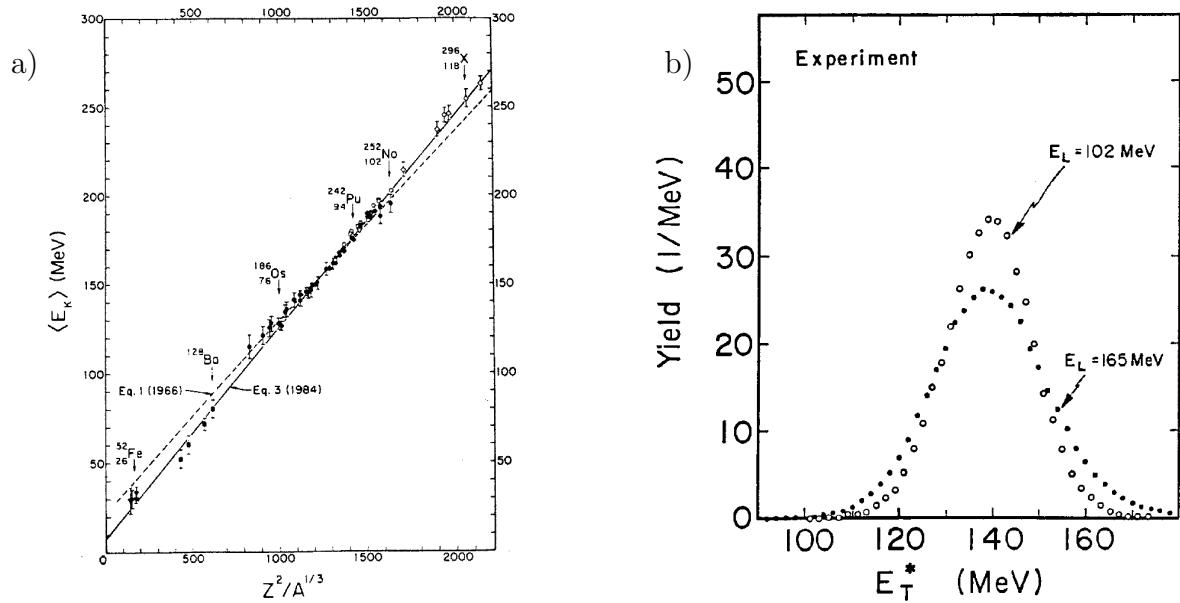


FIG. 2.9 – a) Energie cinétique totale moyenne des fragments en fonction du paramètre de Coulomb ($Z^2/A^{1/3}$) pour l'ensemble des mesures expérimentales qui ont servi à la détermination de la relation de Viola (équation 2.5) matérialisée par la ligne continue. b) Distribution de l'énergie cinétique totale des fragments dans la réaction $^{182}\text{W} + ^{16}\text{O}$ et pour deux énergies de faisceau, E_L , différentes [Pla66].

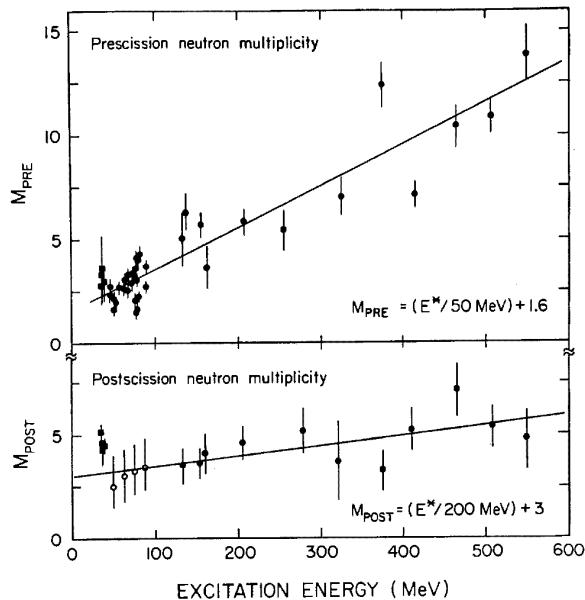


FIG. 2.10 – Nombre de neutrons de pré-fission, M_{PRE} , et de post-fission, M_{POST} , en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. Ces données correspondent à des noyaux composés appartenant à une large gamme de masse jusqu'à $A \sim 250$ [Sch89].

2.2.3 Réaction utilisée dans ce travail

a) Choix de la réaction

Le but de cette expérience était de faire la spectroscopie de noyaux riches en neutron appartenant à la région de masse $A \sim 100$. La fission induite par ions lourds est toute indiquée pour la production à haut spin de ces noyaux riches en neutrons. En effet grâce à la courbure de la vallée de stabilité, la fission d'un noyau composé "lourd" (même s'il est un peu déficient en neutrons) donne des fragments plutôt riches en neutrons (conservation du rapport Z/A du noyau fissionnant dans les fragment primaires), comme schématisé sur la figure 2.11.

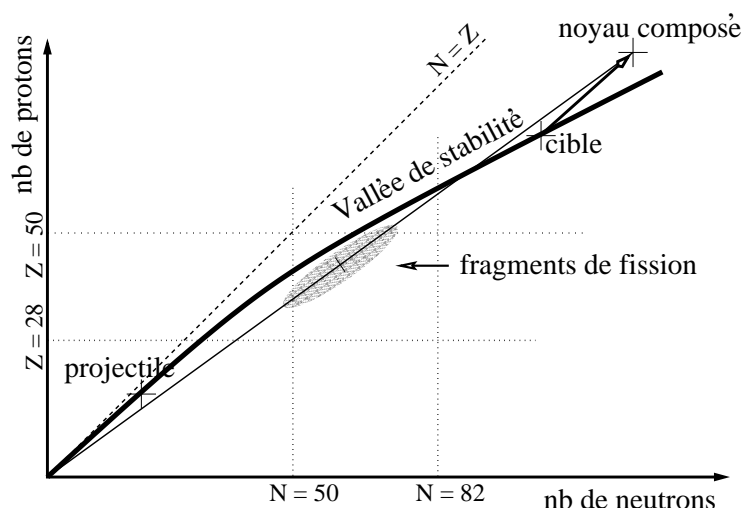


FIG. 2.11 – Sur cette carte des noyaux, le noyau composé (Z,N) est situé à gauche de la vallée de stabilité. Les fragments de la fission induite par ions lourds ($\sim Z/2$, $\sim N/2$) sont situés à droite de la vallée de stabilité.

De plus nous avons choisi une cible et un projectile les plus riches en neutrons possible et avons utilisé une énergie de faisceau pas trop grande afin de limiter l'évaporation de neutrons (tout en conservant une section efficace de fission acceptable), pour obtenir des fragments secondaires les plus riches en neutrons possible.

Dans la première expérience de fission induite par ions lourds réalisée par notre groupe ($^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$ @ 145 MeV [Por96]), le noyau composé avait une charge paire ; pour la seconde expérience, nous avons choisi une réaction donnant un noyau composé impair en proton dont le choix sera explicité dans le paragraphe 2.3.3.

Les caractéristiques de cette seconde expérience ($^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl}$ @ 170 MeV) sont données dans le tableau suivant et les chiffres donnés dans la suite de cette section concerneront cette réaction.

Cible : ^{176}Yb ($1,5\text{mg}/\text{cm}^2$)
 déposé sur un support d'Or ($15\text{mg}/\text{cm}^2$)
 Faisceau : ^{37}Cl @ 170 MeV
 Noyau composé : ^{213}Fr
 Energie d'excitation : $E_{NC}^* = 59\text{ MeV}$
 Moment angulaire maximum⁵ : $l_{max} = 33\hbar$

b) Section efficace

Sur la figure 2.12 est tracée la section efficace de fission en fonction de l'énergie du faisceau (calculé avec le code PACE⁶). Celle-ci est très faible pour une énergie de 160 MeV , énergie de la barrière coulombienne, puis croit rapidement. Pour l'énergie de faisceau que nous avons choisie ($E_f = 170\text{ MeV}$), on obtient une section efficace de fission de 176 mb .

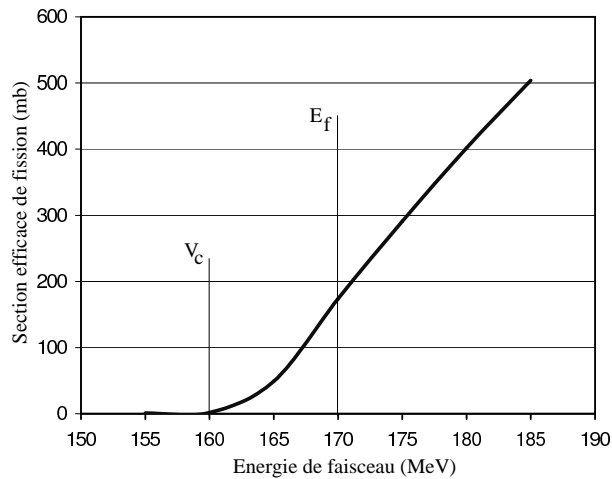


FIG. 2.12 – Section efficace de fission en fonction de l'énergie du faisceau pour la réaction $^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl}$ et calculée avec le code PACE. V_c est la hauteur de la barrière coulombienne pour cette réaction et E_f est l'énergie de faisceau que nous avons choisie.

On notera que les divers résidus d'évaporation (provenant de la désexcitation du noyau composé par évaporation de particules légères) ont des sections efficaces de production inférieures à 2 mb .

⁵Le moment angulaire maximum est ici calculé classiquement, il est aussi appelé moment angulaire de "grazing" ou d'effleurement.

⁶PACE est un code statistique qui permet de calculer, à partir du couple cible – projectile et de l'énergie de faisceau, les caractéristiques du noyau composé (énergie d'excitation, distribution de moment angulaire...) puis les probabilités de décroissance par évaporation de particules légères et par fission [Gav84].

c) Energie cinétique dans le référentiel du centre de masse

L'énergie cinétique moyenne transmise aux fragments est définie par la relation de Viola (eq. 2.5).

$$\text{soit : } \langle E_k \rangle = 151 \pm 2 \text{ MeV}$$

Dans le cas d'une fission symétrique, l'énergie cinétique dans le centre de masse est partagée de façon égale entre les deux fragments. On obtient donc l'énergie d'un fragment (de masse $A = 104$) et sa vitesse (exprimée par rapport à celle de la lumière) :

$$E_f \sim 75 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \beta_f = 4,0\%$$

d) Cinématique dans le référentiel du laboratoire

Dans le référentiel du laboratoire, il faut tenir compte de la vitesse de recul du noyau composé :

$$E_r \sim 30 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \beta_r = 1,7\%$$

Et la vitesse d'un fragment sera la somme de sa vitesse dans le référentiel du centre de masse et de celle de recul :

$$\vec{\beta}_{lab} = \vec{\beta}_f + \vec{\beta}_r$$

Donc la vitesse de fragment est comprise entre $\beta = 2,3\%$ (quand le fragment est émis vers l'arrière) et $\beta = 5,7\%$ (quand le fragment est émis vers l'avant). Ces vitesses engendreraient un effet Doppler important, nous avons donc choisi de déposer notre cible d' ^{176}Yb sur un support d'Or afin que celui-ci stoppe les fragments. Les fragments mettant un temps de l'ordre de 1 ps pour s'arrêter dans le support d'Or, les premières transitions γ seront affectées par l'effet Doppler, par contre les suivantes seront émises à l'arrêt.

e) Support d'Or

Épaisseur :

Pour pouvoir arrêter un fragment émis dans l'axe du faisceau ($\beta = 5,7\%$) il faut une épaisseur d'Or :

$$e = 15 \text{ mg/cm}^2 \quad [\text{Nor70}]$$

De plus, comme le support est situé sur le dos de la cible, et que les fragments peuvent aussi bien être émis vers l'avant que vers l'arrière ils ne seront pas tous arrêtés par le support.

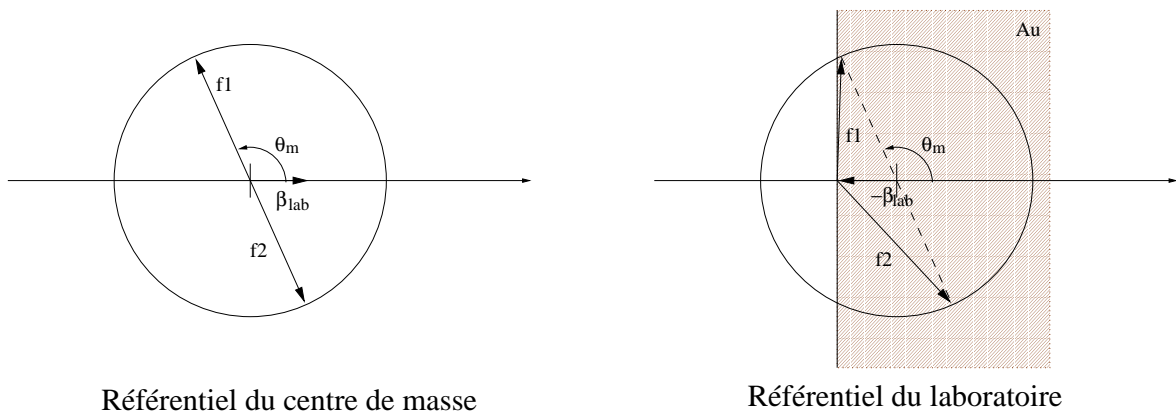


FIG. 2.13 – Cinématique des fragments dans le référentiel du centre de masse et dans le référentiel du laboratoire. Dans le référentiel du laboratoire le support d'Or est représenté en grisé.

Probabilité qu'un fragment soit stoppé dans l'Or :

Pour qu'un fragment soit arrêté dans le support d'Or il faut que celui-ci soit émis vers l'avant dans le référentiel du laboratoire (voir figure 2.13). Dans ce référentiel, la vitesse du fragment est la somme de celle dans le référentiel du centre de masse, β_f , et de la vitesse de recul du noyau composé, β_r . A un angle d'émission de 90° par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire correspond donc un angle θ_m dans le référentiel du centre de masse :

$$\cos \theta_m = \frac{-\beta_r}{\beta_f} = 115^\circ$$

Les fragments émis entre 0° et θ_m pourront être arrêtés dans le support d'Or. En prenant une émission isotrope des fragments, on obtient pour probabilité, P_1 , qu'un fragment soit arrêté dans le support d'Or :

$$P_1 = \int_{\theta=0}^{\theta_m} \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{1}{4\pi} \sin \theta d\theta d\phi$$

$$P_1 = 1/2[\cos 0 - \cos \theta_m]$$

$$\text{Soit : } P_1 = 71\%$$

Probabilité que les deux fragments soient stoppés dans l'Or :

Pour que les deux fragments soient arrêtés en même temps dans le support d'Or, il faut que les deux fragments, f_1 et f_2 , soient émis vers l'avant dans le référentiel du laboratoire (voir figure 2.13). Dans le référentiel du centre de masse (où les deux fragments sont émis dans une direction opposée), il faut que le fragment f_1 soit émis entre $180^\circ - \theta_m$ (correspondant à l'émission du fragment f_2 à 90° dans le référentiel du laboratoire) et θ_m . Soit pour la probabilité P_2 que les deux fragments soient arrêtés dans le support d'Or :

$$P_2 = \int_{180^\circ - \theta_m}^{\theta_m} \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{1}{4\pi} \sin \theta d\theta d\phi$$

$$P_2 = 1/2[\cos(180^\circ - \theta_m) - \cos \theta_m]$$

$$P_2 = 42\%$$

On peut donc attendre qu'un noyau, A_ZX , soit arrêté en même temps que son complémentaire (qui n'est pas forcément le même à chaque fois) dans 59% des cas (P_2/P_1).

f) Bilan énergétique

Pour la réaction ${}^{176}\text{Yb} + {}^{37}\text{Cl} @ 170 \text{ MeV}$ on a vu que le noyau composé, ${}^{213}_{87}\text{Fr}$, avait une énergie d'excitation, E_{nc}^* , de 59 MeV . Celui-ci émet en moyenne deux neutrons ayant une énergie cinétique de $2,4 \text{ MeV}$ (résultats donnés par le code PACE). L'énergie d'excitation du noyau fissionnant, ${}^{211}_{87}\text{Fr}$ (en prenant 8 MeV pour l'énergie de liaison des neutrons) est donc :

$$E_{nf}^* = E_{nc}^* - 2 \times (8 + 2,4) = 38 \text{ MeV}$$

Dans le cas d'une fission symétrique, ${}^{211}\text{Fr} \rightarrow {}^{105}\text{Tc} + {}^{104}\text{Ru}$, on a un "Q" de réaction, $Q_f = -164 \text{ MeV}$. L'énergie d'excitation restante est donc :

$$E_{rest}^* = E_{nf}^* - Q_f - \langle E_k \rangle = 52 \text{ MeV}$$

Comme la fission a lieu à "haute" énergie, le partage de l'énergie d'excitation se fait de façon statistique et est donc partagé de façon égale pour une fission symétrique. On obtient, pour chaque fragment primaire, une énergie d'excitation :

$$E_{fp}^* = 26 \text{ MeV}$$

Cette énergie d'excitation est suffisante pour que le fragment primaire émette des neutrons de post-fission (en moyenne deux neutrons par fragment).

2.2.4 Statistique

L'expérience ${}^{176}\text{Yb} + {}^{37}\text{Cl} @ 170 \text{ MeV}$, s'est déroulée auprès de l'accélérateur Tandem XTU de Legnaro (Italie) et le multi-détecteur Euroball 3 a servi de système de détection γ . Le seuil de déclenchement était de quatre détecteurs germanium touchés (avant suppression Compton). Lors de cette expérience, 882 millions d'événements ont été enregistrés, comprenant : 483 millions d'événements de multiplicité 3, 250 millions d'événements de multiplicité 4, 89 millions d'événements de multiplicité 5 et 23 millions d'événements de multiplicité 6.

2.3 Spectroscopie des fragments de fission

2.3.1 Importance du multiconditionnement

Le nombre de noyaux différents produits par réactions de fusion–fission induites par ions lourds est grand (de l’ordre de 150, voir section suivante), et chaque noyau possède plusieurs cascades de désexcitation suivant l’état dans lequel il a été produit. Cela donne, en prenant 150 noyaux produits et 4 cascades de désexcitation d’une dizaine de γ par noyau, près de 6000 raies γ , soit presque une raie γ par canal (spectre de 8192 canaux sur un gamme de 0 à 4 *MeV*). Pour que dans un spectre, seules soient présentes les transitions γ d’une cascade d’un noyau précis nous devons imposer des conditions aux événements. Pour cela nous allons ranger dans le spectre (spectre conditionné) uniquement les énergies γ appartenant aux événements contenant une (ou plusieurs) énergie “précise” qui correspond à une (ou plusieurs) transition γ de la cascade que l’on désire sélectionner.

Ceci est illustré par les spectres de la figure 2.14. Sur le spectre total¹ (spectre du haut de la figure 2.14) on remarquera une multitude de pics, dont les plus intenses correspondent à des pollutions², et un fond très grand. Le second spectre de la figure 2.14 est conditionné par une transition γ appartenant au ¹⁰⁴Ru (voir schéma de niveaux partiel présenté sur la droite de la figure 2.14). Sur ce spectre on voit se détacher du fond quelques pics dont certains correspondent à des transitions γ appartenant à ¹⁰⁴Ru. Les deux spectres suivants sont conditionnés par respectivement deux et trois transitions de ¹⁰⁴Ru. On remarquera une amélioration considérable du rapport pic/fond, avec un fond quasi-inexistant pour le spectre triplement conditionné, où il ne reste que les raies γ appartenant à ¹⁰⁴Ru. En contrepartie on perd beaucoup de statistique ; à chaque fois que l’on rajoute une condition en énergie, on divise le nombre de coups dans les pics par un facteur 30.

Le multiconditionnement nous permet donc de sélectionner une cascade de désexcitation d’un noyau, et ainsi d’identifier de “nouvelles” transitions γ appartenant à cette cascade.

2.3.2 Spectroscopie des fragments

Il faut se rappeler que les γ émis par deux fragments issus d’une fission sont détectés en coïncidence. Cela signifie que dans un même événement on a des γ provenant de chacun des deux fragments. Aussi dans un spectre conditionné par des transitions d’un noyau, on doit retrouver dans ce spectre des transitions du fragment complémentaire ou des fragments complémentaires, car la fission est accompagnée par l’émission de

¹Spectre contenant l’ensemble des rayonnements γ enregistrés lors d’une expérience

²Les pollutions sont des transitions γ provenant de réactions parasites telles que la réaction du faisceau avec le support de la cible qui est en aluminium, ou avec l’oxygène provenant de l’oxydation de la cible, et dans notre cas l’excitation coulombienne du support d’Or par le faisceau.

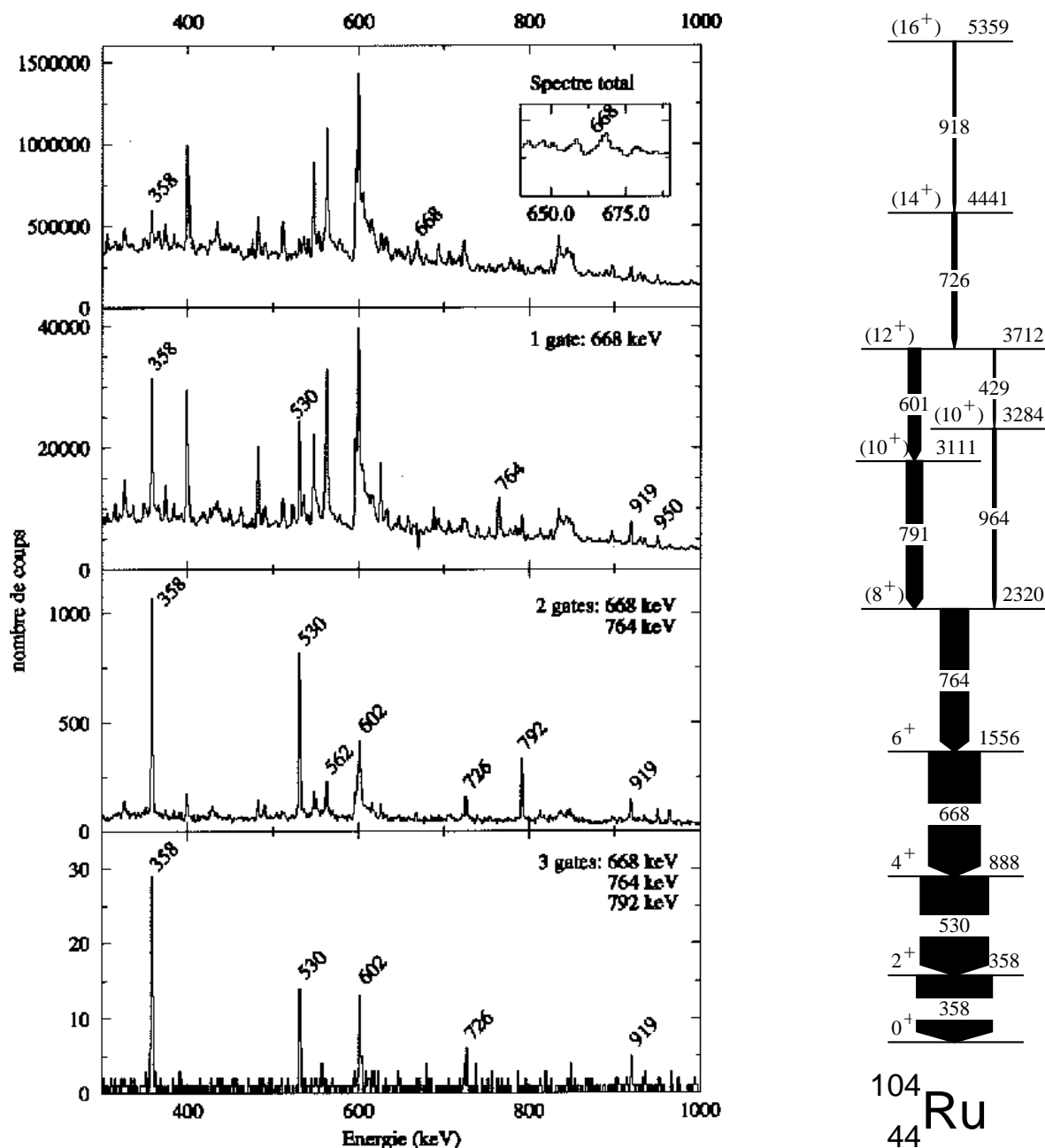


FIG. 2.14 – Le spectre du haut est le spectre total de l'expérience $^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$ @ 145 MeV. Les spectres suivants correspondent aux spectres conditionnés (sans soustraction de fond) par une, deux et trois énergies γ (gate) correspondant à des transitions γ appartenant à ^{104}Ru [Del00] dont le schéma de niveaux partiel est présenté à droite des spectres. Les énergies γ notées sur les spectres correspondent à des transitions γ appartenant à ^{104}Ru .

particules légères qui est un processus statistique.

Sur la figure 2.15, on a conditionné le spectre par deux transitions γ de ^{93}Y . Sur ce spectre on observe des transitions appartenant à une cascade de désexcitation de cet Yttrium, mais aussi la première transition de plusieurs isotopes de Cadmium. On a donc sélectionné des événements où ^{93}Y a émis ses γ en coïncidence avec ceux de l'un ou de l'autre des isotopes Cadmium, qui sont les fragments complémentaires de ^{93}Y

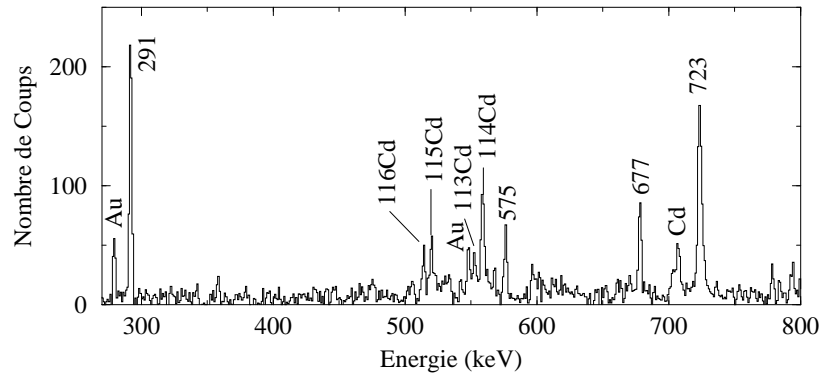


FIG. 2.15 – Spectre γ en coïncidence avec les transitions $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ de 1072 keV et $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ de 792 keV de ^{93}Y (expérience $^{176}\text{Y} + ^{37}\text{Cl}$ @ 170 MeV).

De même, sur la figure 2.16, on a conditionné le spectre par une transition de ^{93}Y et par une transition du ^{114}Cd qui fait partie des fragments complémentaires de ^{93}Y . On observe des transitions appartenant à l'un et l'autre des fragments. On a donc sélectionné des événements où les fragments secondaires étaient un ^{93}Y et un ^{114}Cd qui ont émis leurs γ en coïncidence.

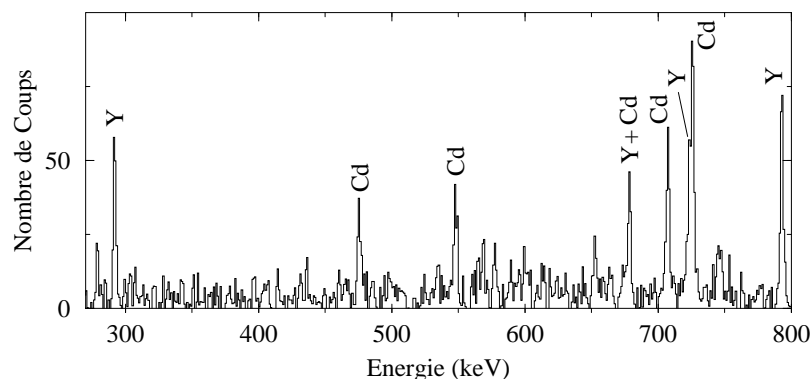


FIG. 2.16 – Spectre γ en coïncidence avec les transitions $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ de 1072 keV de ^{93}Y et $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de 358 keV de ^{114}Cd (expérience $^{176}\text{Y} + ^{37}\text{Cl}$ @ 170 MeV).

En étudiant plusieurs spectres conditionnés, soit par deux transitions d'un noyau (exemple figure 2.15), soit par deux transitions appartenant à chacun des fragments complémentaires, on a pu déterminer quelles sont les règles qui relient la masse et la charge des fragments complémentaires avec celles du noyau composé.

On a remarqué que les fragments complémentaires observés d'un noyau donné, font toujours partie d'une même série isotopique ($Z = cst$), et que la somme du nombre de charges de deux fragments complémentaires, Z_1 et Z_2 , est toujours égale au nombre de charges du noyau composé, Z_c , lors de la fusion :

$$Z_1 + Z_2 = Z_c$$

et cela quelles que soient les réactions utilisées lors de nos expériences. Pour l'exemple de la figure 2.15, où on a ${}^{93}_{39}\text{Y}$ en coïncidence avec plusieurs isotopes de ${}_{48}\text{Cd}$ pour la réaction ${}^{176}\text{Yb} + {}^{37}\text{Cl}$ qui donne ${}^{213}_{87}\text{Fr}$ comme noyau composé, on obtient bien :

$$39 + 48 = 87$$

On en conclut que l'on n'observe pas d'émission de proton.

Par contre un noyau est vu en coïncidence avec plusieurs noyaux de cette série isotopique, c'est à dire que le nombre de neutrons évaporés avant la fission ou par les fragments primaires n'est pas constant. En effet la différence entre la somme des nombres de masse des deux fragments, A_1 et A_2 , et le nombre de masse du noyau composé, A_c , varie :

$$A_1 + A_2 - A_c \neq cst$$

Pour l'exemple de la figure 2.15 où on a ${}^{93}\text{Y}$ en coïncidence avec plusieurs isotopes de Cadmium, du ${}^{113}\text{Cd}$ au ${}^{116}\text{Cd}$ on obtient :

$$\begin{aligned} 93 + 113 - 213 &= -7 \\ 93 + 116 - 213 &= -4 \end{aligned}$$

Soit une émission de 4 à 7 neutrons, avant la fission ou par les fragments primaires.

On a constaté que le fragment complémentaire le plus intense est celui qui est accompagné de l'émission de 6 neutrons (pour la réaction ${}^{176}\text{Yb} + {}^{37}\text{Cl}$) : pour notre exemple, le principal fragment complémentaire de ${}^{93}\text{Y}$ est le ${}^{114}\text{Cd}$.

On a déterminé ces caractéristiques des évaporations de particules légères pour les deux réactions utilisées lors des deux premières expériences menées par notre groupe :

	Réaction :	$^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl} @ 170 \text{ MeV}$
	Noyau composé :	$^{213}_{87}\text{Fr}$
Somme des charges des fragments secondaires :		87
Somme des masse des fragments secondaires :		206 à 209
Nombre de neutrons émis :		4 à 7
Nombre de neutrons émis le plus probable :		6

	Réaction :	$^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si} @ 145 \text{ MeV}$
	Noyau composé :	$^{204}_{84}\text{Fr}$
Somme des charges des fragments secondaires :		84
Somme des masse des fragments secondaires :		197 à 199
Nombre de neutrons émis :		5 à 7
Nombre de neutrons émis le plus probable :		6

Pour ces deux réactions le nombre total de neutrons émis est égal à six que l'on peut décomposer en deux neutrons de pré-fission prévus par le code PACE et donc quatre neutrons de post-fission (deux par fragments). Ces chiffres sont en accord avec les résultats des mesures directes de neutrons de pré-fission et de post-fission pour des systèmes fissionnant ayant des caractéristiques voisines [New88].

2.3.3 Nouvelles identifications

On a vu dans les deux paragraphes précédents que l'on pouvait, grâce au multi-conditionnement, sélectionner et reporter dans un spectre les raies γ appartenant à la même cascade de désexcitation d'un noyau ainsi que les transitions γ de ses fragments complémentaires. De plus on a pu déterminer une relation entre la charge des deux fragments et une autre entre leur masse. En utilisant ces particularités de la spectroscopie γ des fragments de fission, on a pu mettre en évidence de nouvelles cascades de transitions γ dans des noyaux où les schémas de niveaux étaient très mal connus.

Dans le cas où l'on ne connaît aucune transition d'un noyau qui nous intéresse, on peut chercher des raies communes dans des spectres correspondant aux cascades de désexcitation des noyaux complémentaires de masses voisines. Cette méthode ne donne pas de résultats immédiats car on désigne des candidats qui se révèlent être souvent des pollutions communes ou appartenant à un autre noyau de la série isotopique du noyau qui nous intéresse. Cette méthode nous a quand même permis de mettre en évidence des nouvelles cascades de γ dans $^{106,108}\text{Rh}$ et $^{110,112}\text{Ag}$ [Por01], par exemple.

Dans le cas où on connaît seulement une transition Yrast du noyau d'intérêt, on peut faire un double conditionnement utilisant cette énergie et celle d'une transition d'un noyau complémentaire.

La figure 2.17 présente le cas de ^{103}Tc où seules deux transitions Yrast connues par radioactivité [Fir96] étaient utilisables pour conditionner des spectres. Mais ces

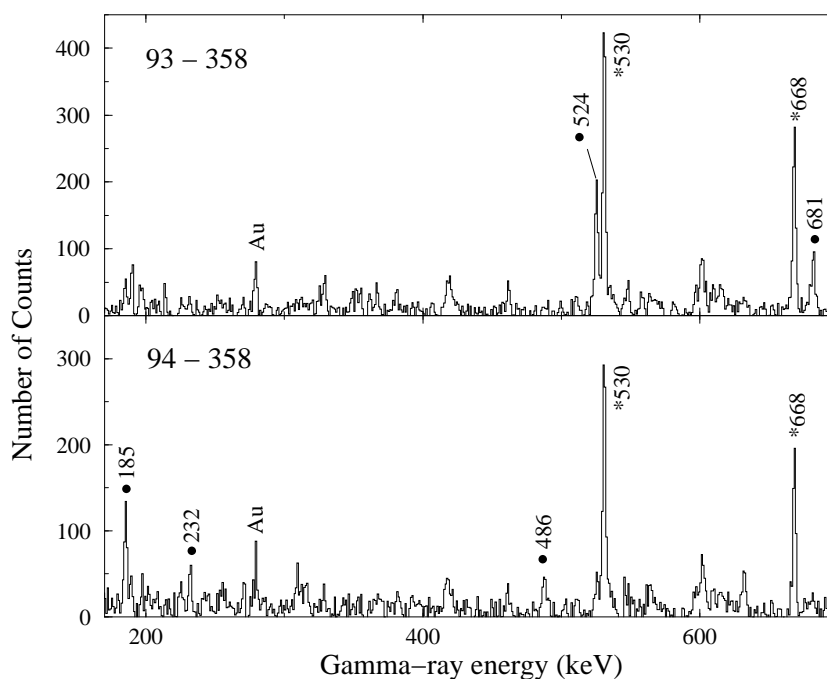


FIG. 2.17 – Spectres conditionnés par deux énergies, l’une correspondant à une transition γ appartenant à ^{103}Tc (93 keV pour le premier spectre et 94 keV pour le second) et l’autre par la première transition de ^{104}Ru (358 keV). Les raies notées par * appartiennent à ^{104}Ru , celles notées par • appartiennent à ^{103}Tc .

deux transitions n’appartenant pas à la même cascade, elles ne peuvent être utilisées en même temps pour construire un spectre doublement conditionné. Nous avons donc construit les spectres doublement conditionnés par une des transitions de ^{103}Tc et par la première transition de ^{104}Ru , le principal fragment complémentaire de ^{103}Tc . Sur ces spectres on retrouve des raies appartenant à ^{104}Ru , les autres raies ont donc été attribuées à ^{103}Tc . L’identification de ces transitions nous a permis de construire de nouveaux spectres multiconditionnés et ainsi d’établir le schéma de niveaux de ^{103}Tc qui sera présenté dans le prochain chapitre.

On voit ici l’intérêt d’avoir un noyau composé de charge impaire. En effet dans ce cas on obtient à chaque fission un noyau impair en protons en coïncidence avec un noyau pair en protons. La spectroscopie des noyaux pairs en proton étant plutôt bien connue (au moins jusqu’au spin 4), nous avons pu identifier plusieurs noyaux impairs en protons dont la spectroscopie était très mal connue, comme ^{103}Tc mais aussi ^{113}Ag et ^{115}Ag qui seront discutés dans le chapitre suivant.

2.4 Noyaux produits

Grâce à la spectroscopie γ , nous pouvons identifier l'ensemble des noyaux produits, fragments secondaires dont on observe la désexcitation γ , ainsi que le taux de production de chacun d'eux.

2.4.1 Zone de production

Les différents noyaux produits dans la réaction de fission induite, $^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si} @ 145 \text{ MeV}$, ont été représentés sur la figure 2.18. Ils sont compris entre les séries isotopiques de Nickel (Ni, $Z=28$) et de Lanthane (La, $Z=56$), et sont situés le long de la vallée de stabilité du côté des noyaux riches en neutrons. Cette zone de production regroupe 191 noyaux dans 29 séries isotopiques; $^{99}\text{Mo}_{57}$ en est le centre.

Dans le cas de la réaction, $^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl} @ 170 \text{ MeV}$, la zone de production observée est sensiblement la même, le centre de la zone étant $^{103}\text{Tc}_{60} - ^{104}\text{Ru}_{60}$.

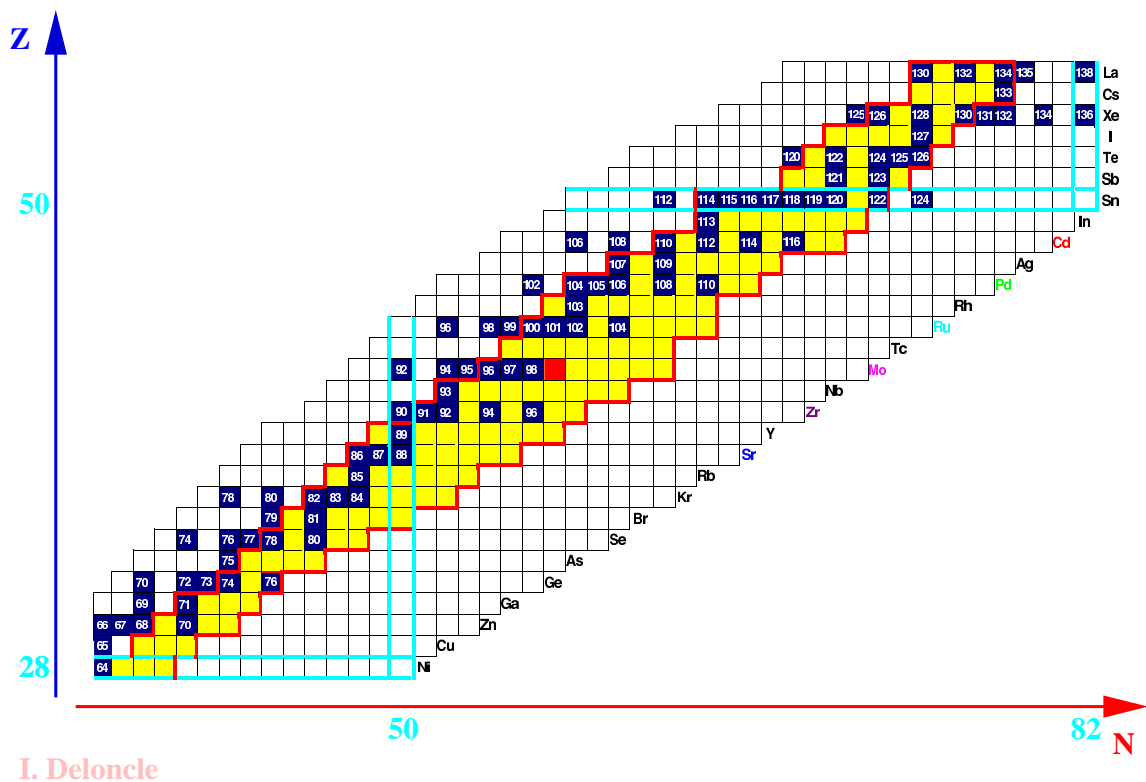


FIG. 2.18 – Sur cette carte partielle des noyaux, la limite de production de la réaction $^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si} @ 145 \text{ MeV}$, est représentée par une ligne en traits gras.

