

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur de la Recherche Scientifique
UNIVERSITÉ MENTOURI CONSTANTINE
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :

Série:

MÉMOIRE
PRÉSENTÉ POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTÈRE
EN PHYSIQUE
SPÉCIALITÉ
RAYONNEMENT ET APPLICATIONS

Par

Nadjet LAOUE

*Influence du pairing gap energy sur la structure des
noyaux impair-impairs à 2 et 4 nucléons de valence
dans la région de l'étain 132*

SOUTENU LE : 09/12/2010

Devant le jury :

Président : B. BENTAG

M. C. Univ. Mentouri Constantine

Rapporteur : F. BENRACHI

Prof. Univ. Mentouri Constantine

Examineur : A. BELAFRITES

Prof. Univ. Jijel

A. BOUCENNA

Prof. Univ. Setif



Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe de Physique Nucléaire du laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique à l'université Mentouri Constantine.

Je remercie, très sincèrement et plus encore chaleureusement, M^{me} F. Benrachi Professeur à l'université Mentouri Constantine, d'avoir encadré ma thèse, de sa gentillesse, et de sa patience, durant la réalisation de ce travail.

Tout mes remerciement vont à l'ensemble des membres de jury : B. Bentag Maître de Conférences à l'université Mentouri Constantine, M^f A. Belafrites Professeur à l'université de Jijel, et M^f A. Boucenna Professeur à l'université de Sétif, d'avoir accepté d'examiner ce mémoire.

Je tiens à remercier mes collègues de l'équipe de Physique Nucléaire.

Pour revenir à l'essentiel, je terminerais en adressant les plus profonds remerciements à mes parents, à ma famille, et à mes amies.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	<i>i</i>
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
I. STRUCTURE NUCLÉAIRE ET ASTROPHYSIQUE	3
I.1. Introduction	3
I.2. Modélisation du noyau	3
I.2.1. Modèles macroscopiques	3
I.2.2. Modèles microscopiques	4
I.2.2.1. Modèle en couches sphériques	4
I.2.2.2. Modèle en couches déformées	7
I.3. Région de ^{132}Sn	11
I.3.1. Évolution des noyaux dans cette région	12
I.3.2. Noyaux impair-impairs riches en neutron	12
I.4. Astrophysique nucléaire	16
I.4.1. Nucléosynthèse stellaire	16
I.4.2. Abondance des isotopes dans le système solaire	17
I.4.3. Les processus <i>s</i> et <i>r</i> pour les noyaux $A > 60$	18
I.4.3.1. Processus <i>s</i>	18
I.4.3.2. Processus <i>r</i>	18
I.4.4. Intérêt de la région de ^{132}Sn en astrophysique	19
II. TRANSITIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES	21
II.1. Introduction	21
II.2. Opérateurs et taux de transition	21
II.2.1. Probabilité de transition et demi vie	22
II.2.2. Règles de sélection des transitions électromagnétiques	24
II.2.3. Éléments de matrice de la particule individuelle des opérateurs multipolaires	25
II.2.4. Moments multipolaires électromagnétiques	26
II.2.4.1. Moment dipolaire magnétique	26
II.2.4.2. Moment quadripolaire électrique	27
II.3. Approximation Weisskopf :	30
II.4. Conversion interne	30

II.5.	Largeurs de transitions et rapports de branchement.....	32
II.5.1.	Largeurs de transition.....	32
II.5.2.	Rapports de branchement.....	32
III.	APPARIEMENT NUCLÉAIRE	34
III.1.	Introduction.....	34
III.2.	Théorie de corrélations d'appariement.....	35
III.2.1.	Théorie <i>BCS</i>	35
III.2.2.	Théorie <i>H-F</i>	36
III.2.3.	Théorie <i>HFB</i>	37
III.2.4.	Symétrie sphérique.....	39
III.2.5.	Base canonique.....	40
III.3.	Interaction <i>N-N</i> -Appariement dans la matière nucléaire.....	41
III.3.1.	Caractéristiques de l'interaction nucléon-nucléon.....	42
III.3.2.	Interactions effectives.....	43
III.3.3.	Équation du gap d'appariement.....	46
III.4.	Appariement dans les noyaux finis.....	47
III.4.1.	Opérateur de paires.....	47
III.4.2.	Isotopes de l'étain et interaction <i>N-N</i>	48
III.5.	Gap d'appariement de multiplets.....	50
III.5.1.	Appariement <i>Proton-Proton</i>	51
III.5.2.	Appariement <i>Neutron- Neutron</i>	52
III.5.3.	Appariement <i>Proton-Neutron</i>	53
IV.	CALCULS SPECTROSCOPIQUES.....	56
IV.1.	Introduction.....	56
IV.1.1.	Rappels sur le code <i>Oxbash</i>	56
IV.1.2.	Interactions <i>kh5082</i> et <i>cw5082</i>	57
IV.1.3.	Interactions <i>SMN</i> et <i>SMPN</i>	58
IV.2.	Effet d'appariement nucléaire.....	59
IV.3.	Modifications proposées.....	59
IV.4.	Étude du noyau impair-impairs à 2 nucléons de valence : ^{134}Sb	62
IV.4.1.	Énergies d'excitation.....	62
IV.4.2.	Probabilités de transitions électromagnétiques.....	63
IV.4.3.	Moments électromagnétiques.....	64

IV.5.	Ébauche pour les noyaux impair-impairs à 4 nucléons de valence.....	66
IV.5.1.	Noyau de l'antimoine 136.....	66
IV.5.2.	Noyau de l'iode 136.....	67
IV.6.	Discussion des résultats.....	68
CONCLUSION GÉNÉRALE		70
RÉFÉRENCES		71
RÉSUMÉ.....		73
ABSTRACT		74
ملخص.....		75

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'interaction des neutrons et des protons produit une incroyable variété de noyaux, tous les éléments qui constituent notre univers, du plus léger au plus lourd des éléments naturels. Notre connaissance du monde subatomique a d'abord été construite en étudiant les noyaux stables, que nous trouvons sur terre ou formés par les étoiles, il y a plusieurs milliards d'années. Ils sont en équilibre. Leur cohésion est telle qu'ils n'ont pas de radioactivité naturelle et pour une masse donnée, la proportion de neutrons et de protons dans ces noyaux, correspond aux structures les plus liées par l'action associée des différentes interactions : l'attraction forte, le couplage d'appariement, le spin orbite et la répulsion coulombienne.

La nature dans les processus de nucléosynthèse, et l'homme avec les accélérateurs de particules, savent produire des noyaux hors de cet équilibre. C'est le domaine des noyaux exotiques, noyaux instables qui n'existent pas à l'état naturel sur terre.

À cause de ces structures particulières et de ces natures instables, l'étude de ces noyaux est appropriée pour élucider et comprendre les propriétés nucléaires.

Ces noyaux rejoignent la ligne des noyaux stables par la radioactivité β , responsable de la transformation des neutrons en protons ou inversement. La faiblesse de cette interaction explique les temps très longs pour ces processus, de quelques millisecondes à des millions d'années.

Le traitement du comportement de ces systèmes instables -ou des systèmes stables-, à plusieurs particules, ne peut être effectué que dans le cadre de certaines approximations, guidées par des résultats expérimentaux. Une de ces approximations est le modèle en couches nucléaires, qui a permis de comprendre de nombreuses observables comme les spectres d'excitation, les probabilités de transitions électromagnétiques, et les moments électromagnétiques. Son origine repose sur l'observation expérimentale, d'une énergie de liaison beaucoup plus importante pour les noyaux magiques que celle des noyaux voisins.

Dans ce contexte, l'effet moyen des interactions entre les nucléons dans le noyau est modélisé par un potentiel à un corps dans lequel se déplace chaque nucléon. Lorsqu'on s'éloigne des couches magiques, il faut prendre en compte l'interaction résiduelle entre les nucléons, négligée dans le cas du champ moyen à un corps. Cette interaction introduit des corrélations de paires de nucléons. De nouvelles méthodes ont alors été développées. Elles tiennent compte de cet effet d'appariement. Parmi ces méthodes, les méthodes d'*Hartree-Fock-Bogoliubov*

(*HFB*) et de *Bardeen-Cooper-Schrieffer* (*BCS*) introduisent la notion de quasi-particules indépendantes afin d'interpréter les états excités issus des corrélations d'appariement.

Dans ce travail, nous nous intéressons aux noyaux impair-impairs riches en neutrons au voisinage de la région de masse du noyau doublement magique ^{132}Sn . Afin de reproduire les données expérimentales et de prévoir de nouvelles informations sur ce type des noyaux, nous avons effectué certaines modifications sur une des interactions développées pour cette région : l'interaction *kh5082*. Nous l'utilisons comme point de départ dans nos calculs, et introduisons l'interaction d'appariement *proton-neutron*. Nous répartissons notre travail en quatre chapitres.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à un rappel sur l'approche microscopique en structure nucléaire avec un exposé sur la description de la région de l'étain riche en neutrons. Les différents processus de l'évolution de cette région et leurs intérêts en structure nucléaire et en astrophysique sont développés.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons tous les aspects qui concernent les transitions électromagnétiques.

Dans le troisième chapitre, nous discuterons les différentes théories tenant compte de l'effet d'appariement dans la matière nucléaire finie et infinie. Les relations de l'appariement *p-p*, *n-n*, et *p-n* sont développées.

Dans le dernier chapitre, les calculs des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transitions électromagnétiques, et des moments multipolaires électromagnétiques, pour les noyaux impair-impairs de masse $A = 134-136$ dans la région de l'étain, sont élaborés. Ces calculs sont faits au moyen du code de structure nucléaire *Oxbash* sur la base d'interactions effectives mises au point par nous dans ce travail. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de la littérature.

Chapitre I

I. STRUCTURE NUCLÉAIRE ET ASTROPHYSIQUE

I.1. Introduction

L'étude de la physique nucléaire tourne autour deux problèmes principaux : la compréhension des propriétés des forces nucléaires responsables de la cohésion du noyau, et la description du comportement des systèmes à plusieurs particules, que les physiciens ne peuvent traiter que dans le cadre de certaines approximations guidées par des faits expérimentaux [1]. Pour comprendre ces comportements et étudier les propriétés des forces nucléaires, nous présenterons, au début de ce chapitre, les bases théoriques du modèle en couches nucléaires. Nous discuterons, le développement des différents processus de l'évolution des noyaux et leurs intérêts en astrophysique.

I.2. Modélisation du noyau

En physique nucléaire, il y a deux classes importantes de modèles qui servent à étudier les propriétés des noyaux : les modèles macroscopiques et les modèles microscopiques [2].

I.2.1. Modèles macroscopiques

Les modèles à interaction forte (modèles collectifs) sont des modèles où le mouvement d'un nucléon est considéré fortement lié au mouvement des autres nucléons. Un exemple de ces modèles est le modèle de la goutte liquide.

Ce modèle est un des premiers modèles, basé sur la courte portée des forces nucléaires. Un nucléon donné interagit fortement avec ses voisins, comme les molécules dans une goutte liquide [3, 4]. Les propriétés du noyau peuvent être décrites à l'aide du rayon, de la densité, et de l'énergie de volume [5]. Ce modèle a eu un grand succès en permettant d'obtenir les propriétés nucléaires de base.

Dans le cadre de ce modèle, la formule semi-empirique de masse comprenant en plus l'énergie de symétrie et l'énergie d'appariement où deux fermions identiques sont appariés est

proposée par Bethe et Weizsäcker en 1935, afin de reproduire les résultats expérimentaux [5]. L'énergie de liaison d'un noyau est alors donnée par:

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

Les paramètres a_v , a_s , a_c et a_a sont respectivement, le terme de volume, le terme de surface, le terme coulombien, et le terme d'asymétrie.

Le dernier terme dans (I.1) est le terme d'appariement. Les valeurs numériques de ces paramètres sont déterminées empiriquement [5].

Ce modèle ne reproduit pas la forte stabilité des noyaux magiques [6].

I.2.2. Modèles microscopiques

Les modèles à interaction faible (modèles microscopiques) sont des modèles où chaque nucléon se déplace indépendamment des autres nucléons, dans un champ de potentiel moyen. Les modèles microscopiques ont besoin de prendre en considération le principe d'exclusion de Pauli, indiquant que deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique.

I.2.2.1. Modèle en couches sphériques

Le plus simple des modèles microscopiques est le modèle en couches sphérique basé sur le fait que les nucléons sont arrangés dans des couches ou des niveaux dans le noyau.

Plusieurs propriétés nucléaires peuvent être interprétées, en supposant que les nucléons individuels se déplacent indépendamment dans un potentiel défini par l'interaction avec les autres nucléons.

$$\hat{H}\psi(1, \dots, A) = E\psi(1, \dots, A) \quad (\text{I.2})$$

L'équation (I.2) est développée sous la forme [3] :

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \left\{ \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{i>j}^A v_{ij} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right\} \\ &= \hat{H}^0 + \hat{H}^1 \\ &= \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^0 + \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^1 \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

L'hamiltonien \hat{H}^0 reflète le mouvement indépendant des nucléons plongés dans le potentiel moyen U_i créé par les A nucléons [4]. Le choix du potentiel à un corps U doit être tel que \hat{H}^1 soit petit devant \hat{H}^0 afin qu'on puisse le considérer comme une perturbation.

\hat{H}^1 porte le nom d'interaction résiduelle. En première approche, cette interaction est considérée comme nulle. Le choix du potentiel moyen central a été fait de manière à reproduire les résultats expérimentaux des noyaux magiques : 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126.

Afin de construire une théorie reproduisant telles ou telles propriétés physiques du noyau, le point de départ est l'équation de Schrödinger (I.2), tel que l'hamiltonien H du système est:

$$\hat{H} \approx -\sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \sum_{i < j}^A v_{ij} \quad (\text{I.4})$$

Le premier terme est l'énergie cinétique des nucléons T , et v_{ij} est l'interaction nucléon-nucléon composée d'une partie nucléaire et d'une partie coulombienne.

Une des difficultés des modèles microscopiques est qu'à priori l'interaction nucléon-nucléon n'est pas connue. L'influence qu'aura l'introduction du terme qui tient compte de l'interaction à plus de deux corps n'est pas non plus maîtrisée. L'interaction $N-N$ comporte des paramètres ajustés pour reproduire certaines propriétés expérimentales. Cette interaction est dérivée à partir d'étude de diffusion élastique nucléon-nucléon et est ajustée pour décrire le mouvement des nucléons dans un noyau de dimension finie. Le potentiel de Woods-Saxon est un exemple des potentiels moyens [7]:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a_0}}} \quad (\text{I.5})$$

où V_0 , a_0 et R sont respectivement la profondeur du puits de potentiel de Woods-Saxon, la largeur sur laquelle décroît la densité de la matière nucléaire $\rho(r)$, et le rayon moyen du noyau.

La profondeur du puits peut être évaluée en ajoutant l'énergie de Fermi des nucléons 37 MeV, et l'énergie moyenne de liaison 8 MeV, V_0 prend la valeur 50 MeV en générale.

En première approximation, ce potentiel est remplacé par le potentiel de l'oscillateur harmonique ($O.H$), avec lequel on obtient des dégénérescences en niveaux énergétiques.

$$V(r) = V_0 + \frac{1}{2} \omega^2 r^2 m \quad (I.6)$$

$$\omega = \left(\frac{2V_0}{mR^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Pour lever la dégénérescence et reproduire les résultats expérimentaux des noyaux magiques, un développement de Taylor du potentiel *Woods-Saxon* au voisinage du zéro, avec l'effet du moment angulaire et de l'interaction *Spin-Orbite* fortement attractif est introduit, et l'expression du potentiel devient :

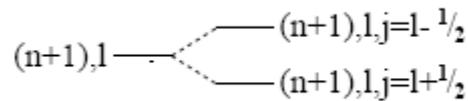
$$V(r) = -V_0' + \frac{1}{2} mr^2 \omega'^2 - al^2 - f(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (I.7)$$

Le terme $\vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2)$, et $s=1/2$

Et l'énergie peut être calculé en utilisant la relation (I.8) :

$$E_{nlj} = -V_0' + \hbar \omega \left(N + \frac{3}{2} \right) - a \hbar^2 l(l+1) - \frac{1}{2} f(r) \hbar^2 \left[j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] \quad (I.8)$$

À ce niveau, on obtient une dégénérescence des niveaux en $2j+1$, [7] :



La figure I.1 représente les niveaux d'énergie, selon le modèle en couches sphériques.

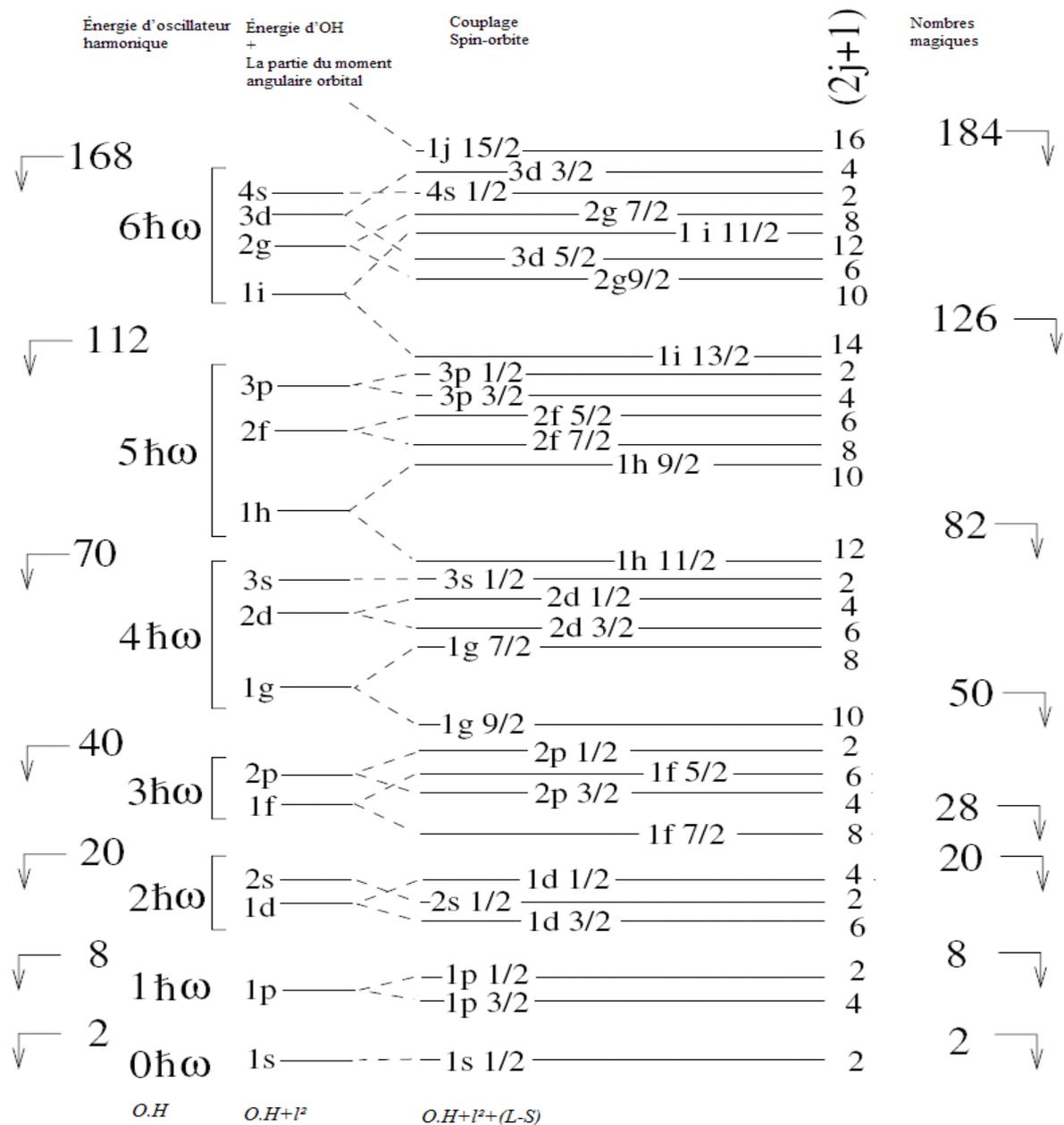


Figure I. 1: Niveaux d'énergie dans le noyau, selon le modèle en couches, avec l'interaction Spin-Orbite. Les nombres à droite et à gauche représentent, respectivement, les nombres magiques, et les fermetures de couches de l'O.H [5].

I.2.2.2. Modèle en couches déformées

Pour rendre compte des propriétés nucléaires des noyaux déformés, le développement de Taylor du potentiel *Woods-Saxon* est effectué en supposant que l'oscillateur harmonique est anisotrope [4, 8]:

$$U_{Nilsson} = \frac{1}{2} \mu [\omega_{\perp} (x^2 + y^2) + \omega_{\parallel} z^2] + aI^2 - C\vec{I} \cdot \vec{s} \quad (\text{I.9})$$

$\mu = mA / (A - 1)$ est la masse réduite du système à A nucléons, m étant la masse du nucléon libre.

Les fréquences de rotation ω_{\perp} et ω_{\parallel} dépendent du paramètre de déformation ε ,

$$\text{avec } \begin{cases} \omega_x = \omega_y = \omega_{\perp} \\ \omega_z = \omega_{\parallel} \end{cases}.$$

La résolution de l'équation (I.2) avec ce potentiel donne la relation suivante pour l'énergie:

$$E_d(n_z, n_{\rho}, \Lambda) = \hbar \omega_{\parallel} \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + \hbar \frac{1}{2} \omega_{\perp} (2n_{\rho} + \Lambda + 1) \quad (\text{I.10})$$

où $N = n_x + n_y + n_z = n_z + 2n_{\rho} + \Lambda$

N est la couche de l'oscillateur harmonique,

n_z est le nombre quantique principal selon l'axe de symétrie,

Λ est la projection du moment orbital \vec{l} sur l'axe de symétrie,

$\Omega = \Lambda + \Sigma$ avec Σ la projection du spin intrinsèque sur l'axe de symétrie,

Les états propres « $\Omega^{\pi} [Nn_zA]$ » de l'hamiltonien de Nilsson sont des fonctions d'onde dépendantes des nombres quantiques. π est la parité de l'état, définie par $(-1)^N$. Le schéma de leur couplage est représenté dans la figure I.2.

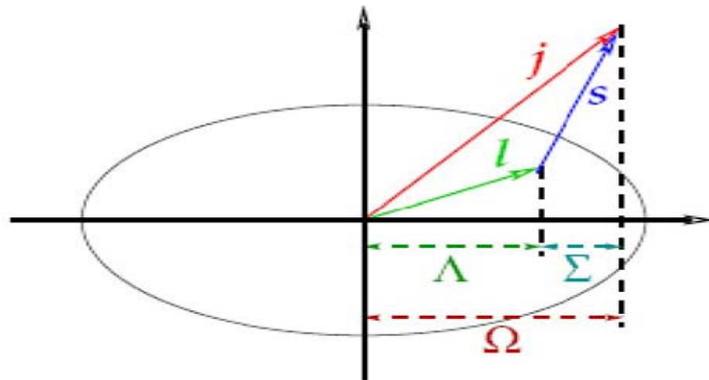


Figure I. 2: Schéma du couplage du moment angulaire $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ d'une particule. Les projections de

\vec{j}, \vec{l} et \vec{s} sur l'axe de symétrie sont respectivement Ω, Λ et Σ .

La déformation du noyau décrite par le potentiel de *Nilsson* entraîne une levée de dégénérescence des états quantiques ayant une même valeur du moment angulaire j .

Dans le cas des déformations prolates, les orbitales de petit Ω sont plus stabilisées et donc favorisées alors que les orbitales pour lesquelles $j \sim \Omega$ ont des énergies qui augmentent avec la déformation. Cette situation est inversée dans les déformations oblates.

À partir du potentiel radial (I.9), Nilsson avait paramétré les fréquences en tenant compte de la condition de conservation du volume nucléaire et en introduisant un paramètre de déformation δ . Il obtint alors que :

$$\begin{cases} \omega_{\perp} = \omega_0(\delta) \left(1 + \frac{2}{3} \delta\right)^{\frac{1}{2}} \\ \omega_{\parallel} = \omega_0(\delta) \left(1 - \frac{4}{3} \delta\right)^{\frac{1}{2}} \\ \delta = \frac{2(a_x - a_z)}{a_x + a_z} \end{cases} \quad (\text{I.11})$$

La conservation du volume nucléaire introduit :

$$\omega_0(\delta) = \omega_0^0 \left(1 + \frac{2}{3} \delta^2\right) \quad (\text{I.12})$$

Définissons le rapport $\frac{\omega_z}{\omega_{\perp}}$

- Si $\frac{\omega_z}{\omega_{\perp}} = \frac{1}{1}$, le potentiel est un potentiel de l'oscillateur harmonique sphérique, il y'a des dégénérescences, le noyau est sphérique.
- Si $\frac{\omega_z}{\omega_{\perp}} = \frac{1}{2}$, le noyau est allongé (prolate) super déformé.
- Si $\frac{\omega_z}{\omega_{\perp}} = \frac{2}{1}$, le noyau est aplati (oblate).

La figure I.3 représente la forme des noyaux lourds, qui se déforment et s'éloignent de la forme sphérique.

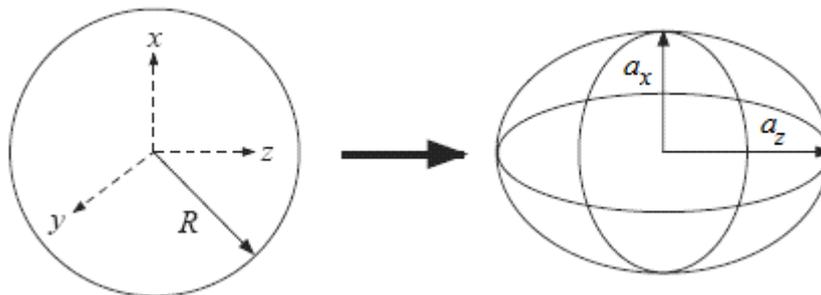


Figure I. 3: Déformation des noyaux lourds [9].

La figure I.4 représente les niveaux d'énergie, selon le modèle en couches déformé.

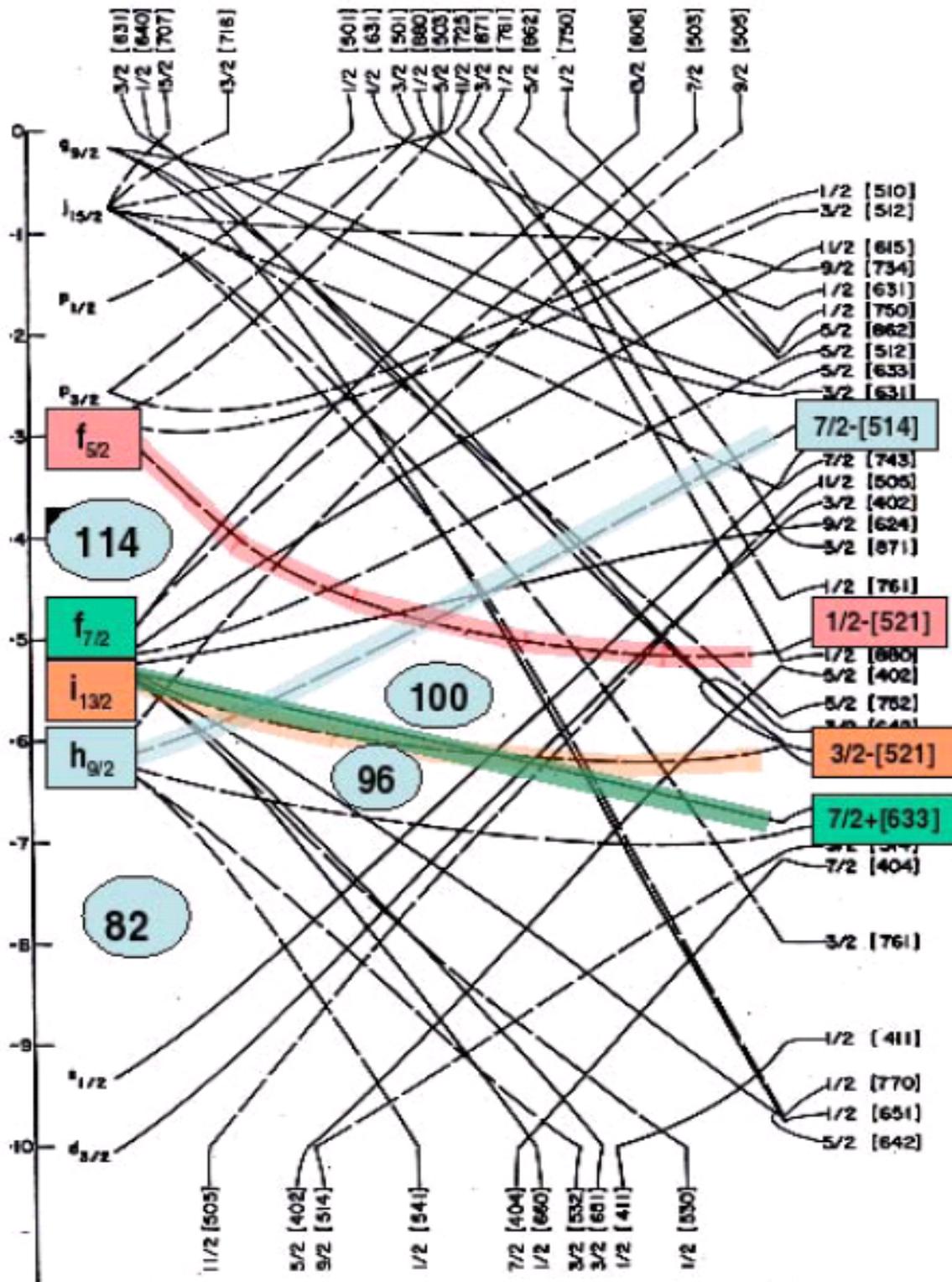


Figure I. 4 : Schéma de niveau selon le modèle en couche déformé.

I.3. Région de ^{132}Sn

Les noyaux loin de la stabilité β jouent un rôle très important dans l'étude des propriétés nucléaires, car la majorité des noyaux existants sont instables [10]. À cause de ces natures instables, ces noyaux compliquent l'évolution des connaissances nucléaires.

La région de l'étain 132 a une grande importance dans l'étude des propriétés nucléaires et de l'astrophysique. Les noyaux de cette région offrent une bonne occasion pour le développement des connaissances nucléaires. La figure I.5 montre la région de ^{132}Sn sur la charte nucléaire.

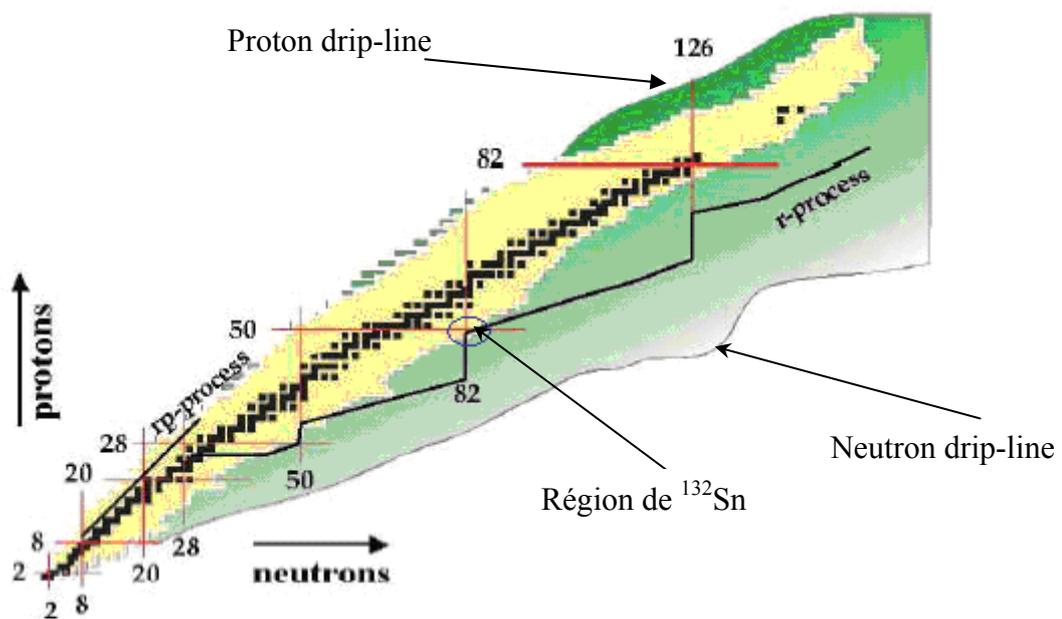


Figure I. 5: Région de l'étain sur la charte des isotopes.

Remarquons que la charte est limitée par deux lignes extrêmes: la ligne de l'émission spontanée des neutrons (neutron drip-line) et la ligne de l'émission spontanée des protons (proton drip-line) signifiant que le dernier neutron et le dernier proton non liés du côté riche en neutrons et du côté riche en protons sont instables, respectivement. Les études théoriques prévoient que les noyaux lourds ou noyaux riches en neutrons sont régis par une structure de couches établie suivant la ligne de stabilité.

Bien qu'on s'attende à ce que les effets de peau de neutron (neutron skin) se produisent aux excès très élevés de neutron, et donc plus près de la ligne de l'émission spontanée du neutron. Ceux-ci sont observés beaucoup plus tôt et sont limités et liés à certaines orbitales spécifiques [11]. Il est bien connu qu'après le noyau ^{16}O , les plus fortes fermetures de couches se produisent pour le ^{132}Sn et les noyaux avec quelques particules de valence, dans les

couches π (*gdsh*) et ν (*hfpi*) au-dessus du cœur inerte, sont des systèmes appropriés permettant l'application du modèle en couches sphériques [12]. Cette région ressemble pratiquement à celle au-dessus du ^{208}Pb . Mais, les noyaux riches en neutron au-dessus du cœur de ^{132}Sn , particulièrement les isotopes de *Sn*, *Sb*, *Te*, *I*, *Xe*, et *Cs*, sont proches de la drip-line.

I.3.1. Évolution des noyaux dans cette région

L'étude des isotopes dans la région de l'étain 132 a été activée après la découverte du ^{130}Cd , où l'émission retardée de neutron appelée βn avait permis de mesurer la demi vie de la décroissance β pour ce noyau.

À l'aide du propulseur synchrotron de proton (*PSB*) à *ISOLDE*, de plus grands rendements d'isotopes très riches en neutrons, isotopes de courte durée ont pu être obtenus avec le faisceau pulsé de proton. Simultanément, la réalisation de RILIS (Resonance Ionization Laser Ion Source) a permis de développer un schéma efficace d'ionisation pour chacun des éléments d'intérêt, dans cette région. Cependant, les éléments ayant un potentiel d'ionisation bas sont la source principale de contamination isobarique, les éléments composés de *In* et *Cs* sont des exemples pour ce type.

L'évolution des noyaux dans cette région est montrée dans la figure I.6 [13].

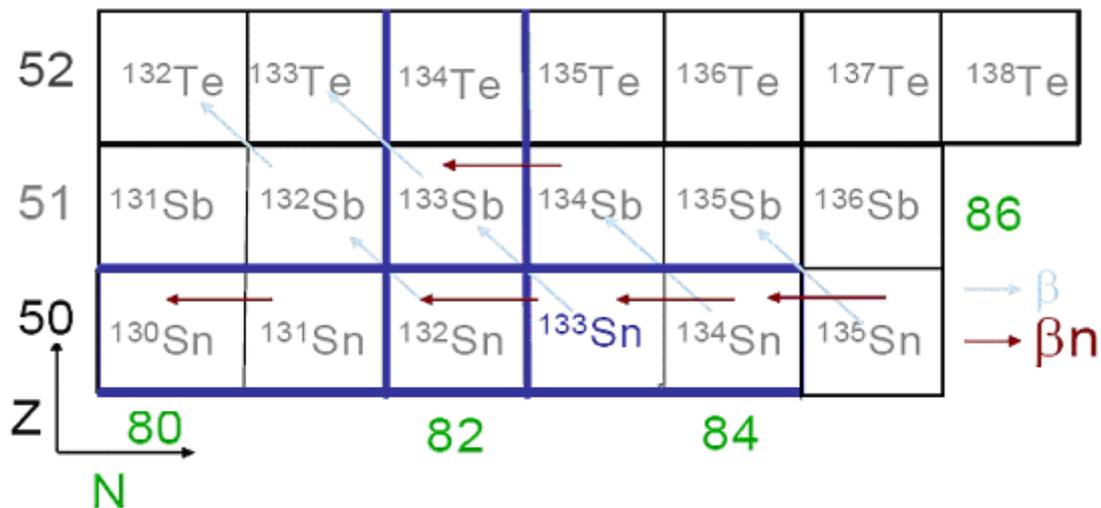


Figure I. 6: Évolution des noyaux dans la région de l'étain.

I.3.2. Noyaux impair-impair riches en neutron

En plus des données sur les noyaux dans la région de ^{208}Pb , beaucoup d'informations ont été accumulées pour les noyaux riches en neutron dans la région de ^{132}Sn . Différentes excitations

nucléaires sont faiblement couplées au voisinage des noyaux doublement magiques, en particulier les noyaux dans cette région. Parmi ces excitations élémentaires, l'excitation à deux quasi-particules a un intérêt spécial, puisque son spectre donne des informations importantes sur l'interaction effective à deux corps dans les noyaux.

Les noyaux sphériques impair-impairs près des noyaux doublements magiques, où les états excités ont des énergies en-dessous de l'énergie du premier état excité du cœur, ont des natures de deux quasi-particules [14]. Les structures des nuclides impair-impairs voisins aux nuclides doublement magiques fournissent une meilleure occasion pour développer et tester les éléments de matrices à deux corps (TBME : Two Body Matrix Elements) pour l'interaction $p-n$ [15]. Ces noyaux localisés loin de la ligne de stabilité sont très difficiles à produire. La fission induite par les neutrons thermiques et la fission spontanée des ^{252}Cf et ^{248}Cm [16] jouent le rôle le plus important pour peupler ces noyaux.

- La structure du noyau impair-impairs ^{134}Sb ayant un proton et un neutron en plus du cœur inerte ^{132}Sn , a été étudiée au CERN/ISOLDE, suivant la décroissance β^- de ^{134}Sn et la décroissance βn retardé de ^{135}Sn [15]. La séparation des éléments et des isobares est accomplie par l'utilisation d'une source laser à ionisation résonante des ions et un séparateur de masses, respectivement.

Les niveaux excités 0^- , 1^- , 2^- , 3^- dans ^{134}Sb sont les niveaux observés dans la décroissance β^- du noyau ^{134}Sn [15], pendant que les niveaux 7^- , 4^- , 5^- , 6^- , et 8^- sont les niveaux peuplés par l'intermédiaire de la décroissance β^- suivie de l'émission d'un neutron retardé du noyau ^{135}Sn . La figure I.7 montre la population de certains états de ^{134}Sb .

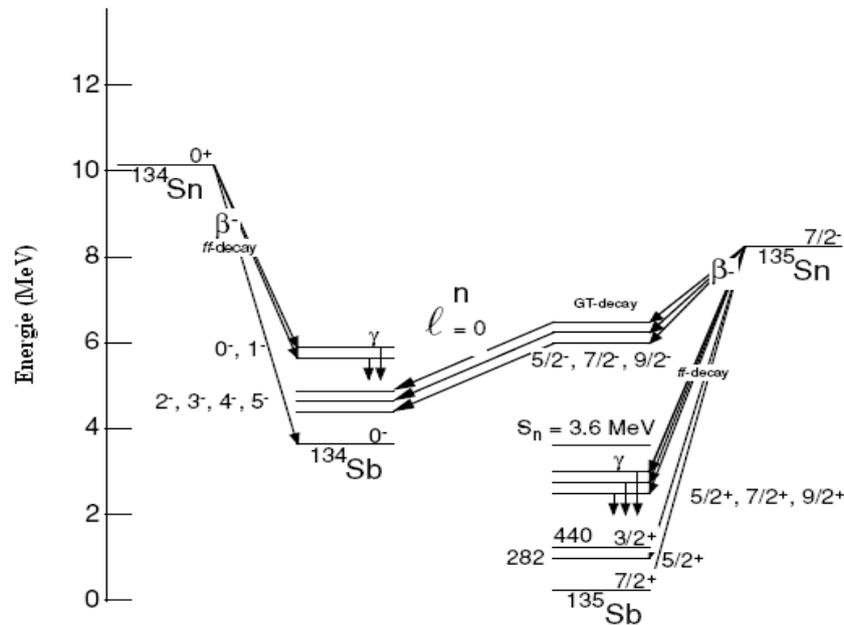


Figure I. 7: États possibles peuplés par décroissance β^- de ^{134}Sn et décroissance βn retardée de ^{135}Sn [15].

- Le ^{136}Sb a été observé pour la première fois comme un précurseur de la désintégration βn retardée produite par la fission induite par neutrons thermiques de ^{238}U , et la demi-vie de l'émission βn a été déterminée à $T_{1/2}=0.923(14)$ sec [17]. Selon cette même référence, Hoff et al. ont étudié la désintégration β du noyau ^{136}Te et conclu que l'état fondamental du noyau ^{136}Sb correspond à $J^\pi=1^-$. Cet état est dominé par la configuration $(\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}^3)$.

Le nuclide analogue à ^{136}Sb dans la région du ^{208}Pb est le ^{212}Bi , qui a le même nombre de protons et de neutrons en dehors du cœur doublement magique. L'état fondamental de ce noyau est 1^- , avec une demi-vie égale à 60.5 min [17].

En principe, les informations spectroscopiques sur les états excités dans l'antimoine 136 peuvent être obtenues en étudiant la désintégration β^- de ^{136}Sn . La figure I.8 montre le spectre énergétique de ce noyau.

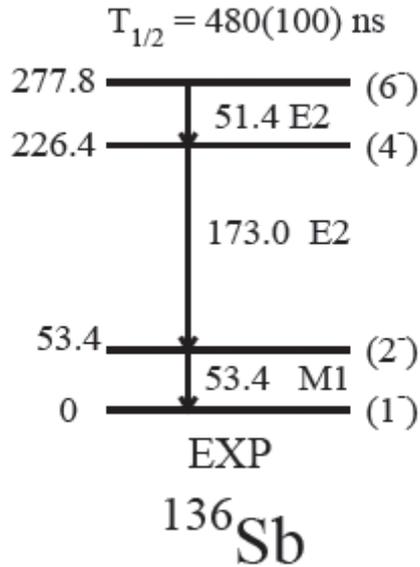


Figure I.8: Spectre énergétique du noyau ^{136}Sb , en montrant les transitions possibles de l'état isomère 6⁻[18].

- Le noyau ^{136}I a été étudié au moyen de *EUROGAM2* en mesurant les γ -prompts suivant la fission spontanée du ^{248}Cm . Selon W. Urban et al. [16], l'état 7⁻ est un état isomère peuplé par la transition E2 (figure I.9). Les calculs du modèle en couches utilisant l'énergie 962 keV du niveau $\pi d_{5/2}$ prédit la configuration $(\pi g_{7/2}^3 \nu f_{7/2})_{7^-}$ pour l'isomère. D'autre part, l'isomère ayant une durée de vie de 47s dans ^{136}I est rapporté avec un spin et parité égale à 6⁻ [16]. La figure I.9 montre le spectre énergétique du noyau ^{136}I . La transition de l'état isomère 7⁻ est présentée.

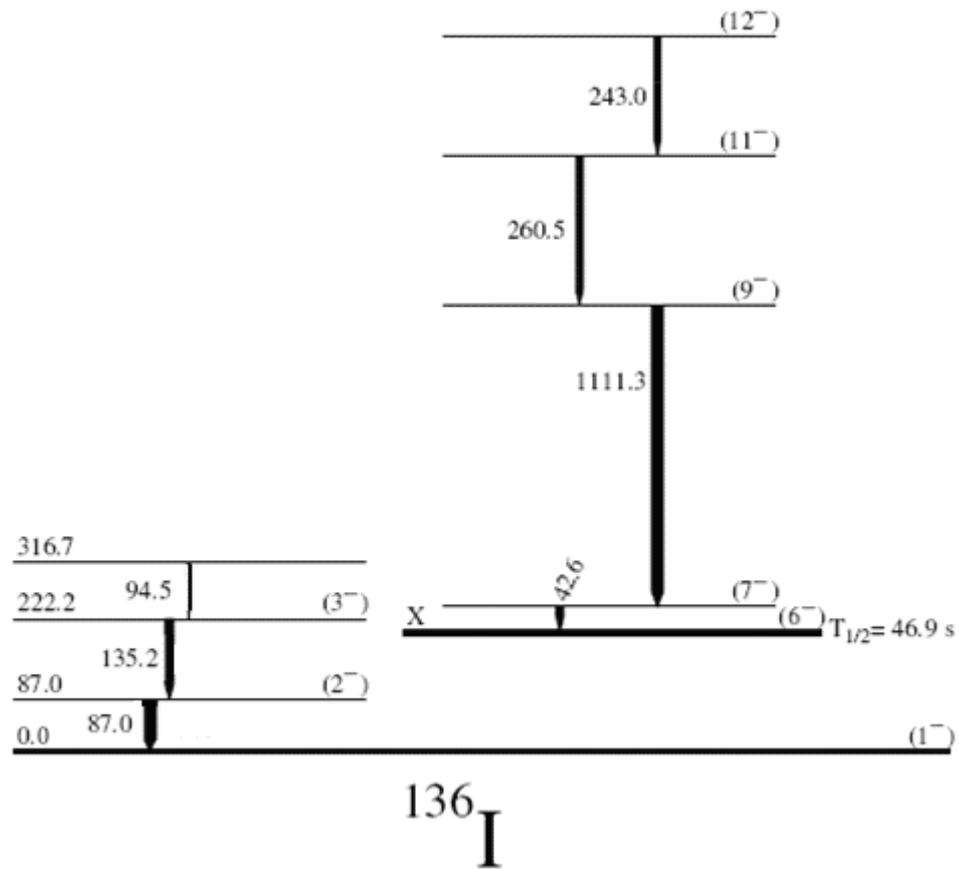


Figure I. 9: Spectre des excitations dans ^{136}I obtenu par W. Urban et al. [16]. Les énergies sont données en keV .

I.4. Astrophysique nucléaire

Les noyaux dans la région de ^{132}Sn sont des noyaux qui ont un grand intérêt pour étudier les phénomènes astrophysiques, en particulier le processus- r . Leurs énergies de liaison, leurs premiers états excités, et leurs taux de désintégration β^- sont des valeurs très importantes dans les calculs de la nucléosynthèse.

En général, les taux de transitions β^- sont appropriés pour l'étude des scénarios astrophysiques dépendant des densités de la matière nucléaire (ρ), des fractions des électrons (Y_e), et de la température prédominante (T) dans l'environnement [19].