2.4.2 Taux de production

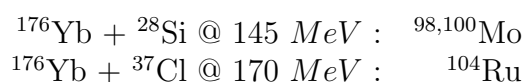
a) Mesure des taux de production

Les taux de production (des noyaux pair-pairs) sont obtenus par l'intermédiaire des taux de coïncidence entre les deux premières transitions de la bande fondamentale (d'énergie E_1 et E_2) corrigés des efficacités relatives de détection aux énergies E_1 et E_2 ($\epsilon(E_1)$ et $\epsilon(E_2)$), voir paragraphe 2.1.3). Le taux de coïncidence $E_1;E_2$ est le nombre de coups dans le "pic" d'énergie E_1 dans le spectre conditionné par l'énergie E_2 (l'inverse, "pic" à l'énergie E_2 dans le spectre conditionné par l'énergie E_1 , donne le même résultat).

Soit :

$$P = \frac{N_{\text{"pic"}}}{\epsilon(E_1) \times \epsilon(E_2)}$$

Il est alors nécessaire de corriger ces productions pour tenir compte de l'alimentation des états 0^+ et 2^+ par d'autres bandes que la bande fondamentale, par exemple par la bande de vibration γ . Les taux de production ainsi mesurés ne sont pas absolus et nous avons choisi de normaliser à 100 la production de(s) noyau(x) pair-pair(s) situé(s) au centre de la zone de production :



b) Résultats

Les taux de production mesurés lors de l'expérience ${}^{176}\text{Yb} + {}^{28}\text{Si} @ 145 \text{ MeV}$ sont présentés sur la figure 2.19. Sur cette figure, seule les mesures correspondant à des noyaux pair-pairs sont présentées, et les taux de production de chaque série isotopique ont un comportement gaussien. En effet, les taux de production des noyaux de chaque série isotopique peuvent être "fittés" correctement par une gaussienne.

L'amplitude de ces Gaussiennes, nous indique le maximum de production des séries isotopiques : il diminue lorsque l'on s'écarte de $Z=42$ (Mo), milieu de la zone de production.

D'autre part, le centroïde de ces gaussiennes correspond à la masse moyenne de chacune des séries isotopiques et on peut en déduire un rapport A/Z moyen pour chacune d'elles :

Série isotopique :	${}_{38}\text{Sr}$	${}_{40}\text{Zr}$	${}_{42}\text{Mo}$	${}_{44}\text{Ru}$	${}_{46}\text{Pd}$	${}_{48}\text{Cd}$
A moyen :	89,2	94,1	98,9	103,7	108,7	113,3
A/Z :	2,35	2,35	2,35	2,35	2,36	2,36

On trouve un rapport A/Z constant pour ces séries isotopiques. Et comme nous le verrons dans le paragraphe suivant celui-ci est caractéristique de la réaction. De même que le rapport A/Z est constant, la largeur à mi-hauteur de chaque Gaussienne est identique.

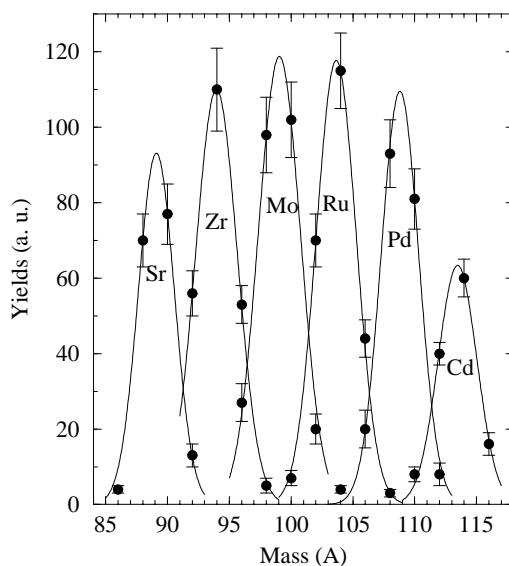


FIG. 2.19 – Taux de production de noyaux pair-pairs dans la réaction de fission induite : $^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$ @ 145 MeV.

c) Conservation du rapport A/Z

Nous allons comparer les taux de production mesurés lors des deux expériences de fission induite par ions lourds pour deux séries isotopiques (Ruthénium et Cadmium, voir figure 2.20). On remarquera que dans le cas du Ruthénium les Gaussiennes des deux expériences ont des amplitudes égales, alors que celles de Cadmium est plus grande pour la réaction induite par ^{37}Cl .

De même la masse moyenne de chacune des séries est différente selon l'expérience :

$^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$ @ 145 MeV	
Série :	$_{44}\text{Ru}$ $_{48}\text{Cd}$
A moyen :	103,7 113,5
A/Z :	2,35 2,36

$^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl}$ @ 170 MeV	
Série :	$_{44}\text{Ru}$ $_{48}\text{Cd}$
A moyen :	104,7 114,5
A/Z :	2,38 2,39

Les fragments secondaires produits dans l'expérience ^{28}Si sont en moyenne plus légers (d'une unité de masse) que ceux produits dans l'expérience ^{37}Cl . Cela se répercute sur les rapports A/Z moyens qui sont plus petits dans l'expérience ^{28}Si que dans l'expérience ^{37}Cl .

Nous avons vu paragraphe 2.3.2 que les neutrons émis au cours de la fission induite par ions lourds lors de ces deux réactions sont au nombre de six en moyenne et sont répartis de la façon suivante : 2 neutrons de pré-fission émis par le noyau composé puis

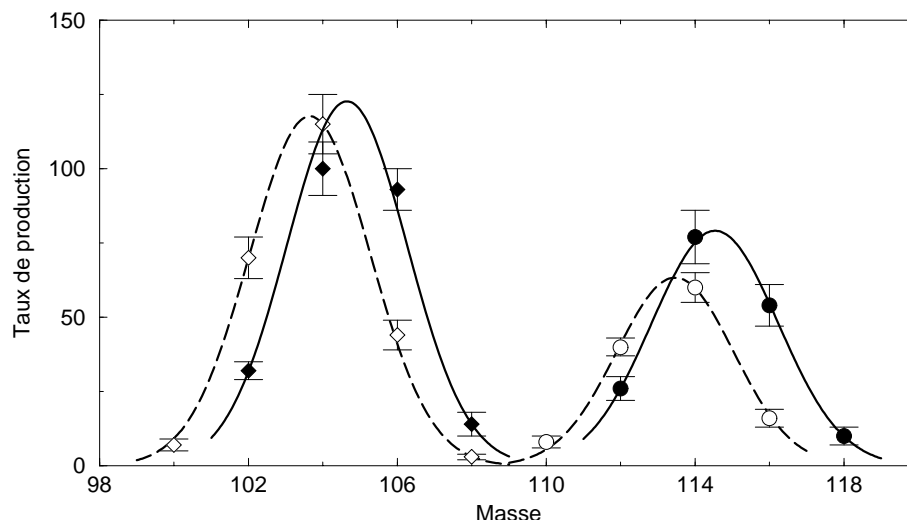


FIG. 2.20 – Taux de production des isotopes de Ru pair-pairs (\diamond et \blacklozenge) et ceux de Cd (\circ et \bullet) pour les réaction : $^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$ @ 145 MeV (symboles vides et lignes pointillées) et $^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl}$ @ 170 MeV (symboles pleins et lignes continues).

2 neutrons émis par chaque fragment primaire (soit quatre neutrons de post-fission). On va donc pouvoir comparer les rapports A/Z du noyau fissionnant (noyau composé -2 neutrons) avec ceux des fragments primaires (fragments secondaires $+2$ neutrons) dans les deux cas :

$^{176}\text{Yb} + ^{28}\text{Si}$ @ 145 MeV			
Noyau(x) :	$^{202}_{84}\text{Po}$	$_{44}\text{Ru}$	$_{48}\text{Cd}$
A moyen :		105,7	115,5
A/Z moyen :	2,40	2,40	2,41

$^{176}\text{Yb} + ^{37}\text{Cl}$ @ 170 MeV			
Noyau(x) :	$^{211}_{87}\text{Fr}$	$_{44}\text{Ru}$	$_{48}\text{Cd}$
A moyen :		106,7	116,5
A/Z :	2,43	2,43	2,43

On constate que, pour chacune des réaction, le rapport A/Z du noyau fissionnant est égal à ceux des fragments primaires en moyenne (2,40 pour la réaction induite par ^{28}Si et 2,43 pour la réaction induite par ^{37}Cl). La conservation du rapport A/Z est en accord avec un processus statistique du partage des nucléons lors de la fission d'un noyau très excité (voir paragraphe 2.2.2.b). Cette mesure du taux de production de chaque noyau, est la première mesure directe de la conservation du rapport A/Z .

Chapitre 3

Spectroscopie γ à haut moment angulaire dans les isotopes de Technétium et d'Argent

3.1 Les isotopes de Technétium, $Z = 43$

Dans ce chapitre nous présenterons les nouveaux résultats obtenus pour le noyau $^{103}_{43}\text{Tc}_{60}$ et interpréterons les bandes observées en termes d'un coeur pair-pair de Molybdène ($Z = 42$) plus "le 43^e proton" du Technétium. Nous verrons aussi que ces nouveaux résultats ont des répercussions sur l'interprétation des bandes observées dans les isotopes impairs depuis ^{101}Tc jusqu'à ^{109}Tc puisque nous proposons de nouvelles identifications des orbitales protons sur lesquelles sont bâties les excitations collectives observées.

Pour mener cette étude, nous utiliserons les résultats antérieurs à ce mémoire, portant sur différents isotopes de Technétium.

Pour les isotopes de Technétium de ^{99}Tc à ^{107}Tc , nous nous appuyerons sur les études des états de bas spin obtenus par radioactivité β^- .

Pour $^{97,99,101}\text{Tc}$ et $^{105,107,109}\text{Tc}$, nous pourrions utiliser les résultats d'études à haut spin obtenues grâce à différents modes de production. En ce qui concerne les isotopes de Technétium les plus légers, ils ont pu être étudiés jusqu'au ^{101}Tc à l'aide de réactions de fusion incomplète¹ et à l'aide de réactions fusion – évaporation². En ce qui concerne les noyaux de Technétium les plus lourds ($^{105,107,109}\text{Tc}$), ils ont pu être étudiés grâce à la fission spontanée du californium (^{252}Cf)³.

Les états de haut spin de ^{103}Tc étaient restés inaccessibles jusqu'à aujourd'hui. Les expériences de fusion – fission⁴ que nous avons menées ont permis de mettre en évidence pour la première fois des états de haut spin de ^{103}Tc .

3.1.1 Les états de haut spin de ^{103}Tc

a) Mise en évidence des états de haut spin

Les premiers états de haut spin du ^{103}Tc ont été mis en évidence à partir des données de l'expérience $^{37}\text{Cl} + ^{176}\text{Yb}$ et en construisant des spectres γ doublement conditionnés avec comme première condition, l'énergie de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ (358 keV) de ^{104}Ru qui est le fragment complémentaire principal de ^{103}Tc dans l'expérience $^{37}\text{Cl} + ^{176}\text{Yb}$, et une seconde condition prise parmi les énergies des premières transitions du ^{103}Tc ($9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ de 93 keV ou $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ de 94 keV, toutes deux connues par radioactivité [Fir96]) comme indiqué au paragraphe 2.3.3.

A partir des premiers états de haut spin mis en évidence nous avons construit le reste du schéma de niveaux en utilisant conjointement les données provenant de

¹Exemple : pour ^{101}Tc , H. Dejbakhsh *et al.* ont observé un spin maximal : $I_{max} = 21/2$ pour une énergie d'excitation : $E^* = 2,3 \text{ MeV}$ [Dej91]

²Exemple : pour ^{101}Tc , D. G. Savage *et al.* ont observé un spin : $I_{max} = 17/2$ pour $E^* = 1,9 \text{ MeV}$ [Sav97]

³J. K. Hwang *et al.* ont observé le ^{107}Tc jusqu'à $I_{max} = 29/2$ et $E^* = 3,5 \text{ MeV}$ [Hwa98]

⁴Ces expériences ont aussi permis d'identifier de nouveaux états de haut spin dans ^{101}Tc (avec un spin maximal : $I_{max} = 31/2$ pour une énergie d'excitation : $E^* = 4,2 \text{ MeV}$) [Hoe99] et retrouver le schéma de niveaux déjà connu de ^{105}Tc .

l'expérience $^{37}\text{Cl} + ^{176}\text{Yb}$ et de l'expérience $^{28-30}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$. Le schéma de niveaux obtenu est présenté figure 3.1.

b) Schéma de niveaux

Sur le schéma on distingue quatre cascades de décroissance (bandes).

- **La bande 1** (voir figure 3.1) est construite sur l'état fondamental qui a un spin $5/2^+$ et est observée jusqu'à un état ($21/2^+$) à 2153 keV.
- **La bande 2** est constituée de transitions d'énergie de l'ordre de 300 keV, et décroît sur l'état d'énergie 2153 keV de la bande 1.
- **La bande 3** est bâtie sur un état $5/2^-$, est observée jusqu'à un état ($19/2^-$) à 2192 keV et décroît vers la bande 4 par deux transitions : l'une de 103 keV ($7/2^- \rightarrow 3/2^-$) et l'autre de 94 keV ($5/2^- \rightarrow 3/2^-$).
- **La bande 4** ne comprend que deux états de parité négative ($3/2^-$ à 83 keV et $5/2^-$ à 176 keV), l'état $3/2^-$ décroissant sur l'état fondamental.

Les propositions des spins des nouveaux états de ^{103}Tc s'appuient sur (i) les spins des états de basse énergie connus par radioactivité [Fir96], (ii) le fait que le spin des états Yrast croît avec leur énergie d'excitation, (iii) la forme des bandes.

c) Caractéristiques des bandes 1 et 2

La bande 1 présente la particularité d'avoir trois états à basse énergie ($5/2^+$ le fondamental, $7/2^+$ à 43 keV et $9/2^+$ à 139 keV), puis les états sont regroupés par doublets ($11/2^+$ et $13/2^+$; $15/2^+$ et $17/2^+$) proches en énergie. Cette bande n'est ni une bande fortement couplée (bande régulière avec un espacement croissant des états avec le spin, voir annexe A), ni une bande découplée même si on a bien une bande avec une branche favorisée et une défavorisée (voir annexe A).

On est donc dans le cas d'une bande très perturbée par l'interaction de Coriolis (voir annexe A). Elle est construite sur un état $5/2^+$, ce qui suppose que K , la projection du moment angulaire total du nucléon célibataire, est dominée par $K=5/2$.

La bande 2 est formée de trois transitions de 354 keV, 379 keV et 319 keV que l'on a rangées dans l'ordre décroissant de leurs intensités relatives. Elle prolonge la bande 1 et débute à 3 MeV d'énergie d'excitation.

Dans ^{101}Tc , la bande Yrast de parité positive est prolongée par une bande à trois quasi-particules, dont le premier état est situé ~ 3 MeV et dont les états sont distants en énergie de quelques centaines de keV [Hoe99]. La similitude des caractéristiques de la bande 2 de ^{103}Tc et celles de la bande à trois quasi-particules de ^{101}Tc , nous amène à interpréter la bande 2 de ^{103}Tc comme celle de ^{101}Tc : c'est à dire une bande à trois quasi-particules avec une brisure de paire de neutrons. Cette bande sera discutée plus longuement dans la partie 3.3.

d) Caractéristiques des bandes 3 et 4

La structure de la bande 3 est typique d'une bande rotationnelle fortement couplée (voir annexe A) bâtie sur une orbitale ayant une projection K du moment angulaire

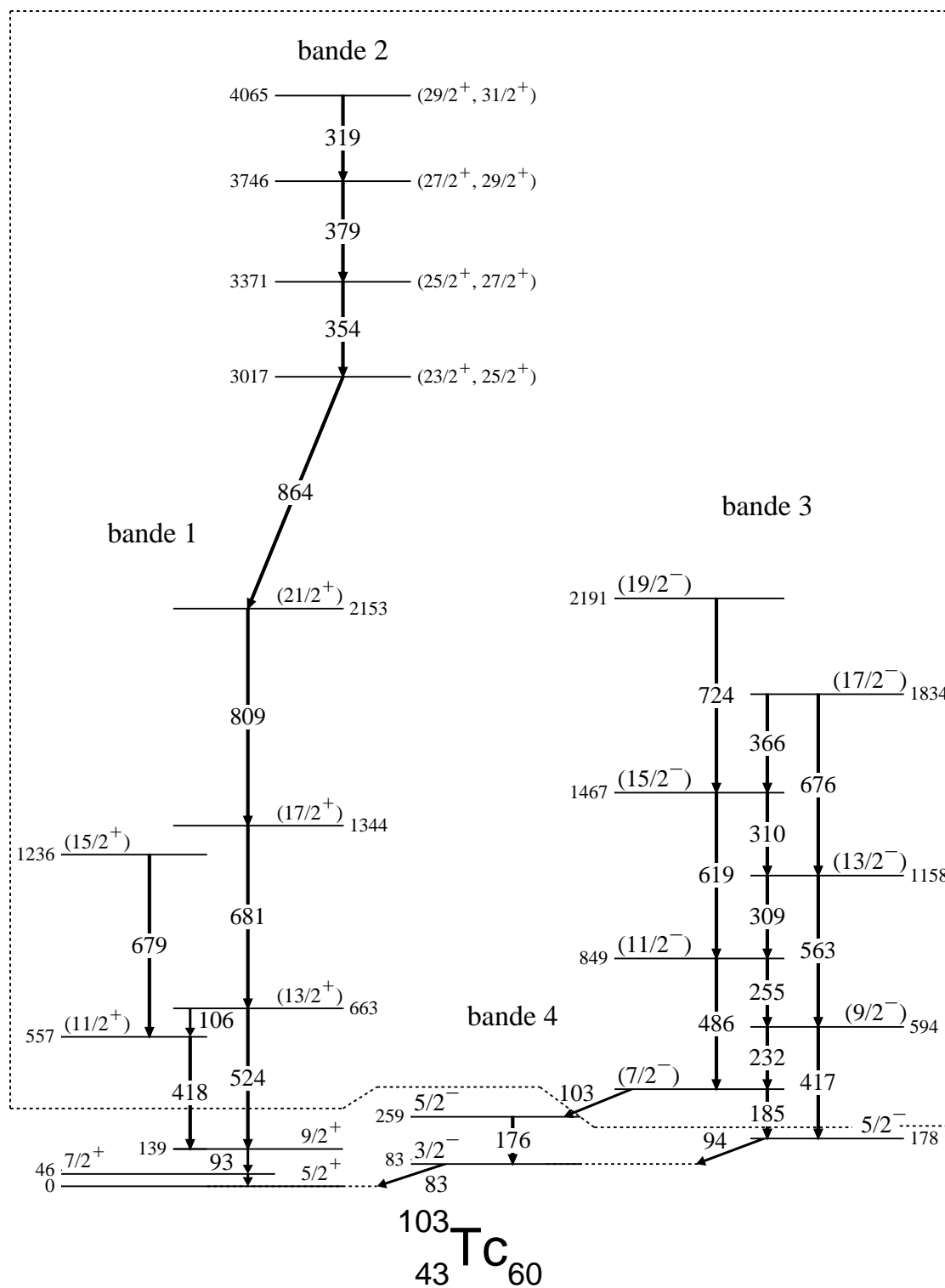


FIG. 3.1 – Schéma de niveaux du ^{103}Tc . Les spins des états d'énergie inférieure à 260 keV étaient connus par radioactivité [Fir96]. La ligne en pointillé entoure les états mis en évidence pour la première fois grâce à ce travail.

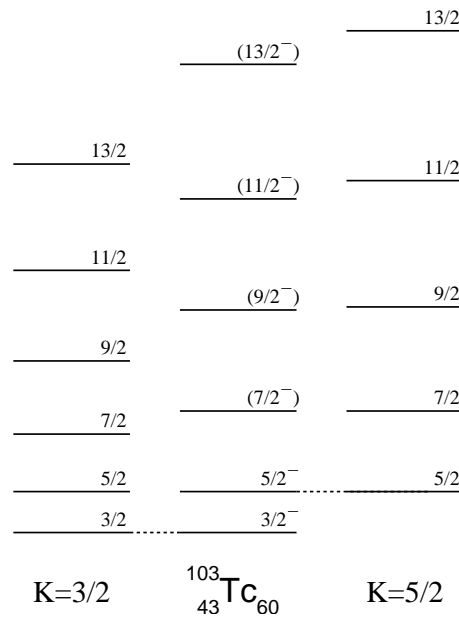


FIG. 3.2 – Comparaison de l’espacement des états de la bande 3 et de l’état $3/2$ de la bande 4 de ^{103}Tc expérimentale (au centre) avec l’espacement des états des bandes de rotation théoriques (Cf annexe A). Le moment d’inertie \mathfrak{S}_0 est calculé pour reproduire l’énergie de la première transition de la bande.

- A gauche : $K = 3/2$ avec $\mathfrak{S}_0 = 26,6 \text{ } \hbar^2/\text{MeV}$.
- A droite : $K = 5/2$ avec $\mathfrak{S}_0 = 18,9 \text{ } \hbar^2/\text{MeV}$.

total du nucléon célibataire égale au spin de l’état tête de bande.

L’état $3/2_1^-$ (83 keV) n’a pas été inclus dans cette bande. En effet, si on suppose que cet état $3/2_1^-$ est l’état de base de la bande 3, cette bande serait alors une bande fortement couplée avec $K=3/2$ comme projection du moment angulaire total. Cette interprétation supporte mal la comparaison avec la bande de rotation fortement couplée théorique (voir figure 3.2), un fort désaccord apparaissant dès le troisième état de la bande (l’état $7/2$) ($\sim 20\%$), et cet écart continuant à croître avec le spin.

Par contre si on suppose que cette bande est bâtie sur l’état $5/2_1^-$ situé à 178 keV , donc avec $K=5/2$, l’écart entre la théorie et l’expérience croît lentement avec le spin I , mais ne dépasse pas 10% pour le cinquième état de cette bande (l’état $13/2$). Cet écart s’explique simplement par le fait que le moment d’inertie n’est pas constant dans la bande mais croît en même temps que le spin I . Ce qui est visible dans le “tassement” de la bande expérimentale par rapport à la bande théorique calculée pour un rotor rigide (voir figure 3.2).

On en déduit que la bande 3 est probablement construite sur l’état $5/2_1^-$ d’énergie 178 keV . D’autre part, on peut supposer que l’état $3/2_1^-$ d’énergie 83 keV est l’état de base d’une bande (bande 4) dont l’état $5/2_2^-$ d’énergie 259 keV est le premier état excité.

e) Conclusion

On a identifié quatre bandes dans ^{103}Tc avec les données tirées de nos expériences :

- **Bande 1** : bande construite sur l'état fondamental $5/2^+$, elle est très perturbée.
- **Bande 2** : prolongement de la bande 1 par une bande à trois quasi-particules avec une brisure de paire de neutrons.
- **Bande 3** : bande construite sur l'état $5/2_1^-$ à 178 keV ; elle est fortement couplée et bâtie sur une orbitale $K = 5/2$.
- **Bande 4** : bande construite sur l'état $3/2_1^-$ à 83 keV.

3.1.2 Bandes de parité positive dans $^{97-105}\text{Tc}$

On a vu, dans l'introduction, que les noyaux pair-pairs de la région de masse $A \sim 100$ ($Z = 38$ à 44) ont tendance à être sphérique (ou quasi-sphérique) pour $N = 50$ alors qu'ils sont très déformés pour $N = 60$ ($\epsilon \sim 0.4$). En prenant comme hypothèse que la déformation des noyaux impairs est voisine de celle de leur cœur pair-pair, nous allons interpréter les états Yrast de parité positive des noyaux de Technétium (dont la systématique est présentée figure 3.3 de ^{97}Tc à ^{105}Tc) en supposant que la déformation augmente avec le nombre de neutrons, comme dans la série isotopique de Molybdène ($Z = 42$).

a) Orbitales occupées par “le 43^e proton” ?

L'orbitale de parité positive que va pouvoir occuper “le 43^e proton” de Technétium n'est pas la même suivant la déformation. Dans le cadre du modèle de Nilsson (voir annexe D) le proton célibataire sera placé sur l'orbitale $3/2[431]$, provenant de la couche sphérique $\pi g_{9/2}$, pour de petites déformations ($\beta \lesssim 0.15$, voir figure D.2). Par contre pour des déformations plus grandes ($\beta \gtrsim 0.15$) le proton célibataire sera placé sur l'orbitale $5/2[422]$, provenant elle aussi de la couche sphérique $\pi g_{9/2}$. Et pour de très grandes déformations ($\beta \gtrsim 0.35$) “le 43^e proton” sera placé sur l'orbitale intruse $1/2[431]$, provenant elle des couches sphériques $\pi g_{7/2}/\pi d_{5/2}$.

b) ^{97}Tc

Les états de parité positive de $^{97}\text{Tc}_{54}$ [Asl96] sont positionnés comme dans une bande quasiment découplée avec des états regroupés en doublets ($13/2^+$ et $11/2^+$, $17/2^+$ et $15/2^+$...). On notera une inversion par rapport à l'ordre normal⁵ dans chacun des doublets.

De plus l'énergie de la première transition E2 de cette bande ($13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ de 773 keV) est très proche de celle de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du cœur pair-pair voisin, $^{96}\text{Mo}_{54}$ (transition de 778 keV). C'est aussi une des caractéristiques d'une bande découplée où les énergies des excitations collectives sont identiques à celles du cœur. On en déduit que ^{97}Tc est peu déformé comme l'est ^{96}Mo .

Une bande découplée (cf. annexe A) se bâtit sur une orbitale ayant un grand moment angulaire, J , et une petite projection de celui-ci sur l'axe de symétrie du noyau, K .

⁵Généralement, le spin des états d'une bande de rotation croît avec leur énergie d'excitation.

$\frac{1686}{1655}$	$\frac{15/2^+}{17/2^+}$		$\frac{1585}{1527}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+}$		$\frac{1400}{1331}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+}$		$\frac{1334}{1236}$	$\frac{(17/2^+)}{(15/5^+)}$	$\frac{1373}{1177}$	$\frac{(17/2^+)}{(15/2^+)}$
$\frac{833}{773}$	$\frac{11/2^+}{13/2^+}$	$\frac{762}{723}$	$\frac{13/2^+}{11/2^+}$		$\frac{642}{590}$	$\frac{13/2^+}{11/2^+}$		$\frac{663}{557}$	$\frac{(13/2^+)}{(11/2^+)}$		$\frac{750}{593}$	$\frac{(13/2^+)}{(11/2^+)}$
$\frac{324}{215}$	$\frac{5/2^+}{7/2^+}$	$\frac{181}{141}$	$\frac{5/2^+}{7/2^+}$		$\frac{16}{0}$	$\frac{5/2^+}{9/2^+}$		$\frac{139}{0}$	$\frac{9/2^+}{7/2^+}$	$\frac{278}{150}$	$\frac{(9/2^+)}{(7/2^+)}$	
$\frac{0}{0}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+}$		$\frac{0}{0}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+}$		$\frac{46}{0}$	$\frac{7/2^+}{5/2^+}$	$\frac{85}{85}$	$\frac{(5/2^+)}{(5/2^+)}$	
${}_{43}^{97}\text{Tc}_{54}$		${}_{43}^{99}\text{Tc}_{56}$		${}_{43}^{101}\text{Tc}_{58}$		${}_{43}^{103}\text{Tc}_{60}$		${}_{43}^{105}\text{Tc}_{62}$				

FIG. 3.3 – Systématique des états de parité positives des isotopes de Technétium impairs, de $A = 97$ à $A = 105$.

Or, comme nous l'avons vu précédemment, l'orbitale $3/2[431]$ provenant de la couche sphérique $\pi g_{9/2}$ (soit $J = 9/2$ et $K = 3/2$), est accessible au proton célibataire pour de petites déformations, donnant naissance à une bande découplée ayant un état $9/2^+$ pour tête de bande, comme observé expérimentalement.

c) ${}^{99}\text{Tc}$ et ${}^{101}\text{Tc}$

Dans ${}^{99}\text{Tc}_{56}$, on retrouve le regroupement des états en doublets, mais avec un ordre normal (spin croissant avec l'énergie d'excitation). L'énergie de la transition $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ (762 keV) est sensiblement différente de l'énergie de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du cœur pair-pair voisin, ${}^{98}\text{Mo}_{56}$ (transition de 787 keV). On s'éloigne donc du cas d'une bande bien découplée bien que la tête de bande reste l'état $9/2^+$. Cela s'explique par un accroissement de la déformation entre ${}^{97}\text{Tc}$ et ${}^{99}\text{Tc}$, accroissement observé dans la série isotopique de Molybdène.

Le noyau ${}^{101}\text{Tc}_{58}$ présente à basse énergie un triplet d'état ($9/2^+$, $7/2^+$, $5/2^+$) dans un intervalle de moins de 20 keV, l'état $9/2^+$ étant encore le plus bas en énergie. D'autre part, les autres états de la bande de parité positive de spin plus élevé vont toujours par doublet. Par contre l'énergie de la transition $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ (642 keV) est très différente de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du cœur pair-pair voisin, ${}^{100}\text{Mo}_{58}$ (transition de 536 keV). On n'est plus dans le cas d'une bande découplée.

La diminution de l'énergie d'excitation des états $13/2^+$ entre ^{99}Tc et ^{101}Tc est cohérente avec une augmentation de la déformation avec le nombre de neutrons.

d) ^{103}Tc et ^{105}Tc

L'isotope $^{103}\text{Tc}_{60}$ est le premier isotope pour lequel l'ordre, énergie croissante, spin croissant, est respecté. L'ordre normal de ces états, nous laisse supposer que le spin de l'état de base, $5/2^+$, correspond à la projection du moment angulaire total du nucléon célibataire, soit $K = 5/2$ dominant. Ceci nous amène à l'interpréter avec une occupation de l'orbitale $5/2[422]$ par le proton célibataire et donc une déformation $\beta \gtrsim 0.15$ (Cf paragraphe 3.1.2.a) et supérieure à celle de ^{101}Tc .

La bande de ^{105}Tc ressemble beaucoup à celle de ^{103}Tc , aussi on les interprétera de la même façon. Mais le ^{105}Tc doit être encore plus déformé que le ^{103}Tc car sa bande paraît plus régulière que celle du ^{103}Tc . Avec un accroissement de la déformation on se dirige vers un couplage fort, mais la bande reste tout de même très perturbée.

On notera que cette interprétation pour ^{105}Tc (bande bâtie sur l'orbitale $5/2[422]$) est différente de celle proposée par J. K. Hwang *et al.* [Hwa98] (bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$), nous y reviendrons dans le paragraphe 3.1.6.

e) Conclusion

On a vu que les bandes de parité positive de $^{97,99,101}\text{Tc}$ sont des bandes découplées, et que les bandes de $^{103,105}\text{Tc}$ sont bâties sur l'orbitale $5/2[422]$.

D'autre part, l'ensemble des observations faites précédemment est cohérent avec notre hypothèse de départ : la déformation des isotopes de Technétium augmente avec le nombre de neutrons, comme dans la série isotopique des Molybdènes, les cœurs pair-pairs voisins des isotopes de Technétium.

3.1.3 Bandes de parité négative dans les isotones $N = 60$:

$^{103}_{43}\text{Tc}$, $^{101}_{41}\text{Nb}$ et $^{99}_{39}\text{Y}$

a) Bandes construites sur des états $5/2^-$ et $3/2^-$

On a vu, paragraphe 3.1.1.d), que ^{103}Tc présente deux bandes de parité négative. L'une débutant sur l'état $5/2_1^-$ (bande 3), l'autre sur l'état $3/2_1^-$ (bande 4).

De même, des isotones de ^{103}Tc , $^{101}\text{Nb}_{60}$ et $^{99}\text{Y}_{60}$ présentent chacun deux bandes de parité négative, l'une débutant sur un état $5/2^-$ et l'autre sur un état $3/2^-$. Ces bandes sont régulières et les énergies de leurs états suivent celles des états de bandes de rotation fortement couplées théoriques. Dans ces deux noyaux (^{101}Nb [Ohm91, Hwa98b], ^{99}Y [Pet85]) la bande débutant sur un état $5/2^-$ a été interprétée comme une bande fortement couplée bâtie sur l'orbitale $5/2[303]$, et celle débutant sur un état $3/2^-$ bâtie sur l'orbitale $3/2[301]$.

Dans ces trois isotones (^{103}Tc , ^{101}Nb et ^{99}Y) et pour des déformations $\epsilon > 0.2$, les orbitales de Nilsson susceptibles d'être occupées par le proton célibataire sont les mêmes (voir figure D.2). Aussi pour compléter notre interprétation des bandes de parité négative de ^{103}Tc , nous allons les confronter aux bandes de parité négative observées dans ^{101}Nb et ^{99}Y .

b) Comparaison des moments d'inertie

Le moment d'inertie de ces deux bandes (calculé grâce à l'énergie de la première transition de chacune des bandes) est représenté sur la figure 3.4 en fonction du nombre de masse de l'isotone considéré. On remarque que le moment d'inertie des deux bandes décroît régulièrement quand la masse du noyau augmente. Cela laisse supposer que la déformation évolue "lentement" et de la même façon pour ces deux bandes dans ces trois isotones, et que les bandes construites sur l'état $5/2^-$, respectivement sur l'état $3/2^-$, ont des configurations identiques dans ces trois noyaux.

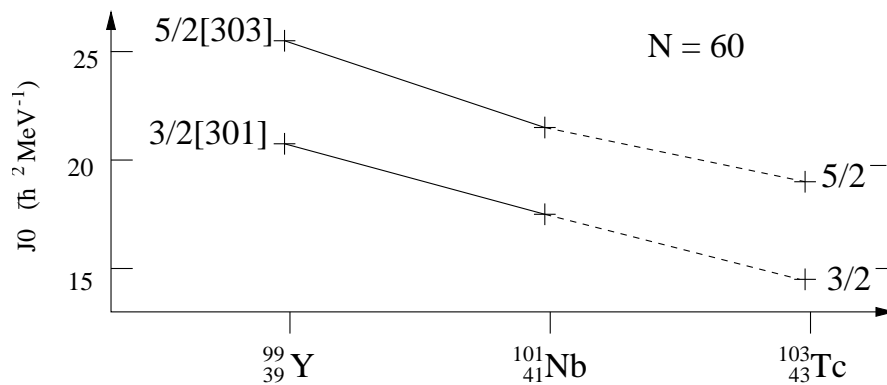


FIG. 3.4 – Systématique des moments d'inertie calculés à partir de la première transition de chaque bande de parité négative construite sur les états $3/2^-$ et $5/2^-$ des isotones $N=60$, ^{99}Y , ^{101}Nb et ^{103}Tc .

Par contre si la bande 3 de ^{103}Tc était construite sur l'état $3/2_1^-$ à 83 keV, hypothèse envisagée paragraphe 3.1.1.d), la valeur du moment d'inertie calculée pour cette bande ($\mathfrak{S}_0 = 26,6 \hbar^2/\text{MeV}$) serait alors le double de celle calculée pour la bande $3/2[301]$ de ^{101}Nb ($\mathfrak{S}_0 = 17,6 \hbar^2/\text{MeV}$). Cela donnerait un accident dans cette systématique que l'on ne saurait expliquer. On en déduit que la bande 3 de ^{103}Tc est bien construite sur l'état $5/2_1^-$ à 178 keV, comme proposé précédemment.

La décroissance des moments d'inertie des deux bandes (cf figure 3.4) en fonction de la masse s'explique par le fait que ^{103}Tc est moins déformé que ^{101}Nb , ce dernier étant moins déformé que ^{99}Y qui est voisin des noyaux pair-pair ^{98}Sr et ^{100}Zr qui sont, eux, des noyaux très déformés.

c) conclusion

Au regard de la régularité des bandes des trois isotones, ainsi que la systématique de leur moment d'inertie, on peut proposer une interprétation des bandes de parité négative de ^{103}Tc identique à celle des bandes de ^{101}Nb et de ^{99}Y :

- **La bande 3** est une bande fortement couplée avec l'état $5/2_1^-$ à 178 keV comme état de base, et est bâtie sur l'orbitale $5/2[303]$.
- **La bande 4** est une bande fortement couplée avec l'état $3/2_1^-$ à 83 keV comme état de base, et est bâtie sur l'orbitale $3/2[301]$.

3.1.4 Bandes de parité négative dans $^{97-105}\text{Tc}$

Comme nous l'avons fait pour les bandes de parité positive (Cf paragraphe 3.1.2), nous allons interpréter les états Yrast de parité négative en supposant que la déformation augmente avec le nombre de neutrons. De même on s'attachera à identifier l'orbitale occupée par "le 43^e proton".

Nous verrons aussi que les interprétations des bandes de parité négative faites avant ce travail présentent des incohérences au niveau de la systématique. Nous serons donc amenés à faire de nouvelles interprétations de certaines de ces bandes.

a) Systématique

Des états Yrasts de parité négative ont été mis en évidence dans les isotopes impairs de Technétium de masses 97 à 105. Leur systématique est présentée sur la figure 3.5.

On remarquera tout d'abord que les états de parité négative de plus basse énergie d'excitation ont un spin $I = 1/2$ pour $^{97,99,101}\text{Tc}$ et $I = 3/2$ pour $^{103,105}\text{Tc}$. On a donc un changement de configuration entre les isotopes de Technétium les plus légers et les plus lourds de cette systématique.

On remarquera aussi la disparition totale des doublets ($3/2$ et $5/2$, $7/2$ et $9/2$...) dans ^{101}Tc par rapport à ses isotopes plus légers, Ce changement de comportement suggère que la bande de ^{101}Tc n'est pas bâtie sur la même orbitale que celles de $^{97,99}\text{Tc}$. Pourtant les bandes de parité négative des isotopes $^{97,99,101}\text{Tc}$ ont été interprétées de la même façon, jusqu'à présent.