I.4.1. Nucléosynthèse stellaire

Un des avantages de la physique nucléaire est sa capacité de fournir une compréhension quantitative des abondances des éléments et de leurs isotopes. En particulier, l'intention est concentrée sur les abondances des éléments dans le système solaire, qui

indiquent la composition initiale de ce système. Environ 98% de la masse du système solaire est constituée de ^1H et ^4He , et la plupart de ces noyaux était produits dans l'univers primordiale, dont la température cosmologique était $kT \sim 60 \text{ keV}$. Les 2% restant contiennent des éléments plus lourds, qui sont supposés se produire dans les étoiles. Avant la formation du système solaire, ces éléments étaient dispersés dans l'éther interstellaire [5].

I.4.2. Abondance des isotopes dans le système solaire

Les abondances des éléments estimées, dans le système solaire, sont dérivées des différentes sources, et elles sont représentées dans la figure I.10.

Remarquons que la distribution diminue avec l'augmentation de A , avec des pics pour les noyaux ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar et ^{40}Ca , qui contiennent tous un nombre multiple du noyau ^4He . Il y a un autre pic très important, c'est celui du ^{56}Fe , qui est le résultat de la désintégration α du noyau ^{56}Ni . Au-delà du pic du fer, la distribution continue à diminuer avec l'augmentation de A , mais avec des pics à $A = 80, 87, 130, 138, 185, 208$. Ces pics résultent des systématiques de capture de neutron, responsable de la production des éléments lourds [5].

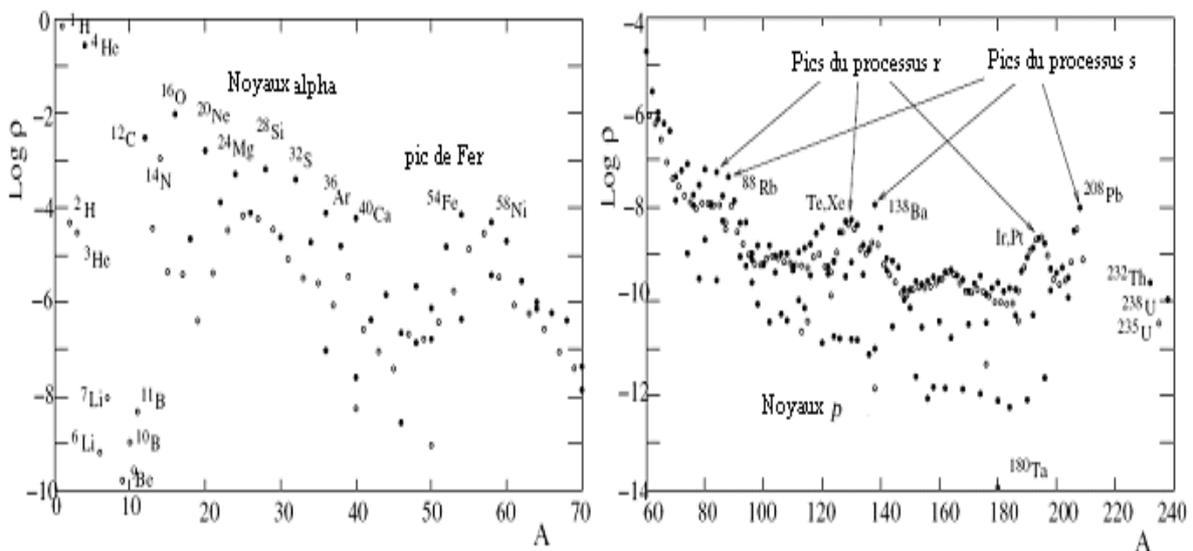


Figure I. 10: Abondance des éléments dans le système solaire en fonction de la densité [5]. Pour $A < 70$, la distribution est dominée par les éléments ^1H et ^4He et par le pic du Fer près $A=56$. Pour $A > 60$, la distribution a des pics correspondants aux noyaux magiques en N , qui sont produits par le processus s .

I.4.3. Les processus *s* et *r* pour les noyaux $A > 60$

La production des éléments ayant $A > 56$ est surprenante, dans le sens que l'équilibre thermique demande la dominance des éléments du pic de fer aux basses températures ou de ${}^4\text{He}$ et des nucléons aux températures élevées.

Les captures de protons ou de neutrons, par les noyaux auprès de la ligne de stabilité sont toujours exothermiques, donc il est possible de produire les noyaux lourds à partir du mélange des nucléons et des noyaux du pic du fer [5].

I.4.3.1. Processus *s*

L'équilibre thermique peut être atteint par fission lente (*slow*) des noyaux lourds après des durées énormes, même pour le processus astrophysique [5].

La capture de neutrons est très importante dans la production des éléments lourds. Bien que, les neutrons sont présents en un nombre très petit dans la majorité des étoiles, leur capture des neutrons est favorisée par l'absence de la barrière coulombienne associée aux captures des protons. Son importance est suggérée par le fait que pour $A > 56$ il existe plusieurs isobares stables. L'isobare le plus riche en neutron est le plus abondant [5].

Les plus importantes réactions exothermiques qui produisent des neutrons sont les réactions (α, n) par les noyaux ${}^{13}\text{C}$ et ${}^{22}\text{Ne}$.

${}^4\text{He} + {}^{13}\text{C} \rightarrow n + {}^{16}\text{O}$, et l'énergie résultante de cette réaction est $Q = 3.00 \text{ MeV}$.

${}^4\text{He} + {}^{22}\text{Ne} \rightarrow n + {}^{25}\text{Mg}$, et l'énergie résultante de cette réaction est $Q = 0.30 \text{ MeV}$.

Le processus de production des noyaux lourds par la capture lente de quelques neutrons est le processus *s*, pour (*slow neutron capture*) [5].

I.4.3.2. Processus *r*

Les neutrons sont présents en grand nombre dans les événements explosifs, comme les supernovae ou les collisions des étoiles à neutron. Ce type de nucléosynthèse est appelé le processus *r*, pour la capture rapide des neutrons (*rapide neutron capture*).

Les deux processus *r* et *s* sont illustrés dans la figure I.11 :

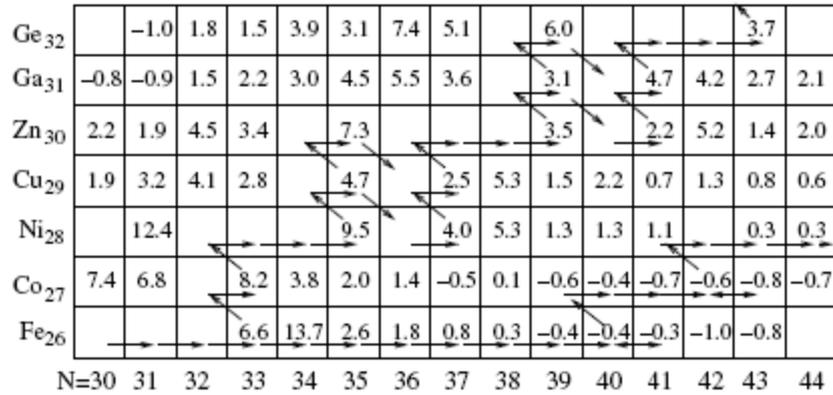


Figure I. 11: La nucléosynthèse par la capture neutronique commencée par le ^{56}Fe [5].

Cette figure montre que les éléments lourds peuvent se produire par capture neutronique, à partir du ^{56}Fe . Les événements produisant le processus *r se font* en un temps très court.

En effet, l'existence des deux processus *r* et *s* est nécessaire pour expliquer les abondances observées. Les systématiques de ces processus expliquent les pics des noyaux ayant $A > 80$, observés dans la figure I.10 [5].

I.4.4. Intérêt de la région de ^{132}Sn en astrophysique

L'intérêt de cette région est double. Elle permet d'une part, de comprendre la structure nucléaire de ces noyaux aux passages des couches magiques $Z = 50$ et $N = 82$ loin de la stabilité, et d'autre part de pouvoir établir leur rôle lors de nucléosynthèses explosives dans lesquelles ils sont produits par les processus stellaires ou astrophysiques.

Leurs études visent à acquérir de nouvelles données sur les propriétés de décroissance des isotopes de *Sn* au-delà du noyau doublement magique ^{132}Sn , qui sont d'un grand intérêt pour la modélisation du processus-*r* [20], et la compréhension des abondances des éléments dans l'univers.

La figure I.11 montre une partie de la charte des nuclides, illustrant les chemins des processus-*r* et *s*. Certains noyaux sont accessibles par les deux processus. En essayant de tenir compte des abondances de ces isotopes, nous devons être capables de séparer les deux contributions. Or, il y a un gap dans une séquence isotopique de noyaux stables (comme entre ^{120}Sn et ^{122}Sn , ou ^{121}Sb et ^{123}Sn). Le processus-*s* ne peut se produire tout le long de la séquence et doit procéder après la décroissance β au nombre atomique suivant. Ainsi ^{122}Sn et ^{124}Sn doivent se produire seulement dans le processus-*r*. Leurs abondances sont légèrement égales à 4.5 et 5.6% et sont beaucoup plus faibles que celle de ^{120}Sn qui est de 32.4%. Cette dernière

est estimée à 5% du processus-r et 27% du processus-s. D'autre part, les décroissances β aux masses 122, 123 et 124 à partir des noyaux du processus-r se terminent aux noyaux stables ^{122}Sn , ^{123}Sb et ^{124}Sn et ne sont pas capables d'atteindre les isotopes $^{122,123,124}\text{Te}$ qui sont protégés du processus-s [5].

Un autre exemple, plus récent [5] est celui des isotopes ^{136}Sn et ^{138}Sn qui seraient les « isotopes pair-pairs des points de branchement du processus-r classique » portant les abondances principales (entre 35% et 90%) dans la chaîne isotopique Sn [5].

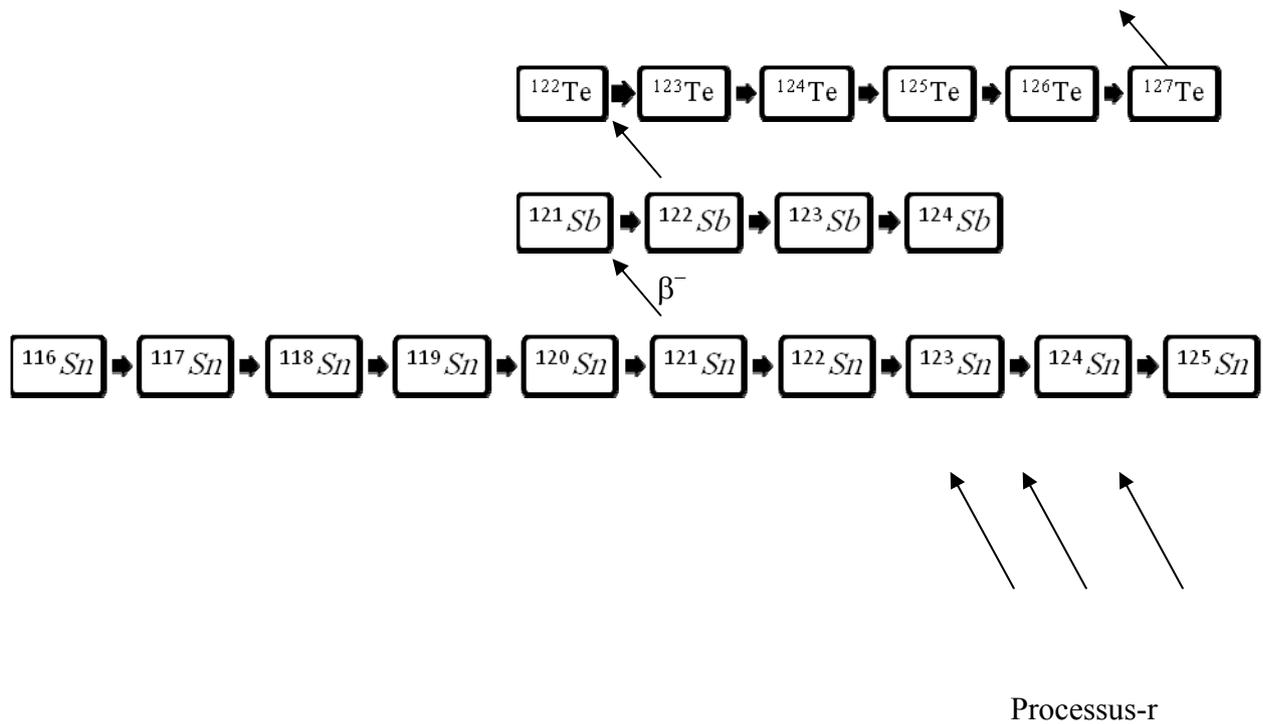


Figure I. 12: Chemins de processus -r menant aux isotopes de Sn , Sb et Te .

Chapitre II

II. TRANSITIONS

ÉLECTROMAGNÉTIQUES

II.1. Introduction

La désexcitation radiative d'un noyau à la suite d'une désintégration α ou β résulte de l'émission d'un photon γ avec conservation du nombre de particules ($\Delta Z=0$, $\Delta A=0$).

Dans ce cas, toute l'énergie de désintégration est pratiquement portée par le photon γ [5], en général :

$$E_\gamma = (m_{A^*} - m_A)c^2 - \frac{p^2}{2m_A} \quad (\text{II.1})$$

Puisque l'énergie du rayon γ et mc^2 du noyau sont plus importantes que celle de son recul

($T_f = \frac{p^2}{2m_A}$) [5], on obtient :

$$E_\gamma \approx (m_{A^*} - m_A)c^2 \quad (\text{II.2})$$

Les sources de rayonnement γ souvent rencontrées sont : le ^{60}Co , une source très intense utilisée pour le traitement du cancer, et le ^{137}Cs , une source à un seul γ utilisée par les physiciens, pour calibrer leurs détecteurs de particules.

II.2. Opérateurs et taux de transition

Les processus de désintégration électromagnétique des noyaux sont décrits comme résultant de l'interaction entre le noyau avec un champ électromagnétique externe. Ce champ comprend une partie électrique et une autre magnétique. Sa densité d'énergie est proportionnelle à $E^2 + c^2B^2$. L'interaction entre le champ électromagnétique et le noyau s'effectue par l'intermédiaire d'un quadripotential (φ, A). Le potentiel scalaire φ se couple à la densité de charge nucléaire ρ , et le potentiel vectoriel A à la densité de courant j composée de deux parties : la partie orbitale due aux charges mobiles des protons, et la partie de spin due aux spins intrinsèques des protons et des neutrons [3].

Le rayonnement du champ électromagnétique peut être développé en multiples fonctions des harmoniques sphériques. Le champ est quantifié en termes de photons. La création et l'annihilation de photons est décrite dans la représentation du nombre d'occupation. Le système complet est formé du noyau plus le champ. Les deux parties interagissent faiblement, et l'interaction peut être traitée comme une perturbation.

Considérons la désintégration électromagnétique d'un état excité du noyau vers son état fondamental. L'état initial non perturbé du système est l'état nucléaire excité et le champ électromagnétique dans son état fondamental : pas de photons. L'état final est l'état nucléaire fondamental et le champ électromagnétique avec un photon créé [3].

II.2.1. Probabilité de transition et demi vie

La probabilité de transition par unité de temps de la désintégration gamma, d'un état initial 'i' vers un état final 'f' est notée T_{fi} . La durée de vie de cette transition est [3]: $\tau = \frac{1}{T_{fi}}$

et sa demie vie est donnée par :

$$t_{\frac{1}{2}} = \tau \ln 2 = \frac{\ln 2}{T_{fi}} \quad (\text{II.3})$$

Les transitions γ proviennent des composantes multipolaires du champ de radiation. Les sources du champ sont électriques E , ou magnétiques M , désignées par l'index σ ($\sigma=E, M$). La probabilité de la transition $(\sigma\lambda\mu)$ est calculée par la règle d'or dans la théorie de perturbation dépendante du temps:

$$T_{fi}^{(\sigma\lambda\mu)} = \frac{2(\lambda+1)}{\varepsilon_0 \hbar \lambda [(2\lambda+1)!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \left| \langle \xi_f J_f m_f | \mathcal{M}_{\sigma\lambda\mu} | \xi_i J_i m_i \rangle \right|^2 \quad (\text{II.4})$$

Tel que :

$\mathcal{M}_{\sigma\lambda\mu}$ est l'opérateur nucléaire associé au champ de radiation multipolaire $(\sigma\lambda\mu)$.

En moyennant l'équation (II.4) sur les états initiaux, et en sommant sur les états finals, la probabilité de transition devient :

$$T_{fi}^{(\sigma\lambda)} = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{m_i, m_f} T_{fi}^{(\sigma\lambda\mu)}$$

$$T_{fi}^{(\sigma\lambda)} = \frac{2}{\varepsilon_0 \hbar \lambda [(2\lambda+1)!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(\sigma\lambda; \xi_i J_i \rightarrow \xi_f J_f) \quad (\text{II.5})$$

où :

$$B(\sigma\lambda; \xi_i J_i \rightarrow \xi_f J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \left\langle \xi_i J_i \left\| \mathcal{M}_{\sigma\lambda} \right\| \xi_f J_f \right\rangle \right|^2 \quad (\text{II.6})$$

est la probabilité de transition réduite [3, 21].

$$\text{Avec : } \left| \left\langle \xi_f J_f \left\| \mathcal{M}_{\sigma\lambda} \right\| \xi_i J_i \right\rangle \right|^2 = \left| \left\langle \xi_i J_i \left\| \mathcal{M}_{\sigma\lambda} \right\| \xi_f J_f \right\rangle \right|^2$$

Notons : $\mathcal{M}_{E\lambda} = Q_\lambda$ et $\mathcal{M}_{M\lambda} = M_\lambda$

La probabilité réduite $B(\mathcal{M}_{\sigma\lambda})$ dépend de la direction de transition à travers le facteur $(2J_i + 1)^{-1}$.

Les opérateurs de transition électrique et magnétique sont, respectivement, donnés par :

$$\begin{aligned} Q_{\lambda\mu} &= \zeta^{(E\lambda)} \sum_{j=1}^A e(j) r_j^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega_j) \\ M_{\lambda\mu} &= \frac{\mu_N}{\hbar c} \zeta^{(M\lambda)} \sum_{j=1}^A \left[\frac{2}{\lambda+1} g_l^{(j)} l(j) + g_s^{(j)} s(j) \right] \nabla_j \left[r_j^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega_j) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

Les facteurs de phase $\zeta^{(E\lambda)}$ et $\zeta^{(M\lambda)}$ prennent les valeurs :

$$\begin{cases} \zeta^{(E\lambda)} = 1 \\ \zeta^{(M\lambda)} = 1 \end{cases} \quad \text{pour la convention de phase de Condon - Shortley} \quad (\text{II.8})$$

$$\begin{cases} \zeta^{(E\lambda)} = i^\lambda \\ \zeta^{(M\lambda)} = i^{\lambda-1} \end{cases} \quad \text{pour la convention de phase de Biedenharn - Rose}$$

$Y_{\lambda\mu}$ sont les harmoniques sphériques.

$e(j)$ sont les charges effectives en unité e .

Les unités de la probabilité de transition sont $[B(E\lambda)] = e^2 f m^{2\lambda}$, pour le cas d'une transition électrique, et $[B(M\lambda)] = (\mu_N/c)^2 f m^{2\lambda-2}$, pour le cas d'une transition magnétique.

μ_N est le magnéton nucléaire $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 0.105 e f m$ (m_p est la masse du proton).

Nous garderons l'expression générale en fonction de e afin d'incorporer les charges effectives, qui représentent les corrections du centre de masse et les effets moyens de renormalisation, à partir des mélanges des fonctions d'onde en dehors de l'espace modèle.

Les facteurs $g_{l,s}$ sont les facteurs de Landau. Nous devons utiliser les valeurs effectives de ces facteurs pour tenir compte de la trancation de l'espace modèle.

Pour le calcul des densités de transition à un corps, il est adopté que le cœur est inerte, et seulement le mouvement des nucléons de valence est considéré.

Dans un champ électromagnétique externe, ce cœur ne reste plus inerte, cela peut exciter des vibrations virtuelles, qui interagissent avec les nucléons externes. Cet effet comprend à la polarisation du cœur [22].

Les résultats de calculs microscopiques conduit à l'introduction des éléments de matrices effectives à un corps, qui sont différentes de celles de l'espace libre. La partie dominante de cet effet, doit être prise en compte, par introduction des renormalisations des éléments de matrices des différents opérateurs dans l'espace libre. Ces renormalisations sont approximées par les charges effectives e_p et e_n , et les facteurs effectifs g_l^p, g_l^n, g_s^p , et g_s^n [23].

Sachant que, les charges effectives résultent des excitations particule-trou, elles peuvent être représentées par [24] :

$$e_{\text{eff}}^p = (1+\chi) e, \quad e_{\text{eff}}^n = \chi e \quad (\text{II.9})$$

Où χ est la constante de polarisation électrique. L'exemple le plus simple, pour les constantes de polarisation, est celui du dipôle électrique, puisque $\chi = -Z/A$.

Les types plus probables de transitions sont $E1, M1$, et $E2$, dont les opérateurs de transition prennent les expressions :

$$\begin{aligned} Q_1 &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \vec{r}_j^1 e(j) \\ Q_2 &= r_j^2 Y_{2\mu}(\Omega_j) e(j) \\ M_1 &= \frac{\mu_N}{\hbar c} [g_l^{(j)} l(j) + g_s^{(j)} s(j)] \nabla_j [\vec{r}_j^1 Y_{1\mu}(\Omega_j)] \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

$$\text{Avec } Y_0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}.$$

II.2.2. Règles de sélection des transitions électromagnétiques

Pour une transition électromagnétique d'un état initial ' i ' vers un état final ' f ', le moment du noyau à l'état ' f ' après la transition et celui du rayonnement gamma émis sont égaux et opposés. La transition entre ces états ne peut prendre place que si le gamma émis emporte un moment angulaire total \vec{l} , tel que : $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{l}$, avec:

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \quad (\text{II.11})$$

Comme le spin intrinsèque du photon est égal à 1, la transition avec $l=0$ est interdite, et les transitions gamma entre $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$, sont interdites [25, 26].

La valeur l détermine la multipolarité du rayonnement gamma (souvent notée λ), $l=1$ est le dipôle, $l=2$ est le quadripôle, etc....

En plus, la loi de conservation de la parité limite les transitions aux types électrique et magnétique, tel que :

$$\begin{cases} \pi_i \pi_f = (-1)^\lambda \\ \pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

II.2.3. Éléments de matrice de la particule individuelle des opérateurs multipolaires

On peut écrire l'élément de matrice réduit d'un opérateur électromagnétique de la façon suivante [3] :

$$\langle \xi_f J_f \| \mathcal{M}_{\sigma\lambda} \| \xi_i J_i \rangle = \hat{\lambda}^{-1} \sum_{ab} \langle a \| \mathcal{M}_{\sigma\lambda} \| b \rangle \langle \xi_f J_f \| [c_a^+ \tilde{c}_b] \| \xi_i J_i \rangle \quad (\text{II.13})$$

Où :

c_a , c_a^+ sont les opérateurs d'annihilation et de création, et \tilde{c}_b est défini par [3]:

$$\tilde{c}_b = (-1)^{j_b+m_b} c_{-b}, c_{-b} = c_{b,-m_b} \quad (\text{II.14})$$

et $\hat{\lambda} \equiv \sqrt{2\lambda+1}$

L'élément de matrice réduit $\langle a \| \mathcal{M}_{\sigma\lambda} \| b \rangle$ dans l'équation (II.13) peut être écrit pour une transition électrique :

$$\langle a \| \mathcal{Q}_\lambda \| b \rangle = \xi_{ab}^{(E\lambda)} \frac{e}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{j_b+\lambda-\frac{1}{2}} \frac{1+(-1)^{\ell_a+\ell_b+\lambda}}{2} \hat{\lambda} \hat{j}_a \hat{j}_b \begin{pmatrix} j_a & j_b & \lambda \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} R_{ab}^{(\lambda)} \quad (\text{II.15})$$

$$R_{ab}^{(\lambda)} = \int_0^\infty g_{n_a \ell_a}(r) g_{n_b \ell_b}(r) r^2 dr$$

$$\text{Où : } \xi_{ab}^{(E\lambda)} = \begin{cases} 1 & \text{pour la convention de phase de Condon - Shortley.} \\ (-1)^{\frac{1}{2}(\ell_b - \ell_a + \lambda)} & \text{pour la convention de phase de Biedenharn - Rose.} \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

La phase de *Condon-Shortley* est le facteur $(-1)^m$, qui existe dans quelques définitions des harmoniques sphériques, pour compenser l'insuffisance de l'inclusion de ce facteur dans la définition des polynômes de Legendre associés.

Pour une transition magnétique :

$$\begin{aligned} \langle a \| M_\lambda \| b \rangle &= \xi_{ab}^{(M\lambda)} \frac{\mu_N/c}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{j_b+\lambda-\frac{1}{2}} \frac{1-(-1)^{\ell_a+\ell_b+\lambda}}{2} \hat{j}_a \hat{j}_b \begin{pmatrix} j_a & j_b & \lambda \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \\ &\times (\lambda - k) \left[g_\ell \left(1 + \frac{k}{\lambda+1} \right) - \frac{1}{2} g_s \right] R_{ab}^{(\lambda-1)} \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

Tel que :

$$k = (-1)^{\ell_a+j_a+\frac{1}{2}} \left(j_a + \frac{1}{2} \right) + (-1)^{\ell_b+j_b+\frac{1}{2}} \left(j_b + \frac{1}{2} \right)$$

et :

$$\xi_{ab}^{(M\lambda)} = \begin{cases} 1 & \text{pour la convention de phase de Condon – Shortley.} \\ (-1)^{\frac{1}{2}(\ell_b - \ell_a + \lambda + 1)} & \text{pour la convention de phase de Biedenharn – Rose.} \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

II.2.4. Moments multipolaires électromagnétiques

Les moments électromagnétiques ont la forme générale :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{em} &= \langle \xi, J, M = J | \sum_k \mathcal{M}_{\sigma\lambda 0}(k) | \xi, J, M = J \rangle \\ &= \begin{pmatrix} J & \lambda & J \\ -J & 0 & J \end{pmatrix} \langle \xi J | \mathcal{M}_{\sigma\lambda} | \xi J \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

Sachant que $\mathcal{M}_{\sigma\lambda 0}$ est l'opérateur à un corps d'ordre λ associé à l'interaction du noyau avec les composantes multipolaires du champ électromagnétique. C'est un élément de matrice diagonale. M prend sa valeur maximale $M=J$ [3].

Il y a deux types de moments électromagnétiques, les moments électriques associés à une distribution de charge statique, et les moments magnétiques associés au courant magnétique.

II.2.4.1. Moment dipolaire magnétique

Le moment dipolaire magnétique μ est défini par :

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{c} &= \xi \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \mathcal{M}(M1) \\ &= \xi \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{J}{(J+1)(2J+1)}} \langle \xi J | M1 | \xi J \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

Le moment magnétique à particule individuelle et à trou individuel est le même et donné par :

$$\mu = \mu_N \frac{1 - (-1)^{\ell+j+\frac{1}{2}}(2j+1)}{4(j+1)} \left\{ g_s - g_l \left[2 + (-1)^{\ell+j+\frac{1}{2}}(2j+1) \right] \right\} \quad (\text{II. 21})$$

Pour la particule individuelle, il y a deux cas possibles pour j [25], $j=l+1/2$ ou $j=l-1/2$. Dans le cas général, nous pouvons écrire l'expression du moment dipolaire magnétique, sous la forme suivante :

$$\frac{\mu}{\mu_N} = j \left[g_{t_z}^\ell \pm \frac{g_{t_z}^s - g_{t_z}^\ell}{2\ell + 1} \right] \quad (\text{II. 22})$$

Dans la figure (II.1)si dessous, on a représenté les moments magnétiques expérimentaux en comparant avec les moments magnétiques de la particule individuelle.

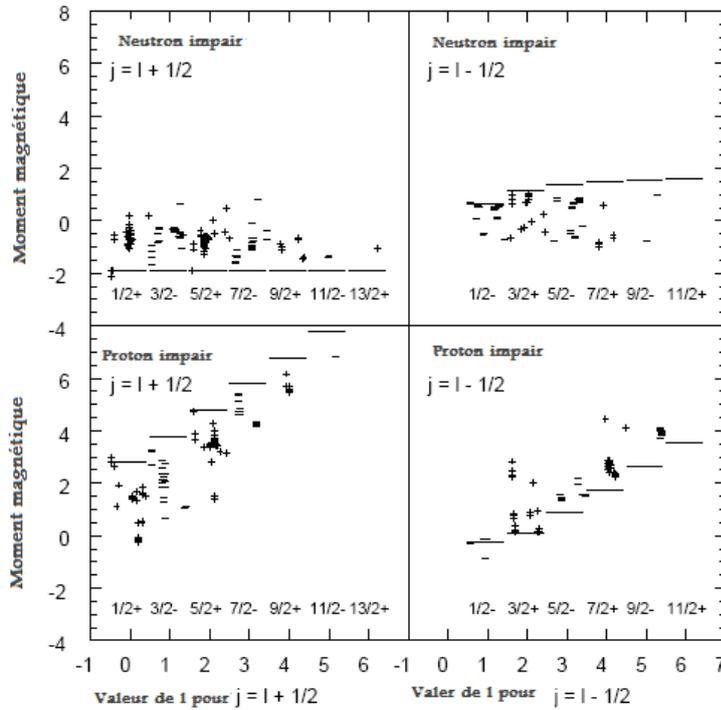


Figure II. 1: Moments magnétiques expérimentaux comparés aux valeurs de la particule individuelle [25].

II.2.4.2. Moment quadripolaire électrique

Le moment quadripolaire électrique Q est défini par [3]:

$$\begin{aligned}
eQ &\equiv \xi \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \mathcal{M}(E2) \\
&= \xi \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)}} \langle J \| Q_2 \| J \rangle
\end{aligned} \tag{II.23}$$

Tel que : $\xi = \begin{cases} +1 & \text{pour la convention de Condon - Shortley.} \\ -1 & \text{pour la convention de Biedenharn - Rose} \end{cases}$

Ce qui donne:

$$Q = \frac{3 - 4j(j+1)}{2(j+1)(2j+3)} R_{nl}^{(2)} \tag{II.24}$$

L'intégrale radiale $R_{nl}^{(2)}$ a comme expression :

$$\begin{aligned}
R_{ab}^{(\lambda)} &\approx \frac{3}{R^3} \int_0^R r^{\lambda+2} dr \\
&\approx \frac{3}{\lambda+3} R^\lambda
\end{aligned} \tag{II.25}$$

Tel que R est le rayon nucléaire : $R = r_0 A^{1/3} = 1.2 A^{1/3}$ en *fm*.

Pour l'état général, avec le moment $j = l \pm 1/2$:

$$\frac{Q}{e} = - \left(\frac{2j-1}{2j+1} \right) \langle r^2 \rangle e_{t_z} \tag{II.26}$$

Ce moment peut être désigné d'un point de vue géométrique, à travers l'utilisation de la forme de l'opérateur quadripolaire en coordonnées cartésiennes :

$$3z^2 - r^2 = 2z^2 - x^2 - y^2 \tag{II.27}$$

Si la densité est sphérique, le moment Q est nul, si elle est étendue le long de l'axe z , la densité de charge a une forme allongée et $Q > 0$, et si elle est concentrée dans le plan $x-y$, elle a une forme aplatie et $Q < 0$ [25].

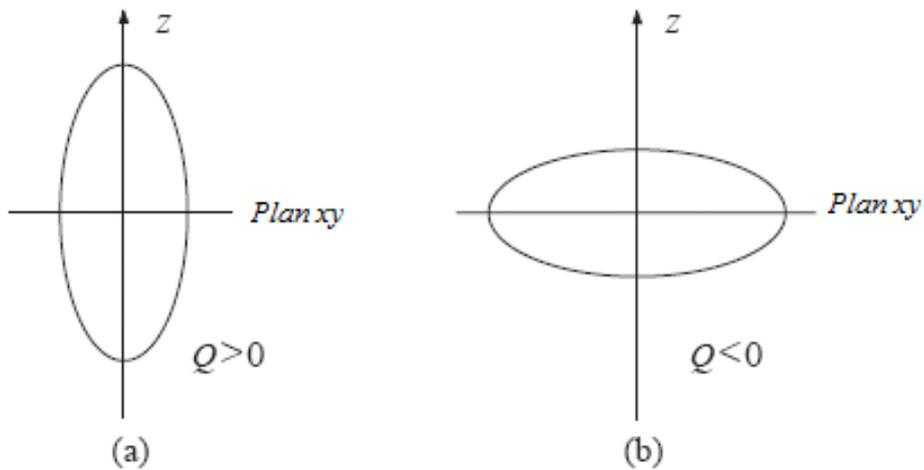


Figure II.2: Forme des noyaux. (a) $Q > 0$ forme allongée, (b) $Q < 0$ forme aplatie [9].

Les résultats expérimentaux des moments quadripolaires électriques des états fondamentaux des noyaux pair-impairs sont montrés sur la figure II.3.

Dans cette figure, nous remarquons que le moment quadripolaire électrique des noyaux magiques est nul, et par conséquent ces noyaux ont la forme sphérique.

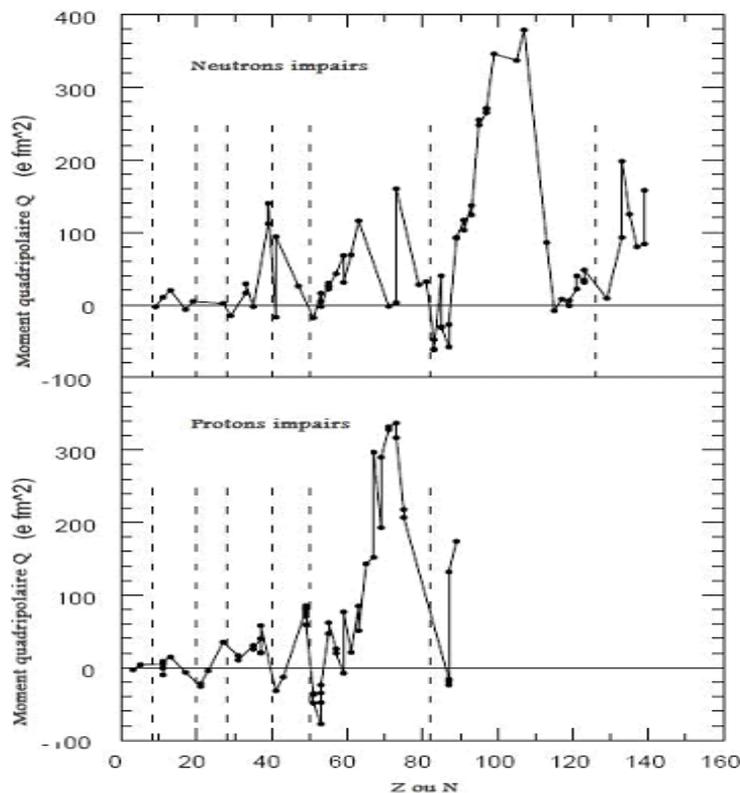


Figure II. 3: Moments quadripolaires expérimentaux pour les noyaux pair-impairs, en montrant les nombres magiques : 8, 20, 28, 50, 82, et 126. [25].

II.3. Approximation Weisskopf

Les approximations de Weisskopf sont basées sur les suppositions suivantes :

- Le noyau est constitué d'un cœur inerte en plus d'un nucléon de valence.
- Les transitions ont lieu entre les états de $J_i=L\pm 1/2$, et $J_f=1/2$.
- Les parties radiales des fonctions d'onde de l'état initial et l'état final sont donnés par :

$$U(r) = \begin{cases} C^{ste}, & \text{pour } r \leq R. \\ 0, & \text{pour } r > R. \end{cases}, \text{ où } R \text{ est le rayon du noyau.} \quad (\text{II.28})$$

Afin de juger si la transition est, relativement, forte ou faible, nous avons exprimé la probabilité de transition en unité Weisskopf. Cette unité est une estimation des valeurs de B , pour une particule individuelle (proton ou neutron), et comment elle est dépende des masses [25, 3].

Par convention, la probabilité réduite pour une transition électrique est défini par :

$$B_W(E\lambda) = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \left[\frac{3}{(3+\lambda)} \right]^2 \left(1.2A^{\frac{1}{3}} \right)^{2\lambda} e^2 fm^{2\lambda} \quad (\text{II.29})$$

Et pour la transition magnétique :

$$B(M\lambda) = \left(\frac{10}{\pi} \right) \left[\frac{3}{(3+\lambda)} \right]^2 \left(1.2A^{\frac{1}{3}} \right)^{2\lambda-2} \frac{\mu_N^2}{c^2} fm^{2\lambda-2} \quad (\text{II.30})$$

Les cas les plus courants :

$$\begin{aligned} B_W(E1) &= 0.0645 A^{\frac{2}{3}} e^2 fm^2 \\ B_W(E2) &= 0.0594 A^{\frac{4}{3}} e^2 fm^4 \\ B_W(M1) &= 1.780 \left(\frac{\mu_N}{c} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

II.4. Conversion interne

Lorsque un noyau excité isolé entouré par ses électrons atomiques se désexcite par émission de photons, il peut aussi se désexcite en transmettant son énergie à un électron du cortège électronique. Celui-ci est alors éjecté de l'atome [5].

Ce processus qui se passe en deux étapes correspond à la conversion interne (figure II.4). L'énergie de l'électron excité est l'énergie du photon diminuée de l'énergie de liaison de l'électron. La conversion interne est souvent suivie par l'émission des rayons X .

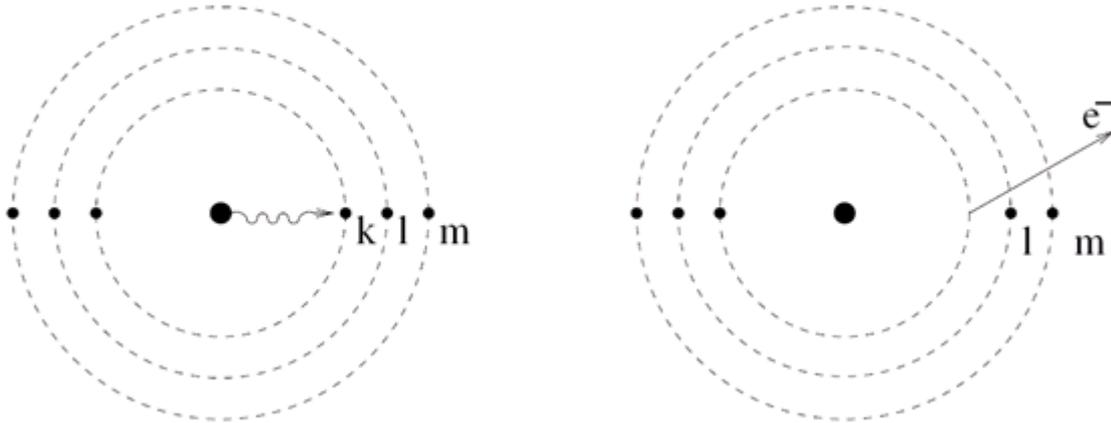


Figure II. 4: Un noyau excité peut transférer son énergie à un électron atomique, qui va être éjecté de l'atome. L'électron peut être éjecté de n'importe quelle couche atomique, l'éjection des électrons des couches les plus profondes, est la plus probable [5].

L'amplitude de la conversion interne est proportionnelle au même élément de matrice des transitions radiatives. Le facteur de proportionnalité dépend de la multipolarité de transition. L'expression approximative pour la probabilité de la conversion comparée à celle de l'émission gamma est :

$$\alpha_K \approx Z^3 \alpha^4 \frac{\lambda}{\lambda + 1} \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\lambda + \frac{5}{2}} \quad (\text{II.32})$$

α est le facteur de conversion

Cette formule est appliquée à la limite $\alpha_K \ll 1$, et seulement si l'énergie de liaison de l'électron atomique est négligeable devant E_γ .

Il est supposé que la conversion interne est dominée sur l'émission gamma pour les transitions à basse énergie si :

$$E_\gamma \ll (Z^3 \alpha^4)^{\frac{1}{\lambda + \frac{5}{2}}} m_e c^2 \quad (\text{II.33})$$

II.5. Largeurs de transitions et rapports de branchement

II.5.1. Largeurs de transition

Si un noyau est dans un état excité, il doit libérer l'énergie excessive en subissant la décroissance. Il est, cependant, impossible de prévoir quand la décroissance aura lieu réellement. En conséquence, il y a une incertitude en temps Δt lié à l'existence de l'état excité.

Selon la relation d'incertitude de Heisenberg $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$, on peut définir la largeur d'un niveau par [5]:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar T_{fi} \quad (\text{II.34})$$

avec : τ est la durée de vie moyenne et T_{fi} est le taux de transition électromagnétique.

La largeur de la décroissance gamma vers un état final $|f\rangle$ résulte souvent du rayonnement électromagnétique de plus d'une multipolarité. Dans le cas le plus pratique, il y a une concurrence de manière significative dans la contribution de deux valeurs de λ ou plus.

Supposant que les moments angulaires $\lambda+1$ et λ contribuent, on a pour la largeur due à la décroissance d'état $|f_k\rangle$ la relation suivante :

$$\Gamma_k(\sigma\lambda+1; \sigma'\lambda) = \Gamma_k(\sigma\lambda+1) + \Gamma_k(\sigma'\lambda) \quad (\text{II.35})$$

Notons que dans cette somme aucune phase de contribution des rayonnements multipolaires n'est impliquée. Le rapport des largeurs partielles $\Gamma_k(\sigma\lambda+1)$ et $\Gamma_k(\sigma'\lambda)$ pour deux multipolarités de concurrence peut être mesuré expérimentalement.

Il est exprimé habituellement en termes de rapport de mélange δ_k par la relation suivante [13]:

$$\delta_k^2 = \frac{\Gamma_k(\sigma\lambda+1)}{\Gamma_k(\sigma'\lambda)} = \frac{\text{Intensité de } 2^{\lambda+1} \text{ pole de radiation}}{\text{Intensité de } 2^\lambda \text{ pole de radiation}} \quad (\text{II.36})$$

À partir des équations (II.35) et (II.36) on trouve :

$$\Gamma_k(\sigma'\lambda) = \frac{\Gamma_k(\sigma\lambda+1, \sigma'\lambda)}{1 + \delta_k^2} \quad (\text{II.37})$$

$$\Gamma_k(\sigma\lambda+1) = \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} \Gamma_k(\sigma\lambda+1, \sigma'\lambda) \quad (\text{II.38})$$

II.5.2. Rapports de branchement

Un état excité initial $|i\rangle$ donné peut se décroître à plusieurs états finals $|f_k\rangle$. Qu'une comparaison détaillée entre l'expérience et la théorie. Elle est déterminée séparément les

probabilités expérimentales de transition pour la décroissance de l'état $|i\rangle$ à chaque d'état $|f_k\rangle$. La largeur totale Γ_i de l'état initial peut être exprimée en termes de largeurs partielles Γ_k que chacune correspond à la décroissance d'un état final $|f_k\rangle$, comme :

$$\Gamma_i = \sum_k \Gamma_k \quad (\text{II.39})$$

Supposant que l'état initial se décroît seulement par l'émission γ , on détermine les largeurs partielles à partir des rapports de branchement mesurés P_k , où les derniers sont comme normaux habituel à cent, c.-à-d. la $\Gamma_k P_k = 100$, comme la relation suivante [13]:

$$P_k = \frac{\Gamma_k}{\Gamma_i} \times 100 \quad (\text{II.40})$$

Donc le rapport de branchement est comme le pourcentage pour la transition de l'état initial $|i\rangle$ vers l'état final $|f_k\rangle$.

A partir des équations (II.37), (II.38) et (II.40) on peut écrire les largeurs $\Gamma_k(\sigma'\lambda)$ et $\Gamma_k(\sigma\lambda+1)$ en fonction de largeur totale comme :

$$\Gamma_k(\sigma'\lambda) = \frac{1}{1 + \delta_k^2} \frac{P_k}{100} \Gamma_i \quad (\text{II.41})$$

$$\Gamma_k(\sigma\lambda + 1) = \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} \frac{P_k}{100} \Gamma_i \quad (\text{II.42})$$

On sait que le temps de vie moyen τ_m est relié par la largeur totale comme :

$$\Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{658 \text{ fs}}{\tau_m} \text{ meV} \quad (\text{II.43})$$

Où : $\hbar = 658 \text{ fs meV} = 658 \times 10^{-15} \text{ meV s}$, donc les largeurs partielles sont écrits comme :

$$\Gamma_k(\sigma'\lambda) = 6.58 \frac{1}{1 + \delta_k^2} \frac{P_k}{\tau_m} \text{ fs meV} \quad (\text{II.44})$$

$$\Gamma_k(\sigma\lambda + 1) = 6.58 \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} \frac{P_k}{\tau_m} \text{ fs meV} \quad (\text{II.45})$$

Chapitre III

III. APPARIEMENT NUCLÉAIRE

III.1. Introduction

L'appariement se trouve au cœur de la physique nucléaire, et en général dans les problèmes quantiques à plusieurs corps. Il y a de nombreux faits expérimentaux qui suggèrent l'existence des corrélations d'appariement dans les noyaux. Quelques exemples sont donnés ci-dessous [1].

- L'état fondamental des noyaux pair-pairs a un moment angulaire total nul, ceci est lié à l'existence d'une force qui couple les nucléons par paires de façon à ce que leur moment angulaire s'annule.
- Les énergies de liaison par nucléon des noyaux pair-pairs sont plus grandes que celles des noyaux pair-impairs voisins. Ceci montre que le gain d'énergie de liaison par nucléon est plus grand quand un nucléon est ajouté à un noyau impair que lorsqu'un nucléon est ajouté à un noyau pair. Le couplage des nucléons par paires est donc favorable énergétiquement.
- L'énergie du premier état excité non collectif est beaucoup plus grande (au-delà du MeV) dans les noyaux pair-pairs que dans les noyaux impairs. Ce phénomène est lié à l'énergie supplémentaire qu'il faut fournir pour briser les corrélations entre nucléons appariés dans les noyaux pair-pairs [27].

Ces différents points montrent que l'interaction d'appariement joue un rôle central dans la description de la structure nucléaire. Dans les systèmes infiniment prolongés, comme les étoiles à neutrons ou la matière nucléaire infinie, l'étude de l'appariement a une longue histoire, même avant la découverte de la rotation magnétique rapide des étoiles à neutron en 1968 [28].

Dans les dernières années, les intérêts de l'étude des effets d'appariement nucléonique sont intensifiés grâce aux développements expérimentaux dans deux domaines différents [1];

- l'astrophysique : une série de satellites à rayon X (inclue *Einstein*, *EXOSAT*, *ROSAT*, et *ASCA*) a produit un flux de résultats, en émission thermique, à partir des étoiles à neutron.
- laboratoire : les capacités développées des faisceaux radioactifs, et les installations importantes ont stimulées l'exploration des noyaux instables, avec une intention

spéciale pour les espèces riches en neutron. L'appariement joue un rôle très important, dans la présentation et le comportement des noyaux découverts.

Pour étudier l'appariement nucléaire, nous devons nous intéresser aux deux questions essentielles :

- comment l'appariement à plusieurs corps se développe à partir de l'interaction nucléon-nucléon ?
- quelles sont les manifestations expérimentales de l'appariement dans les noyaux finis ?