La dernière chose à remarquer dans les isotopes $^{101,103,105}\text{Tc}$ est la séquence en énergie des états au dessus de l'état $5/2_1^-$ qui est très semblable et régulière. Cela suggère que ces états ont la même configuration d'un isotope à l'autre, pourtant ces bandes des isotopes $^{101,103,105}\text{Tc}$ ont été interprétées différemment.

b) Bandes dans ^{97}Tc et ^{99}Tc

Dans les isotopes de Technétium, ^{97}Tc [Hip83, Asl96] et ^{99}Tc [Zel84, Cro98], l'état de plus basse énergie et de parité négative est un état $1/2^-$. Les états des bandes construites sur cet état sont regroupés par doublets ($3/2$ et $5/2$, $7/2$ et $9/2$, $11/2$ et $13/2$...) et sont interprétés logiquement comme des états de la bande rotationnelle bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ dont le paramètre de découplage est : $a \sim +1$.

<u>1834</u> $13/2^-$				
<u>1707</u> $(11/2^-)$	<u>1747</u> $13/2^-$			
	<u>1605</u> $11/2^-$			
		<u>1499</u> $13/2^-$		
<u>1278</u> $9/2^-$			<u>1158</u> $(13/2^-)$	
<u>1240</u> $(7/2^-)$	<u>1176</u> $9/2^-$			<u>951</u> $(13/2^-)$
		<u>1171</u> $11/2^-$		
	<u>986</u> $7/2^-$		<u>849</u> $(11/2^-)$	<u>672</u> $(11/2^-)$
		<u>885</u> $9/2^-$		
<u>657</u> $5/2^-$			<u>594</u> $(9/2^-)$	<u>441</u> $(9/2^-)$
<u>580</u> $3/2^-$	<u>612</u> $5/2^-$			
	<u>510</u> $3/2^-$	<u>620</u> $7/2^-$	<u>362</u> $(7/2^-)$	<u>237</u> $(7/2^-)$
		<u>396</u> $5/2^-$	<u>178</u> $5/2^-$	<u>76</u> $(5/2^-)$
		<u>289</u> $3/2^-$	<u>83</u> $3/2^-$	<u>0</u> $(3/2^-)$
<u>97</u> $1/2^-$	<u>142</u> $1/2^-$	<u>208</u> $1/2^-$		
$^{97}_{43}\text{Tc}_{54}$	$^{99}_{43}\text{Tc}_{56}$	$^{101}_{43}\text{Tc}_{58}$	$^{103}_{43}\text{Tc}_{60}$	$^{105}_{43}\text{Tc}_{62}$

FIG. 3.5 – Systématique des états Yrast de parité négative des isotopes impairs de Technétium. L'énergie des états $1/2^-$ a été pris comme référence pour $^{97,99,101}\text{Tc}$, alors que les états $5/2^-$ des $^{103,105}\text{Tc}$ ont été placés à la même énergie que l'état $5/2^-$ du ^{101}Tc .

D'autre part on remarque un tassement de la bande de ^{99}Tc par rapport à celle de ^{97}Tc ce qui s'interprète bien comme une augmentation de la déformation entre ^{99}Tc et ^{97}Tc .

c) Bandes $5/2[303]$ dans $^{101,103,105}\text{Tc}$

Les états Yrast de parité négative de ^{101}Tc [Sav97, Hoe99] ont été interprétés comme appartenant à la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ comme celles de ^{99}Tc et ^{97}Tc . Or la bande de ^{101}Tc ne présente pas les caractéristiques d'une telle bande, elle ne présente pas le regroupement des états par doublets ($3/2$ et $5/2$; $7/2$ et $9/2$...). On en déduit que cette interprétation n'est pas adaptée aux états Yrast de parité négative de ^{101}Tc . Les états de ^{105}Tc [Hwa98] ont été interprétés comme les états de la bande bâtie sur l'orbitale $3/2[301]$. Ceux de ^{103}Tc ont été interprétés au paragraphe 3.1.3, où nous avons proposé que l'état $3/2_1^-$ soit la tête de la bande bâtie sur l'orbitale $3/2[301]$ et que les autres états Yrast ($5/2_1^-$, $7/2_1^-$...) soient les états de la bande bâtie sur l'orbitale $5/2[303]$.

Or nous venons de voir que comme le positionnement des états excités au dessus de l'état $5/2_1^-$ se ressemble dans $^{101,103,105}\text{Tc}$, alors ces états ont probablement la même configuration dans les trois isotopes. Ceci nous amène à étendre notre interprétation des états Yrast de ^{103}Tc , qui font partie de la bande bâtie sur l'orbitale $5/2[303]$ avec comme tête de bande l'état $5/2_1^-$, aux isotopes de ^{101}Tc et de ^{105}Tc .

On notera le tassement de la bande d'un isotope à l'autre (de ^{101}Tc à ^{105}Tc) qui s'interprète bien comme une augmentation de la déformation avec le nombre de neutrons.

d) Autres bandes dans $^{101,103,105}\text{Tc}$

Compte tenu des interprétations que nous venons de faire, il nous reste trois états qui n'ont pas encore été discutés : les états $3/2_1^-$ et $1/2_1^-$ de ^{101}Tc et l'état $3/2_1^-$ de ^{105}Tc .

Pour les états $3/2_1^-$ de ^{101}Tc et de ^{105}Tc , l'interprétation la plus simple est celle proposée pour ^{103}Tc . Ce sont les têtes des bandes bâties sur l'orbitale $3/2[301]$.

De même, on interprétera l'état $1/2_1^-$ de ^{101}Tc comme la tête de la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ comme dans le cas des isotopes plus légers.

Ces interprétations sont étayées par l'existence d'états excités observés dans ^{101}Tc [Sav97] et dans ^{105}Tc [Fir96], qui peuvent être interprétés comme la suite des bandes construites sur les états $3/2_1^-$ (bande $3/2[301]$) et $1/2_1^-$ (bande $1/2[301]$) en respectant les similitudes attendues avec les bandes ayant la même configuration dans les isotopes voisins : bande $3/2[301]$ régulière correspondant à une bande fortement couplées $K = 3/2$; bande $1/2[301]$ présentant un doublet $3/2^- 5/2^-$, correspondant à un paramètre de découplage $a \sim +1$.

Le début de ces bandes est présenté sur la figure 3.6. On notera que dans le cadre de cette nouvelle interprétation, tous les états connus de parité négative ayant une énergie inférieure à 600 keV sont interprétés.

e) Conclusion

On a fait de nouvelles interprétations des états Yrast de parité négative pour ^{101}Tc et ^{105}Tc , et proposé des configurations aux têtes de bandes identifiées.

On a vu que les bandes de parité négative sont bâties sur l'orbitale $1/2[301]$ dans $^{97,99}\text{Tc}$. On retrouve cette bande dans ^{101}Tc avec en plus deux autres bandes, l'une bâtie sur l'orbitale $3/2[301]$ l'autre sur l'orbitale $5/2[303]$, observées à basse énergie. Puis on a identifié ces deux bandes dans $^{103,105}\text{Tc}$.

Le fait que les trois têtes de bande observées dans ^{101}Tc , aient une énergie très voisine (comprise dans un intervalle en énergie inférieur à 200 keV) implique que les trois orbitales correspondantes ($1/2[301]$, $3/2[301]$ et $5/2[303]$) sont quasiment équidistantes en énergie par rapport au niveau de Fermi, pour la valeur de la déformation de ^{101}Tc .

Comme pour les bandes de parité positive, l'ensemble des observations faites précédemment est cohérent avec une augmentation la déformation des isotopes de Technétium avec le nombre de neutrons.

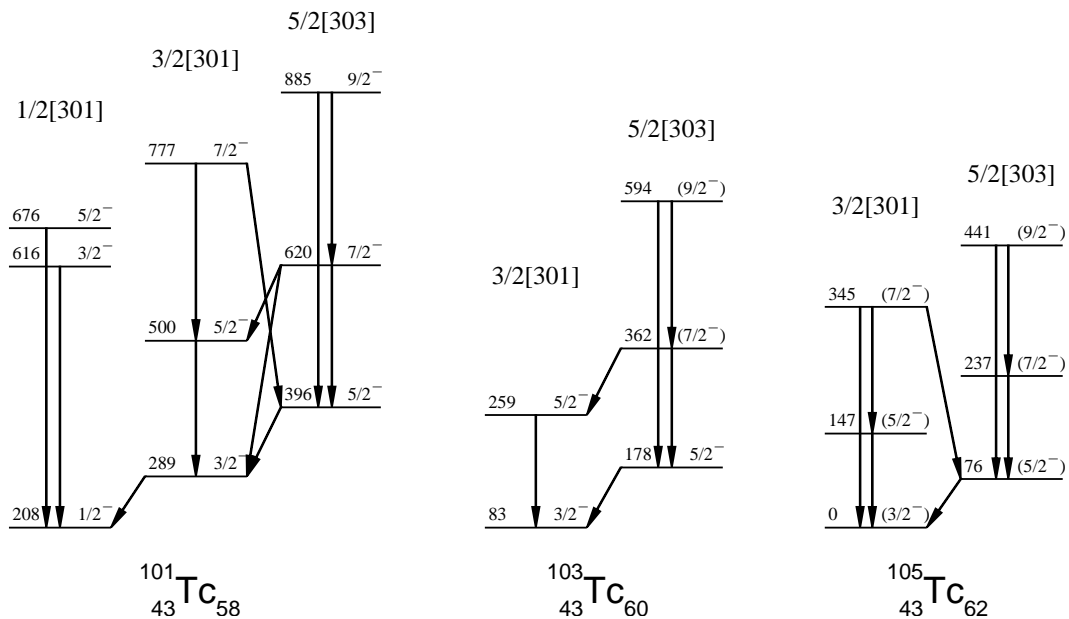


FIG. 3.6 – Premiers états des bandes bâties sur les orbitales $1/2[301]$, $3/2[301]$ et $5/2[303]$ dans ^{101}Tc , ^{103}Tc et ^{105}Tc .

3.1.5 Systématique des têtes de bandes

a) Systématique

La figure 3.7 représente l'ensemble des états de base des bandes de $^{97-105}\text{Tc}$ discutés précédemment. On va maintenant pouvoir étudier cette systématique, ce qui va nous renseigner sur l'évolution des énergies des orbitales de proton les unes par rapport aux autres en fonction de la déformation, et cela en supposant que la déformation augmente dans la série isotopique de Technétium avec le nombre de neutrons comme nous avons pu le vérifier précédemment.

b) Rôle des orbitales identifiées

Les trois "premiers" isotopes de Technétium ($^{97,99,101}\text{Tc}$) sont peu déformés et l'état de base, $9/2^+$, est un mélange des orbitales provenant de la couche $\pi g_{9/2}$ (bandes découplées). Dans les deux isotopes de Technétium plus lourds l'état de base, $5/2^+$, correspond à une bande très perturbée bâtie sur l'orbitale $5/2[422]$ provenant de $\pi g_{9/2}$.

La tête de bande $1/2^-$ a une énergie d'excitation qui croît de ^{97}Tc à ^{101}Tc , ce qui indique que l'orbitale $1/2[301]$, correspondant à cette bande, doit s'éloigner du niveau de Fermi.

Les états $3/2_1^-$ et $5/2_1^-$, têtes des bandes bâties respectivement sur les orbitales $3/2[301]$ et $5/2[303]$ baissent fortement en énergie et restent toujours distants d'une centaine de keV, ce qui suppose que ces deux orbitales doivent être très proches en énergie et doivent avoir un comportement identique quand la déformation augmente.

Ces deux états sont des états excités dans ^{103}Tc (état fondamental $5/2^+$), alors que

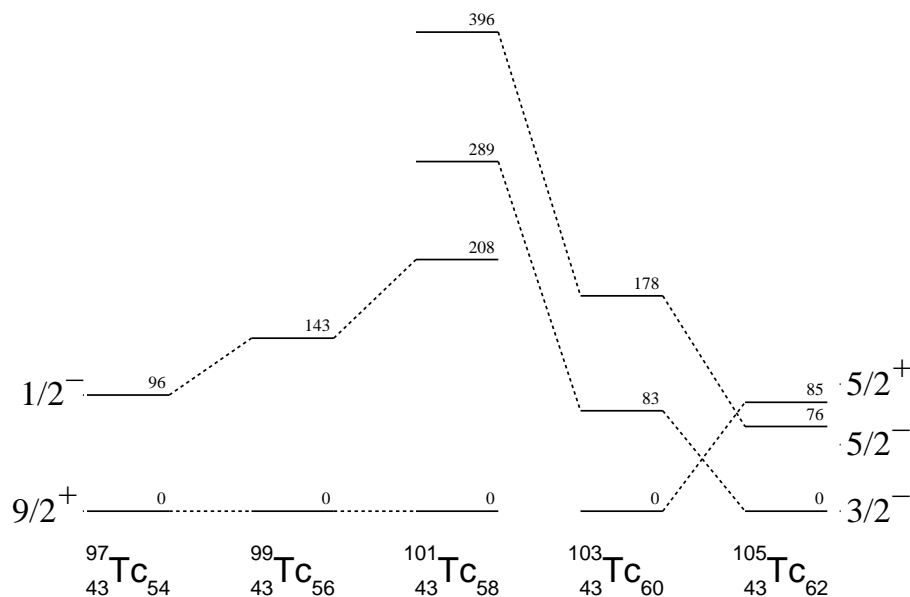


FIG. 3.7 – Evolution des têtes de bandes identifiées dans les paragraphes précédents dans les isotopes de Technétium impairs de $A=97$ à 105 .

dans ^{105}Tc ils sont les deux états de plus basse énergie. Ce changement dans l'ordre des têtes de bande entre ^{103}Tc et ^{105}Tc suggère que les orbitales $3/2[301]$ et $5/2[303]$ croisent l'orbitale $5/2[422]$ pour une déformation comprise entre celle de ^{103}Tc et celle de ^{105}Tc .

c) Rôle de l'orbitale $1/2[431]$

On a vu paragraphe 3.1.2.a), que pour les grandes déformations nous nous attendons à avoir l'orbitale $1/2[431]$ proche du niveau de Fermi pour $Z = 43$.

La bande bâtie sur l'orbitale $1/2[431]$ a été identifiée dans plusieurs isotopes de Rhodium, $Z = 45$ ($^{107,109}\text{Rh}$ [Ven99], ^{111}Rh [Lhe98]). Cette bande présente un doublet ($3/2^+$, $1/2^+$) en début de bande correspondant à un paramètre de découplage $a \sim -1$.

Or dans ^{105}Tc , il existe un tel doublet, dont l'état $3/2^+$ est situé à 304 keV et l'état $1/2^+$ à 322 keV [Fir96]. Ces deux états ont une durée de vie "longue", respectivement 6.8 ns et 9.9 ns, qui suggère une configuration différente des autres états du bas de schéma de niveaux de ^{105}Tc . De plus, l'état $1/2^+$ se désexcite (entre autres) sur l'état $3/2^+$ par une transition de 18 keV qui a une probabilité de transition réduite, $B(M1) = 2.6 \cdot 10^{-2} W.u.$. Cette valeur est typique d'une transition M1 reliant deux états d'une même bande, ces états ont donc bien la même configuration.

Aussi, les états $3/2^+$ et $1/2^+$ sont probablement les états $3/2^+$ et $1/2^+$ de la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[431]$ que l'on retrouve proche du niveau de Fermi pour un noyau très déformé.

3.1.6 Ré-interprétation du schéma de niveau de ^{107}Tc

Des états de haut spin de $^{105,107,109}\text{Tc}$ ont été identifiés récemment à l'aide de la fission spontanée de ^{252}Cf [Hwa98].

Nous avons déjà noté, paragraphe 3.1.2.d), que l'interprétation que nous faisons de la bande de parité positive de ^{105}Tc (bande bâtie sur l'orbitale $5/2[422]$), est différente de celle proposé par Hwang *et al.* (bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$), cette dernière n'étant pas cohérente avec la systématique des bandes de parité positive des isotopes impairs de Technétium plus légers.

De même, les états de haut spin de ^{107}Tc n'ont pas été présentés dans les systématiques précédentes, l'interprétation faite par Hwang *et al.* ne supportant pas différentes comparaisons avec les isotopes impairs de Technétium voisins. Autant de raisons nous ont amenés à faire une ré-interprétation de l'ensemble du schéma de niveaux avec de nouvelles propositions de spin pour certains états.

a) Interprétation de Hwang *et al.*

L'interprétation de Hwang *et al.* est basée d'une part sur une systématique des bandes Yrast de parité positive observées dans des noyaux voisins, d'autre part sur la multipolarité des transitions du bas du schéma de niveaux obtenu par radioactivité [Ohm85] (voir la partie centrale de la figure 3.8).

Hwang *et al.* ont d'abord choisi pour l'état fondamental et l'état à 66 keV, les spins $3/2^-$ et $5/2^-$ (voir la partie gauche de la figure 3.8) par analogie aux spins des deux premiers états du schéma de niveaux de l'isotope voisin ^{105}Tc [Ruc89] et en accord avec la multipolarité, $M1 + E2$, de la transition de 66 keV qui relie ces deux états [Ohm85].

Hwang *et al.* ont observé une bande collective construite sur l'état situé à 137 keV. Les bandes Yrast des noyaux voisins impairs en proton ($_{45}\text{Rh}$ et $_{47}\text{Ag}$) sont bâties sur l'orbitale $7/2[413]$, avec comme tête de bande un état $7/2^+$. Or la bande de ^{107}Tc présente un splitting de signature qui ressemble à ceux observés dans les bandes $7/2[413]$ du ^{103}Rh et du ^{103}Ag . Elle a donc été interprétée par Hwang *et al.* comme une bande $7/2[413]$ avec comme tête de bande l'état à 137 keV auquel ils ont attribué le spin $7/2^+$.

b) Incohérences

L'état situé à 66 keV a une durée de vie de 184 ns [Ohm85]⁶ et décroît sur l'état fondamental par une transition de 66 keV. Si l'état situé à 66 keV a un spin $5/2^-$, comme proposé par Hwang *et al.*, on s'attend à ce que l'état correspondant dans ^{105}Tc (état $5/2^-$ situé à 76 keV qui décroît sur l'état fondamental, $3/2^-$) ait une durée de vie du même ordre de grandeur. Or celui-ci a une durée de vie de 0.9 ns, soit deux ordres de grandeur d'écart que l'on ne peut expliquer.

D'autre part, dans un diagramme de Nilsson (voir figure D.2) on peut remarquer que l'énergie de l'orbitale $7/2[413]$ augmente avec la déformation et donc cette orbitale

⁶Il existait une ambiguïté à propos de la transition de 66 keV. Celle-ci ayant été attribuée au ^{107}Mo puis au ^{107}Tc . J. Genevey *et al.* ont montré qu'une transition de 66 keV existe dans chacun de ces deux noyaux avec des durées de vie respectives de 470 ns et 184 ns [Gen99]

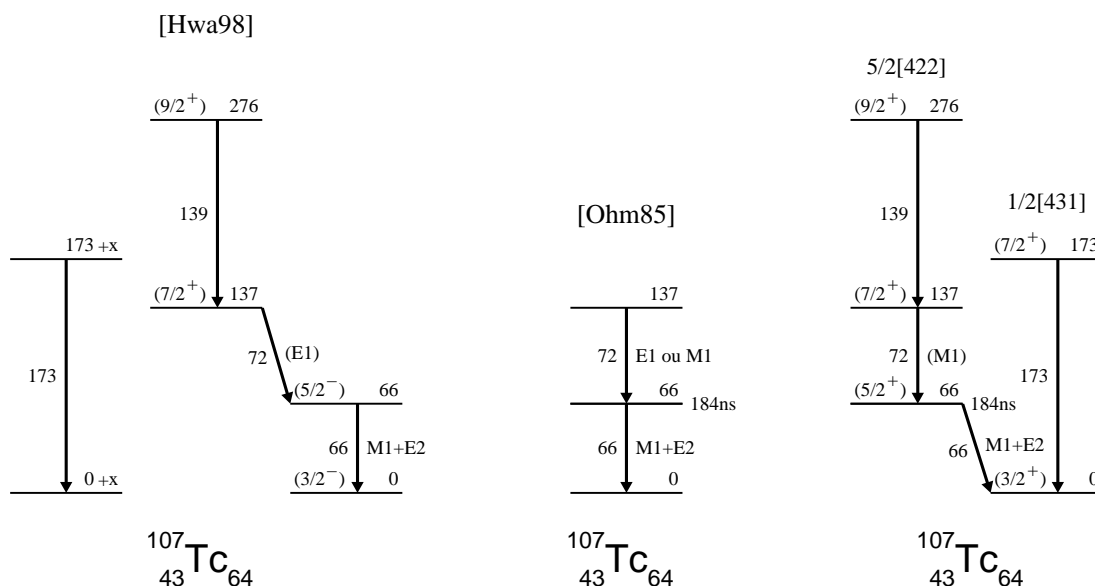


FIG. 3.8 – Au centre de la figure est représenté le bas du schéma de niveau de ^{107}Tc observé par décroissance β^- du ^{107}Mo [Ohm85]. Les multipolarités des transitions déterminées et la durée de vie mesurée par Ohm *et al.* sont indiquées.

La partie gauche de la figure présente l'interprétation du bas du schéma de niveau de ^{107}Tc proposée par Hwang *et al.* [Hwa98], avec la première transition de chacune des deux bandes collectives observées par fission spontanée [Hwa98].

La partie droite de la figure représente le résultat de notre ré-interprétation (voir texte).

n'est jamais proche du niveau de Fermi pour $Z = 43$. On ne s'attend donc pas à observer dans ^{107}Tc une bande bâtie sur cette orbitale dont la tête de bande serait à si basse énergie d'excitation.

c) Nouvelle interprétation

On a vu que la tête de bande $1/2[431]$ est situé à basse énergie dans le ^{105}Tc (voir paragraphe 3.1.5.c) avec un paramètre de découplage, a , de l'ordre mais plus petit que -1 . De plus l'énergie de cette orbitale diminue très vite avec l'augmentation de la déformation (orbitale intruse). En supposant que ^{107}Tc soit plus déformé que ^{105}Tc , l'orbitale $1/2[431]$ pourrait être l'orbitale la plus proche du niveau de Fermi et donc l'état $3/2^+$ de la bande $1/2[431]$ pourrait être l'état fondamental du ^{107}Tc .

Partant de cette hypothèse, l'état à 66 keV est alors $5/2^+$ car la transition de 66 keV a une multipolarité M1 + E2.

Aussi nous proposons que la bande Yrast qui a été observée par Hwang *et al.*, démarre sur cet état $5/2^+$ à 66 keV et qu'elle soit bâtie sur l'orbitale $5/2[422]$ comme les bandes de parité positive des isotopes impairs de Technétium plus légers. La similitude de celles-ci, présentées sur la figure 3.9, corrobore cette interprétation.

<u>1334</u> (17/2 ⁺)	<u>1373</u> (17/2 ⁺)	<u>1331</u> (17/2 ⁺)	<u>1233</u> (17/2 ⁺)
<u>1236</u> (15/5 ⁺)			
	<u>1177</u> (15/2 ⁺)	<u>1144</u> (15/2 ⁺)	<u>1085</u> (15/2 ⁺)
<u>663</u> (13/2 ⁺)	<u>750</u> (13/2 ⁺)	<u>729</u> (13/2 ⁺)	<u>654</u> (13/2 ⁺)
<u>557</u> (11/2 ⁺)			
	<u>593</u> (11/2 ⁺)	<u>569</u> (11/2 ⁺)	<u>506</u> (11/2 ⁺)
<u>139</u> 9/2 ⁺	<u>278</u> (9/2 ⁺)	<u>276</u> (9/2 ⁺)	<u>207</u> (9/2 ⁺)
<u>46</u> 7/2 ⁺	<u>150</u> (7/2 ⁺)	<u>137</u> (7/2 ⁺)	<u>70</u> (7/2 ⁺)
<u>0</u> 5/2 ⁺	<u>85</u> (5/2 ⁺)	<u>66</u> (5/2 ⁺)	<u>0</u> (5/2 ⁺)
¹⁰³ Tc ₆₀	¹⁰⁵ Tc ₆₂	¹⁰⁷ Tc ₆₄	¹⁰⁹ Tc ₆₆

FIG. 3.9 – Bandes bâties sur l'orbitale 5/2[422] dans les isotopes impairs de Technétium, de $A = 103$ à $A = 109$.

La longue durée de vie de 184 ns de l'état situé à 66 keV s'explique à présent par le fait que la transition qui désexcite celui-ci a une multipolarité $M1 + E2$, qu'elle est non-collective et que la différence des projections des spins de l'état initial et de l'état final est $\Delta K = 2$, cette transition reliant dans notre interprétation l'état 5/2⁺, tête de la bande bâtie sur l'orbitale 5/2[422] ($K = 5/2$), à l'état fondamental 3/2⁺, bâti sur l'orbitale 1/2[431] ($K = 1/2$).

La transition correspondante existe dans ^{105}Tc , $3/2^+_{(304\text{ keV})} \rightarrow 5/2^+_{(85\text{ keV})}$ (Cf paragraphe 3.1.5). On s'attend donc à ce que ces deux transitions aient des probabilités de transition réduite du même ordre de grandeur. C'est bien le cas, puisque la probabilité de transition réduite de cette transition dans ^{107}Tc a une valeur de $B(M1) = 2.3 \cdot 10^{-4} \text{ W.u.}$ et dans ^{105}Tc : $B(M1) = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ W.u.}$.

d) Bande 1/2[431]

Hwang *et al.* ont aussi vu une cascade de 5 transitions qu'ils ont attribuée à ^{107}Tc , mais ne l'ont pas rattaché au reste du schéma de niveau.

Cette bande présente un grande similitude avec la branche favorisée de la bande bâtie sur l'orbitale 1/2[431] identifiée dans l'isobare ^{107}Rh [Ven99] (voir figure 3.10).

Nous proposons donc de placer cette bande directement sur l'état fondamental 3/2⁺ alors tête de la bande bâtie sur l'orbitale 1/2[431] comme proposé précédemment.

<u>(1613) (19/2⁺)</u>	<u>2118 (19/2⁺)</u>
<u>(984) (15/2⁺)</u>	<u>1461 (15/2⁺)</u>
<u>(501) (11/2⁺)</u>	<u>936 (11/2⁺)</u>
<u>(172) (7/2⁺)</u>	<u>569 (7/2⁺)</u>
<u>(0) (3/2⁺)</u>	<u>374 3/2⁺</u>
¹⁰⁷ Tc ₄₃ ₆₄	¹⁰⁷ Rh ₄₅ ₆₂

FIG. 3.10 – Comparaison de la bande de ¹⁰⁷Tc vue par Hwang *et al.* [Hwa98], qui n'avait pas été rattachée au reste du schéma de niveaux, avec la bande 1/2[431] de ¹⁰⁷Rh [Ven99].

e) Etat de parité négative

Dans le bas du schéma de niveaux connu par radioactivité, il reste un état à 46 keV qui n'a pas été discuté. Cette état est alimenté par une transition de 20 keV qui désexcite l'état 5/2⁺ et décroît par une transition de 46 keV sur l'état fondamental 3/2⁺.

Si l'ordre multipolaire de ces deux transitions était deux (ou supérieur), elles seraient complètement converties ($\alpha_{tot} > 200$), et n'auraient pas pu être mises en évidence par spectrométrie γ [Ohm85]. Ces deux transitions sont donc dipolaires ($L=1$) et l'état à 46 keV ne peut donc être que 3/2[±] ou 5/2[±]. Les orbitales 3/2[301] et 5/2[303] étant attendues proches du niveau de Fermi, comme dans ¹⁰⁵Tc, cet état est un bon candidat pour être la tête de la bande bâtie sur l'orbitale 3/2[301] ou sur l'orbitale 5/2[303].

f) Cas de ¹⁰⁹Tc

Tout comme ¹⁰⁷Tc, des états de haut spin de ¹⁰⁹Tc⁷ ont aussi été mis en évidence par Hwang *et al.* [Hwa98]. Ils ont été interprétés comme la bande bâtie sur l'orbitale 7/2[413] utilisant les mêmes arguments que pour la bande de ¹⁰⁷Tc. Or cette bande s'inscrit bien dans notre systématique des bandes 5/2[422] (voir figure 3.9), en supposant un spin 5/2⁺ pour l'état de plus basse énergie, alors que Hwang *et al.* avait proposé un état 5/2 de parité négative. Nous proposons donc d'interpréter cette bande comme la bande bâtie sur l'orbitale 5/2[422].

Le fait qu'une seule bande n'ait pu être attribuée à ¹⁰⁹Tc laisse à penser que les

⁷Aucun résultat n'a été obtenu par radioactivité dans ¹⁰⁹Tc.

états des autres bandes sont plus loin de la ligne Yrast que dans ^{107}Tc , c'est à dire que leurs têtes de bande ont une énergie plus grande que dans ^{107}Tc .

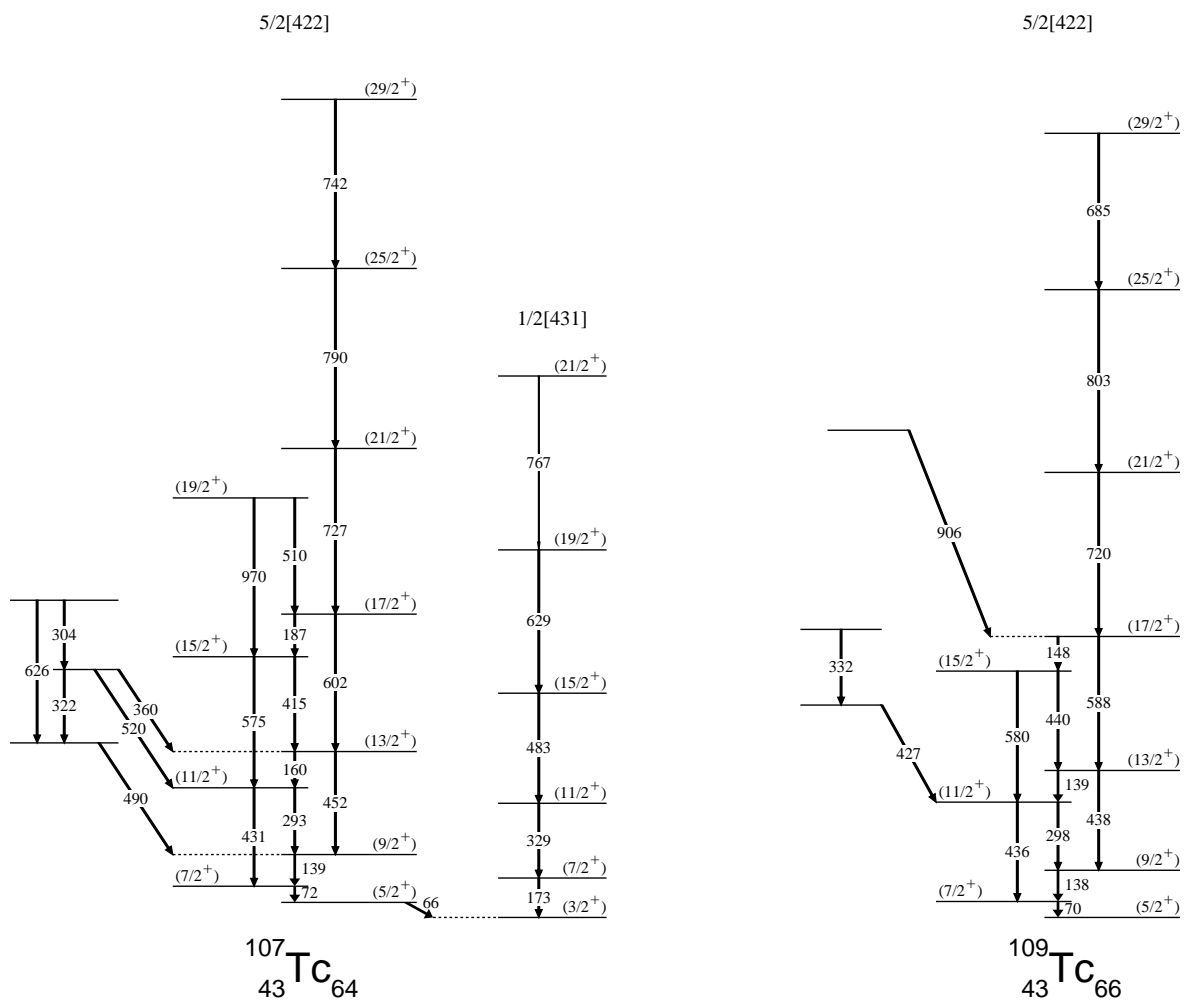


FIG. 3.11 – Nouvelle interprétation des schémas de niveaux de ^{107}Tc et de ^{109}Tc établis par Hwang *et al.* [Hwa98].

g) Conclusion

Nous avons réinterprété les schémas de niveaux de $^{107,109}\text{Tc}$, qui sont présentés sur la figure 3.11. Ces nouvelles interprétations nous ont permis d'obtenir (Cf figure 3.9), une systématique cohérente des bandes bâties sur l'orbitale $5/2[422]$.

On notera sur les schéma de niveaux de $^{107,109}\text{Tc}$, le début d'une bande qui décroît sur la bande $5/2[422]$ et qui pourrait être la bande γ associée à la bande $5/2[422]$ et donc un indice de la triaxialité de ces deux noyaux comme dans le cas de ^{107}Rh , qui sera discuté dans le prochain chapitre.

3.1.7 Les isotopes de Technétium déformés

Grâce à la ré-interprétation de $^{107,109}\text{Tc}$, nous allons pouvoir étudier la systématique des têtes de bandes des isotopes de Technétium bien déformés, $^{103,105,107,109}\text{Tc}$, qui est présentée sur la figure 3.12.

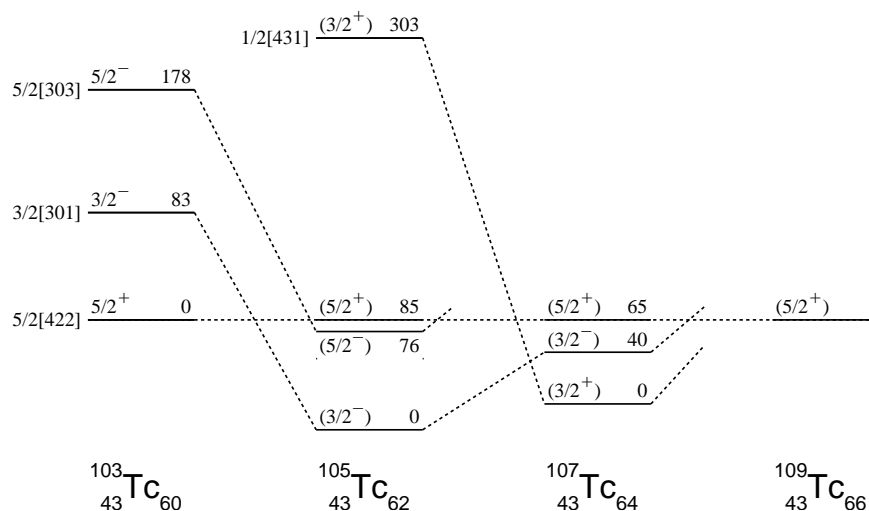


FIG. 3.12 – Systématique des têtes de bandes identifiées dans ^{103}Tc à ^{109}Tc . L'énergie de l'état de la bande bâtie sur l'orbitale 5/2[422], a été prise pour référence.

Au début de ce chapitre nous avons supposé que la déformation augmentait avec le nombre de neutrons. Dans ce cas on s'attend à une évolution monotone des énergies des différentes têtes de bandes, les unes par rapport aux autres.

Or ce n'est pas ce que l'on observe sur la systématique des têtes de bandes présentée sur la figure 3.12, où les énergies des têtes des bandes bâties sur les orbitales 3/2[301], 5/2[303] et 1/2[431] présentent un minimum. Ces minima sont dus au maximum de déformation atteint pour $^{105,107}\text{Tc}$. ^{109}Tc ayant un état fondamental 5/2⁺, tête de la bande bâtie sur l'orbitale 5/2[422], il doit avoir une déformation plus petite que celles de $^{105,107}\text{Tc}$.

Dans le chapitre suivant nous demanderons aux modèles utilisés de reproduire l'évolution de ces têtes de bande les unes par rapport aux autres, notamment le comportement identique des têtes des bandes bâties sur les orbitales 3/2[301] et 5/2[303], mais aussi les caractéristiques des bandes bâties sur ces orbitales comme le paramètre de découplage ($a \lesssim -1$) de la bande bâtie sur l'orbitale intruse 1/2[431] ainsi que le staggering de la bande bâtie sur l'orbitale 5/2[422].

3.2 Les isotopes d'Argent, $Z = 47$

Lors de nos expériences de fissions induites nous avons mis en évidence plusieurs isotopes d'Argent ($109 < A < 115$). Nous avons obtenu de nouveaux résultats dans les noyaux d'Argent riches en neutrons : $^{111,113,115}\text{Ag}$. Nous allons interpréter leurs structures à haut spin en terme d'un coeur pair-pair de Palladium ($Z = 46$) plus "le 47^e proton" des isotopes d'Argent).

Comme dans le cas des isotopes de Technétium nous utiliserons des résultats de bas spin obtenus par radioactivité β^- dans les isotopes d'Argent de $A = 109$ à $A = 119$ ainsi que les résultats d'études à haut spin dans $^{107,109,111}\text{Ag}$ obtenus notamment par fusion – évaporation¹ et par des réactions induites par ions légers².

Contrairement aux isotopes lourds de Technétium, les isotopes d'Argent plus lourds ($A > 111$) n'ont pas pu être étudiés à l'aide de la fission spontanée d'actinides car étant asymétrique, elle ne peuple que très peu les isotopes d'Argent.

A partir des caractéristiques des bandes observées et des orbitales impliquées, nous discuterons de la déformation des isotopes d'Argent en fonction du nombre de neutrons.

3.2.1 Résultats antérieurs

^{107}Ag et ^{109}Ag sont les deux isotopes stables de la série isotopique d'Argent et ont été étudiés de multiples façons. Dans ces deux isotopes, les deux bandes principales que nous discuterons en premier lieu, débutent sur les deux états à basse énergie d'excitation, et sont bâties sur les orbitales proton $1/2[301]$ et $7/2[413]$. Ces deux bandes sont présentes dans tous les isotopes d'Argent impairs. En plus de ces deux bandes, le début de la bande bâtie sur l'orbitale intruse $1/2[431]$ est connu à basse énergie dans $^{111,113,115}\text{Ag}$. D'autre part, plusieurs bandes à trois quasi-particules ont aussi été mises en évidence dans les deux isotopes stables d'Argent.

a) Caractéristiques de la bande $1/2[301]$

Construite sur l'état fondamental, de spin $1/2^-$, elle a été observée jusqu'au spin $13/2^-$ ($E^* = 2065 \text{ keV}$) dans ^{107}Ag [Esp97]³, jusqu'au spin $9/2^-$ ($E^* = 1090 \text{ keV}$) dans ^{109}Ag [And77]⁴ et jusqu'au spin $(11/2^-)$ ($E^* = 1749 \text{ keV}$) dans ^{109}Ag [Zeg87]. Dans les isotopes plus lourds ($^{113,115}\text{Ag}$ [Fir96], $^{117,119}\text{Ag}$ [Pen91]) les trois premiers états ($1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$) sont connus par radioactivité β . Les états excités de cette bande sont regroupés en doublets : $(3/2^-, 5/2^-)$, $(7/2^-, 9/2^-)$... typique d'une bande

¹Par exemple, la réaction, $^{96}\text{Zr} (^{16}\text{O}, p4n)$ a permis d'étudier ^{109}Ag jusqu'à un spin $35/2$ et une énergie d'excitation de 5.4 MeV [Poh96].