Il y'a plus de 60 ans, que Mayer affirmait, qu' une interaction nucléon-nucléon attractive à courte portée, donne un état fondamental à $J=0$.

Le potentiel réaliste nucléon-nucléon contient des parties attractives (en particulier dans les ondes singuliers S et triplet P), qui ont donné naissance à l'appariement dans la matière nucléaire infinie, et dans les noyaux.

Dans ce qui suit, nous rappellerons les théories *BCS*, *H-F* et *HFB*. Puis nous exposerons les différentes propriétés de l'appariement nucléaire dans la matière nucléaire infinie et dans les noyaux finis.

III.2. Théorie de corrélations d'appariement

III.2.1. Théorie *BCS*

La théorie *BCS* est introduite par Bardeen-Cooper-Schrieffer, pour décrire la supraconductivité dans les matériaux. En physique nucléaire, cette théorie est utilisée pour étudier les phénomènes d'appariement, dans lesquels les recouvrements des fonctions d'onde des deux nucléons appariés sont pris en considération [29].

L'opérateur de création de paires de nucléons corrélés a la forme (III.1):

$$P_k^+(BCS) = u_k + v_k c_k^+ c_{\bar{k}}^+ \quad (III.1)$$

L'état fondamental a la fonction d'onde :

$$|\psi_{BCS}\rangle = \prod_{k>0} P_k^+ |0\rangle \quad (III.2)$$

où $|0\rangle$ est le vide de la particule, v_k , u_k sont respectivement l'amplitude de probabilité pour que la paire $\{k, \bar{k}\}$ soit occupée ou non. Et c^+ , c sont les opérateurs de création et d'annihilation.

La fonction d'onde BCS décrit un état contenant un nombre indéfini de nucléons. Pour décrire le noyau, les nombres N_p et N_n de protons et de neutrons doivent être conservés. Si on considère un seul type de nucléons, l'hamiltonien s'écrit :

$$\hat{H}' = \hat{H} - \lambda \hat{N}$$

λ est l'énergie de Fermi représentant la variation de l'énergie du système lors d'un changement du nombre de particules, et $\hat{N} = \sum_k c_k^+ c_k$.

Le système de particules en interaction est considéré comme étant un système de quasi-particules indépendantes en mouvement dans un potentiel moyen (potentiel d'appariement) [30]. La fonction d'onde de BCS peut se réécrire comme le produit d'états de quasi-particules définis comme étant des combinaisons linéaires des états de particules et de trous :

$$H_{qp} = \langle \psi_{BCS} | H' | \psi_{BCS} \rangle + \sum_k E_k \alpha_k^+ \alpha_k \quad (\text{III.3})$$

α_k^+ et α_k sont les opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particules.

E_k représente l'énergie d'une quasi-particule :

$$E_k = \sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (\text{III.4})$$

Δ est un paramètre relié à l'énergie du gap d'appariement.

III.2.2. Théorie H-F

La théorie *Hartree-Fock* (HF) est une méthode de résolution des problèmes à N corps nucléaires indépendants.

Le potentiel moyen HF est construit de manière variationnelle en imposant que l'état fondamental soit un déterminant de Slater [31]. L'hamiltonien de HF s'écrit :

$$|HF\rangle = \prod_{k=1}^N a_k^+ |-\rangle \quad (\text{III.5})$$

$|-\rangle$ est le vide de particule indépendante, et N est le nombre de particules en interaction.

La fonction d'onde HF est alors :

$$\psi_{HF}(x_1, \dots, x_A) = \det[\phi_{\alpha_1}(x_1), \dots, \phi_{\alpha_A}(x_A)] \quad (\text{III.6})$$

où $x_i=(r_i, \sigma_i, \tau_i)$ représente l'ensemble des variables d'espace de spin et d'isospin du nucléon i respectivement, et α_i sont les nombres quantiques des orbitales occupées par les nucléons [27, 32].

Pour arriver à un système de A équations non linéaire d'Hartree-Fock, on minimise l'énergie totale du noyau,

$$\delta E_{HF} = \delta \left\{ \frac{\langle \phi_{HF} | H | \phi_{HF} \rangle}{\langle \phi_{HF} | \phi_{HF} \rangle} \right\} = 0 \quad (\text{III.7})$$

conduisant à :

$$h \phi_{\beta_i} = \left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_{HF}[\phi_{\alpha}] \right\} \phi_{\beta_i} = \epsilon_{\beta_i}, \quad i = 1, \dots, A \quad (\text{III.8})$$

h représente l'hamiltonien d' *Hartree-Fock* d'une particule, et U_{HF} est le champ moyen *HF* dépendant des fonctions d'onde individuelles.

La fonction d'onde *HF* est une bonne approximation de l'état fondamental d'un noyau lorsque son spectre individuel obtenu par cette méthode présente un large gap entre les derniers états occupés et les premiers états libres [33].

III.2.3. Théorie *HFB*

La théorie *Hartree-Fock-Bogoliubov* (*HFB*), a pour but d'arriver à une description du champ moyen, de la partie particule-trou ($p-h$), et particule-particule ($p-p$) de l'interaction Nucléon-Nucléon ($N-N$), introduisant les opérateurs de quasi-particule $\{\beta_K, \beta_K^+\}$, $K \in IN$, à partir des transformations de Bogoliubov [34] :

$$\begin{cases} \beta_k^+ = \sum_l U_{lk} c_l^+ + V_{lk} c_l \\ \beta_k = \sum_l U_{lk}^* c_l + V_{lk}^* c_l^+ \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Où :

c_l , et c_l^+ sont, respectivement, les opérateurs d'annihilation et de création, dans l'espace des particules.

Les opérateurs $\{\beta_K, \beta_K^+\}$ doivent satisfaire les relations canoniques d'anticommuation (relations de *Bogoliubov*) :

$$\begin{cases} U^+U + V^+V = 1 \\ UU^+ + V^*V^T = 1 \\ U^TV + V^TU = 0 \\ UV^+ + V^*U^T = 0 \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

L'état fondamental est défini par le vide de la quasi-particule :

$$\beta_k |\psi\rangle = 0 \quad (\text{III.11})$$

On introduit l'opérateur d'énergie cinétique intrinsèque [34] :

$$T_{\text{int}} = \frac{2}{A} \sum_{i < j} \frac{q_{ij}}{2\mu} \quad (\text{III.12})$$

où :

- $q_{ij} = \frac{1}{2}(p_i - q_j)$ est l'impulsion relative.
- μ est la masse réduite de la quasi-particule.

L'hamiltonien s'exprime par la relation suivante :

$$H_{\text{int}} = T_{\text{int}} + V = (T - T_{cm}) + V \quad (\text{III.13})$$

L'énergie *HFB* peut être exprimée en fonction :

- De la matrice de densité:

$$\rho_{kk'} = \langle \psi | c_k^+ c_k | \psi \rangle = (V^* V^T)_{kk'} \quad (\text{III.14})$$

- Du tenseur d'appariement :

$$k_{kk'} = \langle \psi | c_k c_k | \psi \rangle = (V^* U^T)_{kk'} \quad (\text{III.15})$$

On obtient donc, :

$$E(\rho, k, k^*) = \frac{1}{2} \text{tr}(h\rho) - \frac{1}{2} \text{tr}(\Delta k^*) \quad (\text{III.16})$$

où :

- le champ hermitien particule trou (*p-h*):

$$h_{kk'} = \frac{\partial E}{\partial \rho^*_{kk'}} = \sum_{qq'} \left(\frac{2}{A} \bar{t} + \bar{v} \right)_{kq'k'q} \rho_{qq'} \quad (\text{III.17})$$

- et le champ d'appariement antisymétrique:

$$\Delta_{kk'} = \frac{\partial E}{\partial k_{kk}^*} = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \left(\frac{2}{A} \bar{t} + \bar{v} \right)_{kk'qq'} k_{qq'} \quad (\text{III.18})$$

sont introduits, tel que :

\bar{t}, \bar{v} Sont, respectivement, les éléments de matrice antisymétriques de l'énergie cinétique intrinsèque et de l'interaction *Nucléon-Nucléon*.

L'état fondamental *HFB* est obtenu par la représentation d'une variation de l'énergie, tel que :

$$\text{tr} \rho = N \quad (\text{III.19})$$

La conservation du nombre moyen des particules conduit à :

$$H \begin{pmatrix} U_k \\ V_K \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h - \lambda & \Delta \\ -\Delta^* & -h^* + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k \\ V_K \end{pmatrix} \quad (\text{III.20})$$

où l'hamiltonien d'*HFB* est introduit [34, 35].

À cause de l'utilisation d'un hamiltonien intrinsèque, le multiplicateur de Lagrange λ dans l'équation (III.20), peut être identifié directement, avec l'énergie de Fermi du système.

III.2.4. Symétrie sphérique

Dans l'hypothèse d'une symétrie sphérique, les transformations de *Bogoliubov* (III.9) se réduisent vers la forme :

$$\begin{cases} \beta_{nljm}^+ = \sum_{n'} U_{n'n}^{(lj)} c_{n'ljm}^+ + (-1)^{j+m} V_{n'n}^{(lj)} c_{n'lj-m} \\ \beta_{nljm} = \sum_{n'} U_{n'n}^{(lj)} c_{n'ljm} + (-1)^{j+m} V_{n'n}^{(lj)} c_{n'lj-m}^+ \end{cases} \quad (\text{III. 21})$$

où :

- n est le nombre quantique radial.
- l et j représentent les nombres quantiques du moment angulaire orbital, et du moment angulaire total, respectivement.
- m est la projection du moment angulaire orbital l sur l'axe de symétrie.

Les transformations sont indépendantes de la projection du moment angulaire m .

Des équations (III.14, 15), on peut définir les matrices réduites $\rho_{mm}^{(lj)}$ et $k_{mm}^{(lj)}$ de la façon suivante :

$$\begin{cases} \rho_{nljm,n'l'j'm'} = [VV^T]_{nn'}^{(lj)} \delta_{jj'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} = \rho_{nn'}^{(lj)} \delta_{jj'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \\ k_{nljm,n'l'j'm'} = (-1)^{j-m} [VU^T]_{nn'}^{(lj)} \delta_{jj'} \delta_{ll'} \delta_{m-m'} = (-1)^{j-m} k_{nn'}^{(lj)} \delta_{jj'} \delta_{ll'} \delta_{m-m'} \end{cases} \quad (\text{III.22})$$

Ces matrices sont symétriques et réelles.

Les champs réduits sont définis par :

$$\begin{cases} \Gamma_{n_l j_l m_l, n_l' j_l' m_l'} = \delta_{j_l j_l'} \delta_{l_l l_l'} \delta_{m_l m_l'} \Gamma_{n_l n_l'}^{(lj)} \\ \Delta_{n_l j_l m_l, n_l' j_l' m_l'} = \delta_{j_l j_l'} \delta_{l_l l_l'} \delta_{m_l - m_l'} (-1)^{j_l - m_l} \Delta_{n_l n_l'}^{(lj)} \end{cases}$$

Donc l'équation d'*HFB* réduite devient [34]:

$$\begin{pmatrix} h^{(lj)} - \lambda & -\Delta^{(lj)} \\ -\Delta^{(lj)} & -h^{(lj)} + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U^{(lj)} \\ V^{(lj)} \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} U^{(lj)} \\ V^{(lj)} \end{pmatrix} \quad (\text{III. 23})$$

III.2.5. Base canonique

La base canonique est une moyenne commode pour la discussion du problème d'*HFB*. Cette base est obtenue par la diagonalisation de la matrice de densité à un corps ρ , ses valeurs propres v_μ^2 sont interprétées comme étant les probabilités d'occupation des états canoniques correspondants $|\mu\rangle$.

Les coefficients associés u_μ^2 sont définis par la condition :

$$u_\mu^2 + v_\mu^2 = 1 \quad (\text{III. 24})$$

Par analogie avec la théorie *BCS*, les énergies des états individuels et les gaps dépendants des états, sont définis à partir des éléments de matrice.

$$h_\mu = h_{\mu\mu}$$

$$\Delta_\mu = \Delta_{\mu\bar{\mu}}$$

et l'énergie canonique de la quasi-particule est donnée par [36] :

$$\varepsilon_\mu = \sqrt{(\varepsilon_\mu - \lambda)^2 + \Delta_\mu^2} \quad (\text{III. 25})$$

où :

- $|\bar{\mu}\rangle$ est l'état canonique conjugué de l'état $|\mu\rangle$.
- ε_μ l'élément diagonal de matrice de l'hamiltonien d'*HFB*, dans la base canonique.

Les coefficients canoniques peuvent être exprimés par [34, 37] :

$$\begin{cases} u_{\mu} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_{\mu} - \lambda}{\epsilon_{\mu}} \right)} \\ v_{\mu} = \text{sgn}(\Delta_{\mu}) \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_{\mu} - \lambda}{\epsilon_{\mu}} \right)} \end{cases} \quad (\text{III.26})$$

Cette formule est appliquée aux énergies théoriques des états fondamentaux des noyaux.

Lorsque l'énergie d'appariement dans l'équation (III.16) fournit une mesure des corrélations d'appariement dans un calcul théorique, elle ne peut pas être dépendante directement aux gaps expérimentaux [34].

Par analogie à la théorie de *BCS*, on peut considérer le gap de l'état canonique, avec la plus basse énergie de la quasi-particule, comme une mesure des corrélations d'appariement :

$$\begin{cases} \Delta = \Delta_{\mu 0} \\ \epsilon_{\mu 0} = \min \epsilon_{\mu} \end{cases} \quad (\text{III.27})$$

III.3. Interaction *N-N* -Appariement dans la matière nucléaire

Dans une couche fermée, les nucléons ont tendance à former des paires avec $J=0$, et l'interaction d'appariement réduit l'énergie de ces paires, ce qui mène à un condensé des paires dans un état collectif avec un moment angulaire total nul, c'est le cas des noyaux pair-pairs.

Ce condensé de paires est un type de superfluide, en analogie avec ce qui est formé par des corrélations des paires des électrons dans un métal. La différence fondamentale entre ces deux systèmes, est qu'il y a une attraction directe entre les nucléons, tandis qu'il y a une répulsion coulombienne entre les électrons.

L'excitation d'un noyau peut être produite par brisure d'une ou de plusieurs paires formant ce condensé. L'excitation la plus basse résultante d'une paire cassée, a une énergie égale à l'énergie d'appariement 2Δ au dessus de l'état fondamental [5].

Les corrélations d'appariement, les phénomènes de la supraconductivité et, la superfluidité sont essentiellement reliés à l'interaction fondamentale, si elle est par exemple l'interaction *nucléon-nucléon*, ou l'interaction entre les atomes de ^3He .

III.3.1. Caractéristiques de l'interaction nucléon-nucléon

L'interaction entre les nucléons est caractérisée par :

- L'existence d'un cœur fortement répulsif aux courtes distances, avec un rayon caractéristique de 0.5 à 1 fm. L'interaction obéit aux différentes symétries, comme la symétrie : de translation, de réflexion, rotationnelle, ou spatiale [1].
- La grande dépendance aux nombres quantiques (le spin total du noyau J , et l'isospin T), à travers la force tensorielle résultante du couplage des différents moments angulaires.

Bien qu'il n'y ait pas une précision unique, de la construction de l'interaction $N-N$, une description de cette interaction en termes d'échanges mésoniques [38], est la représentation la plus courante dans le régime d'énergie de la physique et de la structure nucléaire : domaine des énergies basses et intermédiaires [28].

Dans cette discussion de l'appariement, il est suffisant de se limiter aux termes centraux, *Spin-Spin*, tenseur, et *Spin-Orbite* de l'interaction nucléaire. Le gap d'appariement est déterminé par la partie attractive, de l'interaction $N-N$.

L'interaction est donnée par la formule [1]:

$$V(r) = \left\{ C_C^0 + C_C^1 + C_\sigma \sigma_1 \sigma_2 + C_T \left[1 + \frac{3}{m_\alpha r} + \frac{3}{(m_\alpha r)^2} \right] S_{12}(\hat{r}) + C_{SL} \left[\frac{1}{m_\alpha r} + \frac{1}{(m_\alpha r)^2} \right] L \cdot S \right\} \frac{e^{-m_\alpha r}}{m_\alpha r} \quad (\text{III.28})$$

Où:

m_α : est la masse du méson.

S_{12} : est le terme tenseur, tel que : $S_{12} = \sigma_1 \sigma_2 \hat{r}^2 - \sigma_1 \hat{r} \sigma_2 \hat{r}$

σ : Opérateur standard pour les particules ayant un spin égale à $-\frac{1}{2}$.

Pour les modèles des échanges mésoniques, nous devons avoir l'échange des mésons π , η , ρ , ω , σ , et δ .

Pour l'onde 1S_0 , le potentiel est attractif pour le moment $k \leq 1.74 \text{ fm}^{-1}$ (ou pour une distance interparticulaire $r \geq 0.6 \text{ fm}$) figure (III.1) [1]

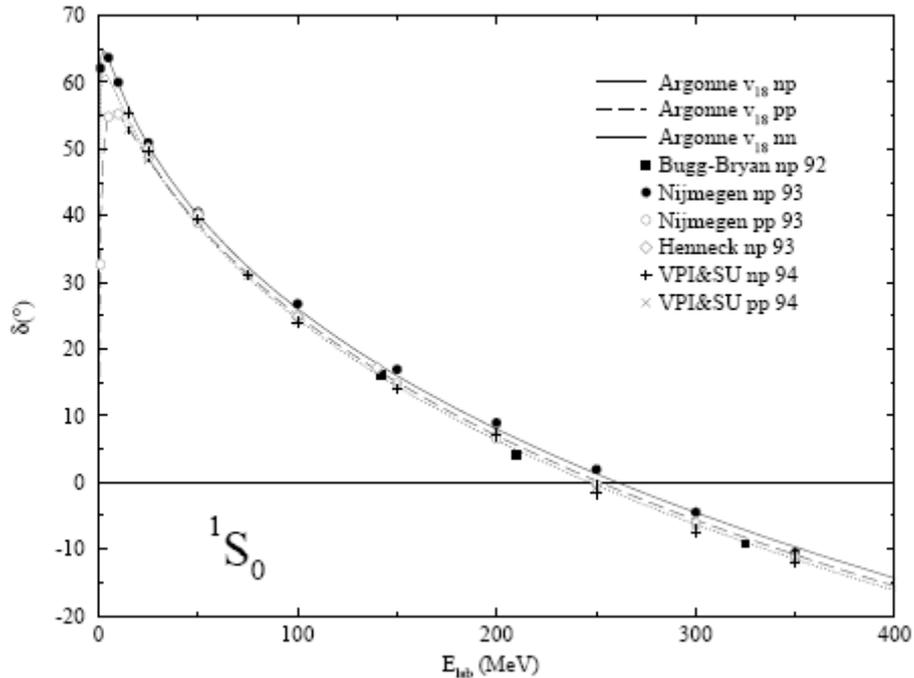


Figure III.1: Déphasage pour les diffusions $n-p$, $n-n$ et $n-p$, comparé aux différentes analyses par ondes partielles [38].

Dans le régime à faible couplage, où l'interaction est faible et attractive, un gaz de fermions peut devenir un superfluide instable à basses températures, et un gaz de paires de Cooper est formé. Ce gaz sera entouré par des fermions non appariés.

Le couplage faible veut dire un régime où la longueur de liaison est plus longue que l'espacement entre les particules.

Dans la limite du couplage fort, les orbitales des paires ont des espacements faibles. La longueur de liaison est petite, et les paires formées peuvent être traitées comme un gaz de boson.

En physique nucléaire, pour l'onde 1S_0 nous devons avoir deux limites de couplage faible :

- Où le potentiel est faible, et attractif pour un espacement interparticulaire large.
- Où le potentiel devient répulsif à $r=0.6 fm$.

III.3.2. Interactions effectives

Le but des calculs microscopiques de la structure nucléaire, est de dériver les différentes propriétés des forces nucléaires et des noyaux, telles que les énergies des états fondamentaux, les énergies des premiers états excités, les transitions électromagnétiques... Dans cette partie, nous considérons les interactions effectives, qui nous aident à étudier les propriétés de la structure nucléaire.

Les propriétés de l'interaction effective sont calculées, à l'aide des interactions nucléon-nucléon, par la résolution de l'équation de Schrödinger (I.3) d'un système à A corps.

Pour déterminer les fonctions d'onde propres de cet hamiltonien, nous avons choisi une base de l'oscillateur harmonique, avec une énergie donnée par $\hbar\Omega$, tel que :

$$\hbar\Omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3} \quad (\text{III.29})$$

Dans les calculs de la structure nucléaire, il est important de diviser l'espace d'Hilbert en deux parties :

- Un espace modèle défini par l'opérateur P , tel que :

$$P = \sum_{i=1}^d |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \quad (\text{III.30})$$

Où d est la taille de l'espace modèle [39].

- Un espace exclu défini par l'opérateur Q , tel que :

- $$Q = \sum_{i=d+1}^{\infty} |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \quad (\text{III.31})$$

L'approximation est telle que les composants de ces états peuvent être reproduits par des configurations constituées un petit nombre de particules et de trou occupant, physiquement, des orbitales précisées, ces dernières définissent l'espace modèle [40].

Donc l'équation (I.3) peut être réécrite de la façon suivante :

$$\begin{aligned} PH_{eff}P\psi_i &= P(H_0 + V_{eff})P\psi_i \\ &= E_i P\psi_i \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

Où :

H_{eff} est un hamiltonien effective influe, seulement, dans l'espace model choisi.

H_0 est l'hamiltonien non perturbé.

Et l'interaction effective est donnée par l'expression :

$$V_{eff} = \sum_{i=1}^{\infty} V_{eff}^i \quad (\text{III.33})$$

Où:

V_{eff}^i est l'interaction effective à i corps.

Dans les calculs du modèle en couches nucléaire, il est habituel d'ajouter l'interaction effective à un corps V_{eff}^1 à la partie non perturbée de l'hamiltonien H , donc :

$$H_{eff} = \hat{H}_0 + \sum_{i=1}^{\infty} V_{eff}^i \quad (\text{III.34})$$

Où :

$$\hat{H}_0 = H_0 + V_{eff}^1 \quad (\text{III.35})$$

Ce qui permet de remplacer les valeurs propres de \hat{H}_0 , par les énergies empiriques de la particule individuelle (single particle energies) des orbitales des nucléons de l'espace modèle.

La quantité à calculer, est l'interaction effective à deux ou plusieurs corps $\sum_{i=2}^{\infty} V_{eff}^i$. On s'intéresse à l'interaction effective à deux corps $V_{eff} = V_{eff}^2$.

Cette interaction nucléon-nucléon V^2 est appropriée en physique nucléaire à basses et intermédiaires énergies. Pour résoudre l'équation de Schrödinger, on utilise le potentiel *C-D Bonn* (*Charge-Dependent of the Bonn potential models.*) [10,41]

Ce problème est résolu par introduction de la matrice de réaction G , obtenue par résolution de l'équation de *Bethe-Goldstone* [40,42]:

$$G = V + V \frac{Q}{\omega - H_0} G \quad (\text{III.36})$$

Où :

ω est l'énergie non perturbée des nucléons en interaction.

H_0 est l'hamiltonien non perturbé.

Q est un opérateur de projection.

La matrice G est la somme sur tous les types de schémas. Cette somme est supposée normaliser pour la partie répulsive de courte portée de l'interaction. L'interprétation physique de cette somme, est qu'une particule doit interagir avec les autres particules un nombre infini de fois pour reproduire une interaction finie.

Pour construire l'opérateur de Pauli définissant G , il faut prendre en compte le fait que les neutrons et les protons ont, dans le cas général, des couches fermées différentes.