²La réaction, $^{110}\text{Pd} (^3\text{He}, pn)$ a permis d'étudier ^{111}Ag jusqu'à un spin $17/2$ et une énergie d'excitation de 2.3 MeV [Zeg87].

³la bande $1/2[301]$ de ^{107}Ag n'a pas été observée à plus haut spin car elle est "prolongée" par une bande à 3 quasi-particules [Esp97].

⁴La bande de ^{109}Ag a été mise en évidence par réaction de transfert de deux neutrons. Elle n'a été observée ni par réaction de fusion – évaporation [Poh96] ni dans nos expériences de fusion – fission, car celle-ci est loin de la ligne Yrast et est donc très peu peuplée dans ce type de réaction.

bâtie sur une orbitale $K = 1/2$ avec un paramètre de découplage $a \lesssim +1$. L'orbitale $K = 1/2$ proche du niveau de Fermi pour $Z = 47$, est l'orbitale $1/2[301]$ provenant de la couche $\pi p_{1/2}$.

b) Caractéristiques de la bande $7/2[413]$

Cette bande est construite sur l'état $7/2^+$ et a été observée jusqu'au spin $21/2^+$ dans $^{107,109}\text{Ag}$ [Jer94, Poh96]⁵ et jusqu'au spin $15/2^+$ dans ^{111}Ag . Dans les isotopes plus lourds, $^{113,115}\text{Ag}$ [Fir96] et ^{119}Ag [Pen91], seule la transition $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ a été observée par radioactivité β .

Elle présente un fort staggering : doublets $(7/2^+, 9/2^+)$, $(11/2^+, 13/2^+)$ $(15/2^+, 17/2^+)$... elle est donc très influencée par l'interaction de Coriolis (Cf annexe A). L'état de base de cette bande ayant un spin $7/2^+$, l'orbitale dominante doit avoir un $K = 7/2$. L'orbitale correspondante la plus proche du niveau de Fermi pour $Z = 47$ est l'orbitale $7/2[413]$ provenant de la couche $\pi g_{9/2}$. La bande bâtie sur cette orbitale est très mélangée, à cause de l'interaction de Coriolis, aux bandes bâties sur les autres orbitales provenant aussi de la couche $\pi g_{9/2}$, y compris l'orbitale $K = 1/2$ qui est la cause du staggering.

c) Caractéristiques de la bande $1/2[431]$

La bande bâtie sur l'orbitale intruse $1/2[431]$ été mise en évidence dans ^{111}Ag , jusqu'au spin $13/2^+$ [Zeg87]. Le début de celle-ci l'a aussi été dans $^{113,115}\text{Ag}$ [Rog90].

L'état de plus basse énergie de cette bande est $3/2^+$, correspondant à un paramètre de découplage, $a < -1$, pour cette bande $K = 1/2$. Il s'agit de l'orbitale intruse, $1/2[431]$, provenant de la couche $\pi(d_{5/2}/g_{7/2})$, qui ne se rapproche du niveau de Fermi pour $Z = 47$ que pour une déformation supérieure à $\epsilon = 0,25$ (voir figure D.2).

d) Caractéristiques des bandes à trois quasi-particules

Deux bandes à trois quasi-particules ont été observées aussi bien dans ^{109}Ag produit par fusion – évaporation [Poh96] (et par fusion – fission lors de nos expériences) que dans ^{107}Ag , aucune bande à trois quasi-particules n'ayant été observée dans les isotopes d'Argent plus lourds.

La première bande à trois quasi-particules prolonge la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ et est construite sur un état $23/2^+$ situé à $\sim 3 \text{ MeV}$ d'énergie d'excitation. Elle a été observée jusqu'au spin $39/2^+$ et une énergie d'excitation de $6,9 \text{ MeV}$ dans ^{107}Ag [Jer94] et jusqu'au spin $35/2^+$ et une énergie d'excitation de $5,4 \text{ MeV}$ dans ^{109}Ag [Poh96]. Les transitions les plus intenses de cette bande sont les transitions M1 de quelque centaines de keV en bas de bande. Les transitions E2 ont une intensité très faible dans ^{107}Ag et n'ont pas été observées dans ^{109}Ag .

⁵Cette bande est prolongée par une bande à trois quasi-particules avec alignement de neutrons.

La seconde bande, de parité négative, démarre sur l'état $15/2^-$ situé à $\sim 2 \text{ MeV}$ et se désexcite principalement sur la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$. Elle a été observée jusqu'au spin $33/2^-$ et une énergie d'excitation de $5,5 \text{ MeV}$ dans ^{107}Ag [Jer94] et jusqu'au spin $23/2^-$ et une énergie d'excitation de $3,2 \text{ MeV}$ dans ^{109}Ag [Poh96]. Les transitions les plus intenses de cette bande sont les transitions M1 de quelques centaines de keV , les transitions E2 n'ont pas été observées dans $^{107,109}\text{Ag}$ en bas de bande et ont une intensité très faible dans le haut de la bande observée dans ^{107}Ag .

Ces deux bandes ont été interprétées comme une brisure de neutrons, dont les configurations sont $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$ pour la première débutant à $\sim 3 \text{ MeV}$, et $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(d_{5/2}/g_{7/2})$ pour la seconde démarrant à $\sim 2 \text{ MeV}$. Nous reviendrons plus en détail sur le comportement de ces bandes dans le paragraphe 3.3.

e) Conclusion

Dans les isotopes où nous avons obtenu de nouveaux résultats, on s'attend à trouver cinq structures :

- **Bande $1/2[301]$** : bande $K = 1/2$ ayant un paramètre de découplage, $a \lesssim +1$.
- **Bande $7/2[413]$** : bande présentant un fort staggering construite sur un état $7/2^+$.
- **Bande $1/2[431]$** : bande $K = 1/2$ ayant un paramètre de découplage, $a < -1$, avec l'état $3/2^+$ comme tête de bande.
- **Bande $\pi g_{9/2} \otimes \nu(\mathbf{h}_{11/2})^2$** : bande de parité positive prolongeant la bande $7/2[413]$, construite sur un état $23/2^+$ situé à $\sim 3 \text{ MeV}$.
- **Bande $\pi g_{9/2} \otimes \nu \mathbf{h}_{11/2} \otimes \nu(\mathbf{d}_{5/2}/\mathbf{g}_{7/2})$** : bande de parité négative se désexcitant sur la bande $7/2[413]$, construite sur un état $15/2^-$ situé à $\sim 2 \text{ MeV}$.

3.2.2 Les états de haut spin de ^{111}Ag

a) Nouveaux résultats et schémas de niveaux

Zeghib *et al.* [Zeg87] ont observé des états excités dans ^{111}Ag jusqu'à une énergie de $2,3 \text{ MeV}$ et spin $17/2$, en utilisant la réaction d'ions légers $^{110}_{46}\text{Pd}(\text{}^3_2\text{He}, \text{pn})$. Nous avons pu étendre le schéma de niveaux (voir figure 3.13) jusqu'à une énergie d'excitation de 4 MeV , un moment angulaire de $31/2 \hbar$ et nous avons distingué six bandes. Ces nouveaux résultats nous ont amené à proposer des spins différents de ceux proposés par Zeghib *et al.* pour certains états.

b) Caractéristiques des bandes

La bande 1 (voir figure 3.13) a pu être observée bien que ses états soient loin de la ligne Yrast, car elle est alimentée par la bande 5, ce qui n'est pas le cas dans ^{109}Ag . Elle est construite sur l'état fondamental de spin $1/2^-$ et est observée jusqu'à un état ($13/2^-$) situé à 1749 keV . Ces états avaient déjà été observés par Zeghib *et al.* [Zeg87], et correspondent à la branche favorisée (signature +) de la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$. Nous n'avons pu observer qu'un seul des partenaires de signature (signature

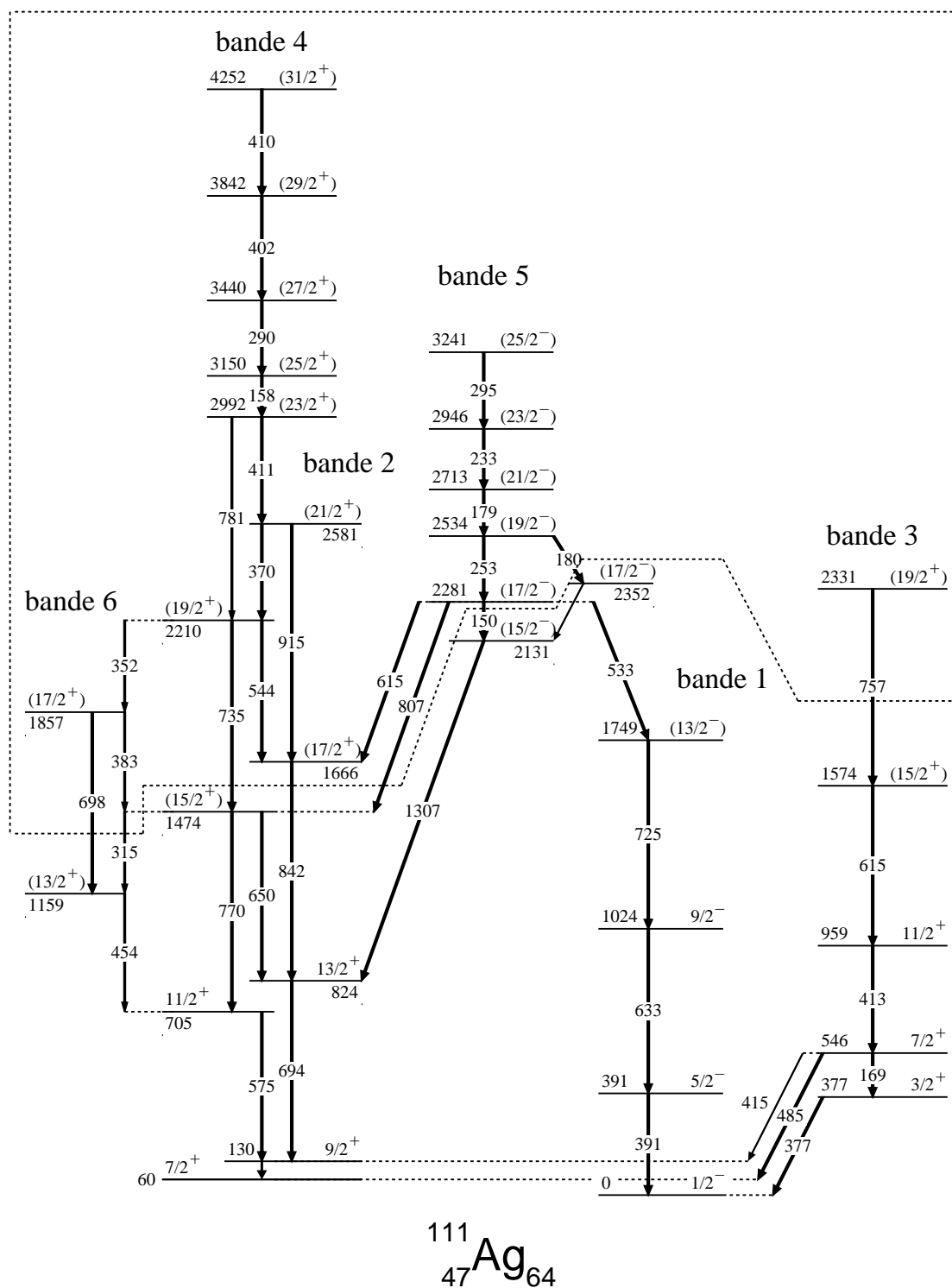


FIG. 3.13 – Schéma de niveaux de ^{111}Ag observé lors de nos expériences de fusion – fission. La ligne en pointillé entoure les états mis en évidence pour la première fois grâce à ce travail.

), d'où l'état à 1749 keV est un état ($13/2^-$) et non ($11/2^-$) comme l'avait proposé Zeghib *et al.*

La bande 2 construite sur l'état $7/2^+$ situé à 60 keV , est observée jusqu'à un état ($21/2^+$) situé à 2581 keV . Elle avait été observée par Zeghib *et al.* jusqu'au spin $17/2^+$, et interprétée comme la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$. D'ailleurs elle présente un fort staggering (doublets ($7/2, 9/2$), ($11/2, 13/2$)...) et des énergies de transition proches de celles bâties sur l'orbitale $7/2[413]$ observées dans ^{109}Ag et ^{107}Ag .

La bande 3, construite sur un état $3/2^+$ situé à 377 keV , a été observée jusqu'à une énergie d'excitation de 2331 keV . Les trois premiers états de cette bande ont été observés par Zeghib *et al.* et interprétés comme les états de la branche favorisée de la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[431]$. D'ailleurs l'état $1/2^+$, associé à cette bande, est situé à 28 keV au dessus de l'état $3/2^+$ (état tête de bande), d'où un paramètre de découplage, $a \lesssim -1$. Nous n'avons pu observer que les partenaires de signature appartenant à la branche favorisée, qui correspond ici à la signature $-$. Les états situés à 1574 keV et à 2331 keV sont donc très probablement les états ($15/2^+$) et ($19/2^+$). La proposition de spin ($15/2^+$) pour l'état situés à 1574 keV est différente de celle proposé Zeghib *et al.* qui était ($13/2^+$) mais cet état ne peut pas avoir un spin $13/2$ appartenant à la branche défavorisée que nous n'avons pas observée.

La bande 4, construite sur l'état situé à 2992 keV , est observée jusqu'à 4252 keV . Elle prolonge la bande 2 bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ provenant de la couche $\pi g_{9/2}$. En effet, la bande 4 se désexcite à partir de l'état situé à 2992 keV sur les états $21/2^+$ et $19/2^+$ de la bande 2 par des transitions de 411 keV et 781 keV . Aussi le spin le plus probable pour cet état situé à 2992 keV est $23/2^+$.

Constituée de transitions de quelques centaines de keV , la bande 4 débute donc par un état $23/2$ situé à $\sim 3 MeV$. Ces caractéristiques sont identiques à celles de la bande à trois quasi-particules de parité positive observée dans $^{107,109}Ag$ (Cf. paragraphe 3.2.1.d). Aussi nous proposons que la bande 4 de ^{111}Ag ait la même configuration que celles observée dans $^{107,109}Ag$, soit : $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$ (Elle sera discutée plus longuement paragraphe 3.3).

La bande 5 construite sur l'état situé à 2131 keV , est observée jusqu'à un état à 3241 keV d'énergie d'excitation. Elle se désexcite d'une part à partir du second état de la bande situé à 2281 keV , d'autre part à partir de son premier état. L'état à 2281 keV se désexcitant vers l'état ($13/2^-$) de la bande 1 par une transition de 553 keV et sur les états $17/2^+$ et $15/2^+$ de la bande 2, le spin le plus probable pour cet état est donc $17/2$. L'état situé à 2131 keV étant alimenté par l'état ($17/2$), et décroissant sur l'état $13/2^+$ de la bande 2 par une transition de 1307 keV , le spin le plus probable pour cet état, tête de bande, est donc $15/2$.

Cette bande 5 est constituée de transitions de quelques centaines de keV et démarrant sur un état $15/2$ situé à $\sim 2 MeV$. Ces caractéristiques sont identiques à celles de la bande à trois quasi-particules de parité négative observée dans ^{107}Ag et ^{109}Ag (Cf. paragraphe 3.2.1.d). Nous proposons donc pour la bande 5 de ^{111}Ag , la même configuration que pour celle observée dans $^{107,109}Ag$, soit : $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(d_{5/2}/g_{7/2})$. Nous

reviendrons également sur la configuration de cette bande au paragraphe 3.3.

La présence de deux états ($17/2^-$) distants de 70 keV (situés respectivement à 2281 et 2352 keV) et alimentés par l'état ($19/2^-$) nous indique que ces deux états sont des mélanges de deux états $17/2^-$ très proches en énergie. Ces deux états sont donc probablement l'état $17/2^-$ de la bande à trois quasi-particules et l'état $17/2^-$ de la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ (bande 1). Cela explique pourquoi la bande 5 se désexcite sur la bande 1 bien que ces deux bandes aient des configurations très différentes.

La bande 6 est constituée de deux états, l'un situé à 1159 keV et l'autre à 1857 keV . La particularité de cette bande est d'être alimentée et dépeuplée par des états de la bande 2. Compte tenu des transitions qui relient ces deux bandes, les spins les plus probables des deux états de la bande 6 sont respectivement $13/2^+$ et $17/2^+$.

Le même type de bande a été observée dans ^{107}Rh [Ven99] et a été interprétée comme la bande γ (à un phonon) associée à la bande Yrast de parité positive de ^{107}Rh . Si la bande 6 est la bande γ de ^{111}Ag , elle serait alors un indice de la triaxialité du noyau ^{111}Ag .

c) Conclusion

Nous avons observé dans ^{111}Ag et ce grâce aux données tirées de nos expériences, six bandes dont trois qui n'avaient jamais été identifiées auparavant :

- **Bande 1** : construite sur l'état fondamental $1/2^-$, elle est bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ avec un paramètre de découplage, $a \lesssim +1$.
- **Bande 2** : construite sur l'état $7/2^+$, elle est bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ et est très perturbée par Coriolis.
- **Bande 3** : bande débutant sur l'état $3/2^+$ situé à 377 keV , elle est bâtie sur l'orbitale $1/2[431]$ avec un paramètre de découplage, $a \lesssim -1$.
- **Bande 4** : de parité positive prolongeant la bande 2 et démarrant sur un état ($23/2^+$) à $\sim 3 \text{ MeV}$. C'est une bande à trois quasi-particules dont la configuration est $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$.
- **Bande 5** : à trois quasi-particules ayant comme configuration $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(d_{5/2}/g_{7/2})$, démarrant à $\sim 2 \text{ MeV}$ sur un état ($15/2^-$).
- **Bande 6** : bande γ associée à la bande 2.

3.2.3 Les états de haut spin de ^{113}Ag

a) Mise en évidence des états de haut spin

Comme pour ^{103}Tc les seuls états qui étaient connus dans ^{113}Ag , l'étaient par radioactivité β . Les états de haut spin ont donc été mis en évidence dans les spectres γ doublement conditionnés par une des différentes transitions de ^{113}Ag connue par radioactivité et par la transition du fragment complémentaire principal⁶.

⁶Dans l'expérience $^{37}\text{Cl} + ^{176}\text{Yb}$, le fragment complémentaire principal de ^{113}Ag est ^{94}Zr dont nous avons utilisé la transition de 919 keV . Avec les données de l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$, nous avons utilisé les transitions de 779 et 1183 keV appartenant à ^{85}Rb fragment complémentaire principal de ^{113}Ag dans ce cas.

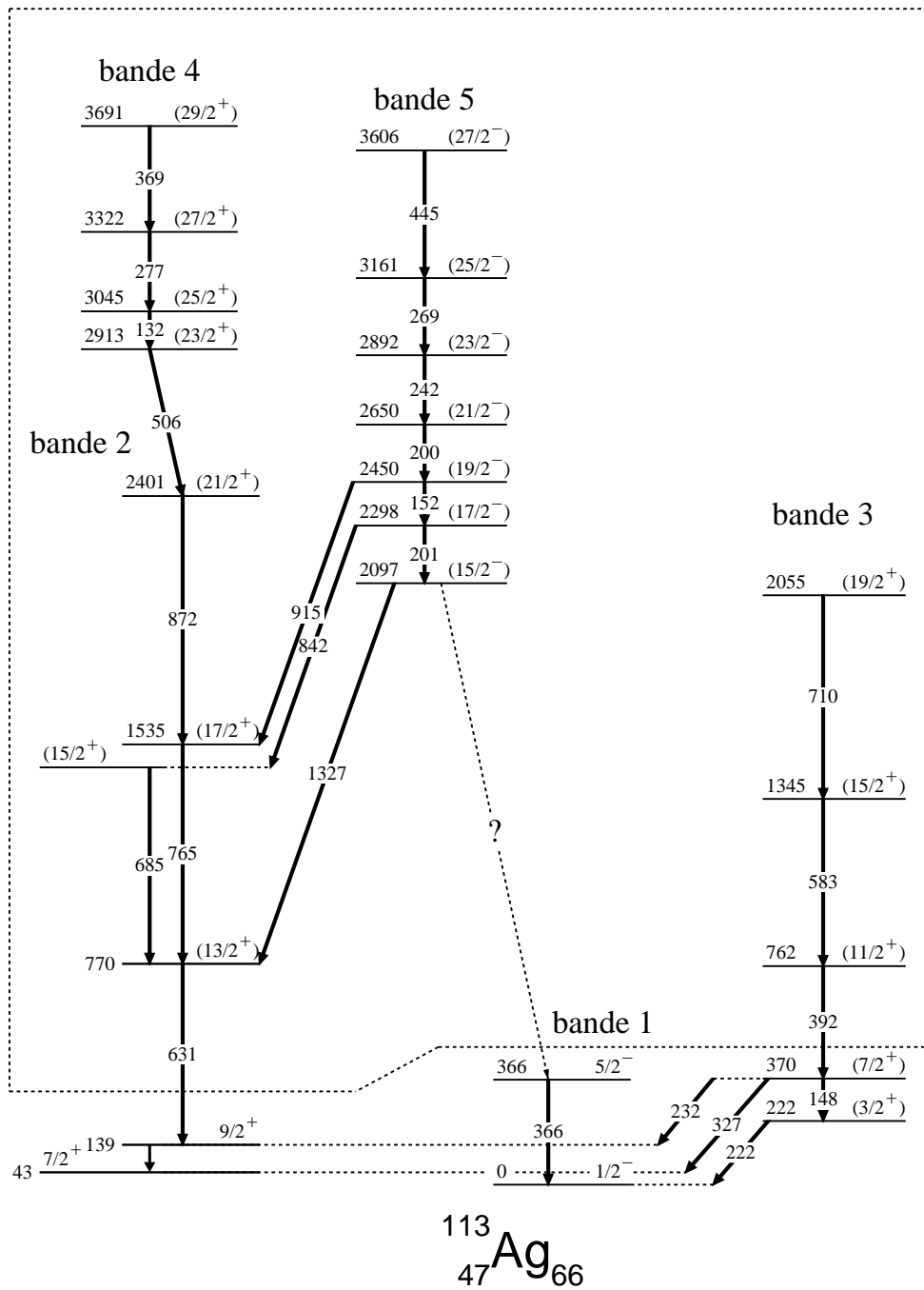


FIG. 3.14 – Schéma de niveaux du ^{113}Ag observé lors de nos expériences de fusion – fission. La ligne en pointillé entoure les états mis en évidence pour la première fois grâce à ce travail.

Nous avons pu construire le schéma de niveau de ^{113}Ag , présenté figure 3.14, jusqu'à une énergie d'excitation de $3,7 \text{ MeV}$ et un moment angulaire de $29/2 \hbar$, et nous avons mis en évidence cinq bandes.

b) Caractéristiques des bandes

La bande 1 est construite sur l'état fondamental de spin $1/2^-$. Un seul état excité a été observé ($5/2^-$ à 366 keV). Nous avons pu observer la transition $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ car elle est en coïncidence avec les transitions de la bande 5. Mais les transitions reliant la bande 5 à l'état $5/2^-$ n'ont pas pu être mises en évidence.

L'état $5/2^-$ est observé par radioactivité ainsi qu'un état $3/2^-$ situé à 271 keV . Ces trois états ont été interprétés comme les états du début de la bande $1/2[301]$ [Rog90].

La bande 2 construite sur l'état $7/2^+$ à 44 keV [Fir96], est observée jusqu'à un état ($21/2^+$) à 2407 keV . Comme pour les bandes construites sur l'état $7/2^+$ dans les isotopes d'Argent plus légers on remarque un fort staggering (doublets ($7/2^+$, $9/2^+$) et ($15/2^+$, $17/2^+$)). On en déduit cette bande doit être la bande $7/2[413]$.

La bande 3 construite sur l'état $3/2^+$ à 222 keV , est observée jusqu'à un état à 2055 keV . Les deux premiers états de cette bande (les états $3/2^+$ et $7/2^+$) ont été interprétés par J. Rogowski *et al.* [Rog90] comme appartenant à la branche favorisée de la bande $1/2[431]$. En accord avec cette interprétation et comme nous n'avons observé que les états de la signature favorisée, correspondant à la signature $-$, et les spins de ses états croissant de deux en deux \hbar , on obtient un spin $19/2^+$ pour l'état situé à 2055 keV en haut de bande.

La bande 4 construite sur l'état à 2913 keV , est observée jusqu'à un état à 3691 keV . Elle se désexcite à partir de l'état à 2913 keV vers l'état $21/2^+$ de la bande 2 par une transition de 506 keV . Par analogie avec la bande 4 dans ^{111}Ag , on propose pour le premier état de la bande, situé à $\sim 3 \text{ MeV}$, un spin $23/2^+$, puis des spins croissant de un en un \hbar , et la configuration : $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$ (voir paragraphe 3.3).

La bande 5 construite sur l'état à 2097 keV , est observée jusqu'à un état à 3606 keV . Elle se désexcite sur différents états de la bande 2, mais aussi sur la bande 1 par des transitions qui n'ont pas pu être mises en évidence.

Les spins sont proposés par analogie avec la bande 5 dans ^{111}Ag (débutant à $\sim 2 \text{ MeV}$), de même que l'interprétation de cette bande, soit une configuration : $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(d_{5/2}/g_{7/2})$, que l'on discutera plus longuement paragraphe 3.3.

c) Conclusion

Dans ^{113}Ag , on a identifié cinq bandes :

- **Bande 1** : démarrant sur l'état fondamental $1/2^-$, elle est bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$.
- **Bande 2** : construite sur l'état $7/2^+$, elle est bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ et est très perturbée par Coriolis.
- **Bande 3** : débutant sur l'état $3/2^+$ situé 222 keV, elle est bâtie sur l'orbitale $1/2[431]$ avec un paramètre de découplage, $a \lesssim -1$.
- **Bande 4** : de parité positive prolongeant la bande 1 à partir de $\sim 3 \text{ MeV}$. C'est une bande à trois quasi-particules dont la configuration est $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$.
- **Bande 5** : à trois quasi-particules débutant à $\sim 2 \text{ MeV}$ et ayant comme configuration $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(d_{5/2}/g_{7/2})$.

3.2.4 Les états de haut spin de ^{115}Ag

Dans ^{115}Ag , on a pu mettre en évidence deux nouvelles transitions en coïncidence grâce au spectre doublement conditionné par la transition $7/2^+ \rightarrow 9/2^+$ de 125 keV appartenant à ^{115}Ag (connue par radioactivité [Fir96]) et par la première transition de ^{92}Zr (935 keV), fragment complémentaire principal de ^{115}Ag dans l'expérience $^{37}\text{Cl} + ^{176}\text{Yb}$.

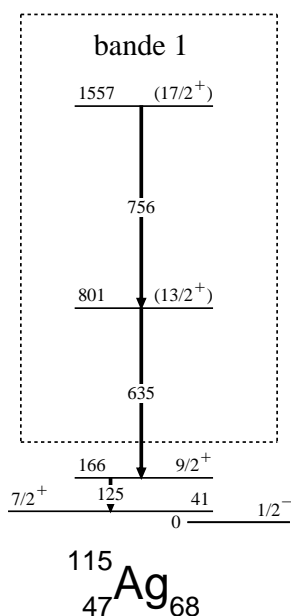


FIG. 3.15 – Schéma de niveaux du ^{115}Ag observé lors de nos expériences de fusion – fission. La ligne en pointillé entoure les états mis en évidence pour la première fois grâce à ce travail.

La cascade observée (voir figure 3.15) est construite sur l'état $7/2^+$ situé à 41 keV. Si on compare les espacements en énergie de ces états avec ceux de la bande démarrant

sur l'état $7/2^+$ dans les isotopes d'Argent plus légers, on remarque que les deux nouvelles transitions sont proches en énergie de celles reliant les états de signature + de la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ dans ^{113}Ag (voir la systématique de la figure 3.16). On peut en conclure que ces états sont les états $13/2^+$ et $17/2^+$ de la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ dans ^{115}Ag .

On a donc identifié, pour la première fois, les premiers états de la branche favorisée de la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ dans ^{115}Ag qui est le plus riche en neutron des isotopes d'Argent étudiés à haut spin. La section efficace de production de ce noyau de ^{115}Ag étant très faible car il est à la limite de notre zone de production (voir paragraphe 2.4), nous n'avons recueilli pour ce noyau qu'une faible statistique de données et nous n'avons pu mettre en évidence que le début de la bande Yrast.

3.2.5 Evolution des bandes $1/2[301]$ et $7/2[413]$

a) Déformation

Dans le cas de la bande $7/2[413]$ (voir figure 3.16), on remarque un tassement en énergie de la bande de ^{107}Ag à celle de ^{113}Ag , ce qui s'interprète par une augmentation de la déformation d'un isotope à l'autre. Par contre les énergies des états des bandes de ^{113}Ag et ^{115}Ag sont très voisines les unes des autres, suggérant des déformations similaires, pour ces deux noyaux.

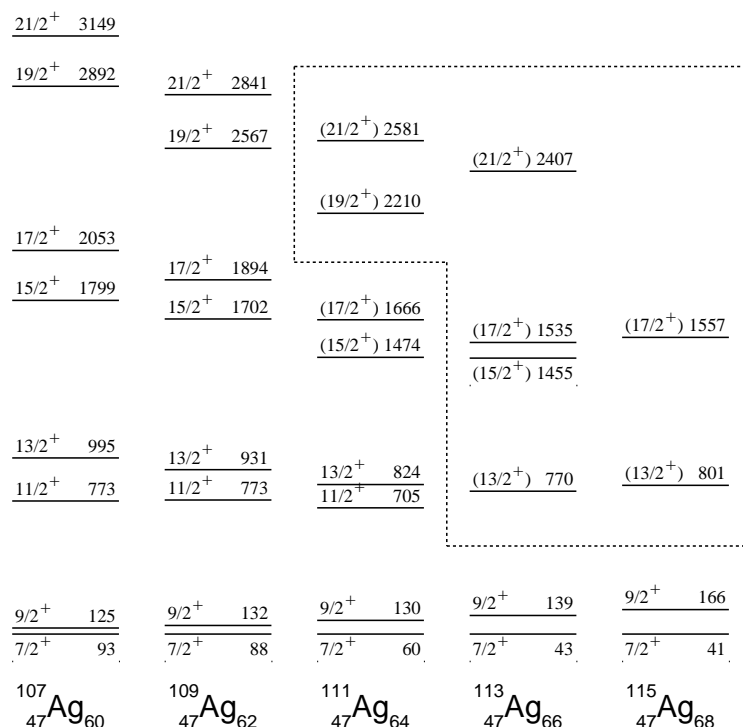


FIG. 3.16 – Systématique des bande $7/2[413]$. La ligne en pointillé entoure les états mis en évidence pour la première fois grâce à ce travail.

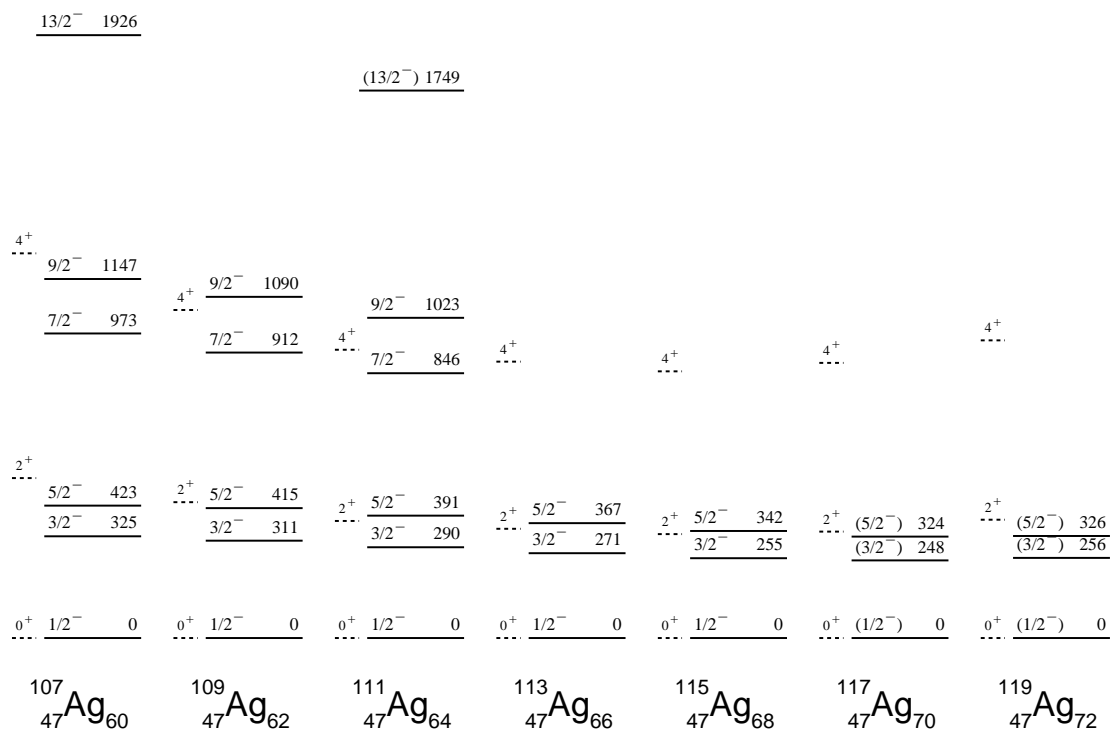


FIG. 3.17 – Systématique des bandes bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ dans les isotopes d'Argent, de $A = 107$ à $A = 119$. A gauche de chacune des bandes d'Argent, les énergies des premiers états du coeur pair-pair de Palladium voisin, $Z = 42$, sont indiquées en pointillé [Hou99].

Les énergies des états $3/2^-$ et $5/2^-$ de la bande $1/2[301]$ (voir figure 3.17) des isotopes d'Argent ont un minimum pour ^{117}Ag . Ceci suggère que ^{117}Ag est le plus déformé des isotopes d'Argent. On notera tout de même que les faibles écarts en énergie des premiers états de la bande d'un isotope à l'autre, ne permettent pas mettre clairement en évidence la différence de déformation entre deux isotopes voisins. Il faudrait avoir accès à l'évolution des états de plus haut spin pour pouvoir réellement apprécier le tassement des bandes les unes par rapport aux autres.

b) Paramètre de découplage de la bande $1/2[301]$

Les états $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$ de la bande $1/2[301]$ sont connus pour les isotopes impairs d'Argent jusqu'à la masse $A = 119$. On a déterminé le paramètre de découplage de ces bandes afin de reproduire les différences d'énergie entre ces trois premiers états (Cf annexe A). Et on obtient des valeurs du paramètre de découplage, a , pour les sept isotopes d'Argent compris entre $a = +0,65$ et $a = +0,72$.

L'espacement des états de la bande $1/2[301]$ dans $^{107,109,111}\text{Ag}$ identifiée à "haut" spin, est correctement reproduit dans le calcul des énergies d'une bande de rotation bâtie sur une orbitale $K = 1/2$, avec le paramètre de découplage tel qu'il est défini ci-dessus. On en déduit que ces bandes sont bien des bandes rotationnelles avec $K = 1/2$,

et qu'elles sont peu perturbées par d'autres bandes à travers l'interaction de Coriolis.

Aussi le paramètre de découplage, a , calculé à partir de l'énergie des états $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$, correspond bien au paramètre de découplage de l'orbitale $1/2[301]$. Et ce paramètre de découplage est quasi-constant pour les sept isotopes d'Argent.

c) Coeurs pair-pairs

Le paramètre de découplage de la bande $1/2[301]$ étant proche de $+1$, si le noyau d'Argent et son coeur pair-pair voisin ont des déformations identiques, on s'attend à ce que l'énergie de l'état 2^+ du coeur soit comprise entre celle de l'état $3/2^-$ et celle de l'état $5/2^-$ de l'Argent. On va donc comparer ces énergies pour chacun des isotopes impairs d'Argent avec celle de l'état 2^+ de l'isotope de Palladium ($Z = 46$) ayant le même nombre de neutrons (voir figure 3.17).

Dans le cas des $^{111,113,115}\text{Ag}$, on trouve bien l'énergie de l'état 2^+ des $^{110,112,114}\text{Pd}$ comprise entre celles des états $3/2^-$ et $5/2^-$. De plus, on remarquera que l'état 4^+ de ^{110}Pd est bien situé entre les états $7/2^-$ et $9/2^-$ de ^{111}Ag comme attendu. Ceci est un bon exemple d'un noyau impair pouvant être décrit par un rotor plus une quasi-particule dont le rotor a les caractéristiques du noyau constituant le coeur pair-pair. Toutefois, on voit aussi les limites d'une telle représentation puisque la relation entre l'état 2^+ du coeur et les deux premiers états excités de la bande n'est pas vérifiée pour $^{107,109}\text{Ag}$ et $^{117,119}\text{Ag}$. De plus, si l'évolution des coeurs des isotopes d'Argent suivait celle des Palladium, on s'attendrait à ce que ^{115}Ag soit le plus déformé des isotopes d'Argent car l'énergie de l'état 2^+ des isotopes de Palladium est minimale pour ^{114}Pd . Or on vient de voir que ^{117}Ag semble être le plus déformé des isotopes d'Argent, ce qui montre là encore les limites du modèle de rotor plus une quasi-particule dont le rotor est caractérisé par le noyau constituant le coeur pair-pair.

d) Conclusion

On a observé un évolution très douce des énergies des états des deux bandes, donc une déformation qui évolue lentement d'un isotope à l'autre. Le maximum de déformation est atteint pour ^{117}Ag qui a 70 neutrons, alors qu'elle est maximum pour ^{114}Pd qui en a 68.

D'autre part, la bande $1/2[301]$ de ^{111}Ag sera un bon test pour les modèles de rotor plus une quasi-particule puisque celle-ci présente un caractère rotationnel identique au coeur pair-pair voisin de ^{110}Pd (voir section 4.1).

3.2.6 Bande $1/2[431]$

a) Coexistence de forme ?