Premièrement, on donne l'expression de l'opérateur *Q-Box* [43] :

$$P\widehat{Q}P = PGP + P \left[G \frac{Q}{\omega - H_0} G + G \frac{Q}{\omega - H_0} G \frac{Q}{\omega - H_0} G + \dots \right] P \quad (\text{III.37})$$

On peut donc, obtenir l'interaction effective $H_{eff} = \widehat{H}_0 + V_{eff}^2$ en terme de Q -Box avec :

$$V_{eff}^2(n) = \widehat{Q} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m!} \frac{d^m \widehat{Q}}{d\omega^m} \{V_{eff}^2(n-1)\}^m \quad (\text{III.38})$$

Où:

$V_{eff}^2(n)$ représente l'interaction effective après $(n-1)$ itération. L'itération '0' est représentée par le Q -Box.

Observons que l'interaction effective $V_{eff}^2(n)$ est développée à une énergie bien précisée ω , comme dans le cas de la matrice G .

L'interaction effective à deux corps V_{eff}^2 , est utilisée dans les calculs du modèle en couches nucléaire [43].

III.3.3. Équation du gap d'appariement

La méthode générale pour résoudre l'équation du gap d'appariement, est développée par S. S. Pankratov et al. [44]. Pour décrire le formalisme nécessaire, il utilise la méthode à deux étapes pour résoudre l'équation microscopique du gap :

$$\Delta = \nu A^s \Delta \quad (\text{III.39})$$

Où ν est le potentiel N-N.

$A^s = GG^s$ tel que G et G^s sont les fonctions de green à un corps avec et sans effet d'appariement respectivement.

Dans la théorie de la matière nucléaire l'équation du gap est l'approximation BCS, où l'interaction N-N doit remplacer ν dans cette équation.

L'espace d'Hilbert S des états à deux particules est séparé en deux, $S = S_0 + S'$. Le premier est le sous espace où l'équation du gap est considérée, et l'autre est le sous espace complémentaire [45]. Ils sont séparés par l'énergie E_0 , de manière à se que S_0 contient tous les états à deux corps (λ, λ') avec les énergies à particules individuelles (SPE) $\varepsilon_\lambda, \varepsilon_{\lambda'} < E_0$. Le sous-espace S' contient les états à deux corps pour les quels une des énergies $\varepsilon_\lambda, \varepsilon_{\lambda'}$ ou les deux sont plus grandes que E_0 . Les effets d'appariement peuvent être négligés dans S' si E_0 est suffisamment large.

La validité de l'inégalité $\frac{\Delta^2}{(E_0 - \mu)^2} \ll 1$ est la preuve de cette approximation.

Par correspondance, l'opérateur A est représenté par $A = A_0^s + A^p$.

L'équation du gap peut être réécrite dans le sous espace S_0 :

$$\Delta = V_{eff}^p A_0^s \Delta \quad (\text{III.40})$$

Où V_{eff}^p est l'interaction effective d'appariement.

III.4. Appariement dans les noyaux finis

Le moyen pour analyser les corrélations d'appariement dans les noyaux finis, est le modèle en couches nucléaire, avec des espaces modèle et des interactions effectives définis.

III.4.1. Opérateur de paires

Comme nous avons vu dans le premier chapitre, le modèle en couches nucléaire est défini par des états de particules individuelles couplées avec les nombres quantiques n, l, j, m . Dans une base invariante, les états à un corps ont des énergies ε_{ij} , indépendantes de m . Les énergies de la particule individuelle SPE peuvent être différentes pour les neutrons et pour les protons. Il est alors commode d'introduire l'isospin $t_z = \pm 1/2$ dans la description de l'état, noté $\alpha \equiv l, j, m, t_z$. Ces orbitales définissent l'espace modèle P , pendant que les autres orbitales définissent l'espace exclu Q [39]. Les équations (III.30) et (III.31) donnent les expressions de P et Q , avec une dimension d pour l'espace P .

L'hamiltonien du modèle en couches \hat{H} peut être exprimé sous la forme :

$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3 + \dots$, où \hat{H}_1 est un terme à un corps, typiquement représenté par les énergies expérimentales des particules individuelles (SPE).

Le terme à deux corps (équation III.38) est donné en termes des éléments de matrice non couplés V . Ces éléments de matrice doivent obéir à une invariance dans l'opération de rotation, à une conservation de parité, et à une invariance de l'isospin.

Pour expliciter l'invariance en rotation et en isospin, nous récrivons l'hamiltonien à deux corps sous la forme :

$$\hat{H}_2 = \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \sum_{JT} [(1 + \delta_{\alpha\beta})(1 + \delta_{\gamma\delta})]^{1/2} V_{JT}(\alpha\beta, \gamma\delta) \sum_{MT_z} \hat{A}_{JT, MT_z}^+(\alpha\beta) \hat{A}_{JT, MT_z}(\gamma\delta) \quad (\text{III.41})$$

Où l'opérateur de paires est :

$$\hat{A}_{JT,MT_z}(\alpha\beta) = \sum_{m_\alpha, m_\beta, t_\alpha, t_\beta} \langle j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta | JM \rangle \left\langle \frac{1}{2} t_\alpha \frac{1}{2} t_\beta \middle| TT_z \right\rangle a_{j_\beta m_\beta t_\beta}^+ a_{j_\alpha m_\alpha t_\alpha}^+ \quad (\text{III.42})$$

Dans cette expression, (JM) sont les nombres quantiques des moments angulaires couplés et (TT_z) sont les nombres quantiques des isospins couplés.

Les éléments de matrices à deux corps couplés V_{JT} définissent les interactions des particules de valence, dans l'espace donné du modèle en couches. Ceux sont des éléments de matrice d'un potentiel scalaire $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, définis par :

$$\left\langle \left[\psi_{j_\alpha, t_\alpha}(\vec{r}_1) \times \psi_{j_\beta, t_\beta}(\vec{r}_2) \right]^{JM, TT_z} \middle| V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \middle| \left[\psi_{j_\delta, t_\delta}(\vec{r}_1) \times \psi_{j_\gamma, t_\gamma}(\vec{r}_2) \right]^{JM, TT_z} \right\rangle \quad (\text{III. 43})$$

Ces éléments de matrices sont indépendants de M et T .

Remarquons que le terme à trois corps ou les termes plus élevés ne sont pas inclus dans une interaction effective.

III.4.2. Isotopes de l'étain et interaction N-N

Récemment, les noyaux loin de la ligne de la stabilité β ont reçu beaucoup d'attention en physique de la structure nucléaire. Les études théoriques et expérimentales ont été dédiées à la région de ^{100}Sn , incluant la chaîne des isotopes de l'étain jusqu'au ^{132}Sn .

L'obtention d'une interaction effective à deux corps commence avec une interaction N-N, appropriée pour la physique nucléaire aux énergies basses et intermédiaires.

L'étape suivante dans le plan à deux corps, est le traitement du cœur répulsif du potentiel N-N, peu approprié par les approches perturbatives. Ce problème est résolu par introduction de la matrice G , représentant la somme sur tous les schémas.

Cette somme est proposée pour renormaliser la partie répulsive à courte portée de l'interaction. L'interprétation physique de cette proposition, est que les particules doivent interagir les unes avec les autres une infinité de fois, pour reproduire une interaction finie [40]. Puisque la matrice G correspond à la sommation, il y a d'autre terme à inclure, dans une interaction effective (section III.3.2). L'interaction effective donnée par la matrice G , inclue toutes les ondes partielles jusqu'à $l=10$. Les effets à longue portée, représentés par la polarisation du cœur sont nécessaires. Pour prendre en compte ces effets, les éléments de matrice G sont normalisés par l'utilisation de la méthode Q -Box (équation III.38).

La chaîne isotopique des isotopes pair-pairs de l'étain (de ^{102}Sn à ^{142}Sn), a montrée l'existence de fortes corrélations d'appariement, à travers les valeurs des énergies d'excitation des niveaux 2_1^+ , qui sont pratiquement constantes.

Le tableau (III.1) montre les énergies d'excitation expérimentales des niveaux 2_1^+ , des isotopes de l'étain de ^{116}Sn à ^{142}Sn , les ondes partielles $^1\text{S}_0$ et $^3\text{P}_2$ sont très importantes pour reproduire la constance des espacements dans la chaîne des isotopes pair-pairs de l'étain [10,43].

	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn	^{126}Sn	^{128}Sn	^{130}Sn	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn	^{140}Sn	^{142}Sn
E_{ex}	1.29	1.23	1.17	1.14	1.13	1.14	1.17	1.23	0.73				
V_{eff}	1.17	1.15	1.14	1.15	1.14	1.21	1.28	1.46	0.77	0.73	0.76	0.80	0.75

Tableau (III. 1) : Énergies d'excitation des niveaux 2_1^+ des isotopes pair-pair de l'étain $^{116-142}\text{Sn}$, pour différentes approches à l'interaction effective. Les énergies sont en MeV .

La figure III.2 représente les énergies d'excitation des niveaux 2_1^+ des isotopes $^{116-142}\text{Sn}$. Remarquons que pour chaque approche les valeurs de ces énergies sont presque constantes, et varient dans un intervalle de 0.7 MeV .

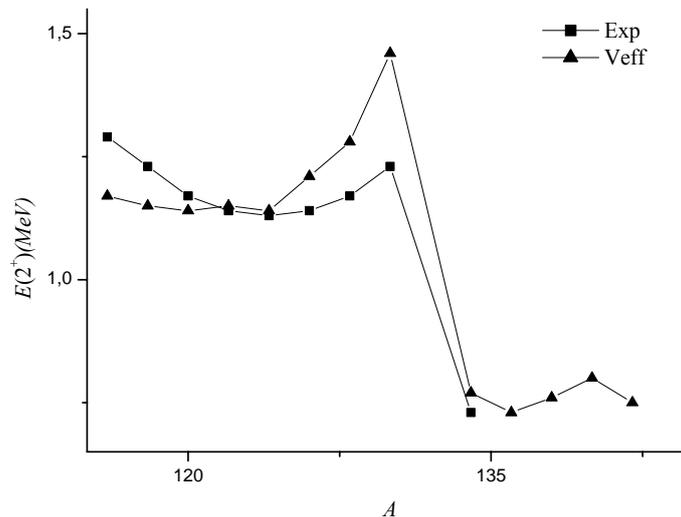


Figure (III.2) : Énergies d'excitation expérimentales et calculées du niveau 2_1^+ des isotopes $^{116-142}\text{Sn}$ de l'étain.

III.5. Gap d'appariement de multiplets

Expérimentalement, la partie pair-impair de l'énergie de liaison montre clairement des corrélations nucléon-nucléon dans les noyaux. Cette partie est analysée par les différences entre les énergies de liaison des noyaux voisins.

Récemment, il est prouvé que la formule à trois et à quatre points du gap d'appariement fournis une mesure des corrélations d'appariement, le long des chaînes isotopiques et, isotoniques.

Les composantes $p-p$, $n-n$ et $p-n$ de l'interaction d'appariement, sont données par les différences de masse pair-impair. La figure III.3 schématise cet effet :

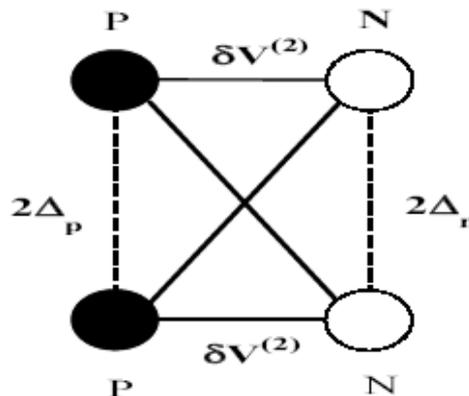


Figure (III.3) : Illustration schématique des corrélations d'appariement $p-p$, $n-n$ et $p-n$ de la particule alpha [46].

Pour déterminer l'énergie d'appariement dans un système à A particule, la formule suivante, en fonction des énergies de liaison des éléments voisins, est souvent utilisée [47] :

$$\Delta_{ij}^{(4)}(A) = \frac{(-1)^A}{4} [3B(A-1) - 3B(A) - B(A-2) + B(A+1)] \quad (\text{III.44})$$

A est le nombre des particules dans le système, i et/ou j peut être un proton et/ou un neutron

Sachant que cette expression à quatre points, peut être utilisée pour calculer l'énergie d'appariement $p-p$, $n-n$, ou $p-n$ par la substitution du nombre de particules par :

➤ **Dans le cas $p-p$:**

$$A+1 \rightarrow (Z+1, N)$$

$$A \rightarrow (Z, N)$$

$$A-1 \rightarrow (Z-1, N)$$

$$A-2 \rightarrow (Z-2, N)$$

➤ **Dans le cas $n-n$:**

$$A+1 \rightarrow (Z, N+1)$$

$$A \rightarrow (Z, N)$$

$$A-1 \rightarrow (Z, N-1)$$

$$A-2 \rightarrow (Z, N-2)$$

➤ **Dans le cas p-n :**

$$A+1 \rightarrow A+2 \rightarrow (Z+1, N+1)$$

$$A \rightarrow (Z, N)$$

$$A-1 \rightarrow A-2 \rightarrow (Z-1, N-1)$$

$$A-2 \rightarrow A-4 \rightarrow (Z-2, N-2)$$

III.5.1. Appariement Proton-Proton

L'énergie d'appariement $p-p$ peut être calculée à partir de l'équation (III.44), et sa formule est représentée par :

$$\Delta_{pp}^{(4)}(Z, N) = \frac{(-1)^{Z+N}}{4} [3B(Z-1, N) - 3B(Z, N) - B(Z-2, N) + B(Z+1, N)] \quad (\text{III.45})$$

Où :

$\Delta_{pp}^{(4)}$ est l'énergie d'appariement $p-p$, en fonction des énergies de liaison des noyaux voisins.

Selon G.Audi [48], l'énergie d'appariement $p-p$ est exprimée par :

$$P_p(A, Z) = \frac{(-1)^{Z+1}}{4} [S_p(A+1, Z+1) - 2S_p(A, Z) + S_p(A-1, Z-1)]$$

Tel que :

$S_p(A, Z)$ est l'énergie de séparation d'un proton, à partir du noyau (A, Z) :

$$S_p(A, Z) = -M(A, Z) + M(A-1, Z-1) + M(p)$$

Où :

$M(A, Z)$ est la masse du noyau ${}^A_Z X_N$.

$M(p)$ est la masse du proton.

$M(A-1, Z-1)$ est la masse du noyau résultant.

Substituons $S_p(A, N)$ par sa formule, nous obtenons :

$$P_p(A, Z) = \frac{(-1)^{Z+1}}{4} [3\delta(A, Z) - 3\delta(A-1, Z-1) - \delta(A+1, Z+1) + \delta(A-2, Z-2)] \quad (\text{III.46})$$

tel que :

$\delta(A, Z)$ est l'excès de masse du noyau ${}^A_Z X_N$ ($M(A, Z) = \delta(A, Z) + A$).

III.5.2. Appariement *Neutron- Neutron*

Les gaps énergétiques observés sont définis par prendre les différences des masses des états fondamentaux, qui sont habituellement, données comme une double différence de masse pair-impair, qui est déterminée à partir des énergies de liaison [49].

Mais il y a des changements en énergie de liaison reliés aux effets à plusieurs corps pour les noyaux doublement magiques.

Le paramètre du gap Δ peut être exprimé en fonction des énergies de liaison de trois systèmes voisins ; et nous pouvons calculer le gap d'appariement $n-n$ d'un système A_ZX_N à partir de la formule (III.44) [47] :

$$\Delta_{nn}^{(4)}(Z, N) = \frac{(-1)^{Z+N}}{4} [3B(Z, N-1) - 3B(Z, N) - B(Z, N-2) + B(Z, N+1)] \quad (\text{III.47})$$

Où :

$\Delta_{nn}^{(4)}$ est l'énergie d'appariement $n-n$.

$B(Z, N)$ est l'énergie de liaison du système A_ZX_N .

Nous pouvons représenter ce gap en fonction du nombre de masse A , comme le montre la figure (III.4):

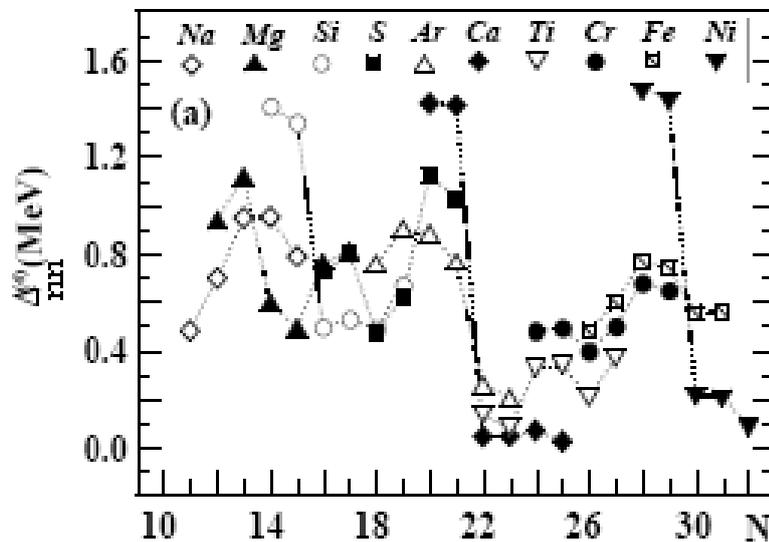


Figure III.4 : Énergie d'appariement $\Delta_{nn}^{(4)}$ en fonction du nombre de neutron N [47]

En fait, l'énergie d'appariement $n-n$ peut être exprimée d'une autre façon. Et selon G. Audi, elle peut être calculée par [48]:

$$P_n(A, N) = \frac{(-1)^{N+1}}{4} [S_n(A+1, N+1) - 2S_n(A, N) + S_n(A-1, N-1)]$$

Où :

$S_n(A, N)$ est l'énergie de séparation d'un neutron, du noyau (A, Z) , tel que :

$$S_n(A, N) = -M(A, N) + M(A-1, N-1) + M(n)$$

$M(A, N)$ est la masse du noyau ${}^A_Z X_N$.

$M(n)$ est la masse du neutron.

$M(A-1, N-1)$ est la masse du noyau résiduel.

Substituons $S_n(A, N)$ par sa formule :

$$P_n(A, N) = \frac{(-1)^{N+1}}{4} [-\delta(A+1, N+1) + 3\delta(A, N) - 3\delta(A-1, N-1) + \delta(A-2, N-2)] \quad (\text{III.48})$$

III.5.3. Appariement *Proton-Neutron*

Récemment, l'étude des interactions proton-neutron ($p-n$) a eu une grande importance dans l'étude des phénomènes de l'appariement dans les noyaux riches en protons et les noyaux riches en neutrons.

Ces interactions sont très fortes dans les noyaux $N \approx Z$, où les particules de valence dans les mêmes orbitales ont de grands recouvrements, et jouent un rôle très important dans les structures de ces noyaux.

Pour étudier les interactions $p-n$, les doubles différences des énergies de liaison sont les mesures les plus appropriées.

Ces valeurs observées montrent des comportements caractéristiques, pour les noyaux $N \approx Z$, et révèlent leurs propriétés [50].

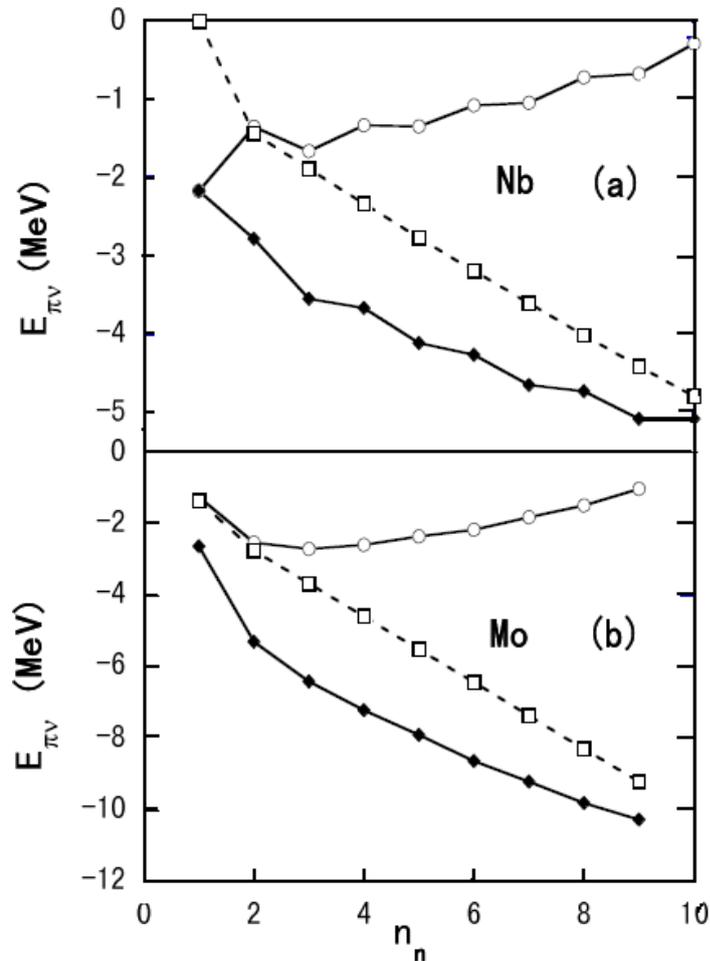


Figure (III.5) : Énergies d'interaction p-n calculées, en fonction de nombre des neutrons de valence n_n . (a) pour les isotopes de Nb, et (b) pour les isotopes de Mo. Les cercles vides présentent la partie p-n de l'énergie d'interaction, les carrés vides présentent l'énergie d'interaction p-n pour l'isospin $\tau=0$, et les losanges présentent l'énergie totale de l'interaction p-n [50].

Selon le schéma (III.3), la corrélation p-n est représentée par l'opérateur $\delta V^{(2)}(Z, N)$

Définissons la double différence des énergies de liaison de l'ordre m , comme une approximation de la corrélation p-n, sous la forme:

$$\delta V^{(m)}(Z, N) = \delta^{(m)} B(Z, N)$$

Où $B(Z, N)$ est l'énergie de liaison nucléaire, et l'opérateur $\delta^{(m)}$ est définis comme :

$$\delta^{(m)} f(Z, N) = -\frac{1}{m^2} [f(Z, N) - f(Z, N - m) - f(Z - m, N) + f(Z - m, N - m)]$$

Pour la fonction de l'énergie de liaison B et l'ordre '2' de la double différence, nous avons :

$$\begin{aligned}
\delta^{(2)}B(Z, N) &= -\frac{1}{2^2} [B(Z, N) - B(Z, N-2) - B(Z-2, N) + B(Z-2, N-2)] \\
&= \delta V^{(2)} \\
&= -\frac{1}{4} [B(Z, N) - B(Z, N-2) - B(Z-2, N) + B(Z-2, N-2)]
\end{aligned}$$

D'autre part, de la formule (III.44), nous obtenons :

$$\Delta_{pn}^{(4)}(Z, N) = \frac{(-1)^{Z+N}}{4} [3B(Z-1, N-1) - 3B(Z, N) - B(Z-2, N-2) + B(Z+1, N+1)] \quad (\text{III.49})$$

$\Delta_{pn}^{(4)}$ est l'énergie d'appariement $p-n$, en fonction des énergies de liaison, des noyaux voisins.

Selon G. Audi [48], cette énergie est aussi définis par la formule :

$$P_d = \frac{(-1)^{Z+1}}{4} [S_d(A+2, Z+1) - 2S_d(A, Z) + S_d(A-2, Z-1)]$$

Où :

$S_d(A, Z)$ est l'énergie de séparation d'un deuton, du noyau (A, Z) , tel que :

$$S_d(A, Z) = -M(A, Z) + M(A-2, Z-1) + M(d)$$

$M(d)$ est la masse du deuton.