J. Rogowski *et al.* [Rog90] ont proposé l'existence d'une coexistence de forme entre les états de la bande $1/2[431]$ et ceux des deux autres bandes ($1/2[301]$ et $7/2[431]$). Cette proposition s'appuie d'une part sur l'observation de cette bande à basse énergie d'excitation qui n'est possible que si le noyau est déformé de telle sorte que l'orbitale intruse $1/2[431]$ soit proche du niveau de Fermi pour $Z = 47$ ($\epsilon \gtrsim 0.25$, voir figure D.2) alors que les bandes $1/2[301]$ et $7/2[431]$ seraient, elles, peu déformées, d'autre part

sur les faibles probabilités de transition réduites, $B(E2)$, entre certains états de cette bande et ceux de la bande $7/2[413]$ ⁷. Or la faiblesse des $B(E2)$ n'est pas forcément la conséquence d'une coexistence de forme, elle peut aussi s'expliquer avec une différence, entre les deux bandes, de la projection du spin total : $\Delta K = 3$. Cette explication avait été retenue pour interpréter les $B(E2)$ "petits" observés entre ces deux mêmes bandes dans ^{107,109}Rh [Ven99].

b) Espacement des états

Dans le cas d'un rotor rigide plus une particule placée sur une orbitale $K = 1/2$ ayant un paramètre de découplage $a = -1$ (induisant une bande présentant des dégénérescences en énergie des états $1/2$ et $3/2$ puis $5/2$ et $7/2\dots$), le rapport entre les énergies des deux premières transitions E2 de la bande, $\frac{E_{11/2 \rightarrow 7/2}}{E_{7/2 \rightarrow 3/2}}$, est égal à $1,8$ ⁸. Pour la bande $1/2[431]$ dans ¹¹¹Ag et ¹¹³Ag (voir figure 3.18), et dont les états $3/2^+$ et $1/2^+$ sont proches en énergie, ce rapport est égal à $2,4$ et $2,7$ respectivement.

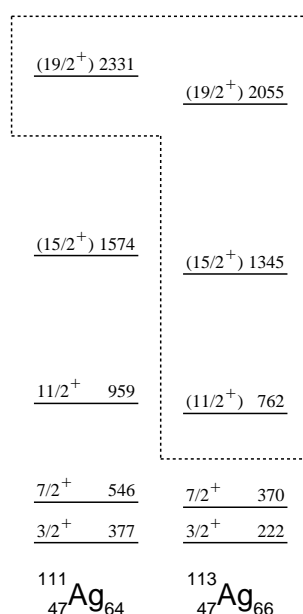


FIG. 3.18 – Systématique des bandes $1/2[431]$. La ligne en pointillé entoure les états mis en évidence pour la première fois grâce à ce travail.

Le grand désaccord entre le rapport calculé pour le rotor plus une quasi-particule et celui extrait de l'expérience, peut s'expliquer par le fait que l'interaction de Coriolis

⁷Les probabilités de transition réduites de la transition $3/2^+ 1/2[431] \rightarrow 7/2^+ 7/2[413]$ dans ^{111,113,115}Ag ont pour valeurs respectives (en Unité Weisskopf) $B(E2) = 1.3 \times 10^{-2}$, $B(E2) \leq 4.7 \times 10^{-2}$ et $B(E2) \leq 3.2 \times 10^{-2}$ [Rog90].

⁸Ce rapport d'énergie est respecté notamment dans les bandes $1/2[431]$ de ¹⁰⁷Tc et ¹⁰⁷Rh (Cf figure 3.10).

perturbe cette bande qui n'est donc pas une bande $K = 1/2$ pure, mais en réalité un mélange avec des bandes bâties sur d'autres orbitales.

c) Variation du “paramètre de découplage”

Comme on vient de le voir, la bande $1/2[431]$ n'est pas $K = 1/2$ pure, le paramètre de découplage que l'on extrait des énergies des trois premiers états de la bande n'est donc qu'apparent et ne correspond pas au réel paramètre de découplage de l'orbitale $K = 1/2$ dominante.

Les états du bas de la bande (voir figure 3.19) n'évoluent pas de la même façon entre les différents isotopes, la différence d'énergie entre l'état $7/2^+$ et l'état $3/2^+$ diminue quand le nombre de neutrons augmente, alors que les différences d'énergie entre les états de signature + (les états $1/2^+$ et $5/2^+$) et l'état $3/2^+$ augmentent. Cela se traduit par une grande variation du paramètre de découplage apparent, a' , d'un isotope à l'autre. En effet, le paramètre de découplage apparent tiré des positions relatives des états $1/2^+$, $3/2^+$ et $7/2^+$ est $a' = -1.5$, $a' = -2.0$ et $a' = -2.8$ dans ^{111}Ag , ^{113}Ag et ^{115}Ag respectivement.

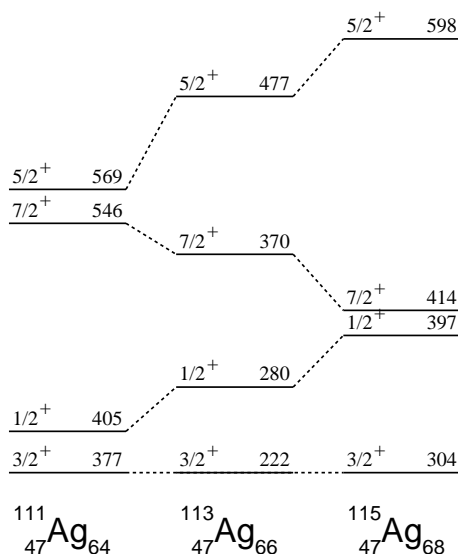


FIG. 3.19 – Evolution des états $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ et $7/2^+$ dans ^{111}Ag , ^{113}Ag et ^{115}Ag

La grande variation du paramètre de découplage apparent résulterait d'un effet d'isospin [Rog90, Hey77] ayant pour conséquence de modifier les caractéristiques de orbitale intrusive $1/2[431]$. On notera aussi que le couplage de cette bande avec d'autres bandes peut aussi jouer un rôle dans la variation du paramètre de découplage apparent.

3.2.7 Systématique des têtes de bandes

La différence d'énergie entre les têtes des bandes $1/2[301]$ et $7/2[413]$ évolue de façon lente (voir figure 3.20), avec une variation de 64 keV entre $^{107}\text{Ag}_{60}$ et $^{117}\text{Ag}_{70}$.

Il est difficile de déduire quoi que ce soit d'une si faible variation, d'autant plus que la bande $7/2[413]$ est fortement soumise à l'interaction de Coriolis influençant fortement l'énergie des états de la bande, y compris l'énergie d'excitation de la tête de bande.

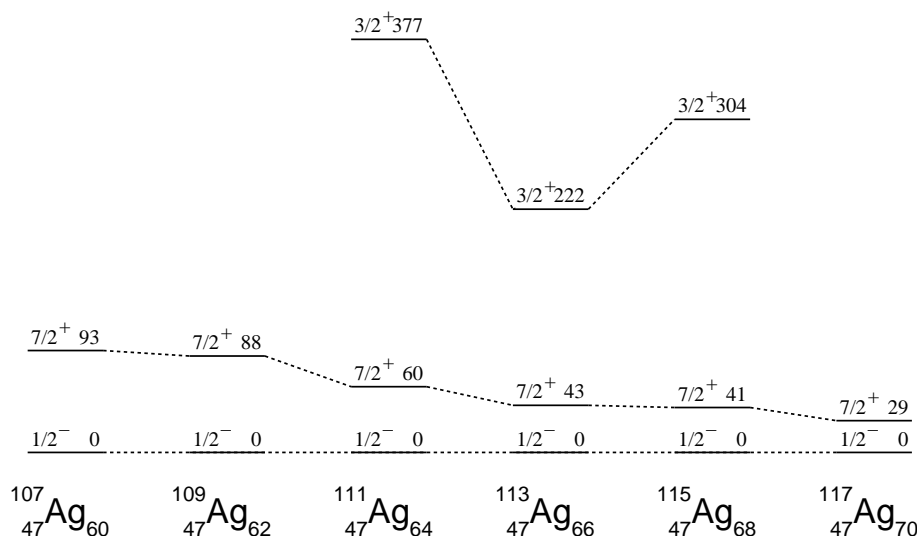


FIG. 3.20 – Systématique des têtes de bande.

Par contre, la tête de la bande $1/2[431]$ (l'état $3/2^+$) présente un minimum pour ^{113}Ag , ce qui suggérerait que le maximum de déformation dans la configuration où le proton célibataire occupe l'orbitale intruse $1/2[431]$, est atteint pour cet isotope. Cela est en accord avec le tassement de la bande $1/2[431]$ de ^{113}Ag par rapport à celle de ^{111}Ag .

La connaissance des états de haut spin de la bande $1/2[431]$ de ^{115}Ag permettrait, si cette bande était moins tassée que celle de ^{113}Ag , de confirmer le maximum de déformation pour ^{113}Ag .

3.2.8 Conclusion sur la série des Argents

Nous avons montré que l'évolution de la déformation des bandes $1/2[301]$ et $7/2[413]$ est lente, comme c'est le cas dans les isotopes de Palladium, avec un maximum probable pour $^{117}\text{Ag}_{70}$ (soit deux neutrons de plus que la mi-couche). Par contre quand le proton célibataire occupe l'orbitale $1/2[431]$, l'évolution des têtes de bande suggère un maximum de déformation pour $^{113}\text{Ag}_{66}$ (soit deux neutrons de moins que la mi-couche).

Dans le chapitre suivant nous nous attacherons à reproduire les caractéristiques des différentes bandes : le paramètre de découplage des bandes $1/2[301]$; le fort staggering des bandes $7/2[431]$; la forme très perturbée du bas des bandes $1/2[431]$. De plus, nous discuterons une éventuelle coexistence de forme entre ces bandes et les bandes $1/2[301]$ et $7/2[431]$ dans les trois isotopes.

3.3 Bandes avec alignement de neutrons dans $^{109,111,113}\text{Ag}$, $^{105,107,109}\text{Rh}$ et $^{101,103,105}\text{Tc}$

3.3.1 Alignement de neutrons $(\nu h11/2)^2$

On a vu dans les sections précédentes plusieurs bandes que nous avons interprétées comme l'alignement d'une paire de neutrons $(\nu h11/2)^2$. Il s'agit de la bande 2 de ^{103}Tc (voir figure 3.1), des bandes 4 de ^{111}Ag (voir figure 3.13) et ^{113}Ag (voir figure 3.14). Dans les trois noyaux cette bande est située vers 3 MeV d'énergie d'excitation et est placée dans le prolongement de la bande fondamentale. L'étude de l'alignement¹ du moment angulaire sur l'axe de rotation des états de ces bandes montre la présence d'un "backbending" (voir figures 3.21 et 3.23).

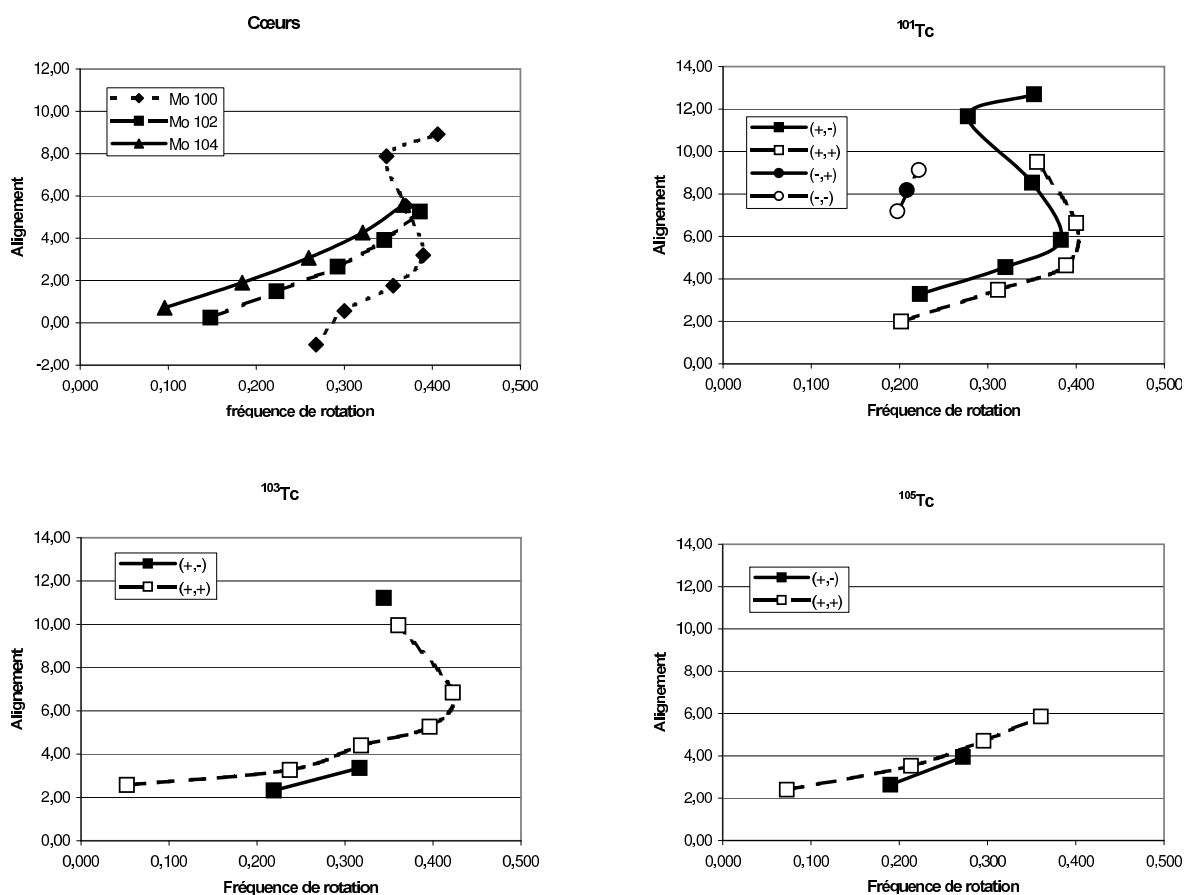


FIG. 3.21 – Alignements en fonction de la fréquence de rotation, calculés pour : $^{100,102,104}\text{Mo}$ [Reg97, Hot91, Smi96]; ^{101}Tc [Hoe99]; ^{103}Tc ; ^{105}Tc [Hwa98]. Pour les noyaux impairs chaque courbe correspond à la bande de parité π et de signature s : (π, s) . Les paramètres de Harris utilisés sont $\mathfrak{S}_0 = 8\hbar^2/\text{MeV}$ et $\mathfrak{S}_1 = 20\hbar^4/\text{MeV}^3$ [Hoe99]

¹voir annexe B

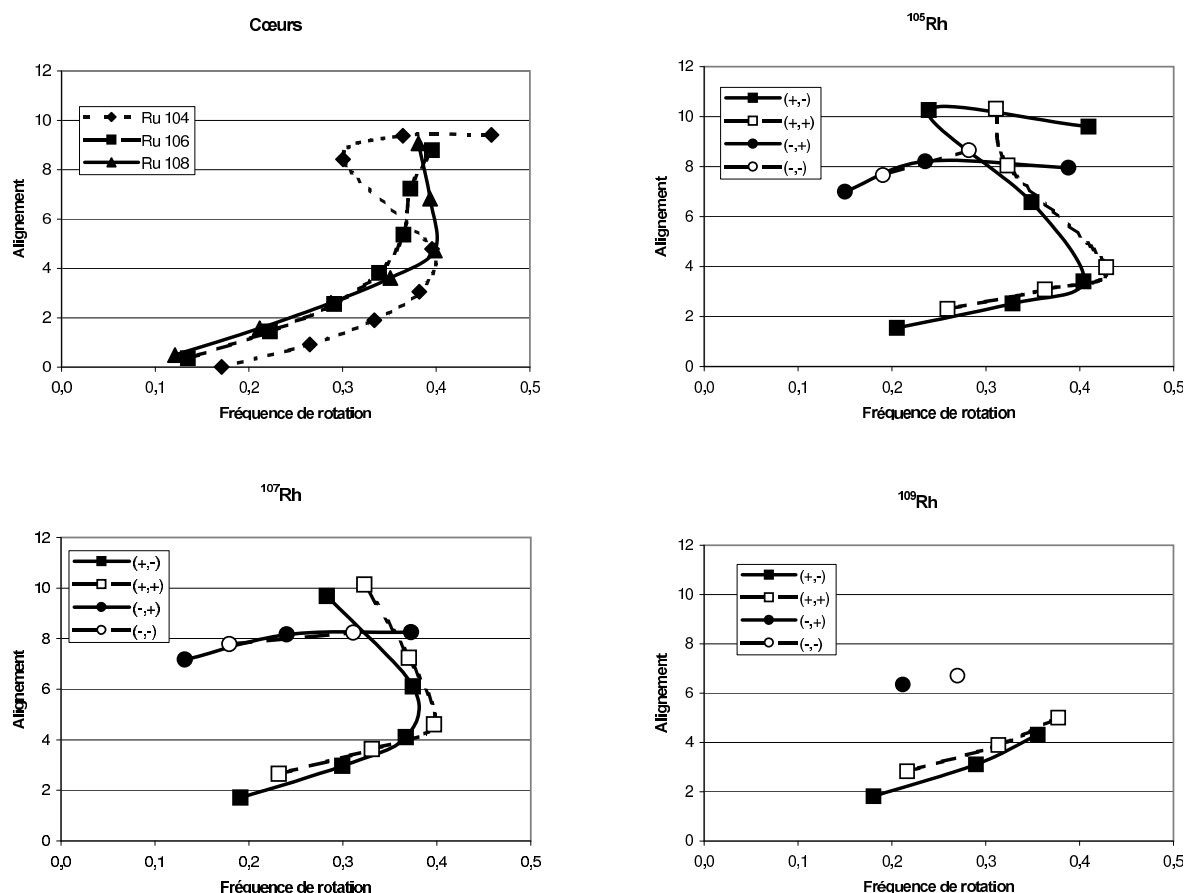


FIG. 3.22 – Alignements en fonction de la fréquence de rotation, calculés pour : $^{104,106,108}\text{Ru}$ [Del00]; ^{105}Rh [Esp97b]; ^{107}Rh [Ven99]; ^{109}Rh [Ven99]. Pour les noyaux impairs chaque courbe correspond à la bande de parité π et de signature s : (π, s) . Les paramètres de Harris utilisés sont $\mathfrak{S}_0 = 8\hbar^2/\text{MeV}$ et $\mathfrak{S}_1 = 25\hbar^4/\text{MeV}^3$ [Ven99]

Nous allons comparer l'alignement de ces bandes avec celui observé dans des bandes correspondantes appartenant aux noyaux impairs voisins : ^{101}Tc , $^{105,107}\text{Rh}$ et ^{109}Ag pour lesquels ces bandes sont connues jusqu'à un spin suffisant pour pouvoir observer leur comportement après le "backbending" (voir figures 3.21, 3.22 et 3.23).

Pour l'ensemble de ces bandes (symboles \blacksquare et \square) on remarque que le "backbending" a lieu à une fréquence de rotation $\hbar\omega \sim 0,35 \text{ MeV}$ et engendre un gain en alignement d'une dizaine de \hbar comme dans le cas des bandes fondamentales de leur coeur pair-pair (leur alignement est reporté sur chacune des figures 3.21, 3.22 et 3.23, en haut et à gauche). Ces $10\hbar$ correspondent à l'alignement du moment angulaire sur l'axe de rotation de deux neutrons situés dans la sous-couche $\nu h_{11/2}$:

$$11/2\hbar + 9/2\hbar = 10\hbar$$

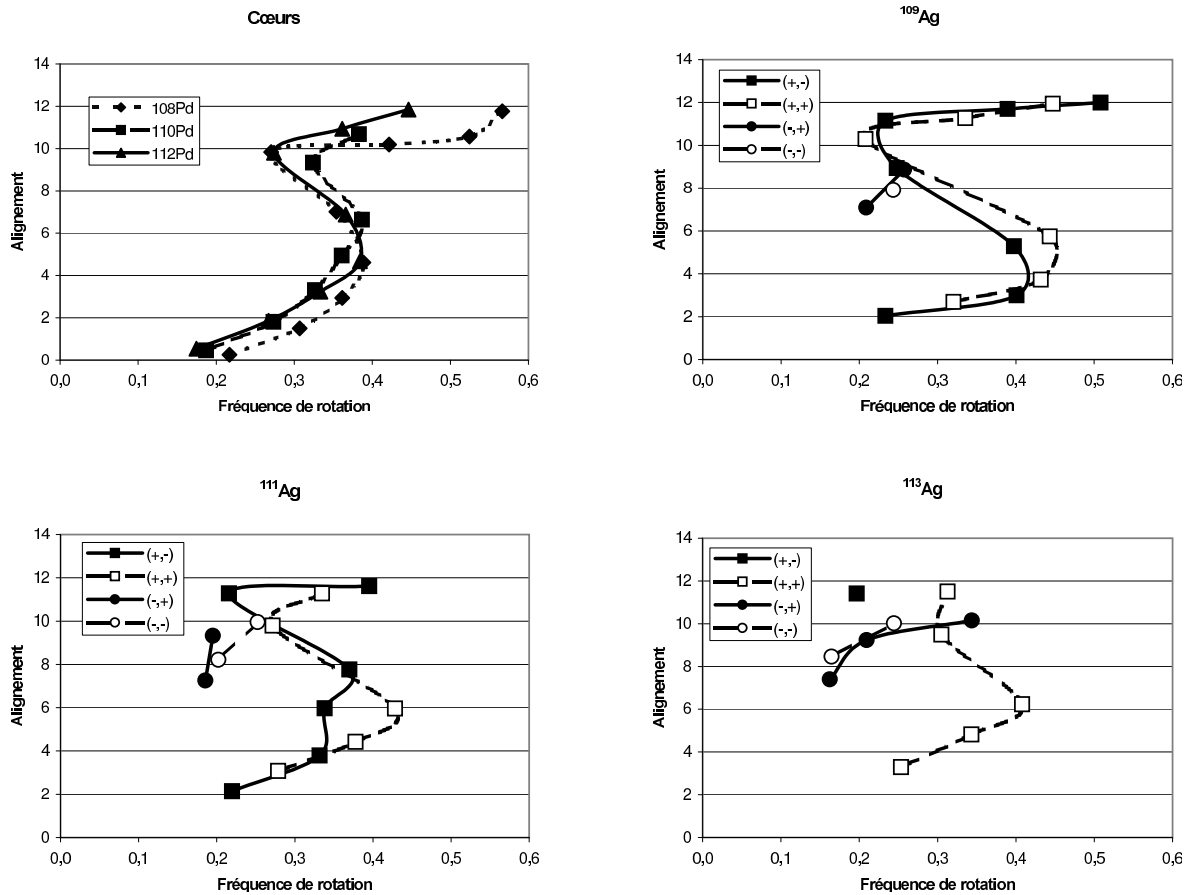


FIG. 3.23 – Alignements en fonction de la fréquence de rotation, calculés pour : $^{108,110,112}\text{Pd}$ [Reg97, DeF00, Hou99] ; ^{109}Ag [Poh96] ; ^{111}Ag ; ^{113}Ag . Pour les noyaux impairs chaque courbe correspond à la bande de parité π et de signature s : (π, s) . Les paramètres de Harris utilisés sont $\mathfrak{S}_0 = 5\hbar^2/\text{MeV}$ et $\mathfrak{S}_1 = 16\hbar^4/\text{MeV}^3$ [Kut98]

Dans l'ensemble des cas, l'alignement des branches des deux signatures ont le même comportement, sauf dans ^{111}Ag (voir figure 3.23) où l'état $15/2^+$ (signature +) crée une irrégularité. Cet "accident" est probablement dû à un couplage entre cet état et un autre état $15/2^+$ proche en énergie. Ceci a pour conséquence de modifier l'énergie des deux états ainsi que la fréquence associée à l'état $15/2^+$. Ce second état $15/2^+$ pourrait être l'état $15/2^+$ attendu dans la bande 6 (voir figure 3.13) à une énergie voisine.

3.3.2 Brisure d'une paire de neutrons : $\nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}/d_{5/2})$

Dans ^{111}Ag et ^{113}Ag , nous avons observé une bande de parité négative bâtie, toutes deux, sur un état $(15/2^-)$ situé à $\sim 2 \text{ MeV}$ (bande 5 des figures 3.13 et 3.14). De telles bandes ont aussi été observées dans $^{105,107,109}\text{Rh}$ [Esp97b, Ven99] et ^{109}Ag [Poh96], et sont toujours bâties sur un état $15/2^-$ situé à $\sim 2 \text{ MeV}$ (voir figure 3.24).

Les coeurs pair-pairs de ces noyaux présentent pour leur part une bande bâtie sur

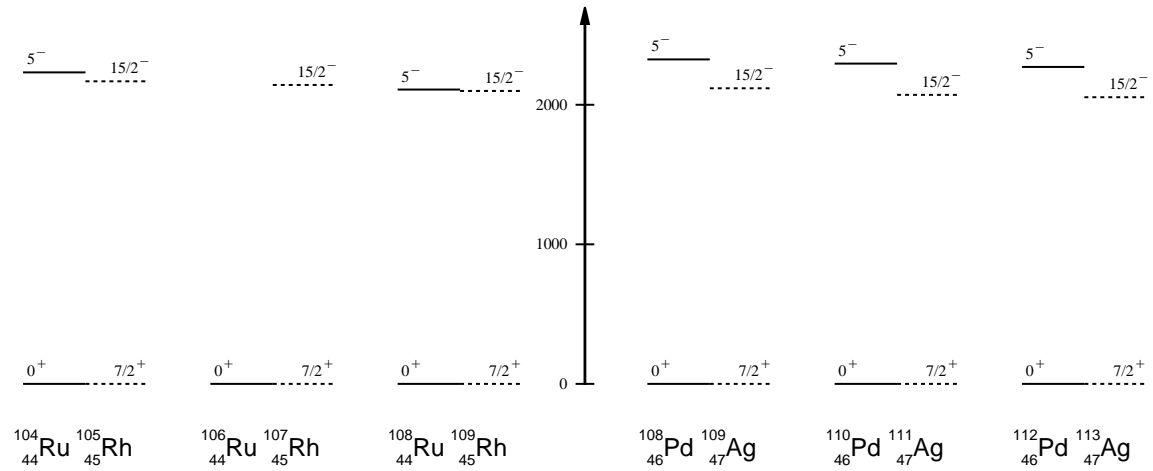


FIG. 3.24 – Position des états 5^- dans $^{104,106,108}\text{Ru}$ [Del00] et $^{108,110,112}\text{Pd}$ [Reg97, DeF00, Hou99], et des états $15/2^-$ dans $^{105,107,109}\text{Rh}$ [Esp97b, Ven99], ^{109}Ag [Poh96] et $^{111,113}\text{Ag}$.

un état 5^- situé aussi à $\sim 2 \text{ MeV}$ (voir figure 3.24). Ces bandes sont le résultat de la brisure d’une paire de neutrons où l’un d’eux est placé sur une orbitale de la sous-couche $\nu h_{11/2}$ (de parité négative) dont le moment angulaire est aligné sur l’axe de rotation, et où le second neutron est placé sur une orbitale fortement couplée issue des sous-couches $g_{7/2}/d_{5/2}$ (de parité positive). La combinaison de ces deux moments angulaires, qui sont “perpendiculaires”, donne un état tête de bande 5^- .

Dans le cas des noyaux impairs, on a la même configuration de neutron, le proton célibataire étant placé sur une orbitale fortement couplée de la sous-couche $\pi g_{9/2}$, le tout donnant un état $15/2^-$. Et on notera que l’on retrouve une différence d’alignement entre la bande de parité négative (symbole \bullet et \circ) et la bande fondamentale, de l’ordre $6\hbar$ (voir figure 3.23) correspondant à l’alignement du moment angulaire du neutron $\nu h_{11/2}$ sur l’axe de rotation.

Chapitre 4

Comparaison de spectres d'états
expérimentaux et théoriques issus
de deux modèles

4.1 ASYRMO : rotor + qp

Dans cette section nous allons comparer quelques uns de nos résultats expérimentaux avec les résultats d'un calcul de rotor plus une quasi-particule calculés par le code ASYRMO [Lar78]. Et nous allons chercher à préciser les interprétations faites au chapitre précédent où nous avons interprété les différentes bandes d'excitation collective que nous avons observées en nous appuyant sur la structure des bandes de type fortement couplée, découplée...

Pour ces calculs nous avons choisi la valeur des paramètres indépendamment des résultats expérimentaux obtenus dans le chapitre précédent, mais reposant sur des hypothèses raisonnables afin de décrire l'ensemble des noyaux impairs de la région de masse. Les résultats que nous obtiendrons ne seront pas donc pas aussi bons que ceux que nous aurions eu en utilisant des paramètres adaptés pour chaque noyau.

4.1.1 Ingrédients du modèle

Le but de ce modèle est de décrire la rotation des noyaux déformés ayant un nombre impair de nucléons. Le modèle du rotor plus une quasi-particule utilisé est basé sur la décomposition du hamiltonien en trois termes :

- un terme décrivant la rotation d'un corps rigide déformé (approximation du rotor rigide) ayant les caractéristiques macroscopiques du coeur pair-pair.
- un terme décrivant l'évolution du nucléon célibataire (la quasi-particule) dans le potentiel moyen du noyau. L'oscillateur modifié de Nilsson est le potentiel moyen utilisé dans ASYRMO, auquel s'ajoute un traitement de l'appariement dans le cadre du formalisme de BCS pour obtenir les états de quasi-particules.
- un terme de couplage de la quasi-particule à la rotation correspondant en mécanique classique à la force de Coriolis.

Pour chacun des noyaux que nous allons étudier, il nous faudra définir la forme de l'oscillateur, définis par l'élongation ϵ et la triaxialité γ , ainsi que les caractéristiques du rotor : le moment d'inertie, \mathfrak{S}_0 et la triaxialité, γ . Les valeurs de ϵ , γ et \mathfrak{S}_0 que nous utiliserons, seront déduites de l'énergie des états 2_1^+ et 2_2^+ , et de la durée de vie de l'état 2_1^+ des noyaux pair-pairs (voir annexe C et tableau C.1).

a) Approximation du rotor rigide

Si on décrit un noyau pair-pair par un rotor axial, seule sa bande fondamentale est calculée et l'ensemble de ses états ont une projection de leur moment angulaire sur l'axe de symétrie : $K = 0$ (respectant la symétrie axiale).

Dans le cas d'un rotor triaxial [Dav58], la résolution du hamiltonien donne plusieurs bandes qui se différencient par leur valeur moyenne de K . Les états de la bande de plus basse énergie, la bande fondamentale, ont une projection du moment angulaire dominée par $K = 0$. Les états de la seconde bande ont une projection du moment angulaire dominée par $K = 2$ et leurs énergies sont proches de celles des états de la bande γ expérimentale. Cette bande calculée est donc assimilée à la bande de vibration

γ bien qu'il n'y ait pas de terme de vibration dans le hamiltonien du rotor rigide. La position en énergie du second état 2_2^+ par rapport au premier est fixée par la triaxialité du rotor, c'est à dire par la valeur du paramètre γ . L'énergie de l'état 2_2^+ est minimum pour $\gamma = 30^\circ$ et est alors égale à deux fois l'énergie de l'état 2_1^+ . Et quand γ tend vers 0° ou 60° (correspondant à des formes axiales "prolate" ou "oblate") l'énergie de l'état 2_2^+ tend vers l'infini et on retrouve alors pour la bande fondamentale les énergies du rotor axial.

Dans les deux cas, rotor axial ou triaxial, les états calculés¹ ont une énergie plus grande que celles observées expérimentalement et l'écart augmente rapidement avec le spin. Cela vient du fait que le rotor rigide est une approximation "grossière" des mouvements d'un noyau pair-pair. En effet dans ce modèle on omet les réarrangements possibles des nucléons et du champ moyen en fonction de la rotation. De même cette approximation ne tient pas compte des vibrations du noyau autour de sa forme d'équilibre.

Le rotor rigide étant un élément de la description des noyaux impairs dans le cadre du modèle que nous utilisons, nous ne devons pas nous attendre à un meilleur accord, dans la comparaisons théorie – expérience, que celui observé dans les noyaux pair-pair et nous limiterons aux premiers états d'excitation.

b) Spectre de particules : modèle de Nilsson

Le modèle de rotor plus une quasi-particule est aussi très dépendant du spectre des orbitales et de leur fonction d'onde, données ici par le modèle de Nilsson. Car c'est à partir du spectre des orbitales que seront calculées les énergies des quasi-particules et les fonctions d'onde des orbitales vont influencer les caractéristiques des bandes de rotation que nous allons calculer.

Le modèle de Nilsson, où oscillateur harmonique modifié (voir annexe D), a deux paramètres : κ_N et μ_N définis pour chaque couche N de l'oscillateur harmonique. Le choix des paramètres, κ_N et μ_N , sera déterminant pour obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux. Les paramètres κ_N et μ_N standards [Ben85], définis pour les noyaux stables, ne conviennent pas pour décrire nos noyaux riches en neutrons. Par exemple, avec ces paramètres, on attendrait que l'état fondamental de ^{85}Br et ^{87}Rb soit un état $5/2^-$ alors que celui-ci a un spin $3/2^-$. De même nous avons vu que l'évolution des têtes de bande des isotopes de Technétium (voir paragraphe 3.1.5) suggérait que les orbitales $3/2[301]$ et $5/2[303]$ sont très proches en énergie, ce qui n'est pas le cas avec les paramètres standards (voir figure 4.6).

D'autre part il existe un grand nombre de jeux de paramètres proposés dans la littérature [Die75, Pop79, Woh85] pour décrire différents noyaux de la région de masse qui nous intéresse, mais ils ont été adaptés à la description de quelques noyaux particuliers.

Nous allons choisir un jeu de paramètres susceptible de décrire de façon satisfaisante l'ensemble des noyaux de notre région de masse et cela sans anticiper sur le résultats

¹quand on déduit le moment d'inertie, \mathfrak{S}_0 , à partir de l'énergie de l'état 2_1^+ pour le rotor axial et les paramètres \mathfrak{S}_0 et γ à partir de l'énergie des états 2_1^+ et 2_2^+ pour le rotor triaxial

des calculs que nous allons effectuer.

Pour ajuster les valeurs de ces paramètres κ_N et μ_N nous allons donc utiliser les caractéristiques observées dans les noyaux sphériques qui bordent la région des noyaux bien déformés qui nous intéressent.

Dans le cas de l'oscillateur modifié sphérique, les orbitales sont regroupées en sous-couches, et les valeurs des paramètres κ_N , μ_N définissent l'ordre et l'espacement de ces sous-couches. Pour déterminer expérimentalement leur ordre et leurs espacements nous avons deux informations :

- Dans un noyau impair sphérique, l'énergie entre deux états individuels² donne une bonne idée de la distance en énergie entre les deux sous-couches sous-jacentes à ces états.
- D'autre part, dans les noyaux impairs sphériques l'énergie de séparation du nucléon célibataire est égale à la différence entre l'énergie de l'orbitale occupée par le nucléon célibataire et l'énergie du continuum. La différence d'énergie de séparation d'un nucléon de deux noyaux impairs voisins donne donc une bonne idée de la différence d'énergie entre les sous-couches sous-jacentes aux états fondamentaux des deux noyaux.

Les orbitales de proton mises en jeu dans les noyaux qui nous intéressent appartiennent aux couches $N = 3$ et $N = 4$, nous nous limiterons donc à l'ajustement des paramètres κ_3 , μ_3 et κ_4 , μ_4 .

Paramètres pour N=3 : Le spin des états fondamentaux des isobares impairs ayant $N = 50$ nous indique l'ordre des sous-couches : $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ (voir figure 4.1). L'ordre des sous-couches $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$ de N=3 est conditionné par la valeur du paramètre μ_3 et va donc nous permettre de fixer celle-ci. Sur la figure 4.2, la variation d'énergie des différentes sous-couches de la couche N=3 en fonction de μ_3 , nous indique que μ_3 doit avoir une valeur supérieure à 0,5 afin que l'ordre des sous-couches soit respecté.

Dans ^{85}Br et ^{87}Rb , l'état fondamental $3/2^-$ correspond à l'occupation d'une orbitale appartenant à la sous-couche $p_{3/2}$. Il existe, dans ces deux noyaux, un état excité $5/2^-$ situé à basse énergie (à 345 keV dans ^{85}Br et 402 keV dans ^{87}Rb) qui ne peut pas être un état d'excitation collective³. Cet état correspond donc à un état d'excitation individuelle avec un trou dans la sous-couche $f_{5/2}$ et son énergie d'excitation correspond à la distance en énergie des sous-couches $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$. De plus, les énergies de séparation de protons de ^{89}Y et ^{87}Rb , nous donnent 1547 keV entre les sous-couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ (Cf figure 4.1).

Pour la valeur que nous avons choisie, $\kappa_3 = 0,060$ et $\mu_3 = 0,55$, la distance entre les sous-couches $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$ est de l'ordre de 300 keV ⁴ et celle entre les couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ est de l'ordre de 1600 keV ⁴.

²Un état individuel d'un noyau impair, est un état du noyau où le nucléon célibataire occupe une orbitale et dont le coeur pair-pair est dans son état fondamental (0_1^+). Les caractéristiques de cet état sont alors celles de l'orbitale occupée par le nucléon célibataire, notamment le spin et la parité.

³ $N = 50$ étant un nombre magique, le premier état d'excitation collective est situé à environ 1 MeV pour ces noyaux.

⁴Avec $\hbar\omega_0 = 8,8 \text{ MeV}$, fréquence de l'oscillateur harmonique correspondant à ^{87}Rb (Cf annexe D).

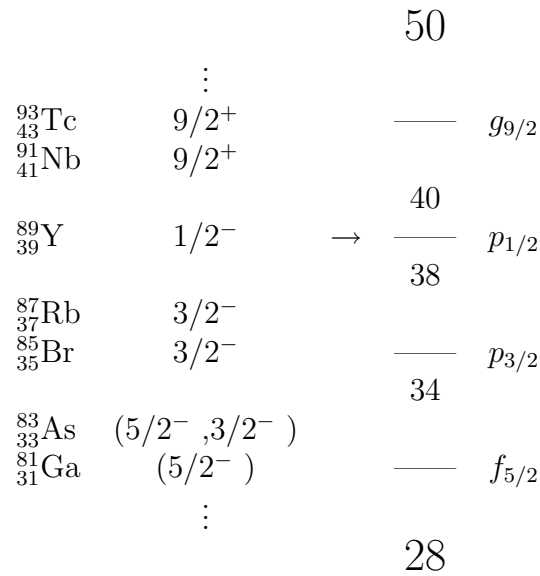


FIG. 4.1 – Ordre des sous-couches proton déduit à partir du spin de l'état fondamental des isotones impairs et sphériques N=50

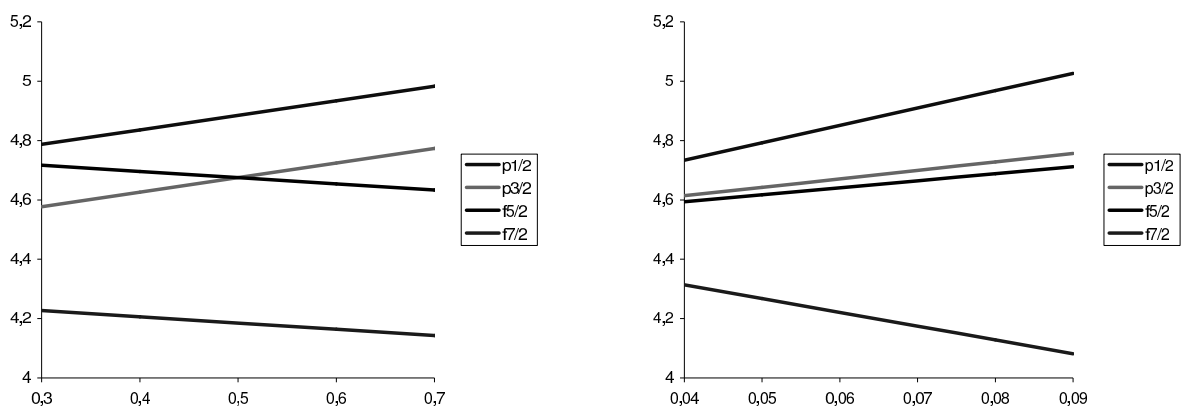


FIG. 4.2 – Evolution de l'énergie des sous-couche appartenant à N=3 en fonction de μ_3 à gauche (avec $\kappa_3 = 0,060$) et en fonction de κ_3 à droite (avec $\mu_3 = 0,55$).

Paramètres pour N=4 : Pour ajuster le paramètre μ_4 , nous allons nous appuyer sur les états individuels observés dans les isotopes d'Antimoine qui sont des noyaux quasi-sphériques ayant 51 protons. Les états $7/2_1^+$ et $5/2_1^+$ correspondent à l'occupation par le proton célibataire des sous-couches $g_{7/2}$ et $d_{5/2}$ respectivement. On notera que l'ordre de ces deux états individuels inversé entre les isotopes d'Antimoine les plus légers et les plus lourds (voir figure 4.3) et pour pouvoir reproduire cette inversion il faut prendre des paramètres différents pour les isotopes les plus légers et les plus lourds [Hey77].

Dans le cas des paramètres standards ($\kappa_4 = 0,065$ et $\mu_4 = 0,57$), la sous-couche $g_{7/2}$ est située en dessous de la sous-couche $d_{5/2}$ et distante de l'ordre de 500 keV , donnant des états individuels $7/2^+$ et $5/2^+$ ayant une énergie relative comparable à celle observée dans ^{127}Sb qui a 76 neutrons. Or les noyaux que nous étudions ont entre 60 et 68 neutrons et les isotopes d'Antimoine correspondant ont leurs états $7/2^+$ et $5/2^+$ en ordre inverse à celui de ^{127}Sb .

Sur la figure 4.4, la variation d'énergie des différentes sous-couches de la couche N=4 en fonction de μ_4 , montre que μ_4 doit avoir une valeur inférieure à 0,5 pour que l'ordre des états individuels corresponde à l'ordre observé dans les isotopes d'Antimoine ayant au plus 68 neutrons. D'autre part la différence d'énergie de séparation de proton de ^{91}Nb et ^{89}Y nous donne 1908 keV entre les sous-couches $p_{1/2}$, de la couche N=3, et $g_{9/2}$, de la couche N=4 (Cf figure 4.1). Cette distance nous permettra d'ajuster la distance entre les deux couches, N=3 et N=4.

Nous avons choisi la valeur $\kappa_4 = 0,065$ et $\mu_4 = 0,45$ donnant environ 400 keV ⁵ entre les sous-couches $g_{7/2}$ et $d_{5/2}$, et environ 1900 keV ⁶ entre les sous-couches $p_{1/2}$ (N=3) et $g_{9/2}$ (N=4).

Conclusion : A partir des caractéristiques de noyaux sphériques nous avons déterminé des valeurs des paramètres de Nilsson :

$$\begin{array}{ll} \kappa_3 = 0,060 & \mu_3 = 0,55 \\ \kappa_4 = 0,065 & \mu_4 = 0,45 \end{array}$$

Le diagramme de Nilsson obtenu avec ces valeurs, est présenté figure 4.5. Ce diagramme de Nilsson est très différent de celui obtenu avec les paramètres standard (voir figure 4.6). Et on notera que les orbitales $3/2[301]$ et $5/2[303]$ se suivent et sont proches en énergie dans le diagramme obtenu avec nos paramètres. Ceci est en accord avec les conclusions faites en étudiant la systématique des têtes de bandes d'isotopes de Technétium (Cf paragraphe 3.1.5), alors que le diagramme de Nilsson utilisant les paramètres standards est en désaccord avec ces conclusions.

c) Appariement et facteur d'atténuation

L'appariement des nucléons est pris en compte à l'approximation de BCS. Le niveau de Fermi, λ_F , le gap d'appariement, Δ , les taux d'occupation et d'inoccupation des différentes orbitales, U_α et V_α ainsi que les énergies de quasi-particule sont

⁵Avec $\hbar\omega_0 = 8,0 \text{ MeV}$, fréquence de l'oscillateur harmonique correspondant à ^{117}Sb (Cf annexe D).

⁶Avec $\hbar\omega_0 = 8,8 \text{ MeV}$, fréquence de l'oscillateur harmonique correspondant à ^{89}Y (Cf annexe D).

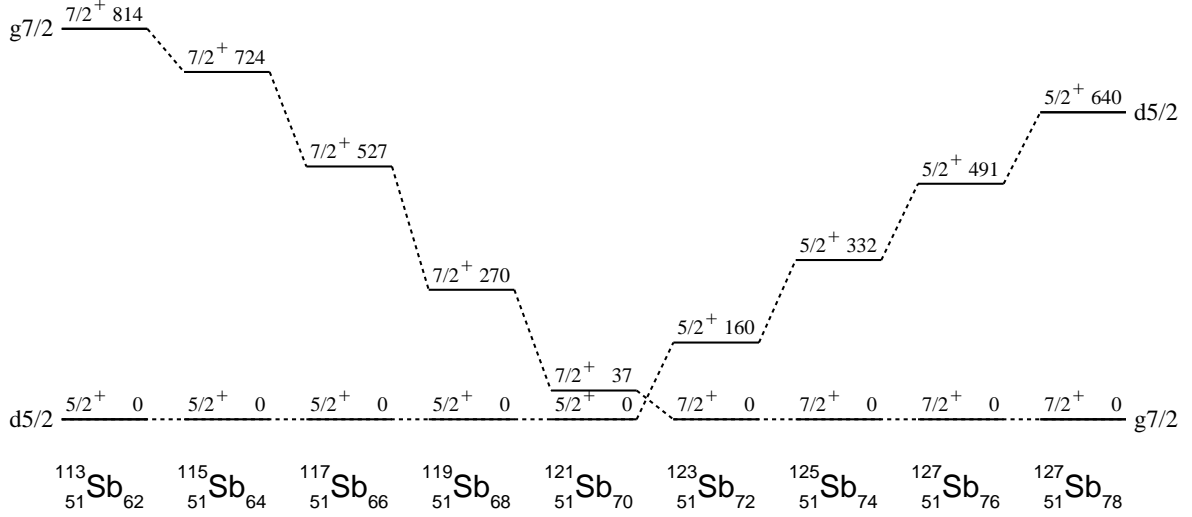


FIG. 4.3 – Position des états à une particule $7/2^+$ et $5/2^+$ dans les isotopes d’Antimoine impairs ayant un nombre de neutrons compris entre 62 et 78.

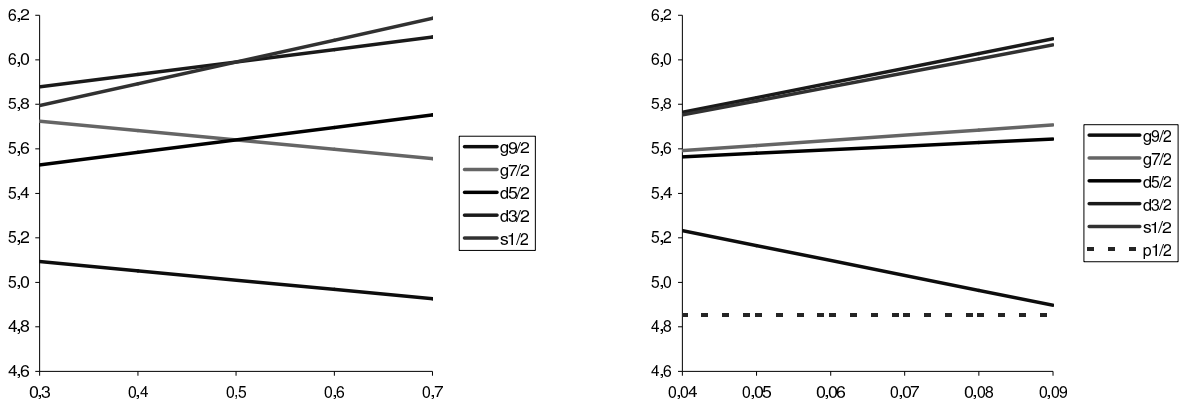


FIG. 4.4 – Evolution de l’énergie des sous-couche appartenant à N=4 en fonction de μ_4 à gauche (avec $\kappa_4 = 0,065$) et en fonction de κ_3 à droite (avec $\mu_4 = 0,45$) plus l’énergie de la sous-couche $p_{1/2}$ de N=3 (avec $\kappa_3 = 0,060$ et $\mu_3 = 0,55$).

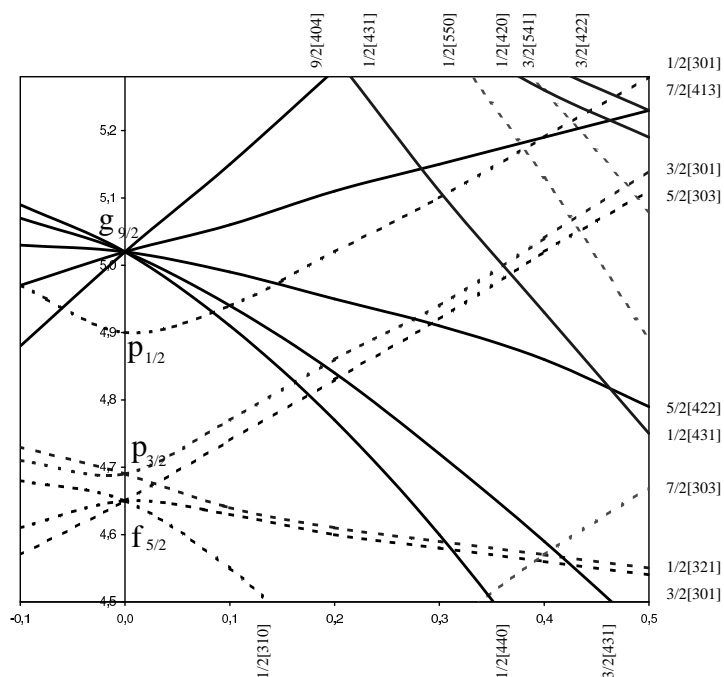


FIG. 4.5 – Evolution, en fonction de la déformation axiale, ϵ , de l'énergie des orbitales protons ($Z = 28$ à 50) de l'oscillateur harmonique modifié de Nilsson avec les paramètres que nous avons définis : $\kappa_3 = 0,060$, $\mu_3 = 0,55$, $\kappa_4 = 0,065$, $\mu_4 = 0,45$.

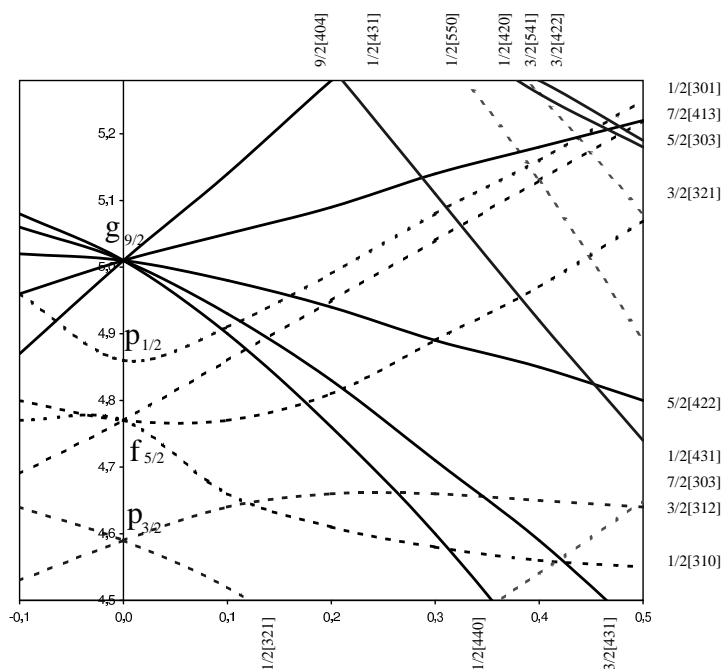


FIG. 4.6 – Evolution, en fonction de la déformation axiale, ϵ , de l'énergie des orbitales protons ($Z = 28$ à 50) de l'oscillateur harmonique modifié de Nilsson avec les paramètres standards : $\kappa_3 = 0,090$, $\mu_3 = 0,30$, $\kappa_4 = 0,065$, $\mu_4 = 0,57$.

déterminés à partir d'une force d'appariement constante utilisant les paramètres suivant : $g_0 = 22,0 \text{ MeV}$ et $g_1 = 8,0 \text{ MeV}$ conseillés dans la référence [Lar78] pour les noyaux ayant N ou $Z < 60$.

Comme nous l'avons déjà dit le réarrangement des nucléons n'est pas pris en compte dans le modèle, de même que les effets du "blocking" d'une orbitale par le nucléon célibataire et les solutions de l'approximation de BCS sont statiques (pas de vibration). Et il est bien connu [Lar78] qu'un paramètre ad hoc, le facteur d'atténuation de Coriolis, améliore l'accord à l'expérience. Nous prendrons la valeur usuelle du facteur d'atténuation de Coriolis qui est $\xi = 0,8$.

4.1.2 Résultats : généralités

ASYRMO va nous donner en sortie le spectre des états de rotation du noyau impair. Mais aussi la décomposition de chacun de ces états sur les différentes orbitales de Nilsson ainsi que la décomposition sur le nombre quantique K . Cela nous permettra d'identifier les différentes bandes de rotation, dans la suite nous nous contenterons de nommer les bandes du nom de l'orbitale de Nilsson dominante. Dans le cas d'une description triaxiale du noyau la décomposition en K nous permettra d'identifier la bande γ dont la valeur de K dominant est supérieure de deux unités à celle de la bande "fondamentale" associée.

La position relative des têtes des bandes bâties sur une orbitale située au dessus du niveau de Fermi par rapport à celles bâties sur une orbitale située au dessous du niveau de Fermi est très dépendante de l'énergie de ce niveau de Fermi, λ_F , calculée ici de façon très approximative. On ne s'étonnera donc pas d'observer quelque désaccords sur ce point, mais dans une série isotopique, l'évolution des têtes de bande les unes par rapport aux autres devrait être correcte.

Comme nous l'avons déjà dit l'approximation du rotor rigide implique une dilatation des bandes de rotation. La dilatation d'une bande ne sera donc pas (dans une certaine mesure) un critère de qualité.

Par contre, nous nous attacherons beaucoup à la structure de cette bande : si on retrouve bien une bande régulière ou présentant des doublets, triplets... si le staggering de la bande est correctement reproduit.

4.1.3 Résultats : description de quelques bandes de rotation

Nous allons ici présenter quelques résultats de calculs rotor plus une quasi-particule.

a) Bande 1/2[301] de ^{111}Ag

Nous avons vu dans le paragraphe 3.2.5 que la bande bâtie sur l'orbitale 1/2[301] dans ^{111}Ag devrait être un bon test pour les modèles de rotor plus une quasi-particule. La figure 4.7 représente le résultat des calculs ASYRMO obtenus pour cette bande avec d'une part une description axiale et d'autre par une description triaxiale.

Ax.	Exp.	Triax.
$\begin{array}{c} 4^+ \quad 9/2^- \quad 1266 \\ \cdots \\ 7/2^- \quad 1117 \end{array}$	$\begin{array}{c} 9/2^- \quad 1023 \\ \cdots \\ 7/2^- \quad 846 \end{array}$	$\begin{array}{c} 4^+ \quad 9/2^- \quad 1043 \\ \cdots \\ 7/2^- \quad 861 \end{array}$
$\begin{array}{c} 2^+ \quad 5/2^- \quad 390 \\ \cdots \\ 3/2^- \quad 300 \\ \cdots \\ 1/2^- \quad 0 \end{array}$	$\begin{array}{c} 2^+ \quad 5/2^- \quad 391 \\ \cdots \\ 3/2^- \quad 290 \\ \cdots \\ 1/2^- \quad 0 \end{array}$	$\begin{array}{c} 2^+ \quad 5/2^- \quad 390 \\ \cdots \\ 3/2^- \quad 317 \\ \cdots \\ 1/2^- \quad 0 \end{array}$
${}_{47}^{111}\text{Ag}_{64}$		

FIG. 4.7 – Résultats du code ASYRMO pour la bande 1/2[301] de ${}^{111}\text{Ag}$ avec comme paramètres : $\epsilon = 0.22$ et $\mathfrak{S}_0 = 8.0 \text{ MeV}^{-1}$ pour le calcul axial, et $\epsilon = 0.22$, $\mathfrak{S}_0 = 11.7 \text{ MeV}^{-1}$ et $\gamma = 27^\circ$ pour le calcul triaxial. La position des états 2^+ et 4^+ du coeur pair-pair, ${}^{110}\text{Pd}$, et des rotors rigides utilisés sont indiqués en pointillés

Avec les deux descriptions, axiale et triaxiale, on retrouve bien les doublets $3/2^-$, $5/2^-$ et $7/2^-$, $9/2^-$. On en déduit que le paramètre de découplage de l'orbitale 1/2[301] est correctement reproduit.

On notera que la position des états $7/2^-$ et $9/2^-$ expérimentaux par rapport à l'état 4^+ du coeur pair-pair de ${}^{110}\text{Pd}$ est identique à celle des états $7/2^-$ et $9/2^-$ calculés par rapport à l'état 4^+ du rotor rigide utilisé pour le calcul. Et dans ce cas, la prise en compte de la triaxialité du coeur pair-pair, n'apporte rien.

b) Bandes de parité négative dans ${}^{101,103}\text{Tc}$

La figure 4.8 présente les résultats d'ASYRMO obtenus en utilisant un rotor axial pour décrire les bandes de parité négative de ${}^{101,103}\text{Tc}$. Les calculs utilisant un rotor triaxial donnant des résultats similaires.

On notera un désaccord quant à la position des têtes de bande 3/2[301] et 5/2[303] par rapport à la tête de bande 1/2[301]. Or la bande 1/2[301] est bâtie sur une orbitale située au dessus du niveau de Fermi alors que les bandes 3/2[301] et 5/2[303] sont bâties sur des orbitales situées au dessous du niveau de Fermi. L'approximation faite pour calculer l'énergie du niveau de Fermis est certainement à l'origine de ce désaccord.

A part ce désaccord, on remarquera une cohérence générale entre ces calculs et les résultats expérimentaux. Avec notamment, les têtes des bandes 3/2[301] et 5/2[303] proches en énergie dans les deux isotopes et la présence du doublet $3/2^-$, $5/2^-$ de la

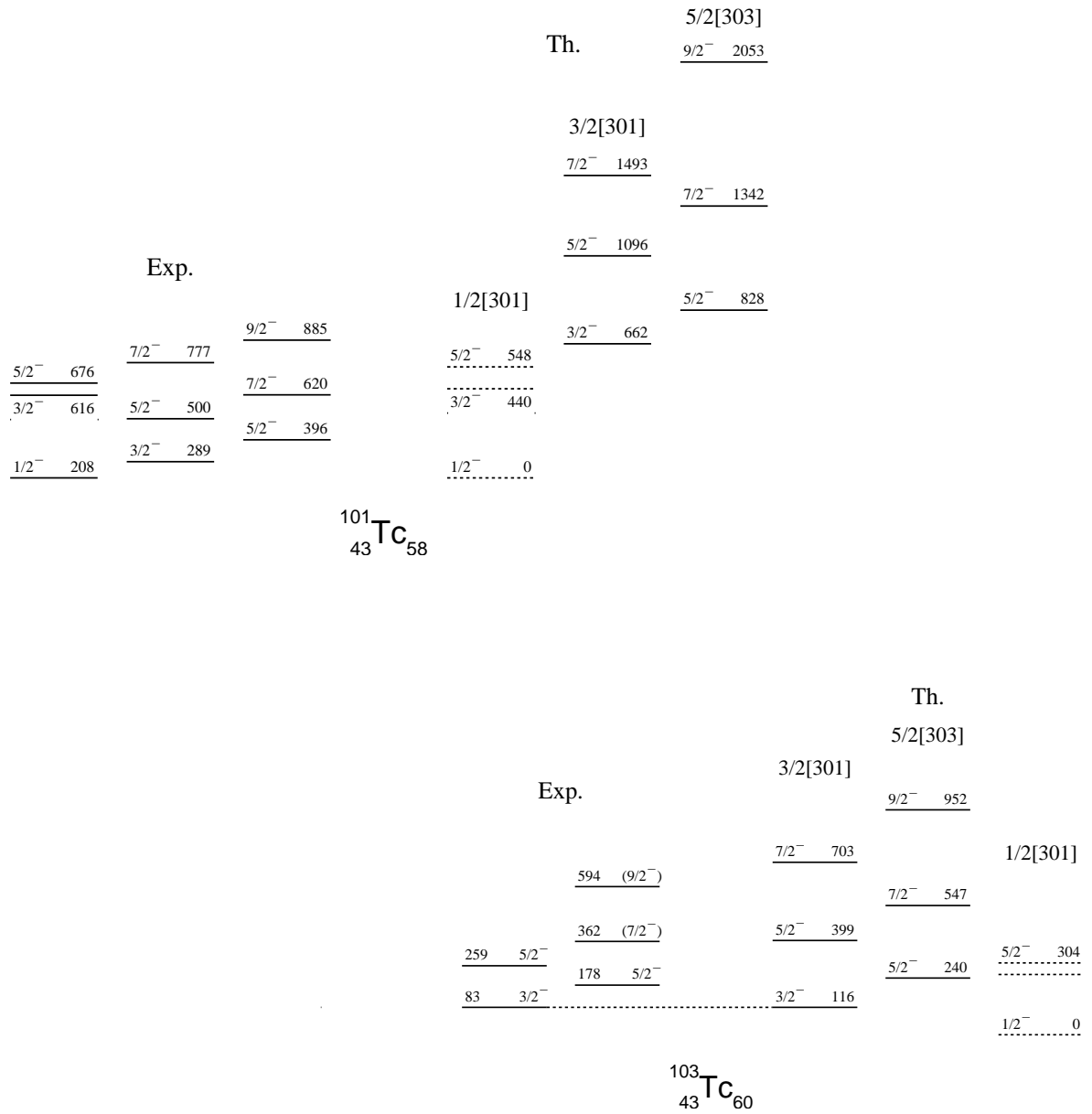


FIG. 4.8 – Résultats du code ASYRMO pour les bandes de parité négative dans $^{101,103}\text{Tc}$. Les paramètres utilisés sont : $\epsilon = 0.20$ et $\mathfrak{S}_0 = 5.6 \text{ MeV}^{-1}$ pour ^{101}Tc , et $\epsilon = 0.28$ et $\mathfrak{S}_0 = 11.1 \text{ MeV}^{-1}$ pour ^{103}Tc

bande $1/2[301]$ de ^{101}Tc .

Cet accord général tend à nous conforter dans l'interprétation que nous avons proposée pour les bandes de parité négative observées dans ces isotopes de Technétium.

c) Bandes $\pi g_{9/2}$ dans ^{103}Tc , ^{107}Rh et ^{111}Ag

Les bandes de parité positive bâties sur des orbitales appartenant à la sous-couche $\pi g_{9/2}$, sont toutes fortement perturbées par l'interaction de Coriolis, "matérialisée" par le fort staggering observé dans ces bandes. Comme par exemple dans la bande de ^{103}Tc (Cf paragraphe 3.1.1) ou de ^{111}Ag (Cf paragraphe 3.2.2) mais aussi dans celle de ^{107}Rh [Ven99]. Ces deux derniers noyaux présentent aussi des bandes de parité positive qui peuvent s'apparenter aux bandes γ des noyaux pair-pairs voisins (bande 6 dans ^{111}Ag).

Sur la figure 4.9 sont représentés les résultats des calculs ASYRMO pour la bande de parité positive de ^{103}Tc , ^{107}Rh et ^{111}Ag , avec pour chacun d'eux le calcul en axial et le calcul en triaxial.

La description axial ne donne pas de très bons résultats. Dans ^{103}Tc et de ^{107}Rh , le staggering est très faible par rapport à celui observé expérimentalement, et dans ^{111}Ag , les doublets sont complètement absents. On notera tout de même que les premiers états ($5/2^+$, $7/2^+$ et $9/2^+$ pour ^{103}Tc , $7/2^+$ et $9/2^+$ pour ^{107}Rh et ^{111}Ag) sont relativement bien reproduits avec un rotor axial.

Dans le cas de la description triaxiale et pour chacun des trois noyaux, le staggering de la bande calculée est accentué par rapport aux calculs utilisant un rotor axial. Aussi on obtient de bons résultats dans ^{103}Tc et ^{107}Rh où le staggering est comparable à celui observé expérimentalement. Par contre la bande de ^{111}Ag n'est pas bien reproduite avec un staggering relativement faible par rapport à l'expérience et surtout avec les deux premiers états de la bande (les états $7/2^+$ et $9/2^+$) qui ont des énergies calculées quasi-dégénérées alors qu'expérimentalement ils sont distants de plus de 150 keV .

Dans le cas d'une description triaxiale, le modèle de rotor plus une quasi-particule donne, en plus de la bande fondamentale, une bande qui peut s'apparenter à une bande γ . Sur la figure 4.10 est reporté le résultat du calcul dans ^{107}Rh pour la bande fondamentale (où la projection du moment angulaire est dominée par $K = 7/2 + 0$) et la bande γ (où la projection du moment angulaire est dominée par $K = 7/2 + 2$). Les états de cette bande γ calculée ont des énergies proches des énergies expérimentales.

On peut en conclure que pour ces bandes très perturbées, le calcul axial ne donne pas de bons résultats. Par contre le calcul triaxial pour ces bandes donne un bon accord théorie – expérience pour ^{103}Tc et ^{107}Rh et, dans ce dernier, il permet de reproduire la bande γ . Par contre ni le calcul axial ni le calcul triaxial ne permettent de reproduire correctement la bande fondamentale de ^{111}Ag .

Exp.	Th.
$(17/2^+)$ 2033 $(19/2^+)$ 2054 <hr style="width: 100%;"/>	$17/2^+$ 2161 <hr style="width: 100%;"/> $19/2^+$ 2003
$(15/2^+)$ 1583 <hr style="width: 100%;"/> $(17/2^+)$ 1510 <hr style="width: 100%;"/> $(15/2^+)$ 1256 $(13/2^+)$ 1166 <hr style="width: 100%;"/>	$15/2^+$ 1585 <hr style="width: 100%;"/> $17/2^+$ 1394 <hr style="width: 100%;"/> $13/2^+$ 1108 $15/2^+$ 1139 <hr style="width: 100%;"/>
$(13/2^+)$ 772 $(11/2^+)$ 680 <hr style="width: 100%;"/> $(11/2^+)$ 561 <hr style="width: 100%;"/>	$11/2^+$ 755 <hr style="width: 100%;"/> $13/2^+$ 704 <hr style="width: 100%;"/> $11/2^+$ 465 <hr style="width: 100%;"/>
$9/2^+$ 194 <hr style="width: 100%;"/>	$9/2^+$ 168 <hr style="width: 100%;"/>
$7/2^+$ 0 <hr style="width: 100%;"/>	$7/2^+$ 0 <hr style="width: 100%;"/>

$^{107}_{45}\text{Rh}_{62}$

FIG. 4.10 – Résultats du code ASYRMO pour la bande $\pi_{9/2}$ de ^{107}Rh et la bande γ associée (en pointillé). Les paramètres utilisés sont $\epsilon = 0.26$, $\mathfrak{S}_0 = 14.6 \text{ MeV}^{-1}$ et $\gamma = 23^\circ$.

d) Bandes bâties sur l'orbitale intruse 1/2[431]

Dans le chapitre précédent nous avons vu dans différents noyaux une bande que nous avons interprétée comme étant bâtie sur l'orbitale intruse 1/2[431]. Nous avons notamment proposé que celle-ci soit la bande fondamentale de ^{107}Tc . D'autre part nous avons mis en évidence des états de "haut" spin de cette bande dans ^{111}Ag et nous discuterons aussi des états de haut spin de cette bande qui sont connus dans ^{107}Rh [Ven99].

Dans ^{107}Tc : La figure 4.11 montre les résultats obtenus avec une forme axiale pour les bandes de parité positive de ^{107}Tc . On trouve une bande bâtie sur l'orbitale 1/2[431] avec un paramètre de découplage, $a < -1$. De plus on trouve que la bande bâtie sur l'orbitale 5/2[422] a une tête de bande dont l'énergie est voisine de celle de la tête de bande 1/2[431]. Ce résultat est en accord avec la ré-interprétation des états de ^{107}Tc que nous avons faite dans le paragraphe 3.1.6 et nous conforte dans celle-ci.

Exp.	Th.
	$\frac{13/2^+ \quad 1354}{15/2^+ \quad 1339}$
$(15/2^+) \quad 984$	
$(13/2^+) \quad 728$	$\frac{13/2^+ \quad 695}{11/2^+ \quad 700}$
$(11/2^+) \quad 569$	
$(11/2^+) \quad 501$	$11/2^+ \quad 455$
$(9/2^+) \quad 276$	$\frac{9/2^+ \quad 248}{7/2^+ \quad 267}$
$(7/2^+) \quad 137$	$\frac{7/2^+ \quad 101}{1/2^+ \quad 46}$
$(5/2^+) \quad 66$	$\frac{3/2^+ \quad 33}{0}$
$(3/2^+) \quad 0$	
${}_{43}^{107}\text{Tc}_{64}$	

FIG. 4.11 – Résultats du code ASYRMO pour les bandes de parité positive (bande 5/2[422] et bande intruse 1/2[431]) dans ${}^{107}\text{Tc}$ ($\epsilon = 0.31$ et $\mathfrak{S}_0 = 17.4 \text{ MeV}^{-1}$).

Par ailleurs, ne connaissant qu'une seule signature de la bande 1/2[431] expérimentale nous ne pouvons pas apprécier le paramètre de découplage que nous avons trouvé dans le calcul.

Dans ${}^{107}\text{Rh}$ et ${}^{111}\text{Ag}$: Pour ${}^{107}\text{Rh}$ et ${}^{111}\text{Ag}$, le résultat du calcul triaxial est présenté figure 4.12. Dans les deux noyaux on retrouve les doublets observés expérimentalement bien que l'ordre des états des doublets soit inversé dans ${}^{111}\text{Ag}$. On en déduit tout de même que le paramètre de découplage apparent de cette bande est correctement calculé.

4.1.4 Conclusion

En ayant ajusté les paramètres du modèle de Nilsson sur des caractéristiques de noyaux sphériques et en utilisant les variables macroscopiques des noyaux pair-pairs voisins, ASYRMO nous a permis de reproduire correctement un certain nombre de bandes de rotation appartenant aux noyaux impairs de la région de masse qui nous intéresse : Dans les isotopes de Technétium, la reproduction des bandes de parité négative ne nécessite pas l'introduction de la triaxialité, par contre elle est nécessaire pour la description de la bande de parité positive (sauf dans celles de ${}^{107}\text{Tc}$). Dans ${}^{107}\text{Rh}$

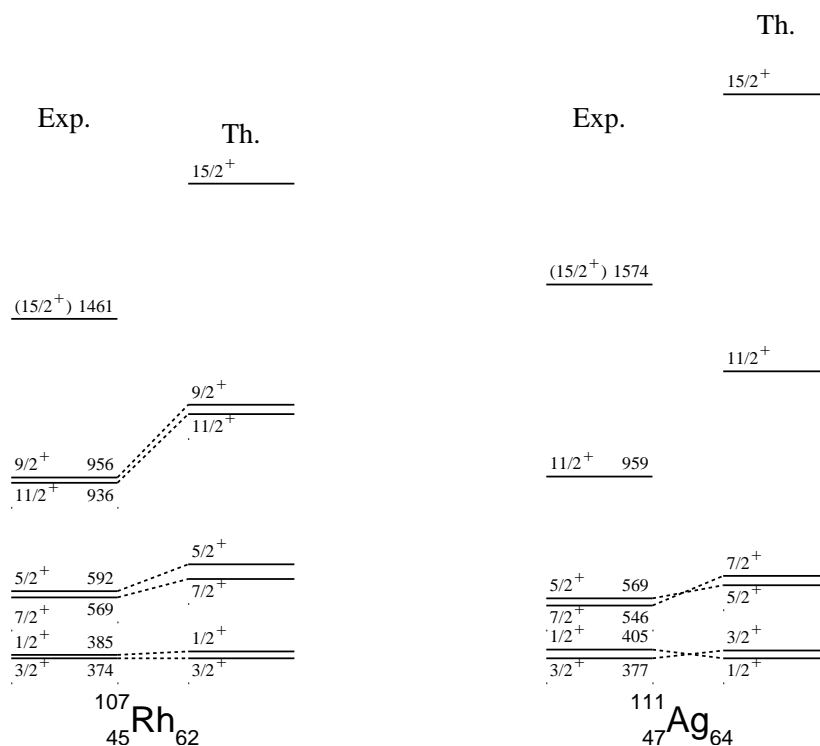


FIG. 4.12 – Résultats du code ASYRMO pour la bande intruse $1/2[431]$ dans ^{107}Rh et ^{111}Ag . Les paramètres utilisés sont : $\epsilon = 0.26$, $\mathfrak{S}_0 = 14.6 \text{ MeV}^{-1}$ et $\gamma = 23^\circ$ pour ^{107}Rh et $\epsilon = 0.22$, $\mathfrak{S}_0 = 11.7 \text{ MeV}^{-1}$ et $\gamma = 27^\circ$ pour ^{111}Ag .

la triaxialité est indispensable. Quant à ^{111}Ag , nous n'arrivons pas à reproduire correctement sa bande de parité positive. Pour les autres isotopes d'Argent, nous n'avons pas pu faire de calculs car on connaît mal les caractéristiques de leur coeur de Palladium (voir annexe C).

Dans la section suivante, nous discuterons de résultats de calculs pour l'ensemble de ces noyaux, car étant sans paramètres ajustables, ils ne nécessitent pas de données expérimentales.

4.2 Hartree-Fock-Bogoliubov + “blocking”

Dans cette section nous allons discuter les courbes d'énergie potentielle de noyaux impairs en fonction de la déformation axiale du noyau. Chaque courbe a été calculée dans une configuration où le nucléon célibataire occupe une orbitale bien précise. On comparera le minimum de ces courbes avec l'énergie des têtes de bande observées expérimentalement.

Ces courbes sont obtenues par la méthode auto-cohérente de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) avec le “blocking” d'une orbitale et la force effective utilisée est la force D1S de Gogny. Ces calculs ont été effectués par Michel Girod.

4.2.1 Méthode de calcul

Nous allons décrire ici de façon succincte la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov + “blocking” utilisée, pour plus d'informations voir entre autres les références [Per97, Dan00]. On notera que ces calculs sont sans paramètres ajustables.

a) Force effective de Gogny

La force effective de Gogny [Dec80] a été créée dans le but de décrire un noyau en tenant compte des corrélations d'appariement. Dans ce cas, c'est la même force qui génère le champ moyen et le champ d'appariement. Pour cette raison, cette force a une portée non nulle, condition nécessaire pour être utilisée dans le calcul des corrélations d'appariement. Il existe plusieurs paramétrisations de cette force, les calculs ont été fait avec la force D1S.

b) Hartree-Fock

La méthode de Hartree-Fock est basée sur l'existence d'un champ moyen qui représente les propriétés quantiques du noyau dans son ensemble. Ce champ moyen est calculé à partir des fonctions d'onde de l'ensemble des nucléons (particules) en interaction. Dans ce cas, l'interaction entre deux nucléons est donnée par une force effective. Comme ce champ moyen dépend de la fonction d'onde que l'on cherche à déterminer, le processus est itératif.

A l'aide d'un principe variationnel, la solution sera obtenue par minimisation de l'énergie totale du système. Le résultat de cette minimisation correspond à l'état fondamental du système de A nucléons en interaction.

c) Hartree-Fock-Bogoliubov

La méthode Hartree-Fock-Bogoliubov est une extension de la méthode Hartree-Fock qui tient compte de l'appariement des nucléons. Les corrélations d'appariement proviennent d'une partie importante de l'interaction résiduelle qui est négligée dans les calculs Hartree-Fock. L'une des grandes différences avec Hartree-Fock est que les nucléons sont traités par paire de nucléons appariés (quasi-particules), ce qui restreint cette méthode aux calculs de noyaux pair-pairs.

Le résultat de la minimisation donnera un état fondamental du système où des nucléons sont appariés seulement si les corrélations d'appariement conduisent à un gain en énergie de liaison. Sinon, HFB donnera le même résultat que HF.

d) Hartree-Fock-Bogoliubov + “blocking”

Le “blocking” permet de décrire un noyau impair. Il correspond à un traitement spécifique où une orbitale déterminée (l'orbitale bloquée) est exclue du calcul des corrélations d'appariement. Alors le résultat de la minimisation correspond à l'état fondamental du système de $A + 1$ nucléons où les A nucléons sont appariés et où le nucléon célibataire occupe l'orbitale qui a été bloquée.

Cette méthode, où le “blocking” est inclus dans la minimisation de l'énergie totale, permet de prendre en compte les réarrangements des $A + 1$ nucléons, du champ moyen et des corrélations d'appariement dus à la présence du nucléon célibataire sur l'orbitale bloquée.

e) Courbes d'énergie potentielle

La méthode décrite ci-dessus ne permet de décrire que l'état fondamental d'un système défini par une orbitale précise bloquée. Pour obtenir les caractéristiques d'un système (dont son énergie) en fonction de la déformation, on fait un calcul dit sous contrainte, c'est à dire que la déformation (en fait le moment quadrupolaire) est imposé au système. Le calcul sous contrainte doit être effectué en chaque point de la courbe.

Les calculs sont restreints aux déformations axiales car, pour pouvoir étiqueter les orbitales (afin de bloquer l'orbitale choisie) à l'aide de la projection de leur moment angulaire, K , il faut que la symétrie axiale soit conservée (afin que K soit un bon nombre quantique dans le calcul). Et les courbes que nous allons présenter, sont donc fonction de la déformation axiale du système.

Pour chaque noyau, nous bloquerons les orbitales les plus proches du niveau de Fermi et avec chaque orbitale bloquée nous obtiendrons une courbe d'énergie potentielle différente. Nous nous attacherons surtout au minimum de chaque courbe et à la position relative en énergie des minimums des différentes courbes. Cela devrait nous donner une idée pas trop éloignée du spectre des états individuels du noyau.