$M(A-2, Z-1)$ est la masse du noyau résultant.

Substituons S_d par sa formule :

$$P_d(A, Z) = \frac{(-1)^{Z+1}}{4} [M(A-4, Z-2) + 3M(A, Z) - 3M(A-2, Z-1) - M(A+2, Z+1)]$$

Sachant que $M = \delta + A$ (δ est l'excès de masse.), donc :

$$P_d(A, Z) = \frac{(-1)^{Z+1}}{4} [\delta(A-4, Z-2) - 3\delta(A-2, Z-1) + 3\delta(A, Z) - \delta(A+2, Z+1)] \quad (\text{III.50})$$

Chapitre IV

IV.CALCULS SPECTROSCOPIQUES

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons les interactions effectives de base utilisées dans la région de l'étain ^{132}Sn . Les modifications effectuées sur ces interactions, sont réalisées au moyen du phénomène d'appariement. Les noyaux impair-impairs dans cette région de masse étudiés sont ^{134}Sb , ^{136}Sb , et ^{136}I , avec deux et quatre particules de valence, respectivement. Les énergies d'excitation, les probabilités de transition électromagnétiques, et les moments électromagnétiques, sont déterminés.

Nous discuterons les résultats obtenus après notre modification en les comparant aux données expérimentales existantes.

IV.1.1. Rappels sur le code Oxbash

Oxbash est l'un des codes de calculs de modèle en couches avec des dimensions d'environ 100.000 dans l'arrangement JT et environ 2.000.000 dans le schéma-m. Oxbash contient une bibliothèque d'espaces et d'interactions modèles [51].

Le code Oxbash utilise une base de déterminant de Slater dans le schéma-m, générée à l'aide du programme 'BASIS', pour un nombre donné de particules et une projection J_z et T_z . Par la technique de projection, les états de base avec les bons spins J ($J \geq J_z$) et isospin T ($T \geq T_z$) sont construits par le programme 'PROJ'. Le programme 'MATRIX' construit la matrice hamiltonienne que 'LANCZOS' diagonalise et détermine les vecteurs propres et valeurs propres. Par tous ces programmes, on peut lire les résultats des énergies de liaison de chaque état excité et construire les spectres en énergies des noyaux étudiés. Par 'TRAMP', on peut calculer les éléments de matrice des 'amplitudes de fonction de parentage' (fpa), les densités de transition à un ou deux corps, et les recouvrements de deux ou trois fonctions d'ondes. Enfin 'TRANS' peut être utilisé pour calculer les moments électromagnétiques, les probabilités de transitions réduites électromagnétiques, Gamow-Teller, etc...

Chaque sous-routine du code Oxbash utilise les résultats de la sous-routine précédente comme données.

IV.1.2. Interactions kh5082 et cw5082

Pour la région de masse $A = 132$, plusieurs interactions sont utilisées dans les calculs du code Oxbash dans le cadre du modèle en couches : *kh5082*, *cw5082*, et *cwg* [51].

Sur la lumière des données expérimentales récentes, l'introduction de quelques modifications sur les interactions de cette région est avérée nécessaire, en ajustant les éléments de matrice à deux corps. Cette méthode, en minimisant les écarts entre les spectres calculés et les spectres expérimentaux, permet d'obtenir une bonne description spectroscopique des noyaux.

La construction d'interaction dans le cadre du modèle en couches, applicables aux noyaux à quelques nucléons de valence dans la région doublement magique ^{132}Sn , a été possible grâce à la découverte des transitions β^- dans les décroissances des noyaux ^{133}Sn , ^{134}Sn , ^{134}Sb [47]. Ces dernières avaient offert l'opportunité de l'extension des théories établies dans la région du ^{208}Pb aux régions doublement magiques plus basses.

Des interactions ont alors été construites dans la région du ^{132}Sn [23]. Ces différentes interactions sont extraites par modification de l'interaction trou-trou de Kuo-Herling de la région de ^{208}Pb [23]. Ces modifications portent soit sur les énergies à une seule particule, soit sur les éléments de matrice à deux corps (TBME), soit sur les deux. Cette interaction utilise les éléments de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction Kuo- Herling (KH) "bare + one particle-one hole (1p1h)" ou "bare G matrix + core polarization" [13]. Tous ces éléments ont été multipliés par le facteur de masse $(132/208)^{-1/3}$. Ce facteur est une estimation de la dépendance en masse de l'énergie dans la base de l'oscillateur harmonique [52].

$$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle = \left(\frac{132}{208} \right)^{-1/3} \left\{ k_{bare} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare} + k_{ph} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{ph} \right\} \quad (\text{IV.1})$$

L'espace modèle considéré est Z50N82, composé de :

-4 orbitales de la couche majeure $N = 4$ de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de $N = 5$ de parité opposée, soit : $\pi (1g_{9/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2} \text{ et } 1h_{11/2})$, pour les protons.

-5 orbitales de la couche majeur $N = 5$ de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de $N = 6$ de parité opposée, soit : $\nu (1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2} \text{ et } 1i_{13/2})$, pour les neutrons.

Les énergies de la particule indépendantes (singles particle energies *SPE*) sont référées par rapport à un niveau précis, niveau de référence à une énergie nulle. Ces *SPE* sont représentés dans la figure IV.1:

L'interaction SMPN est obtenue en utilisant l'énergie de liaison du ^{134}Te (-20.56 MeV) et ces trois énergies d'excitation des états 2^+ , 4^+ , et 6^+ prédominés par le multiplet $(\pi 1g_{7/2})^2$, et quatre éléments de matrice $(\pi-\pi)$ de l'interaction cw5082 sont modifiés

IV.2. Effet d'appariement nucléaire

Dans le deuxième chapitre, nous avons justifié l'approximation de champ moyen pour le système nucléaire. Il y a cependant beaucoup d'états excités non reproductibles dans le cadre des excitations de modèle en couches. Donc, il est nécessaire d'introduire des méthodes plus élaborées, qui nous permettent d'aller au-delà de cette approximation afin d'inclure et de tenir compte des corrélations entre les nucléons dans le traitement d'un système [38]. Ces corrélations sont responsables de l'amélioration considérable de certains taux de transitions électromagnétiques, dans la détermination des énergies d'excitation, dans le calcul de l'énergie fondamentale, et aussi pour le traitement de mouvements collectifs de basse énergie. Ainsi, il est à noter que les corrélations d'appariement dans le système nucléaire sont graduellement enclenchées à travers l'augmentation progressive du nombre de nucléons de valence.

Cette constatation se fait en faveur du régime corrélé dans la région de masse $A = 132$, typiquement pour des noyaux à couches ouvertes.

Notre but est de donner une explication cohérente de la présence de l'effet d'appariement dans le système nucléaire, en proposant une quantité directement liée au gap d'appariement et quantifiée dans les éléments de matrices à deux corps. L'étude portera sur les corrélations d'appariement particule-particule de type $(p-n)$, $(n-n)$ et $(p-p)$.

IV.3. Modifications proposées

Dans nos calculs, nous utilisons ^{132}Sn comme cœur inerte et $Z50N82$ comme espace modèle composé des orbitales : $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, et $1h_{11/2}$ pour les protons et $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, et $1i_{13/2}$ pour les neutrons, avec les énergies de la particule individuelle (-9.6629), -8.7005, -7.2233, -6.9657 et -6.8714 pour les protons et -0.8944, -2.4553, -0.4507, -1.6016, -0.7996 et +0.2397 pour les neutrons, respectivement [54].

Ces énergies individuelles de neutrons sont tirées à partir des énergies de liaison expérimentales du noyau ^{133}Sn sauf l'état $1i_{13/2}$ qui est pris à partir de [55], de même les SPE de protons sont celles des niveaux du noyau ^{133}Sb avec l'énergie de l'état $3s_{1/2}$ donnée en [56]. Nos modifications sont basées sur la détermination des énergies d'appariement ($p-n$), ($n-n$) et ($p-p$), calculées par les relations (III.44), (III.49), et (III.50) citées dans le chapitre III. Nous modifions l'interaction $kh5082$.

Avant d'énoncer les modifications proposées, nous avons d'abord calculé le gap d'appariement $p-n$, en utilisant l'équation (III.50), pour les isotones impair-impairs ayant $N=83$ dans cette région de masse (figure IV.2).

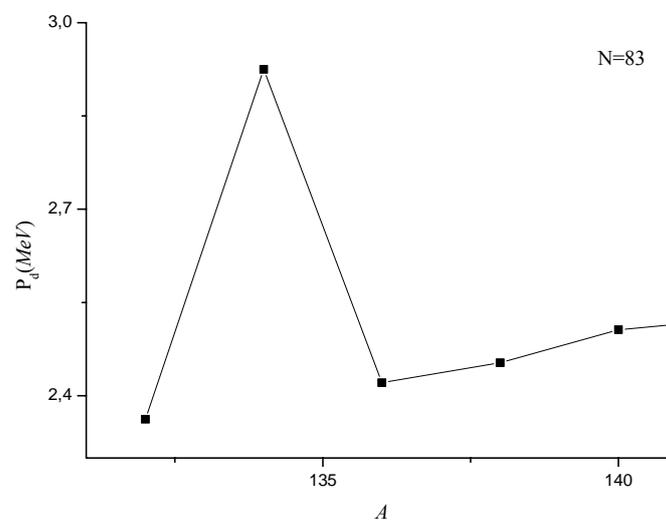


Figure IV. 2 : Énergies du gap d'appariement $p-n$ en fonction du nombre de masse A .

Dans le cas du noyau à un multiplet $p-n$ seul, le gap d'appariement est plus important, en comparant avec le cas des noyaux ayant des particules appariées en plus du multiplet $p-n$.

➤ Cas du noyau ^{134}Sb

Nous calculons l'énergie d'appariement $p-n$, du noyau ^{134}Sb à partir de la relation (III.50). La quantité $\{2P_d(A, Z) - E_{kh5082}^{7-}({}_{51}^{134}\text{Sb})\}$, où $2P_d$ correspond au gap d'appariement, est soustraite à l'élément de matrice de l'interaction $kh5082$. Enfin, nous multiplions l'élément de matrice résultant par un facteur de renormalisation. Ce facteur est le rapport entre l'énergie expérimentale du niveau 7^- du noyau ^{134}Sb , et celle théorique obtenue par l'interaction $kh5082$.

Nous modifions les éléments de matrice *neutron-proton* de configuration $(\pi 1g_{7/2} \nu 2f_{7/2})^2$ permettant d'obtenir les états de moments $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$, et 7^- . L'interaction obtenue est nommée *Anpkh*.

Pour les noyaux ayant quatre particules de valence, la modification est basée sur l'utilisation des énergies d'appariement (*n-n*), et (*p-p*).

➤ **Cas du noyau ^{136}Sb**

Dans ce cas, les particules de valence constituent une paire *n-n* en plus de la paire *p-n*. Nous calculons les énergies d'appariement *p-n* et *n-n*, pour le noyau ^{136}Sb à partir des relations (III.44) et (IV.2) [49, 53]. De même, la quantité $\{2\Delta_{pn}^4(A, Z) - E_{kh5082}^{2-}({}^{136}_{51}\text{Sb})\}$ est soustraite aux éléments de matrice *p-n* de l'interaction *kh5082*. L'élément de matrice *p-n* résultant est renormalisé par un facteur, résultant du rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie déduite par l'interaction *kh5082*, pour le niveau 2^- .

Les modifications des éléments *p-n* concernent les états ayant $j^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^-$, et 8^- . De plus, les six éléments de matrice à deux corps (TBME) *n-n* diagonaux à $J^\pi = 0^+$ sont normalisés par le facteur proposé pour reproduire l'énergie de liaison expérimentale de ^{134}Sn de l'état fondamental [43].

Les modifications des éléments *n-n* concernent aussi les états $2^+, 4^+, 6^+$ et 8^+ . Le calcul de l'énergie du gap *n-n* Δ_n est obtenu par la formule [49] :

$$\Delta_n \approx \frac{(1)^N}{2} (B(Z, N+1) - 2B(Z, N) + B(Z, N-1)) \quad (\text{IV.2})$$

Par ces modifications, nous obtenons une nouvelle interaction *Annpkh*.

➤ **Cas du noyau ^{136}I**

Dans le cas où les particules de valence constituent une paire *p-p* en plus de la paire *p-n*, les énergies d'appariement *p-n* et *p-p* sont calculées par les relations (III.44) et (IV.3). C'est le cas du noyau ^{136}I . La quantité $\{2\Delta_{pn}^4(A, Z) - E_{kh5082}^{2-}({}^{136}_{51}\text{I})\}$ est ensuite soustraite des éléments de matrice *p-n* de l'interaction *kh5082*. L'élément de matrice *p-n* résultant est renormalisé par un facteur, résultant du rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie déduite par l'interaction *kh5082*, pour le niveau 2^- .

Les modifications des éléments *p-n* concernent les états ayant $j^\pi = 1^-, 2^-, 6^-, 3^-, 7^-$ et 4^- .

Les modifications des éléments p - p concernent aussi les états 0^+ , 2^+ , 4^+ , et 6^+ . Le calcul de l'énergie du gap p - p Δ_p est obtenu par la formule [46]:

$$\Delta_p \approx \frac{(1)^N}{2} (B(Z+1, N) - 2B(Z, N) + B(Z-1, N)) \quad (\text{IV.3})$$

Par ces modifications, nous obtenons une nouvelle interaction $Anppkh$.

IV.4. Étude du noyau impair-impairs à 2 nucléons de valence : ^{134}Sb

IV.4.1. Énergies d'excitation

Noyau près des couches fermées présentant une importance dans l'étude de la structure nucléaire, le noyau ^{134}Sb est un noyau à un proton et un neutron en plus du cœur inerte ^{132}Sn . Ce noyau a la configuration $(\pi 1g_{7/2})^1 (v 1f_{7/2})^1$, pour les niveaux 0^- , 1^- , 2^- , 3^- , 4^- , 5^- , 6^- et 7^- [57, 13]. Les niveaux 0^- , 1^- , 2^- , 3^- sont les niveaux observés dans la décroissance β^- du noyau ^{134}Sn [57], tandis que les niveaux 7^- , 4^- , 5^- , et 6^- sont les niveaux peuplés par l'intermédiaire de la décroissance β^- suivie de l'émission d'un neutron retardé du noyau ^{135}Sn [57].

Les calculs microscopiques pour ce noyau sont faits à l'aide du code *Oxbash* dans l'espace modèle *Z50N82*. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (IV.1), et représentés sur la figure (IV.3). Les résultats expérimentaux sont tirés des références [14, 58].

J^π	<i>Exp</i> (keV)	<i>Anpkh</i> (keV)	<i>kh5082</i> (keV)	<i>SMPN</i> (keV)	<i>CWG</i> (keV)
0^-	0	0	1	0	0
1^-	13	11	0	179	333
7^-	279	297	379	309	402
2^-	331	388	411	354	404
3^-	383	374	407	379	588
5^-	442	451	496	486	613
4^-	555	580	659	590	705
6^-	617	647	761	752	751

Tableau IV.1 : Résultats de calcul des niveaux énergétiques du ^{134}Sb , en utilisant les interactions *Anpkh*, *kh5082*, *SMPN* et *CWG* [51, 52].

Remarquons que les résultats obtenus par l'interaction $Anpkh$ sont plus proches des données expérimentales.

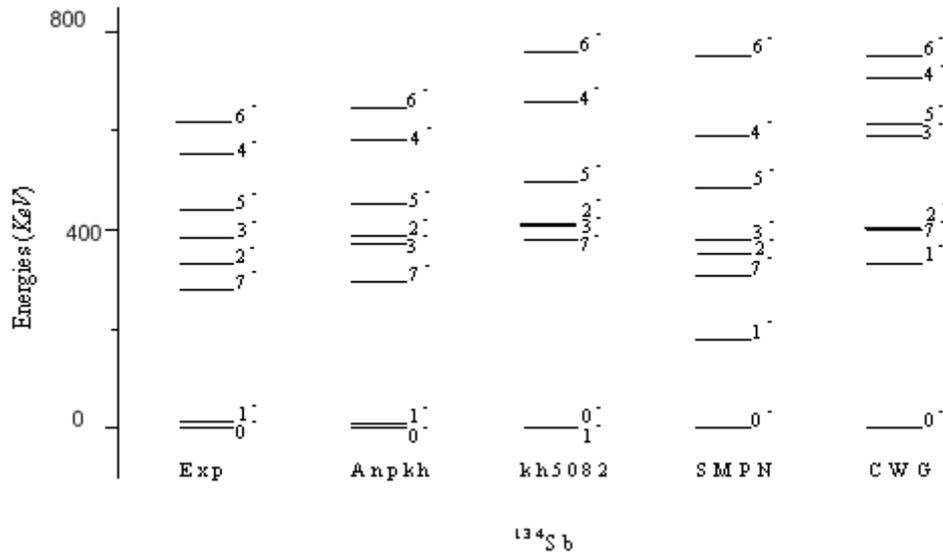


Figure IV.3 : Spectres énergétiques expérimental [14, 58] et calculés du noyau ^{134}Sb .

IV.4.2. Probabilités de transitions électromagnétiques

Dans cette partie, nous avons calculé les probabilités réduites de transitions électromagnétiques $B(E2)$ et $B(M1)$ entre différents niveaux du noyau ^{134}Sb , par les interactions ($Anpkh$, et $kh5082$).

Ces probabilités réduites des transitions électromagnétiques sont évaluées à partir de la relation (II.4).

L'opérateur de transition électromagnétique $M_{\sigma\lambda}$ est:

$$M_{\sigma\lambda}(E2) = e_{\lambda=2}^{p,n} (eff.) r^2 Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \quad (IV.4)$$

$$M_{\sigma\lambda}(M1) = \mu_N \sqrt{\frac{3}{4\pi}} [g_l^{p,n} (eff.) l + g_s^{p,n} (eff.) s + g_2 \tau_z [Y_2(\theta, \varphi) \otimes s]] \quad (IV.5)$$

pour une transition électrique et magnétique, respectivement.

Les intégrales radiales, impliquées dans les calculs des éléments de matrice, sont déterminées à partir de la fonction d'onde radiale de l'oscillateur harmonique avec une énergie : $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$.

Les valeurs des charges effectives : $e_p = 1.35 e$ et $e_n = 0.9e$ et les valeurs des facteurs effectifs [14]: $g_s^p (eff.) = 3.79$, $g_s^n (eff.) = -2.04$, $g_l^p (eff.) = 1.102$, $g_l^n (eff.) = -0.005$, sont utilisés.

Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau IV.2, et comparés avec ceux des calculs *sh.mod* et *RPA-I* de la référence [14].

J_i	J_f	Probabilité de transition électrique $B(E2)$ (e^2fm^4)				Probabilité transition magnétique $B(M1)$ (μ_N^2)			
		<i>Anpkh</i>	<i>Kh5082</i>	<i>Sh.mod</i>	<i>RPA-I</i>	<i>Anpkh</i>	<i>Kh5082</i>	<i>Sh.mod</i>	<i>RPA-I</i>
7 ⁻	6 ⁻	2.00	2.57	1.20	5.80	0,55	0.64	0.54	0.56
	5 ⁻	25.63	50.81	19.00	48.00	—	—	—	—
6 ⁻	5 ⁻	3.57	6.65	1.70	11.6	0.89	0.74	0.99	0.8
	4 ⁻	48.51	68.30	47.00	69.00	—	—	—	—
5 ⁻	4 ⁻	2.79	6.18	1.60	9.5	1.3	1.31	1.36	1.26
	3 ⁻	80.35	103.60	78.00	109	—	—	—	—
4 ⁻	3 ⁻	2.30	2.88	1.20	6.5	1.47	1.21	1.64	1.33
	2 ⁻	102.90	127.50	103.00	137	—	—	—	—
3 ⁻	2 ⁻	1.20	5.02	0.70	6.6	1.7	1.63	1.81	1.59
	1 ⁻	111.70	120.70	116.00	116	—	—	—	—
2 ⁻	1 ⁻	0.15	2.06	0.30	0.4	1.62	1.21	1.84	1.36
	0 ⁻	103.10	119.40	104.00	133	—	—	—	—
1 ⁻	0 ⁻	—	—	—	—	1.57	1.58	1.61	1.48

Tableau IV.2: Probabilités réduites de transitions électromagnétiques calculées à l'aide des interactions *Anpkh*, *Kh5082*, et *RPA-I* [14] entre niveaux du noyau ^{134}Sb .

IV.4.3. Moments électromagnétiques

Les moments électromagnétiques pour un état J et un multiplet p - n , où le proton et le neutron sont dans des couches ayant la même valeur de j ($j_p=j_n=j$), sont calculés à l'aide de formules résultants de (II.20) et (II.24), nous obtenant:

$$\mu_J = \mu_N \frac{J}{2j} [\mu_j(p) + \mu_j(n)] \quad (\text{IV.6})$$

pour le moment dipolaire magnétique

$$Q_J = \frac{6J}{2(2J+3)2j(2j-1)} \left[1 - J(J+1) + \frac{4}{3}j(j+1) \right] [Q_j(p) + Q_j(n)] \quad (\text{IV.7})$$

pour le moment quadripolaire électrique

avec:

$\mu_j(p,n)$ est calculé par la relation (II.24) et :

$$Q_j(p,n) = -\frac{(2j-1)}{(2j+2)} \langle r^2 \rangle e_{\lambda=2}^{p,n}(\text{eff.}) \quad (\text{IV.8})$$

Dans ces calculs, les constantes $e_{\lambda=2}^{p,n}(\text{eff.})$ ont les mêmes valeurs que les charges effectives $e^{n,p}$, et le moment angulaire j vaut $7/2\hbar$. Les valeurs de $\langle r^2 \rangle_p$ et $\langle r^2 \rangle_n$ sont prises de la référence [14]. Les résultats sont donnés dans le tableau (IV.3) :

J^π	Moment dipolaire magnétique (μ_N)		Moment quadripolaire électrique ($ e fm^2$)	
	$Anpkh$	RPA-1	$Anpkh$	RPA-1
7^-	2,03	2,03	-42,42	-49,3
6^-	1,74	—	-24,24	—
5^-	1,45	—	-9,32	—
4^-	1,16	—	2,2	—
3^-	0,87	—	10,1	—
2^-	0,58	—	13,85	—
1^-	0,29	0,29	12,12	14,1

Tableau IV.3: Moment électromagnétique des niveaux J pour le noyau ^{134}Sb .

Les valeurs obtenues avec l'interaction sont présentées dans la figure (IV.4) :

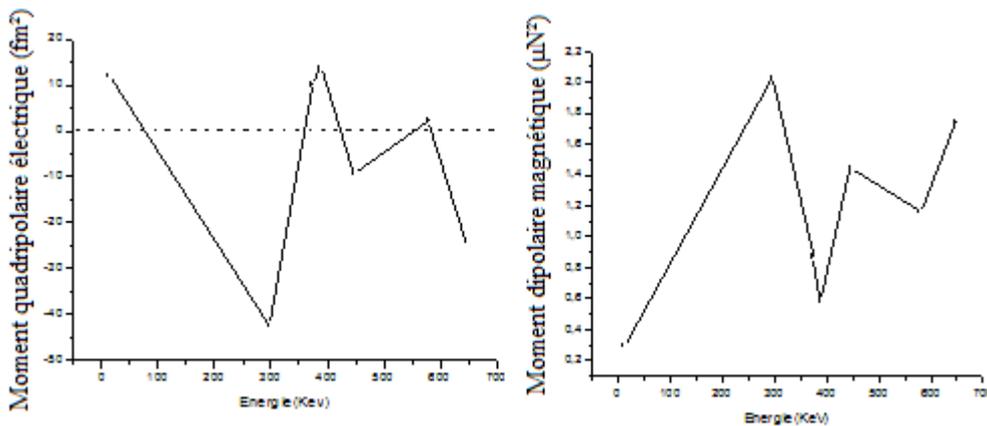


Figure IV.4 : Moments quadripolaires électriques –partie gauche-, et moment dipolaire magnétique –partie droite- en fonction de l'énergie d'excitation, pour le noyau ^{134}Sb .