4.2.2 Série isotopique de Technétium

a) rappel

Dans la section 3.1, nous avons mis en évidence un certain nombre de bandes dans différent isotopes de Technétium. L'évolution de leur tête de bande est rappelé figure 4.13 où la tête de la bande $\pi g_{9/2}$ a été prise pour référence. On se rappellera que cette bande est découplée dans ^{99}Tc et ^{101}Tc ayant donc une tête de bande $9/2^+$, et que dans les isotopes plus lourds elle tend vers une bande fortement couplée bâtie sur l'orbitale $5/2[422]$ et ayant une tête de bande $5/2^+$. Les bandes bâties sur les orbitales $1/2[301]$, $3/2[301]$ et $5/2[303]$ sont des bandes fortement couplées ayant respectivement une tête de bande $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$. Dans ^{105}Tc et ^{107}Tc la bande bâtie sur l'orbitale intruse

$1/2[431]$ a été mise en évidence avec une tête de bande $3/2^+$ (correspondant à un paramètre de découplage $a \lesssim -1$).

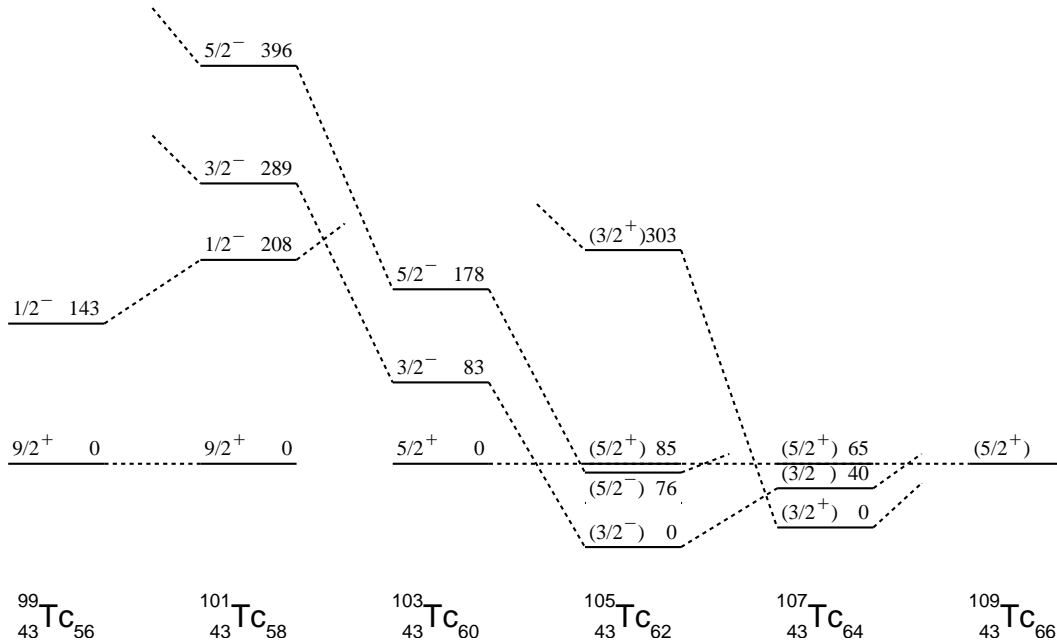


FIG. 4.13 – Evolution des têtes de bande dans les isotopes de Technétium ($A = 99$ à 109).

b) généralités

En regardant les courbes d'énergie potentielle d'isotopes de Technétium pour différentes orbitales bloquées, présentées figure 4.14, on remarque que les minimums de ces courbes dans ^{99}Tc se situent autour de $\beta = 0.2$. Par contre dans $^{105,107,109}\text{Tc}$ ils se situent à $\beta > 0.3$, soit une augmentation de la déformation des isotopes de Technétium avec le nombre de neutrons, comme nous avons déjà pu le constater expérimentalement dans la section 3.1.

D'autre part on notera que les minimums des courbes d'énergie potentielle pour les différentes orbitales bloquées sont très proches en énergie dans $^{105,107,109}\text{Tc}$.

c) Cas de l'orbitale $5/2[422]$

La courbe d'énergie potentielle avec l'orbitale $5/2[422]$ bloquée (voir courbe $5/2^+$ dans les graphiques de la figure 4.14) présente un minimum très peu prononcé dans ^{99}Tc , et à partir de ^{105}Tc cette courbe présente un “plateau” puis un minimum bien défini. Cette différence de comportement de la courbe d'énergie potentielle avec l'orbitale $5/2[422]$ bloquée entre ^{99}Tc et ^{105}Tc s'accompagne de différences dans le comportement des courbes d'énergie potentielle en fonction de la déformation des autres orbitales de la couche $\pi g_{9/2}$, qui sont présentées figure 4.15). Dans ^{99}Tc les orbitales $1/2[440]$,

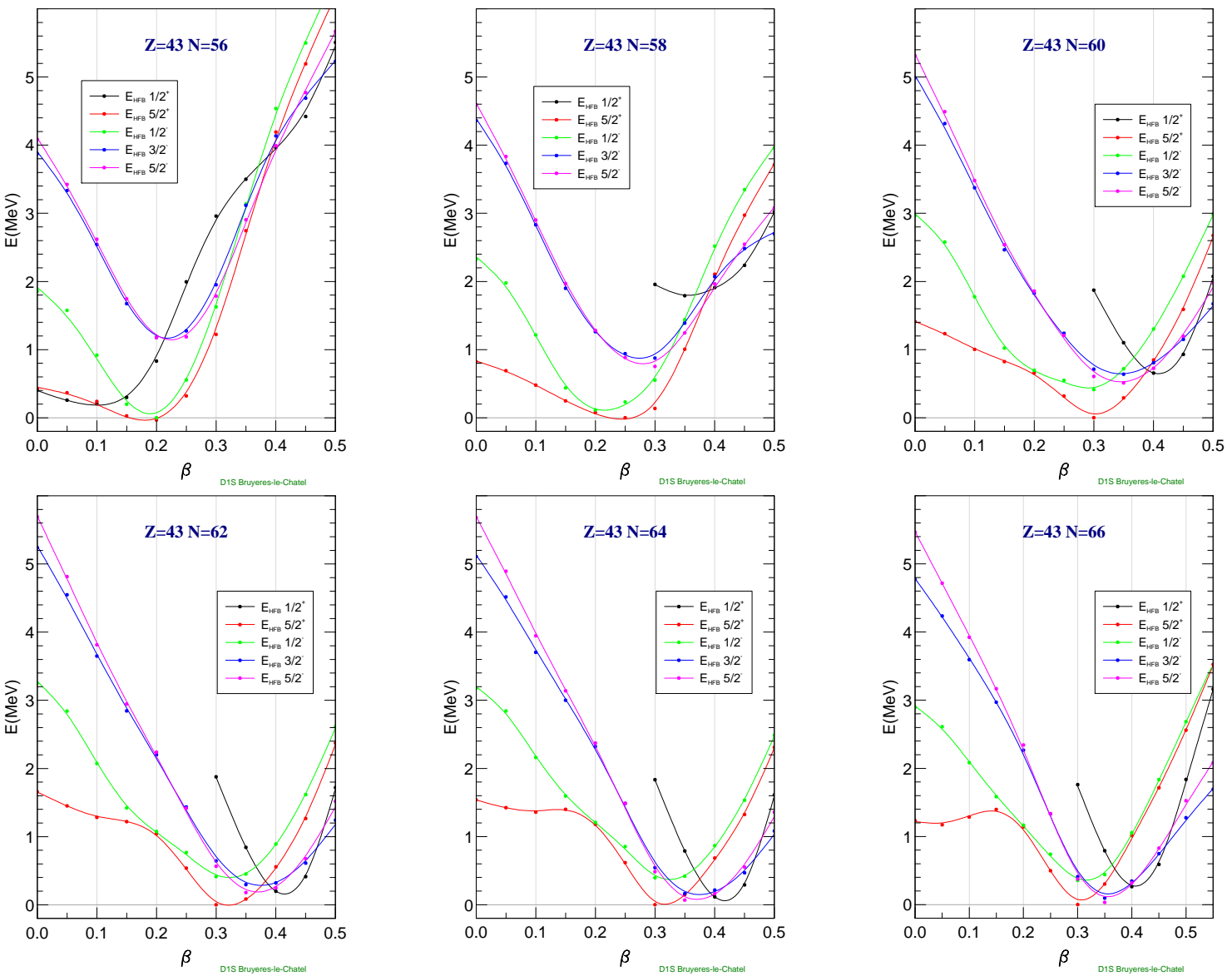


FIG. 4.14 – Courbes d'énergie potentielle d'isotopes de Technétium ($A = 99$ à 109) pour différentes orbitales bloquées. Calculs HFB + blocking avec force effective DSI Bruyères-le-Châtel [Gir01].

$3/2[431]$ et $5/2[422]$ restent proches en énergie jusqu'à $\beta \sim 0.2$. Si on fait tourner ce noyau, la proximité en énergie des différentes orbitales issues de $\pi g_{9/2}$ favorisera donc des couplages de Coriolis, pouvant donner naissance à la bande découplée observée expérimentalement avec un état de base $9/2^+$. Dans ^{105}Tc la courbe où l'orbitale $5/2[422]$ est bloquée présente un minimum prononcé qui est situé à $\beta \sim 0.3$. A cette déformation les courbes, où les autres orbitales issus de la couche $\pi g_{9/2}$ sont bloquées, sont situées à une grande énergie. On s'attend donc à avoir un faible couplage entre ces orbitales et donc une bande fortement couplée avec un état $5/2^+$ comme tête de bande. On a ici une illustration de l'évolution de la structure de la bande $\pi g_{9/2}$ dans les isotopes riches en neutrons de Technétium avec le passage d'une bande découplée dans ^{99}Tc à une bande qui tend vers une bande fortement couplée dans ^{105}Tc (voir figure 3.3).

Par ailleurs le minimum de la courbe $5/2^+$ est le minimum absolu des courbes avec “blocking” dans chaque isotopes présentés figure 4.14. Ce minimum correspond bien à l'état fondamental des différents isotopes de Technétium, et nous servira de référence pour évaluer l'évolution de l'énergie des autres minimums en fonction du nombre de neutrons.

d) Cas de l'orbitale $1/2[301]$

Le minimum de la courbe d'énergie potentielle où l'orbitale $1/2[301]$ est bloquée (voir courbe $1/2^-$ dans les graphiques de la figure 4.14) est très proche de celui de la courbe $5/2^+$ dans ^{99}Tc , puis ces deux minimums s'éloignent en énergie avec le nombre de neutrons. Cela correspond bien aux résultats expérimentaux où l'état $1/2^-$, tête de la bande $1/2[301]$, a une énergie d'excitation qui augmente avec le nombre de neutrons et n'est plus observé dans les isotopes les plus lourds (voir figure 4.13).

e) Cas des orbitales $3/2[301]$ et $5/2[303]$

La courbe d'énergie potentielle avec l'orbitale $3/2[301]$ bloquée a un comportement en fonction de la déformation identique à celui de la courbe où l'orbitale $5/2[303]$ est bloquée (voir courbes $3/2^-$ et $5/2^-$ dans les graphiques de la figure 4.14). L'énergie de leur minimum diminue entre ^{99}Tc et ^{105}Tc , puis ils ont une énergie quasi-constante dans $^{105,107,109}\text{Tc}$. Cela est en accord avec l'évolution des têtes de bande présentée figure 4.13.

Par ailleurs, la déformation de ces minimums est toujours plus grande que celle de la courbe $5/2^+$ et celle-ci augmente de $\beta \sim 0.2$ à $\beta \sim 0.35$ entre ^{99}Tc et ^{105}Tc , ce qui est en accord avec le tassement des bandes $5/2[303]$ observé dans $^{101,103,105}\text{Tc}$ (Cf paragraphe 3.1.4).

f) Cas de l'orbitale intruse $1/2[431]$

La courbe d'énergie potentielle où l'orbitale intruse $1/2[431]$ est bloquée (voir courbe $1/2^+$ dans les graphiques de la figure 4.14) a un minimum à une déformation $\beta \sim 0.4$ pour les isotopes de Technétium calculés et c'est la plus grande des déformations des minimums. L'énergie du minimum de la courbe $1/2^+$ diminue fortement de ^{101}Tc à ^{107}Tc puis augmente dans ^{109}Tc . De plus l'énergie de ce minimum est proche du minimum

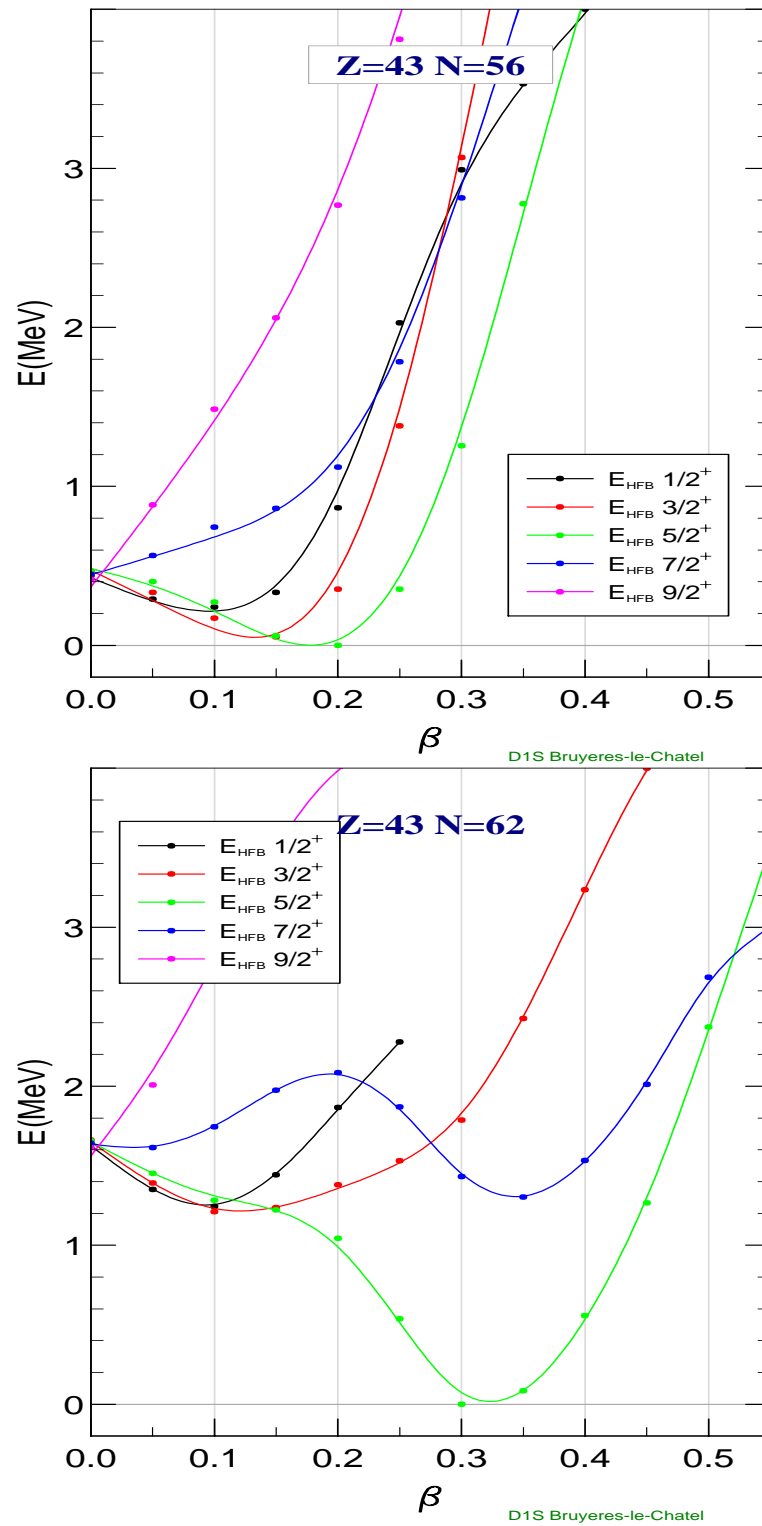


FIG. 4.15 – Courbes d'énergie potentielle de ^{99}Tc et ^{105}Tc avec les différentes orbitales de la couche $\pi g_{9/2}$ bloquées. Calculs HFB + blocking avec force effective DS1 Bruyères-le-Chatel [Gir01].

absolu pour ^{107}Tc . Cela est cohérent avec l'évolution en énergie de l'état $3/2^+$ (tête de la bande $1/2[431]$) observé dans $^{105,107}\text{Tc}$ (voir figure 4.13).

g) Conclusion

Les calculs HFB + blocking utilisant la force effective D1S donnent des résultats tout à fait satisfaisants quant à l'évolution des têtes de bande en fonction du nombre de neutrons dans les isotopes de Technétium riches en neutrons que nous avons étudiés. Néanmoins, il ne s'agit que de calculs statiques, et la prise en compte de la dynamique (rotation et/ou vibration) pourrait apporter des modifications dans l'ordre des orbitales.

4.2.3 Série isotopique de Rhodium

La série isotopique de Rhodium ($Z=45$) est située entre celles de Technétium et d'Argent que nous avons étudiées expérimentalement. Les noyaux de Rhodium riches en neutrons présentent trois bandes rotationnelles. L'une, bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ issu de $\pi g_{9/2}$, est très perturbée par l'interaction de Coriolis tout comme les bandes $\pi g_{9/2}$ des isotopes de Technétium ou d'Argent, et a un état tête de bande $7/2^+$. La seconde, bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ a un état $1/2^-$ pour tête de bande. La dernière est bâtie sur l'orbitale intruse $1/2[431]$ et a un état tête de bande $3/2^+$ comme dans Technétium ou Argent. L'évolution de l'énergie de ces têtes de bande est présentée figure 4.16.

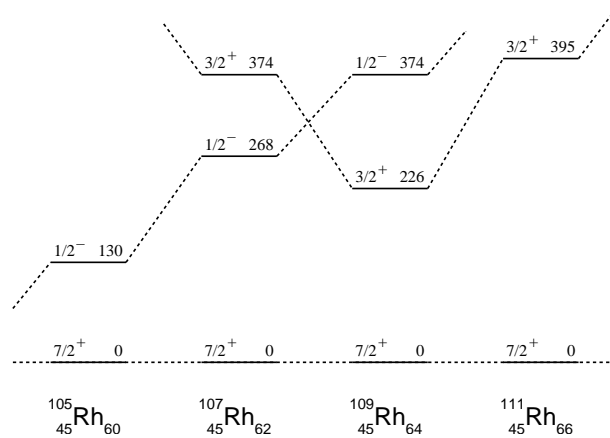


FIG. 4.16 – Evolution de l'énergie des têtes de bande dans les isotopes de Rhodium ($A = 105$ à 111) [Fir96].

Expérimentalement, l'état $7/2^+$, tête de la bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ (issue de $\pi g_{9/2}$), est l'état fondamental des quatre isotopes de Rhodium qui nous intéressent. On s'attendrait donc à ce que le minimum de la courbe obtenue avec l'orbitale $7/2[413]$ bloquée soit le minimum absolu des courbes.

Des orbitales issues de la couche $\pi g_{9/2}$, seules deux d'entre elles ($5/2[422]$ et $7/2[413]$) donnent, lorsque qu'elles sont bloquées dans les calculs, un minimum bien défini à la

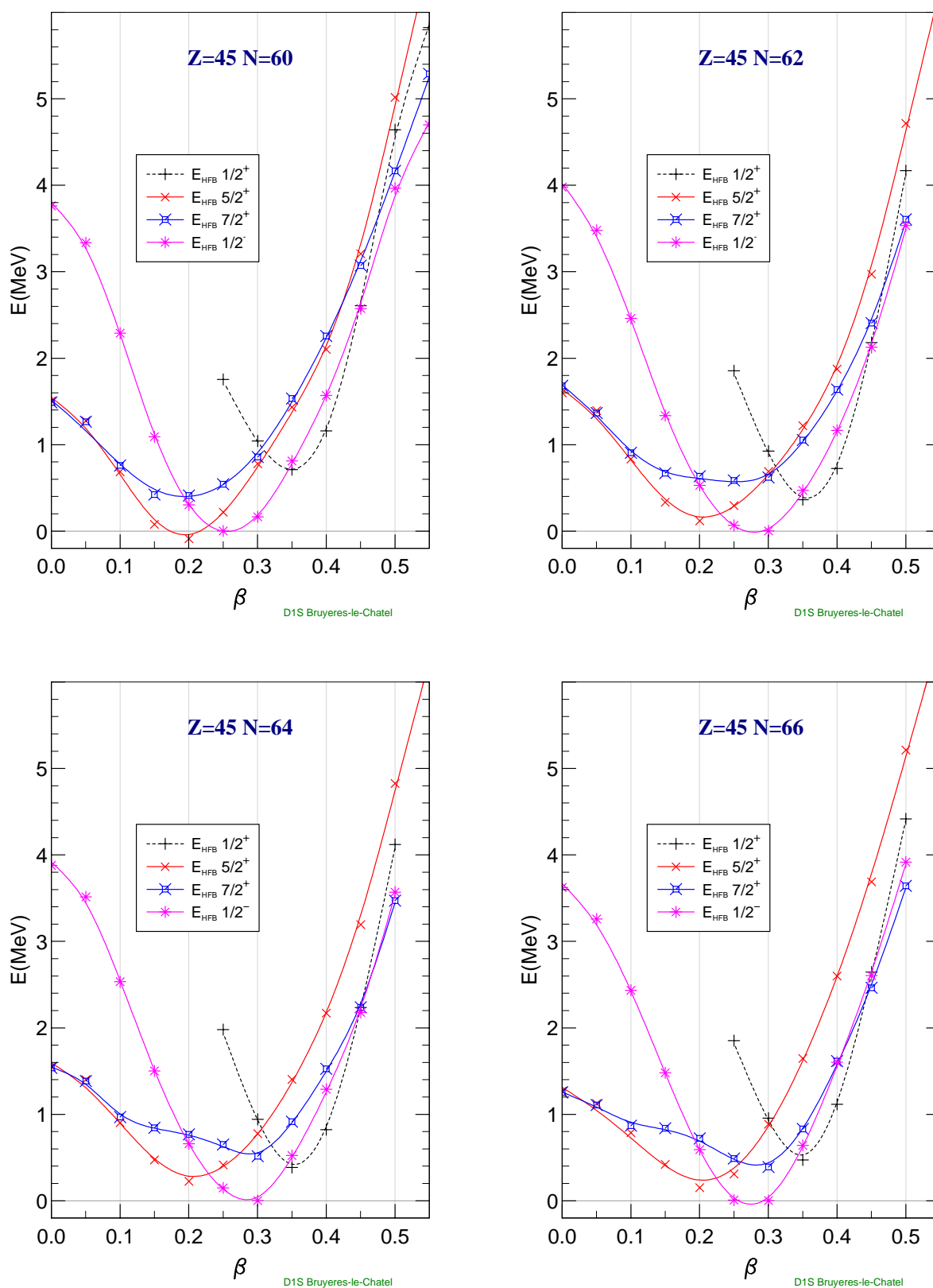


FIG. 4.17 – Courbes d'énergie potentielle d'isotopes de Rhodium ($A = 105$ à 111) pour différentes orbitales bloquées. Calculs HFB + blocking avec force effective DS1 Bruyères-le-Châtel [Gir01].

courbe d'énergie potentielle. Le minimum de la courbe obtenue avec l'orbitale $5/2[422]$ bloquée est toujours inférieur à celui de la courbe obtenue avec l'orbitale $7/2[413]$ bloquée et n'est pas le minimum absolu des courbes (voir figure 4.17). Or si on incluait la dynamique, cela devrait permettre un couplage de ces deux orbitales issues de $\pi g_{9/2}$ qui donnerait alors un état qui pourrait être l'état de plus basse énergie, l'état fondamental.

Pour les orbitales $1/2[301]$ et $1/2[431]$, on s'attendrait à ce que le minimum de la courbe obtenue avec l'orbitale $1/2[301]$ bloquée soit inférieur en énergie à celui de la courbe avec blocking de l'orbitale $1/2[431]$ pour $^{105,107}\text{Rh}$ et l'inverse pour $^{109,111}\text{Rh}$. Or ce n'est pas ce que l'on observe sur la figure 4.17 où le minimum de la courbe $1/2^-$ est toujours inférieur en énergie à celui de la courbe $1/2^+$.

Cependant, les minimums des courbes d'énergie potentielle de chacune des orbitales identifiées expérimentalement, sont tout de même regroupés dans moins de 500 keV . Mais comme ni la dynamique, ni la triaxialité (qui joue un grand rôle dans les isotopes de Rhodium, Cf 4.1.3.c) ne sont prises en compte dans ces calculs, on est relativement satisfait de ce regroupement qui apparaît dans chacun des isotopes.

4.2.4 Série isotopique d'Argent

Dans les isotopes d'Argent on a les mêmes bande que celles observées des les isotopes de Rhodium riches en neutrons : une bande bâtie sur l'orbitale $1/2[301]$ avec un état $1/2^-$ pour tête de bande ; une bande bâtie sur l'orbitale $7/2[413]$ avec un état $7/2^+$ pour tête de bande ; et une bande bâtie sur l'orbitale intruse $1/2[431]$ dont la tête de bande est $3/2^+$. L'évolution de l'énergie de ces têtes de bande est présentée figure 4.18.

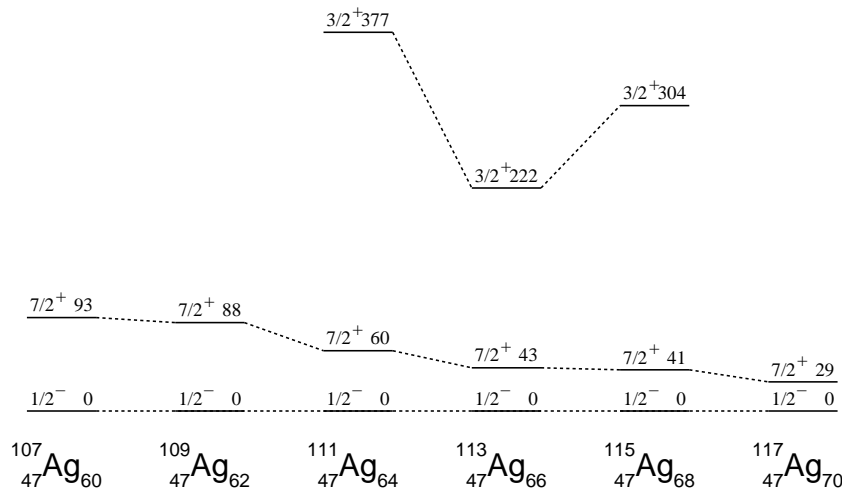


FIG. 4.18 – Evolution de l'énergie des têtes de bande dans les isotopes d'Argent ($A = 107$ à 117).

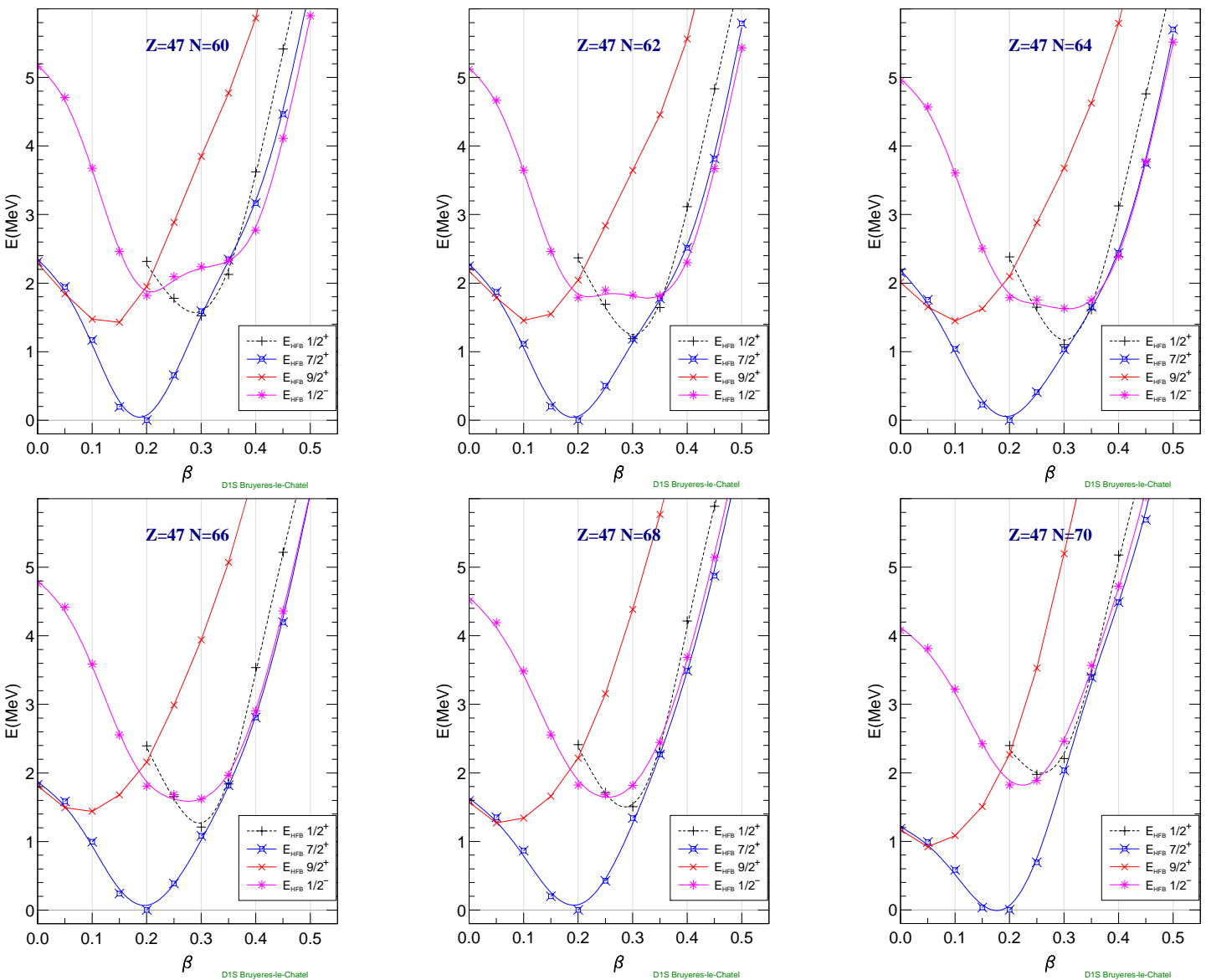


FIG. 4.19 – Courbes d'énergie potentielle d'isotopes d'Argent ($A = 107$ à 117) pour différentes orbitales bloquées. Calculs HFB + blocking avec force effective D1S Bruyères-le-Chatel [Gir01].

Expérimentalement dans $^{107-117}\text{Ag}$, les bandes bâties sur les orbitales $7/2[413]$ et $1/2[301]$ ont leurs têtes de bande situées à des énergies très voisines (distances de moins de 100 keV). Aussi on s’attendrait à ce que le minimum des courbes d’énergie potentielle pour ces deux orbitales bloquées (courbes $7/2^+$ et $1/2^-$) aient des énergies voisines. Or entre l’énergie de ces minimums il y a près de 2 MeV dans chaque isotope (voir figure 4.19), ce qui est très éloigné de ce que l’on observe entre les têtes de bande.

De même, l’évolution en énergie du minimum de la courbe obtenue avec l’orbitale $1/2[431]$ bloquée par rapport aux autres minimums, n’est pas représentative de l’évolution des têtes de bande.

Dans le cas des isotopes d’Argent les résultats de HFB + blocking, statiques et axiaux, sont en désaccord avec l’expérience. Au vu de ces désaccords, on peut invoquer plusieurs raisons [Gir01].

D’une part, certaines valeurs des paramètres de la force effective. En effet, en augmentant le terme de spin-orbite, les couches $\pi g_{9/2}$ et $\pi p_{1/2}$ seraient plus proches en énergie et donc les minimums des courbes bloquées par l’orbitale $7/2[413]$ ou $1/2[301]$ seraient aussi plus proches en énergie. Ou bien, l’augmentation des corrélations d’appariement (utilisation de D1 au lieu de D1S) qui devrait favoriser la configuration $1/2[301]$ (avec quatre paires de protons dans la couche $\pi g_{9/2}$) par rapport à la configuration $7/2[413]$ (avec trois paires de protons et une orbitale bloquée dans la couche $\pi g_{9/2}$) et donc rapprocher en énergie les deux minimums.

D’autre part, on peut aussi imaginer que la triaxialité n’est pas un degré de liberté négligeable dans les isotopes d’Argent. Et si ces noyaux sont mous en γ , alors la dynamique et notamment la vibration va jouer un très grand rôle. Et on sait que la vibration a une grande influence sur l’énergie d’appariement (appariement dynamique) et pourrait alors donner de biens meilleurs résultats que ceux obtenus avec des calculs statiques.

4.2.5 Conclusion

On a vu que dans les isotopes de Technétium ($Z=43$) les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov + “blocking” donnent des résultats en bon accord avec l’expérience. Dans ceux de Rhodium ($Z=45$), les résultats sont proches de l’expérience, bien que certaines évolutions en fonction du nombre de neutrons ne soient pas reproduites. Et dans les isotopes d’Argent, on constate un fort désaccord. Ces derniers seront donc de bons tests pour les développements théoriques futurs.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Chacune de nos expériences ouvre un large champ d'investigation, grâce à la fission induite par ions lourds qui produit un très grand nombre de noyaux pour une même réaction. De plus pour certains de ces noyaux, c'est le seul mode de production à haut moment angulaire. La section efficace de production des différents fragments étant très petite (quelques *mb* pour les fragments les plus produits), ce type d'expérience demande l'utilisation de multi-détecteurs puissants tels EUROBALL.

Grâce à la spectroscopie γ qui permet d'identifier les fragments à l'aide leurs transitions γ , nous pouvons déterminer le taux de production de chacun d'eux. En faisant l'étude des taux de productions de quelques noyaux produits dans les réactions que nous avons utilisées, nous avons vérifié que la fission induite est symétrique et que le rapport A/Z du noyau fissionnant est conservé dans les fragments primaires. Cela correspond bien à une fission à grande énergie d'excitation qui est un processus statistique.

D'autre part, nous avons vu que la spectroscopie γ des deux fragments complémentaires en coïncidence permet l'identification de nouvelles transitions γ appartenant à des noyaux dont le schéma de niveau est mal connu ou inconnu. A partir de cette technique d'identification nous avons mis en évidence, et ce pour la première fois, des états de haut spin dans des noyaux riches en neutrons : ^{103}Tc jusqu'au spin $31/2$, ^{113}Ag jusqu'au spin $29/2$ et ^{115}Ag jusqu'au spin $17/2$. Nous avons aussi étendu le schéma de niveau de ^{111}Ag jusqu'au spin $31/2$. Dans chacun de ces noyaux nous avons observé plusieurs bandes rotationnelles correspondant aux différentes orbitales de proton mises en jeu que nous avons identifiées grâce, entre autres, à la structure caractéristique de chaque bande.

Dans ^{103}Tc nous avons mis en évidence les bandes bâties sur les orbitales de proton $5/2[422]$, $3/2[301]$ et $5/2[303]$. Grâce à cette identification des bandes de ^{103}Tc , nous avons réinterprété les schémas de niveaux des isotopes de Technétium impairs allant de $A=101$ à $A=109$ et obtenu une évolution cohérente des différentes bandes de rotation bâties sur les orbitales de proton $1/2[431]$, $5/2[422]$, $1/2[301]$, $3/2[301]$ et $5/2[303]$ dans ces isotopes.

Dans les isotopes d'Argent que nous avons étudiés, $^{111,113,115}\text{Ag}$, nous avons mis en évidence des bande bâties sur les orbitales de proton $1/2[301]$, $7/2[413]$ et $1/2[431]$. Nous avons noté la singularité de la bande bâtie sur l'orbitale $1/2[431]$, celle-ci ayant d'une part un bas de bande qui doit être perturbé par l'interaction de Coriolis et d'autre part un paramètre de découplage apparent qui varie fortement d'un isotope à l'autre. Enfin dans ^{111}Ag , nous avons mis en évidence une bande qui s'apparente aux bandes de vibration γ observées dans les noyaux pair-pairs voisins.

Pour obtenir des précisions sur l'interprétation des bandes observées dans les isotopes de Technétium, Rhodium et d'Argent, nous avons tenté de reproduire la structure de certaines de ces bandes à l'aide d'un modèle de rotor plus une quasi-particule (code ASYRMO) en utilisant des paramètres et hypothèses identiques pour tous les noyaux. Nous avons constaté que les bandes de parité négative qui sont des bandes fortement couplées, sont correctement reproduites en utilisant un coeur modélisé par un rotor axial. Par contre pour les bandes de parité positive bâties sur des orbitales de la sous-couche $\pi g_{9/2}$ et qui sont très perturbées par l'interaction de Coriolis, l'utilisation d'un rotor triaxial donne de meilleurs résultats que l'utilisation d'un rotor axial. De même

l'utilisation du rotor triaxial permet de reproduire la bande γ de ^{107}Rh .

Nous avons comparé les énergies des têtes de bande observées dans les isotopes de Technétium, Argent et Rhodium avec les énergies des états individuels de ces mêmes noyaux calculées avec une méthode HFB + blocking développée par M.Girod et utilisant la force de Gogny, D1S. Ces calculs reproduisent correctement l'ordre des têtes de bande des isotopes de Technétium et, dans les isotopes de Rhodium, on retrouve bien à basse énergie toutes les orbitales de proton identifiées. Pour les isotopes d'Argent la comparaison est moins bonne, en ce qui concerne les observables de spectroscopie.

Mais alors qu'il y a quelques années seuls les noyaux pair-pairs pouvaient être abordés par les théories de champ moyen, on arrive maintenant à obtenir des résultats encourageants dans des noyaux impairs riches en neutron sans remettre en cause l'interaction qui n'était établie que sur des propriétés de noyaux stables pair-pairs. Le champ d'application de ce modèle ne cesse de s'agrandir et les développements en vue sont la prise en compte de la dynamique dans les noyaux impairs au prix de la brisure d'un certain nombre de symétries (calculs au-delà du champ moyen).

Comme nous l'avons vu avec la mesure des taux de production de chacun des fragments de fission, la spectroscopie γ des fragments de fission donnera de nouvelles informations sur le mécanisme de réaction. Par exemple, une des analyses en cours permettra à partir du spin maximum observé dans chaque fragment, d'obtenir des informations sur le partage du moment angulaire lors de la fission ; pour cela il faut tenir compte des limitations en spin dû au ralentissement des fragments dans le support d'Or et s'assurer que la statistique est suffisante.

Dans notre travail, la détection des deux fragments en coïncidence a été limitée par l'utilisation du support d'Or qui ne permet d'arrêter les deux fragments complémentaires que dans $\sim 40\%$ des fissions. L'utilisation d'une cible mince associée à un détecteur de fragments pourrait être une solution pour s'affranchir de cette limite. De plus cette solution permettra d'obtenir le spin maximal non tronqué par le ralentissement des fragments, mais aussi d'étudier la désexcitation des fragments en fonction de la dynamique de la fission. Pour cela le détecteur de fragments devra avoir une bonne couverture angulaire ainsi qu'une bonne résolution en énergie et en position afin d'effectuer une correction de l'effet Doppler suffisamment bonne pour ne pas détériorer la qualité des spectres γ . Ce sera certainement un des montages utilisés dans nos prochaines expériences.

Les réactions de fission induite sont une voie possible pour l'étude à haut moment angulaire de noyaux exotiques riches en neutrons. Aussi en choisissant soigneusement le couple cible-projectile, la fission induite pourrait permettre l'étude de noyaux particuliers, inaccessibles par d'autre voie de réaction. De plus les futurs faisceaux radioactifs permettront d'élargir la gamme des couples cible-projectile à notre disposition. Mais compte tenu des faibles intensités de tels faisceaux cela attendra le développement de multi-détecteurs γ ayant une efficacité de détection accrue et nécessitera l'utilisation

de détecteurs additionnels permettant de sélectionner le fragment d'intérêt.

L'identification des différentes bandes de rotation des noyaux impairs de la série isotopique de Technétium nous a permis de signer les croisements d'orbitales (spins – parités – déformations) et cela pour les isotopes allant de la fermeture de couche $N=50$ (quasi-sphériques) à la mi-couche $N=66$ (maximum de déformation). Le prolongement de cette étude sur ces croisements pour les isotopes plus lourds (de $N=66$ à la fermeture de couche $N=82$) permettrait de mettre en évidence tout changement de la séquence des orbitales à l'intérieur d'une même couche (dans le cas des isotopes de Technétium la couche de proton : $40 < Z < 50$) accompagnant un changement dans la force nucléaire à des rapports proton/neutron peu élevés.

Annexe A

Bandes rotationnelles

Lorsqu'un noyau est déformé, il acquiert la possibilité de tourner (en mécanique quantique un objet sphérique ne peut pas tourner). La rotation d'un noyau donne naissance à une série d'états que l'on appelle bande rotationnelle. Les premiers états de rotation sont des états de basse énergie d'excitation et la structure des bandes de rotation (spin des états, espacement en énergie entre les états...) varie beaucoup en fonction des caractéristiques du noyau observé (voir exemples figure A.1). Aussi, l'étude de celles-ci est un bon moyen pour obtenir des informations sur la structure du noyau.

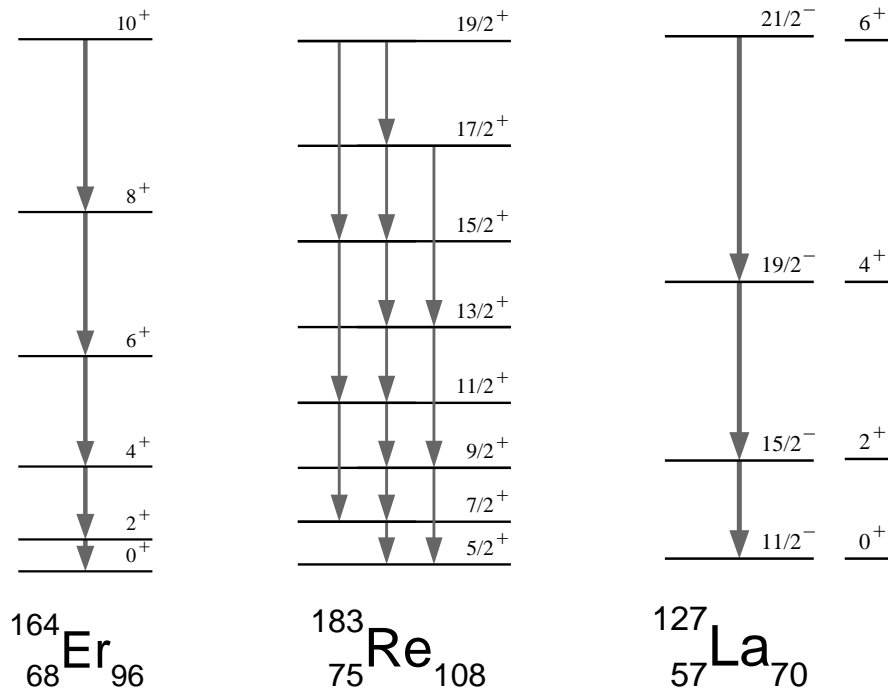


FIG. A.1 – Exemples de bandes de rotation : bande rotationnelle d'un noyau pair-pair, bande fortement couplée et bande découplée.

Pour comprendre les différences de structure de ces bandes de rotation nous aurons besoin du hamiltonien d'un corps rigide en rotation qui s'écrit :

$$\mathbf{H}_{rot.} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \mathbf{R}^2 \quad (\text{A.1})$$

Où \mathfrak{S}_0 est le moment d'inertie du noyau et \mathbf{R} le moment angulaire dû à la rotation.

A.1 Cas d'un noyau pair-pair

Dans le cas de la bande fondamentale d'un noyau pair-pair le moment angulaire dû à la rotation est égal au spin total du noyau : $\mathbf{I} = \mathbf{R}$ (pas de moment angulaire intrinsèque). Pour des raisons de symétrie seuls les états de spin pair sont des états physiques, et l'énergie de ceux-ci est donnée par la relation suivante :

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} I(I+1) \quad (\text{A.2})$$

A.2 Cas d'un noyau impair

Dans le cas d'un noyau impair, nous allons faire l'approximation que le noyau est formé par un ensemble de nucléons appariés deux à deux plus un nucléon célibataire où le moment angulaire intrinsèque du noyau provient uniquement du nucléon célibataire. Le moment angulaire total du noyau est donc composé du spin intrinsèque du noyau impair, \mathbf{j} , (nucléon célibataire) et du moment angulaire de rotation, \mathbf{R} (voir figure A.2). Soit : $\mathbf{I} = \mathbf{j} + \mathbf{R}$. Alors, l'hamiltonien devient :

$$\mathbf{H}_{rot.} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \mathbf{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (\mathbf{I} - \mathbf{j})^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (\mathbf{I}^2 + \mathbf{j}^2 - 2\mathbf{I}\cdot\mathbf{j}) \quad (\text{A.3})$$

En utilisant les opérateurs \mathbf{I}_+ , \mathbf{I}_- et \mathbf{j}_+ , \mathbf{j}_- on obtient :

$$\mathbf{H}_{rot.} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [\mathbf{I}^2 + \mathbf{j}^2 - 2\mathbf{I}_3\mathbf{j}_3 - (\mathbf{I}_+\mathbf{j}_- + \mathbf{I}_-\mathbf{j}_+)] \quad (\text{A.4})$$

Le dernier terme, proportionnel à $(\mathbf{I}_+\mathbf{j}_- + \mathbf{I}_-\mathbf{j}_+)$ s'apparente au terme de Coriolis en mécanique classique, car il tend à aligner le moment angulaire total du nucléon célibataire sur l'axe de rotation. En mécanique quantique ce terme aura pour effet de mélanger différentes orbitales, accessibles par le nucléon célibataire, ayant une différence d'une unité en K .

On distingue alors plusieurs "cas d'école" : le couplage fort (bande fortement couplée) où le terme de Coriolis est négligeable, le découplage (bande découplée) où le terme de Coriolis est important et le cas des bandes $K=1/2$ où le terme de Coriolis est diagonal ("couplage" de l'orbitale $K=1/2$ avec elle même).

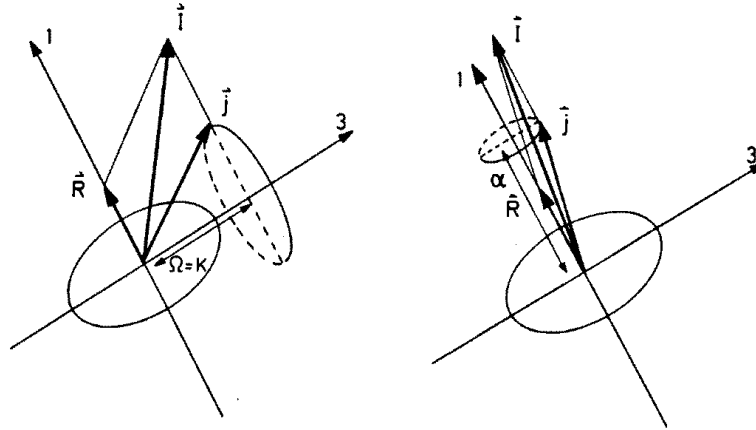


FIG. A.2 – Couplage des moments angulaires, avec à gauche le cas du couplage fort et à droite le cas du découplage.

A.3 Bande fortement couplée

Dans le cas d'une bande fortement couplée, le terme de Coriolis est négligeable. K reste un bon nombre quantique, la bande de rotation est formée des états ayant un spin $I = K, K + 1, K + 2, K + 3 \dots$ et l'énergie des états de la bande est donnée par la relation :

$$E_{rot.}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} I(I + 1) + cst \quad (\text{A.5})$$

On retrouve la loi en $I(I + 1)$ qui donne naissance à une bande régulière.

A.4 Bande découplée

Dans le cas du découplage, le moment angulaire du nucléon célibataire est totalement aligné avec l'axe de rotation à cause de la force de Coriolis. Le mouvement du nucléon célibataire est donc découplé de l'axe de symétrie du noyau et la projection du moment angulaire du nucléon sur l'axe de rotation, α , est alors un bon nombre quantique. L'énergie des états de cette bande s'écrit alors :

$$E_{rot.}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} R(R + 1) + cst = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (I - \alpha)(I - \alpha + 1) + cst \quad (\text{A.6})$$

Avec le moment angulaire dû à la rotation égal à : $R = I - \alpha$ (voir figure A.2).

Comme le moment angulaire du nucléon célibataire est aligné avec l'axe de rotation, on retrouve la symétrie gauche droite ce qui impose que R soit pair comme dans le cas des noyaux pair-pair. L'espacement des états d'une bande découplée est identique à celui d'une bande d'un noyau pair-pair si noyaux impair et pair-pair ont des moments d'inertie égaux (ce qui est quasiment vrai pour des noyaux voisins).

Une bande découplée s'observe quand le nucléon célibataire "occupe" une orbitale ayant un petit K et issu d'une sous-couche ayant un grand j , et on a $\alpha = j$.

A.5 Entre couplage fort et découplage

Quand on se trouve entre les deux extrémités du couplage fort et du découplage, les bandes de rotation ont alors des structures intermédiaires à ces deux cas. On obtient généralement une bande se décomposant en deux "branches" de signature opposée. Par convention, les états dont les spins sont égaux à $1/2, 5/2, 9/2\dots$ sont les états de signature $+$, et ceux dont les spins sont égaux à $3/2, 7/2, 11/2\dots$ sont les états de signature $-$.

En général dans chaque branche (de signature $+$ ou $-$) l'espacement des états est régulier, par contre une des deux signatures est favorisée par rapport à l'autre (staggering) ce qui forme des doublets d'états de signature opposée. Quand la signature $+$ est favorisée on a les doublets $(3/2, 5/2), (7/2, 9/2)\dots$ et quand la signature $-$ est favorisée on a les doublets $(1/2, 3/2), (5/2, 7/2), (9/2, 11/2)\dots$

A.6 Bande $K=1/2$

Dans le cas d'une bande $K=1/2$ (quand le nucléon célibataire occupe une orbitale ayant une projection de son moment angulaire K égale à $1/2$) le terme de Coriolis est diagonal, c'est le "couplage" de l'orbitale $K=1/2$ avec elle même.

Quand on peut négliger les autres termes du couplage de Coriolis (avec les orbitales $K=3/2$ et les autres orbitales $K=1/2$), les énergies des états de la bande $1/2$ sont données par la relation suivante :

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} [I(I+1) + a(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I + \frac{1}{2})] \quad (\text{A.7})$$

Où a est le paramètre de découplage, dont la valeur dépend de la décomposition en j (le moment angulaire total) de l'orbitale $K = 1/2$.

Suivant la valeur de ce paramètre, l'ordre des états de la bande est différent (voir figure A.3). On notera quelque cas particuliers :

- Si $a = 0$, on retrouve la loi en $I(I+1)$ d'une bande fortement couplée.
- Si $a = +1$, l'état $1/2$ est la tête de bande, puis, les états $3/2$ et $5/2$ sont dégénérés en énergie ainsi que les états $7/2$ et $9/2$, $11/2$ et $13/2\dots$ De plus les espacements entre ces doublets sont égaux à ceux du noyau pair pair voisin qui a le même moment d'inertie, \mathfrak{I}_0 .
- Si $a = -1$: les états $1/2$ et $3/2$ sont dégénérés en énergie ainsi que les états $5/2$ et $7/2$, $9/2$ et $11/2\dots$

Par contre quand la bande $1/2$ est perturbée par l'interaction de Coriolis (couplage avec des orbitales $K=3/2$ et/ou d'autres orbitales $K=1/2$) la structure de la bande peut être modifiée et le paramètre de découplage observé n'est pas représentatif du paramètre de découplage de l'orbitale $K=1/2$, il est appelé paramètre de découplage apparent.

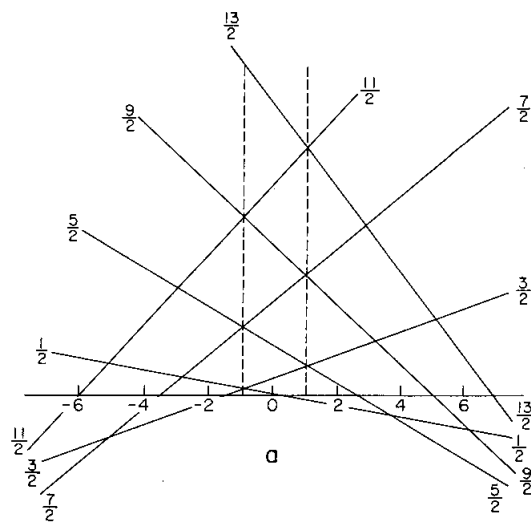


FIG. A.3 – Energie des états de la bande $K=1/2$ en fonction du paramètre de découplage a . Les lignes en pointillés sont placées à $a = -1$ et $a = +1$.

Annexe B

“Backbending”

B.1 Brisure d’une paire de nucléons

La rotation du noyau soumet chaque nucléon à la force de Coriolis. Celle-ci peut briser une paire de nucléons quand l’énergie d’appariement est plus faible que l’énergie de Coriolis. Les deux nucléons se comportent alors comme deux particules indépendantes non appariées. Toujours sous l’effet de Coriolis le spin de ces deux nucléons a tendance à s’aligner avec l’axe de rotation. L’énergie d’excitation du noyau devient alors la somme des énergies individuelles des deux nucléons non-appariés et de l’énergie due à la rotation. Cela donne naissance à une nouvelle bande de rotation bâtie sur un état à deux ou $(2+X)$ quasi-particules.

Le passage d’une bande à X quasi-particules à une bande à $(2+X)$ quasi-particules avec une brisure de paire et alignement des moments angulaires des deux nucléons se fait de façon plus ou moins brusque. Cette discontinuité, appelée “Backbending”, se produit à une fréquence de rotation semblable dans différents noyaux quand les deux nucléons dont les spins s’alignent sur l’axe de rotation occupent les mêmes orbitales et l’énergie de la tête de la bande à $(2+X)$ quasi-particules varie peu d’un noyau à l’autre.

B.2 Gain en alignement

La fréquence de rotation du noyau est définie classiquement comme la dérivée de l’énergie par rapport au moment angulaire de rotation : $\omega = \frac{\partial E}{\partial I_x}$. Pour déterminer expérimentalement la fréquence ω , on fait une dérivée approchée en utilisant deux états consécutifs de même signature :

$$\omega_{(I)} = \frac{E_{(I+1)} - E_{(I-1)}}{I_x(I+1) - I_x(I-1)} \quad (\text{B.1})$$

La projection I_x du spin sur l’axe de rotation est obtenue de façon classique (théorème de Pythagore), en supposant le noyau axial :

$$I_x = \sqrt{(I + \frac{1}{2})^2 - K^2} \quad (\text{B.2})$$

Où I est le spin considéré, et K , la projection de ce spin sur l'axe de symétrie (perpendiculaire à l'axe de rotation). Pour les bandes fondamentales des noyaux pair-pairs la projection K est égale à 0, par contre pour un noyau impair K est égale à la projection du moment angulaire du nucléon célibataire (dans le cadre du modèle de Nilsson où l'orbitale est notée : $\Omega[Nn_z\Lambda]$ (cf annexe D) on a $K = \Omega$).

A partir des quantités précédentes on définit le gain en alignement par la différence entre la projection du spin du noyau sur l'axe de rotation, I_x (obtenue expérimentalement), et la projection du spin de "référence", I_x^{ref} , pour une même fréquence de rotation, ω :

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - I_x^{ref}(\omega) \quad (\text{B.3})$$

$I_x^{ref}(\omega)$ est le moment angulaire de référence dû à la rotation et classiquement : $I_x^{ref} = \mathfrak{S}\omega$, où \mathfrak{S} est le moment d'inertie du rotor.

Pour le moment d'inertie on utilise un moment d'inertie, \mathfrak{S}_{eff} , qui dépend de la fréquence de rotation :

$$\mathfrak{S}_{eff} = \mathfrak{S}_0 + \mathfrak{S}_1\omega^2 \quad (\text{B.4})$$

Où \mathfrak{S}_0 et \mathfrak{S}_1 sont les paramètres de Harris. La dépendance en ω^2 du moment d'inertie effectif est tirée d'un développement perturbatif au 4^e ordre dans le modèle de Cranking [Har65].

Dans le cas du backbending si on trace le gain en alignement, $i_x(I)$, en fonction de la fréquence de rotation, $\omega(I)$, on obtient une différence d'alignement, Δ_x , entre le début et la fin du backbending égale à la somme des projections sur l'axe de rotation des moments angulaires des deux nucléons non-appariés.

Annexe C

Paramètres de forme

Pour déterminer \mathfrak{S}_0 , ϵ , γ , les paramètres de forme des noyaux pair-pairs, on utilise les premiers états excités.

Dans le cas où on suppose que le noyau a une forme axiale ($\gamma = 0$) le moment d'inertie, \mathfrak{S}_0 , est déduit de l'énergie du premier état 2^+ du noyau (modèle du rotor rigide, voir équation A.2) :

$$\mathfrak{S}_0 = \frac{3\hbar^2}{E_{2_1^+}} \quad (\text{C.1})$$

Et quand on suppose que le noyau à une forme triaxiale, on utilise l'énergie des deux premiers états 2^+ pour déduire le paramètre de triaxialité γ et le moment d'inertie \mathfrak{S}_0 (modèle de Davydov et Filippov [Dav58]) :

$$\sin^2 3\gamma = \frac{9}{8} \left(1 - \left(\frac{(E_{2_2^+}/E_{2_1^+}) - 1}{(E_{2_2^+}/E_{2_1^+}) + 1} \right)^2 \right) \quad (\text{C.2})$$

$$\mathfrak{S}_0 = \frac{3\hbar^2}{E_{2_1^+}} \frac{9 - \sqrt{81 - 72 \sin^2 3\gamma}}{4 \sin^2 3\gamma} \quad (\text{C.3})$$

A partir de l'énergie du premier état 2^+ et de son temps de vie on détermine le paramètre d'élongation, ϵ (en passant par la probabilité de transition réduite, $B(E2)$, et le moment quadripolaire Q_0) :

$$B(E2) = \frac{0.693}{1.225 \times 10^9 (E_{2_1^+})^5 t_{1/2}} e^2 fm^4 \quad (\text{C.4})$$

où $E_{2_1^+}$ est exprimé en MeV , et $t_{1/2}$ en s .

$$Q_0 = \sqrt{16\pi B(E2)} e fm^2 \quad (\text{C.5})$$

$$\epsilon = \sqrt{1 + 2 \frac{Q_0}{1.152 Z A^{2/3}}} - 1 \quad (\text{C.6})$$

Les valeurs ainsi obtenues pour nos noyaux sont récapitulées dans le tableau. Les valeurs de ϵ obtenues pour ^{112}Pd et ^{114}Pd nous semblent incohérentes et nous ne les avons donc pas utilisées. En effet, la valeur de ϵ diminue dans ces deux isotopes alors que leur moment d'inertie croît : normalement l'élongation et le moment d'inertie varie dans le même sens d'un isotope à l'autre.

TAB. C.1 – Moment d'inertie, \mathfrak{S}_0 et paramètre de triaxialité, γ déduits à partir des caractéristiques expérimentales des coeurs pair-pair

Noyau impair	Coeur pair-pair				ϵ	Axial		Triaxial	
		$E_{2_1^+}$ keV	$E_{2_2^+}$ MeV	$t_{1/2}$ ps		\mathfrak{S}_0 keV ⁻¹	\mathfrak{S}_0 MeV ⁻¹	γ °	
^{101}Tc	^{100}Mo	535	1064	12,6 [Fir96]	0,20	5,6	8,4	30	
^{103}Tc	^{102}Mo	296	848	114 [Fir96]	0,28	10,1	13,7	23	
^{105}Tc	^{104}Mo	192	812	721 [Fir96]	0,31	15,6	19,3	19	
^{107}Tc	^{106}Mo	172	710	1137 [Mac96]	0,32	17,4	21,7	19	
^{105}Rh	^{104}Ru	358	893	56,4 [Fir96]	0,23	8,4	11,7	25	
^{107}Rh	^{106}Ru	270	792	183 [Mac96]	0,26	11,1	14,9	23	
^{109}Rh	^{108}Ru	242	707	289 [Mac96]	0,26	12,4	16,6	23	
^{109}Ag	^{108}Pd	434	931	23,4 [Fir96]	0,21	6,9	10,1	27	
^{111}Ag	^{110}Pd	374	814	43 [Fir96]	0,22	8,0	11,7	27	
^{113}Ag	^{112}Pd	349	737	84 [Fir96]	0,19	8,6	12,7	27	
^{115}Ag	^{114}Pd	333	694	200 [Fir96]	0,14	9,0	13,3	28	

Annexe D

Modèle de Nilsson

D.1 Modèle à particules indépendantes

Le modèle à particules indépendantes peut s'appliquer à la description du noyau bien que l'interaction nucléon-nucléon soit de courte portée (un nucléon au sein d'un noyau n'interagit qu'avec ses proches voisins). En effet le principe d'exclusion de Pauli permet aux nucléons d'avoir un libre parcours moyen du même ordre de grandeur que la taille du noyau, comme si les particules étaient indépendantes, se déplaçant dans le champ moyen créé par toutes les autres.

On sépare la partie cinétique de la partie potentielle. Le hamiltonien d'une particule s'écrit :

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} + \mathbf{V} \quad (\text{D.1})$$

Parmi les différents types de potentiel, V , existants nous allons donner dans cette annexe des éléments sur l'oscillateur harmonique et l'oscillateur harmonique modifié de Nilsson

D.2 Oscillateur Harmonique

D.2.1 Paramétrisation générale

Le potentiel d'un oscillateur harmonique à trois dimensions (cas général) est donné par :

$$\mathbf{V}_{\text{OH}} = \frac{1}{2}m(\omega_x^2\mathbf{x}^2 + \omega_y^2\mathbf{y}^2 + \omega_z^2\mathbf{z}^2) \quad (\text{D.2})$$

La forme du noyau est donnée par la forme du potentiel. Dans le cas de l'oscillateur harmonique la forme du noyau est un ellipsoïde dont les demi-axes sont inversement proportionnels à la fréquence de l'oscillateur harmonique selon le même axe.

Plus généralement la forme est exprimée en fonction de $(\omega_0, \epsilon, \gamma)$ calculés par les relations :

$$\omega_x = \omega_0(\epsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\epsilon \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right) \right]$$

$$\omega_y = \omega_0(\epsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma - \frac{2\pi}{3}) \right] \quad (\text{D.3})$$

$$\omega_z = \omega_0(\epsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma) \right]$$

$\omega_0(\epsilon, \gamma)$ est la fréquence ‘‘moyenne’’ de l’oscillateur $\omega_0(\epsilon, \gamma) = \frac{\omega_x + \omega_y + \omega_z}{3}$, sa valeur est donnée par les caractéristiques de la matière nucléaire (Cf D.2.2); ϵ est l’élongation et γ le paramètre de triaxialité du noyau.

Pour un noyau sphérique ($\omega_0, \epsilon, \gamma$) vaut ($\omega_0, 0, 0$), ($\omega_0, \frac{\omega_x - \omega_z}{\omega_0}, 0$) pour un noyau axial ($\omega_0, 0.6, 0$) pour un noyau superdéformé avec un rapport d’axe de 1 :2), et enfin ($\omega_0, \epsilon, \gamma \neq 0$) pour un noyau triaxial.

D.2.2 Condition de volume

La valeur de ω_0 est fixée par le produit de trois termes :

$$\hbar\omega_0(\epsilon, \gamma) = \frac{41}{A^{1/3}} \left(1 \mp \frac{N-Z}{3A} \right) \left(\frac{1}{[1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma + \frac{2\pi}{3})][1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma - \frac{2\pi}{3})][1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma)]} \right)^{1/3} \text{ MeV} \quad (\text{D.4})$$

Le premier terme est la fréquence de l’oscillateur pour un noyau $N = Z$ sphérique dont le rayon est : $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,2 fm$ dans le modèle de la goutte liquide avec incompressibilité de la matière nucléaire.

Le deuxième terme est appelé terme de dissymétrie proton/neutron (-/+). Ce terme prend en compte la différence de forme du potentiel ressenti par un proton et un neutron au sein d’un même noyau.

Le troisième terme provient de la condition de conservation de volume pour les noyaux déformés.

D.3 Oscillateur harmonique modifié

L’oscillateur harmonique modifié ou modèle de Nilsson permet notamment de retrouver en sphérique les nombres magiques. Il reprend le potentiel de l’oscillateur harmonique auquel viennent s’ajouter deux contributions :

$$\mathbf{V}_{\text{OHM}} = \mathbf{V}_{\text{OH}} - \kappa \hbar \omega_0 \left(2\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} + \mu (\mathbf{I}^2 - \langle \mathbf{I}^2 \rangle_N) \right) \quad (\text{D.5})$$

La première contribution, terme en $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$, est le terme de spin-orbite provenant des caractéristiques de l’interaction forte.

La seconde contribution, terme en \mathbf{I}^2 , rend compte des effets de bords. Il est associé à la valeur moyenne de cet opérateur sur la couche principale à laquelle appartient l’orbitale considérée : $\langle \mathbf{I}^2 \rangle_N = \frac{N(N+3)}{2}$

κ et μ sont les deux paramètres de ce potentiel dont les valeurs sont différentes pour les neutrons et les protons ainsi que pour chaque couche principale, N , de l’oscillateur harmonique. Les valeurs standard de ces paramètres [Ben85] sont :

N	Protons		Neutrons	
	κ	μ	κ	μ
0	0.120	0.00	0.120	0.00
1	0.120	0.00	0.120	0.00
2	0.105	0.00	0.105	0.00
3	0.090	0.30	0.090	0.25
4	0.065	0.57	0.070	0.39
5	0.060	0.65	0.062	0.43
6	0.054	0.69	0.062	0.34

Les états propres de l'oscillateur harmonique modifié correspondent aux orbitales que vont pouvoir occuper les nucléons.

Dans le cas des noyaux sphériques, les orbitales sont regroupées en sous-couche que l'on note lj , où l est le moment orbital du nucléon et j son moment cinétique total qui est la somme du moment orbital et du spin du nucléon. l est généralement noté par une lettre : s, p, d, f, g, h... correspondant aux différentes valeurs de l : 0, 1, 2, 3, 4, 5...

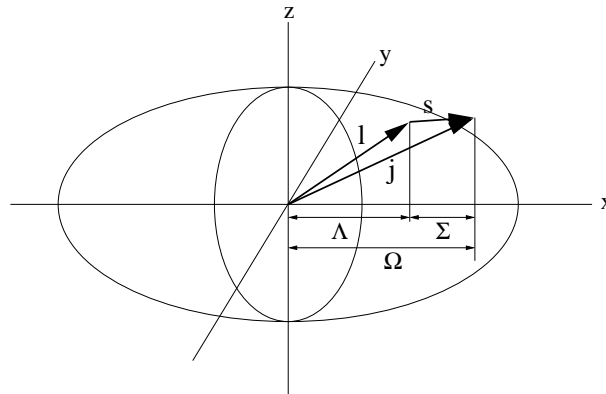


FIG. D.1 –

Quand le noyau a une déformation axiale, les orbitales sont notées $\Omega[N, n_z, \Lambda]$, où Ω est la projection du moment cinétique total (j qui n'est plus un bon nombre quantique) (voir figure D.1), N est le numéro de la couche principale de l'oscillateur harmonique, n_z le nombre de noeuds que possède la fonction d'onde sur l'axe de symétrie et Λ est la projection du moment orbital du nucléon. sur la figure D.2 est représenté l'évolution de l'énergie des orbitales de proton et de neutron en fonction de la déformation.

Si le noyau a une forme triaxiale, il n'y a plus d'axe de symétrie et les orbitales sont alors des combinaisons des orbitales axiales.

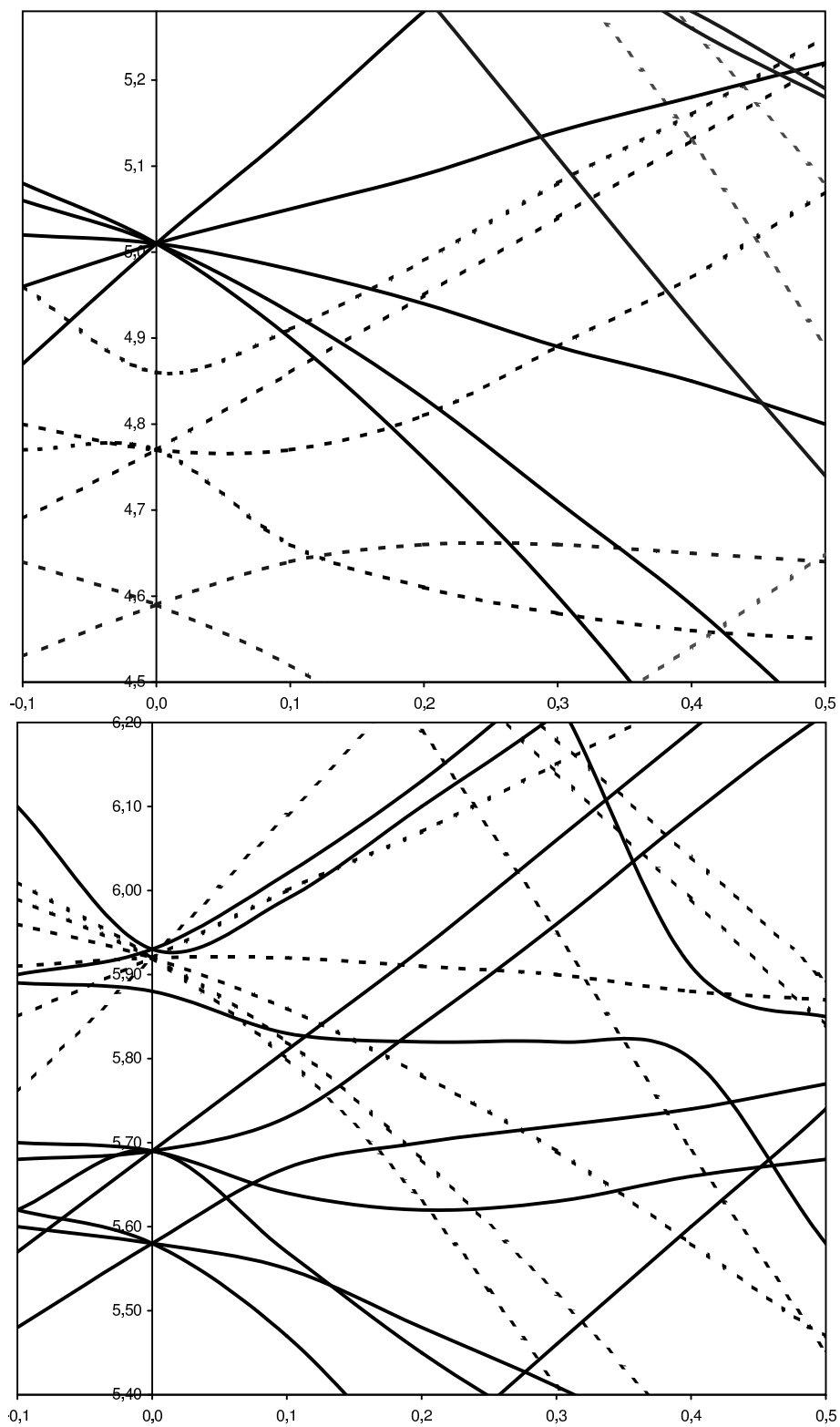


FIG. D.2 – En haut : Evolution de l'énergie des orbitales protons ($Z = 28$ à 50) en fonction de la deformation axiale, ϵ , calculée avec l'oscillateur harmonique modifier de Nilsson et la parametres "standard". En bas : Même chose avec les orbitales neutrons ($N = 50$ à 82). Dans notre région de masse on a $\hbar\omega_0 \sim 8 - 9 \text{ MeV}$

Bibliographie

- [And77] R. E. Anderson *et al.*, *Phys. Rev. C* **15**, 123 (1977).
- [Asl96] H. Aslan *et al.*, *Phys. Rev. C* **54**, 576 (1996).
- [Ben79] R. Bengtsson *et al.*, *Nucl. Phys. A* **327**, 139 (1979).
- [Ben85] R. Bengtsson *et al.*, *Nucl. Phys. A* **436**, 14 (1985).
- [Cas90] R. F. Casten, “Nuclear Structure from a Simple Perspective”, Oxford University Press, 1990.
- [Coh74] S. Cohen *et al.*, *Ann. of Phys.* **82**, 557 (1974).
- [Cro98] B. Crowe *et al.*, *Phys. Rev. C* **57**, 590 (1998).
- [Dan00] H. Dancer, Thèse de doctorat, Université LYON 1, 2000
- [Dav58] A. S. Davydov *et al.*, *Nucl. Phys.* **8**, 237 (1958).
- [DeF00] D. De Frenne *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **89**, 481 (2000).
- [Dec80] J. Dechargé et D. Gogny , *Phys. Rev. C* **21**, 1568 (1980).
- [Dej91] H. Dejbakhsh *et al.*, *Phys. Rev. C* **44**, 119 (1991).
- [Del95] I. Deloncle *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **361**, 296 (1995).
- [Del00] I. Deloncle *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **8**, 177 (2000).
- [Delxx] I. Deloncle, à paraître.
- [Die75] W. Dietrich *et al.*, *Nucl. Phys. A* **235**, 429 (1975).
- [Esp97] F. R. Espinoza-Quiñones *et al.*, *Phys. Rev. C* **55**, 1548 (1997).
- [Esp97b] F. R. Espinoza-Quiñones *et al.*, *Phys. Rev. C* **55**, 2787 (1997).
- [Fir96] R. B. Firestone, “Table of isotopes”, V. S. Shirley, 1996.
- [Gav84] *et al.*, *Phys. Rev. C* **30**, 1550 (1984).
- [Gen99] J. Genevey *et al.*, *Phys. Rev. C* **59**, 82 (1999).
- [Gir01] m. Girod , communication privée (2001)
- [Har65] S. Harris , *Phys. Rev.* **138B**, 509 (1965).
- [Hey77] K. Heyde *et al.*, *Nucl. Phys. A* **292**, 237 (1977).
- [Hip83] D. Hippe *et al.*, *Z. Phys. A* **311**, 329 (1983).
- [Hoe99] F. Hoellinger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **4**, 319 (1999).
- [Hot91] M. A. C. Hotchkis *et al.*, *Nucl. Phys. A* **530**, 111 (1991).
- [Hou99] M. Houry *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **6**, 43 (1999).
M. Houry, Thèse de doctorat, Université PARIS XI, 2000

- [Hwa98] J. K. Hwang *et al.*, *Phys. Rev. C* **57**, 2250 (1998).
- [Hwa98b] J. K. Hwang *et al.*, *Phys. Rev. C* **58**, 3252 (1998).
- [Jer94] D. Jerrestam *et al.*, *Nucl. Phys. A* **577**, 786 (1994).
- [Kut98] T. Kutsarova *et al.*, *Phys. Rev. C* **58**, 1966 (1998).
- [Kar00] N. Karkour, communication privée (2000)
- [Lar78] S. E. Larsson *et al.*, *Nucl. Phys. A* **307**, 189 (1978).
- [Lei82] J. R. Leigh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 527 (1982).
- [Leo93] W. R. Leo, “Technique for nuclear and particule physics experiments”, Springer-Verlag, 1993.
- [Lhe98] G. Lhersonneau *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **1**, 285 (1998).
- [Mac89] M. Mache *et al.*, *Phys. Lett. B* **230**, 21 (1989).
- [Mac96] M. Mach *et al.* Physics of unstable nuclear beams, Sao Paulo, Bresil (1996)
- [Mar78] K. A. Marshall *et al.*, *Can. J. Phys.* **56**, 117 (1978).
- [New88] J. O. Newton *et al.*, *NPA* **483**, 126 (1988).
- [Nor70] L. C. Northchiffe *et al.*, *NDT* **A7**, 233 (1970).
- [Ohm85] H. Ohm *et al.* JUL-SPEZ-305, 30 (1985).
- [Ohm91] H. Ohm *et al.*, *Z. Phys. A* **340**, 11 (1991).
- [Pen91] H. Penttilä *et al.*, *Z. Phys. A* **338**, 291 (1991).
- [Per97] S. Peru, Thèse de doctorat, Université PARIS VII, 1997
- [Pet85] R. F. Petry *et al.*, *Phys. Rev. C* **31**, 621 (1985).
- [Pla66] F. Plasil *et al.*, *Phys. Lett.* **142**, 696 (1966).
- [Poh96] K. R. Pohl *et al.*, *Phys. Rev. C* **53**, 2682 (1996).
- [Pop79] R. popli *et al.*, *Phys. Rev. C* **20**, 1350 (1979).
- [Por96] M.-G. Porquet *et al.* Proceeding of the International Workshop on Research with Fission Fragments, Benediktbeuern, Germany, 28-30 Oct. 1996 (World Scientific, Singapore 1997) p. 149.
- [Por01] M.-G. Porquet *et al.* sounis à *Eur. Phys. J. A* (2001)
- [Rad95] D. C. Radford , *Nucl. Instrum. Methods A* **361**, 296 (1995).
- [Reg97] P. H. Regan *et al.*, *Phys. Rev. C* **55**, 2305 (1997).
- [Rog90] J. Rogowski *et al.*, *Phys. Rev. C* **42**, 2733 (1990).
- [Ruc89] M. Rücker *et al.*, JUL-SPEZ-499, 28 (1989).
- [Sav97] D. G. Savage *et al.*, *Phys. Rev. C* **55**, 120 (1997).
- [Smi96] A. G. Smith *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1711 (1996).
- [Sch89] W. U. Schröder *et al.*, *Nucl. Phys. A* **502**, 473 (1989).
- [Ven99] Ts. Venkova *et al.*, *EPJA* **6**, 405 (1999).
- [Vio66] V. E. Viola, *Nucl. Data Tables A* **1**, 391 (1966).
- [Vio85] V. E. Viola *et al.*, *Phys. Rev. C* **31**, 1550 (1985).

- [Wil56] L. Wilets *et al.*, *Phys. Rev.* **102**, 788 (1956).
[Woh85] F. K. Wohn *et al.*, *Phys. Rev. C* **31**, 634 (1985).
[Zeg87] S. Zeghib *et al.*, *Phys. Rev. C* **36**, 939 (1987).
[Zel84] K. O. Zell *et al.*, *Z. Phys. A* **316**, 351 (1984).