IV.5.Ébauche pour les noyaux impair-impairs à 4 nucléons de valence

IV.5.1.Noyau de l'antimoine 136

L'isotope ^{136}Sb , riche en neutrons a été produit par fission induite par neutron thermique du ^{238}U [18]. ^{136}Sb est un noyau a quatre particules de valence en plus du cœur ^{132}Sn : un proton et trois neutrons, avec la configuration $(\pi 1g_{7/2})^1 (v 1f_{7/2})^3$.

Il est formé un système intéressant. A cause de son caractère impair-impairs, les informations sur sa structure et ses états excités donnent des informations directes sur l'interaction $p-n$ [18]. Les résultats obtenus des calculs microscopiques pour ce noyau sont reportés dans le tableau (IV.3) et représentés sur la figure (IV.5). Ils n'existent que quelques données expérimentales [59, 18] disponibles sur ce noyau:

J^π	Exp (keV)	Anp kh (keV)	Annp kh (keV)	kh5082 (keV)	SMN (keV)
1 ⁻	0	15	0	0	47
2 ⁻	53	0	139	126	0
4 ⁻	226	125	394	301	148
6 ⁻	277	76	442	340	193

Tableau IV.3: Résultats de calcul des niveaux énergétiques du ^{136}Sb , en utilisant les interactions *Anp kh*, *Annp kh*, *kh5082*, et l'interaction *SMN*, que nous les prenons de [19].

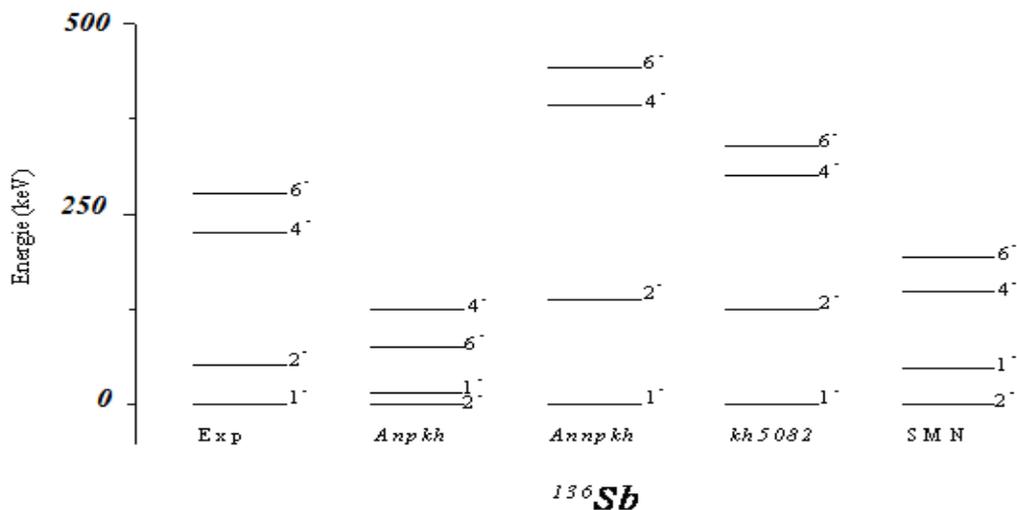


Figure IV.5: Spectres énergétiques expérimental [59, 18] et calculés pour le noyau ^{136}Sb .

IV.5.2. Noyau de l'iode 136

L'isotope ^{136}I , riche en neutrons a été produit suivant la fission spontanée de ^{248}Cm [16]. ^{136}I est un noyau ayant quatre particules de valence en plus de ^{132}Sn , trois protons et un neutron, ce noyau a la configuration $(\pi 1g_{7/2})^3 (\nu 1f_{7/2})^1$.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau qui suit, et représentés sur la figure IV.6. Les résultats expérimentaux sont tirés de [16] :

J ^π	Exp (keV)	Anpkh (keV)	Anppkh (keV)	Kh5082 (keV)	SMPN (keV)
1 ⁻	0	0(-38.433 MeV)	0(-32,130 MeV)	0	58
2 ⁻	87	57	232	157	0
6 ⁻	187*	104	585	328	222
3 ⁻	222.2	145	280	262	138
7 ⁻	229.6*	224	293	316	176
4 ⁻	317	153	463	311	137

Tableau IV.5 : Résultats de calcul des niveaux énergétiques du ^{136}I , en utilisant les interactions *Anpkh*, *Anppkh*, *kh5082*, et l'interaction *SMPN*.

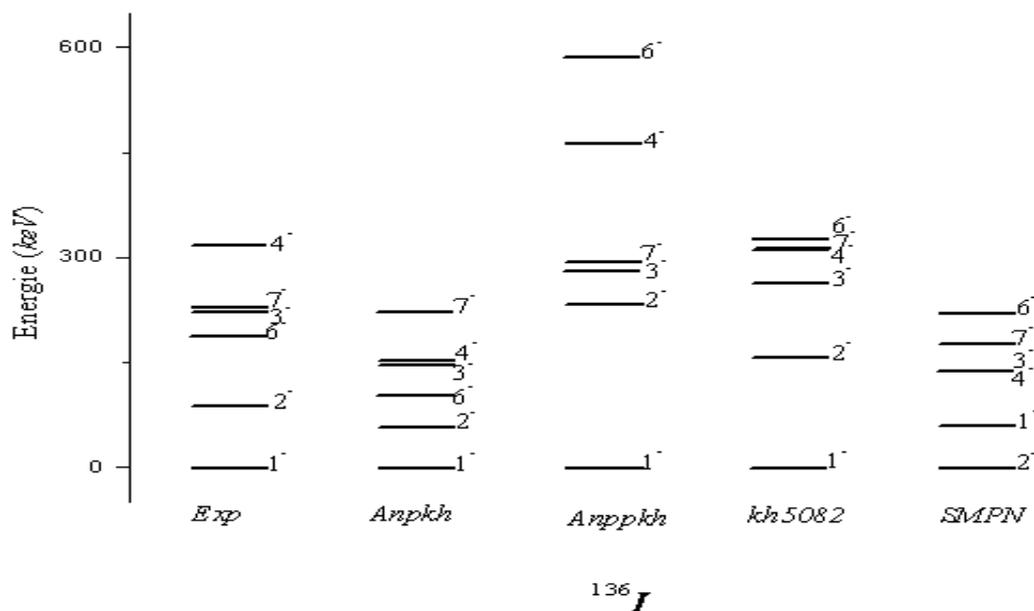


Figure IV. 5 : Spectres énergétiques expérimental [16] et calculés du noyau ^{136}I .

IV.6. Discussion des résultats

Dans ce travail, nous avons étudié les noyaux impair-impairs, ayant deux et quatre particules de valence dans la région de l'étain $A = 132$ ($A=134 : ^{134}\text{Sb}$ et $A=136 : ^{136}\text{Sb}$ et ^{136}I). Les calculs sont réalisés au moyen du code Oxbash, en utilisant les interactions effectives $kh5082$, $Anpkh$, $Annpkh$ et $Anppkh$. Ces interactions sont obtenues par modifications de l'interaction originale $kh5082$, prenant en compte l'effet d'appariement *proton-neutron*, *neutron-neutron*, et *proton-proton* dans les noyaux étudiés.

Le but de ces calculs est d'essayer de reproduire au mieux les données expérimentales relatives à ces noyaux. Les calculs sont aussi effectués à l'aide des interactions effectives $SMPN$, et CWG [51, 52] de la littérature.

- Dans le cas du calcul des énergies d'excitation pour l'antimoine ^{134}Sb , la comparaison entre le spectre expérimental et les spectres calculés avec les interactions citées ci-dessus dans l'espace modèle $Z50N82$, montre que les résultats obtenus par l'interaction $Anpkh$ sont plus proches des données expérimentales. C'est ce qui est observé dans la figure IV.3 et le tableau (IV.1).

Bien que l'interaction $Anpkh$ donne de bons résultats pour l'ensemble des énergies d'excitation, nous observons une inversion dans l'ordre des niveaux 2^- et 3^- avec un écart de 14 keV.

L'inversion de ces deux niveaux est aussi observable pour l'interaction $kh5082$. Au contraire, la séquence des niveaux est parfaite pour les deux interactions $SMPN$ et CWG , mais les énergies ne sont pas reproduites, principalement pour le niveau 1^- .

- Nous avons calculé les probabilités réduites de transition électrique $B(E2)$ et magnétiques $B(M1)$, pour le noyau ^{134}Sb dans la limite de disponibilité des résultats expérimentaux.

Les charges effectives $1.35e$ et $0.9e$ pour les protons et les neutrons respectivement, permettent de reproduire la valeur expérimentale de la transition $4^- \rightarrow 2^-$, tel que $B(E2 : 4^- \rightarrow 2^-) = 103 e^2 fm^4$.

Avec ce choix de charges, les autres valeurs ne sont pas trop éloignées de celles de l'expérience. C'est le cas des transitions pures.

Les résultats des probabilités réduites de transition magnétiques, sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

Les résultats des moments dipolaires magnétiques et quadripolaires électriques calculés à l'aide des équations (IV.6), (IV.7) et (IV.8) montrent que nos valeurs des moments quadripolaires sont différentes de celles obtenues en utilisant les charges effectives données par V. I. Isakov [14].

- Dans le cas du noyau ^{136}Sb , les interactions $Annpkh$ et $kh5082$ reproduisent bien la séquence des niveaux mais les énergies calculées sont éloignées des données expérimentales, avec un écart au maximum de 168 keV . L'écart entre le niveau 4^- et le niveau 2^- égale à 255 keV alors que l'écart expérimental est égal à 173 keV . Les deux autres interactions $Anpkh$ et SMN donnent des inversions entre le niveau 1^- et 2^- .
- Dans le cas du noyau ^{136}I , la comparaison entre les spectres obtenus en utilisant les différentes interactions montre des résultats trop éloignés de l'expérience.

Les énergies d'excitation obtenues pour les noyaux ^{136}Sb et ^{136}I sont différentes des données expérimentales. Ces noyaux ont en plus du multiplet *proton-neutron* un autre multiplet *neutron-neutron* ou *proton-proton*, respectivement. Ces multiplets jouent un rôle important dans l'interaction $N-N$.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans ce travail, l'étude a porté sur les propriétés physiques des noyaux *impair-impairs* dans la région de masse $A=132$. Ces noyaux sont constitués d'un cœur inerte doublement magique : ^{132}Sn et quelques nucléons de valence.

À partir de l'interaction de base *kh5082*, nous avons proposé certaines modifications en se basant sur l'effet d'appariement *proton-neutron*, *neutron-neutron*, et *proton-proton*. Les interactions résultantes sont nommées *Anpkh*, *Annpkh*, et *Anppkh*

Avec ces interactions modifiées, nous avons déterminé les spectres des énergies d'excitation des trois noyaux *impair-impairs* : ^{134}Sb , ^{136}Sb , et ^{136}I . Les probabilités réduites de transition électromagnétiques et les moments multipolaires électromagnétiques sont calculées seulement pour le noyau ^{134}Sb .

Les calculs ont été réalisés au moyen du code Oxbash dans le cadre du modèle en couches.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de l'expérience, et meilleurs que ceux proposés dans la littérature :

- Le spectre énergétique du noyau ^{134}Sb est bien reproduit par l'interaction modifiée *Anpkh*, alors que les autres interactions donnent des résultats différents particulièrement pour le niveau 1^- . Seule notre interaction reproduit bien ce niveau, malgré qu'elle donne une inversion des deux niveaux 2^- et 3^- .

Les calculs pour les deux autres noyaux donnent des valeurs des énergies d'excitation trop éloignées de l'expérience avec des séquences de niveaux reproduites. Cela semble dû au fait que ces noyaux ont en plus du multiplet *proton-neutron* un autre multiplet *neutron-neutron* ou *proton-proton*. Ces multiplets jouent un rôle important dans l'interaction *N-N*.

- Les charges effectives $e_p=1.35e$ et $e_n=0.9e$ permettent de reproduire les valeurs expérimentales des probabilités réduites de transitions électriques $B(E2)$, si la transition est de nature pure. Alors que les probabilités réduites des transitions magnétiques $B(M1)$ sont très proches des probabilités expérimentales pour le noyau ^{134}Sb , dans cette région de masse.

Les résultats obtenus pour les moments dipolaires magnétiques sont comparables avec ceux obtenus par l'interaction RPA-1 avec les valeurs des facteurs effectifs proposés par V. I. Isakov [14]. Les résultats pour les moments quadripolaires électriques sont différents.

RÉFÉRENCES

- [1] D. J. Dean and M. Hjorth-Jensen, *Rev. Mod. Phys.* 75, 607 (2003)
- [2] N. Walet: *Nuclear and Particle Physics*, UMIST, Manchester, U.K. (1999)
- [3] J. Suhonen, *Theoretical and Mathematical Physics, From Nucleons to Nucleus*, Springer-Verlag (2007)
- [4] D. Boumala, *Thèse de magistère, Université Mentouri Constantine* (2007)
- [5] J. L. Basdevant, J. Rich, and M. Spiro: *Fundamentals In Nuclear Physics: from Nuclear Structure to Cosmology*, Springer Science+ Business Media, Inc (2005)
- [6] M. Houry, *thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, U.F.R. Scientifique d'Orsay* (2000)
- [7] B. Goglin, *Cours de physique nucléaire, École normale supérieure de Lyon*
- [8] E. Caurier et al., *Rev. Mod. Phys.* 77, 427 (2005)
- [9] B. R. Martin, *Nuclear and Particle Physics*, John Wiley & Sons. Ltd (2009)
- [10] T. Engeland et al., *Nucl. Phys. A* 701, 416 (2002)
- [11] A. Boukhellout, *Thèse de magistère, Université Mentouri Constantine* (2001)
- [12] S. Sarkar, M. Saha Sarkar, *nucl-th/0507034v1* 13 Jul (2005)
- [13] L. Aissaoui, *Thèse de magistère, Université Mentouri Constantine* (2006)
- [14] V. I. Isakov et al., *Phys. Atom. Nucl.* 70, 5 pp. 818 (2007)
- [15] J. Shergur et al., *Phys. Rev. C* 71, 064321 (2005)
- [16] W. Urban et al., *Eur. Phys. J. A* 27, 257 (2006)
- [17] M. N. Mineva et al., *Eur. Phys. J. A* 11, 9 (2001)
- [18] G. S. Simpson et al., *Phys. Rev C* 76, 041303 (R) (2007)
- [19] S. Sarkar, M. Saha Sarkar, *4th International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy*, CEA Cadarache, May 13-16 (2009)
- [20] L. Coraggio et al., *Phys. Rev. C* 72, 057302 (2005)
- [21] J. Dobaczewski et al., *Comput. Phys. Commun.* 180, 2361 (2009)
- [22] P. Ring and P. Schuck: *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer Verlag (1980)
- [23] B. A. Brown et al., *Phys. Rev. C* 22, N°2 (1980)
- [24] B. A. Brown et al, *Phys. Rev. C* 26, N°5, (1982)
- [25] B. A. Brown: *Lecture Notes in Nuclear Structure Physics* (2005)
- [26] W. E. Meyerhof, *Élément de physique nucléaire*, Dunod (1970)
- [27] F. Chappert, *Thèse de doctorat Université de Paris-Sud XI* (2007)
- [28] *Oxford Dictionary of Science; Fifth edition*, Oxford university press (2005)

- [29] S. Perries, thèse de doctorat, université Claude Bernard Lyon-1 (1999)
- [30] A. Rabhi, Thèse de doctorat Université Claude Bernard Lyon-1 (2002)
- [31] M. Grasso, H.D.R en sciences physiques de l'Université Paris Sud 11 (2010)
- [32] Y. Le Coz, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (1992)
- [33] A. Prevost, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (1992)
- [34] H. Hergert and R. Roth, *Phy. Rev. C*80, 024312 (2009)
- [35] E.V. Litvinova and V. I. Tselyaev, arXiv:nucl-th/0512030v2
- [36] T. Lesinski et al., *Eur. Phys. J. A* 40, 121 (2009)
- [37] K. Neergård, *Phy. Rev. C*80, 044313 (2009)
- [38] R. B. Wiringa et al., *Phys. Rev. C*51, 38 (1995)
- [39] L. Corraggio et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* 62, 135 (2009)
- [40] A. Holt et al., *Nucl. Phys. A* 634, 41 (1998)
- [41] L. Corraggio et al., *Phys. Rev. C*80, 021305 (2009)
- [42] T. T. S. Kuo et al., *Nucl. Phys. A*704, 107c (2002)
- [43] M. P. Kartamyshev et al., *Phy. Rev. C*76, 024313 (2007)
- [44] S. S. Pankratov et al., *Nucl. Phys. A* 765, 61 (2006)
- [45] S. S. Pankratov et al; *Nucl. Phys. A* 811, 127 (2008)
- [46] K. Kaneko, M. Hasegawa, *Phys. Rev. C*67:041306 (2003)
- [47] W. Satula et al., *Phy. Rev. Lett.* 81, 3599 (1998)
- [48] G. Audi et al., *Nucl. Phys. A*729, 337 (2003)
- [49] K. Kaneko et al., *Phys. Lett. B* 671, 42 (2009)
- [50] K. Kaneko, M. Hasegawa, *Prog. Theor. Phys.* 106, 1179 (2001)
- [51] B. A. Brown, A. Etchegoyen, W. D. M. Rae, NS. Godwin, MSU-NSCL Report No. 524, 1985, unpublished.
- [52] S. Sarkar, M. S. Saha, *Eur. Phys. J. A*21, 61 (2004)
- [53] W. T. Chou and E. K. Warburton, *Phys. Rev. C*45, 1720 (1992).
- [54] S. Sarkar, M. S. Saha, *Phys. Rev. C*64, 014312 (2001)
- [55] W. Urban et al., *Eur. Phys. J. A*5, 239 (1999)
- [56] A. Korgul al., *Eur. Phy. J. A*15, 181 (2002)
- [57] E. Ha and D. Cha, *Phys. Rev. C*75, 057304 (2007)
- [58] Landolt-Börnstein Nuclear States from Charged Particle Reactions New V19, Springer (2008)
- [59] A. Covello and A. Gargano, *Nucl. Part. Phys.* 37, 064044 (2010)

RÉSUMÉ

Les phénomènes d'appariement, se trouvant au cœur des phénomènes quantiques à plusieurs corps ont un intérêt particulier dans l'étude des propriétés des noyaux des systèmes nucléaires infinis. Ils permettent aussi de définir les processus nucléaires reliés à la nucléosynthèse.

Dans ce mémoire l'étude est fondée sur les calculs des énergies d'excitation, des probabilités de transition électromagnétiques $B(M1)$ et $B(E2)$, et des moments électromagnétiques dipolaire et quadripolaire, des noyaux *impair-impairs* à deux et à quatre particules de valence : ^{134}Sb , ^{136}Sb , et ^{136}I de cette région.

En se basant sur l'interaction *kh5082* avec l'espace modèle *Z50N82*, nous effectuons des modifications en se basant sur l'interaction d'appariement entre multiplet *proton-neutron*. Les récentes valeurs expérimentales des énergies de la particule individuelle sont utilisées. Une nouvelle interaction nommée *Anpkh* est alors déduite. Les calculs sont réalisés dans le cadre du modèle en couches au moyen du code de structure nucléaire *Oxbash*,

Les charges effectives $e_p=1.35e$ et $e_n=0.9e$ permettent de reproduire les valeurs expérimentales des probabilités réduites de transitions électromagnétiques, $B(M1)$ et $B(E2)$, et des moment électromagnétiques pour le noyau ^{134}Sb , dans cette région de masse.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de l'expérience, et meilleurs que ceux proposés dans la littérature.

Mots clés :

Modèle en couches, Code *Oxbash*, Interactions *kh5082* et *Anpkh*, Transitions électromagnétiques $B(M1)$ et $B(E2)$, Moments électromagnétiques Q_J et μ_J .

ABSTRACT

In infinite nuclear systems, such as neutron stars, pairing phenomena have a particular interest, in the study of nuclear structure properties. Thus, pairing lies at the heart of quantum many body problems, and nuclear processes connecting to nucleosynthesis.

In this thesis the study is based on excitation energies, electromagnetic transition probabilities $B(M1)$ and $B(E2)$, and electromagnetic multi polar moment calculations, for *odd-odd* nuclei, with two and four valence particles: ^{134}Sb , ^{136}Sb , and ^{136}I of this region.

Basing on *kh5082* interaction with *Z50N82* space model, we carry out some modifications; these modifications are based on the *proton-neutron* pairing interaction. The recent experimental values of the single particle energies are used. A new deduced interaction called *Anpkh* is then deduced. The calculations are carried out in the framework of the shell model, by means of *AXBASH* nuclear structure code.

The effective charges $e_p=1.35e$ and $e_n=0.9e$ allow to reproduce the experimental values of the reduced electromagnetic transition probabilities $B(M1)$ and $B(E2)$, for the ^{134}Sb nucleus, in this masse region.

The getting results are in good agreement with the experimental ones, and better than those proposed in the literature.

Key words:

Shell model, Oxbash code, *kh5082* and *Anpkh* Interactions, electromagnetic transitions, $B(M1)$ and $B(E2)$, Electromagnetic multipole moment Q_J and μ_J .

ملخص

في الأنظمة النووية اللانهائية مثل النجوم النيوترونية، لظواهر الإزدواج أهمية كبيرة في دراسة خصائص البنية النووية. كما أن الإزدواج يتواجد في قلب المسائل الكمية متعددة الأجسام، والظواهر النووية المتعلقة بالتركيب النووي. في هذه المذكرة، الدراسة مبنية على حساب طاقات الإثارة، إحصائيات الإنتقالات الكهرومغناطيسية المختزلة $B(M1)$ و $B(E2)$ ، و العزوم الكهرومغناطيسية متعددة الأقطاب، للأنوية فردي- فردي، التي تملك نكليونين أو أربع نكليونات تكافئية: ^{136}Sb ، ^{134}Sb و ^{136}I ، في المنطقة الكتلية مضاعفة السحرية للقصدير ^{132}Sn .

بالإرتكاز على التفاعل $kh5082$ مع فضاء التكافؤ $Z50N82$ ، أجرينا تعديلات قائمة على تفاعل الإزدواج بروتون- نيوترون. الطاقات التجريبية الجديدة للجسيمة الفردية قد استعملت. وتفاعل جديد يدعى $Anpkh$ قد استنبط. أجريت الحسابات في إطار النموذج الطبقي بواسطة برنامج البنية النووية $Oxbash$. الشحنة الفعالة $e_p=1.35e$ et $e_n=0.9e$ تمكن من الحصول على القيم التجريبية لاحتمالات الإنتقالات الكهرومغناطيسية المختزلة $B(M1)$ و $B(E2)$ ، من أجل النواة ^{134}Sb ، في هذه المنطقة الكتلية. النتائج المتحصل عليها متوافقة مع النتائج التجريبية، كما كانت أفضل من المعطيات المتوفرة في المراجع.

الكلمات المفتاحية:

النموذج الطبقي، البرنامج $Oxbash$ ، التفاعل $kh5082$ و $Anpkh$ ، الإنتقالات الكهرومغناطيسية، $B(M1)$ و $B(E2)$ ، العزوم الكهرومغناطيسية متعددة الأقطاب Q_1 و Q_2 .