

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur de la Recherche Scientifique**  
**UNIVERSITÉ DES FRÈRES MENTOURI CONSTANTINE 1**  
**FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES**  
**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE**

N° d'ordre :171/Ds/2017

Série :22/phy/2017

**THÈSE**  
**PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT**  
**EN SCIENCES EN PHYSIQUE**  
**SPÉCIALITÉ**  
**PHYSIQUE DES RAYONNEMENTS ET APPLICATIONS**

*Étude de l'effet monopolaire sur les noyaux impair-impairs  
dans la région de l'étain 132*

Par  
**Nadjet LAOUE**

SOUTENUE LE : 07/09/2017

Devant le jury :

Président :	N. MEBARKI	Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine 1
Rapporteur :	F. BENRACHI	Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine 1
Examineur :	H. NAÏDJA	M. C. A. Univ. Frères Mentouri Constantine 1
	A. BOUCENNA	Prof. Univ. Ferhat Abbas Setif 1
	N. OULEBSIR	M. C. A. Univ. Abderrahmane Mira Bejaia
	S. ZERGUINE	M. C. A. Univ. Hadj Lakhdar Batna 1

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

*À mes parents*

*À ma famille*

*À mes amis*

## Remerciement

C'est dans le cadre de la préparation d'une thèse de doctorat en sciences physiques des rayonnements et applications que s'inscrit le présent manuscrit, qui représente les résultats de mes travaux de recherches effectués au sein du laboratoire de "Physique Mathématique et Subatomique" (*LPMS*) à l'université des Frères Mentouri Constantine 1.

J'adresse mes plus vifs remerciements au Professeur **Fatima Benrachi** pour m'avoir comptée parmi son équipe, pour ses conseils pertinents, sa patience et sa disponibilité scientifique qui m'ont servie à bien mener cette thèse. J'aimerais aussi la remercier pour l'intérêt qu'elle a porté à mes travaux et pour sa passion pour la physique nucléaire qu'elle m'a fait partager. Je tiens à la remercier également d'avoir cru en mes compétences.

J'exprime mes sincères remerciements à mesdames et messieurs :

- Dr. **Noureddine Mebarki**, Professeur à l'université des Frères Mentouri Constantine 1 d'avoir bien voulu accepter de présider le jury de cette soutenance de thèse.
- Dr. **Ahmed Boucenna**, Professeur à l'université Ferhat Abbas Sétif 1, Dr. **Houda Naïdja**, Maître de conférences A à l'université des Frères Mentouri Constantine 1, Dr. **Nadia Oulebsir**, Maître de Conférences A à l'université Abderrahmane Mira Bejaia et madame **Salima Zerguine** Maître de Conférences A à l'université Hadj Lakhdar Batna 1, d'avoir eu l'obligeance d'accepté d'être examinateurs dans le jury de ma soutenance de thèse. Vous trouvez ici l'expression de ma profonde gratitude et reconnaissance et mes profonds respects.
- **Dr. Mourad Ramdhane**, Professeur à l'université Joseph Fourier Grenoble (*France*), d'avoir accepté de m'accueillir dans son laboratoire dans le cadre d'un stage de recherche à l'étranger, fourni par notre université. Je vous adresse Monsieur, mes sincères remerciements pour votre disponibilité, votre aide et votre gentillesse. Je n'oublierai jamais les bons moments que j'ai passé dans votre laboratoire.
- Un très grand merci à **Luigi Coraggio**, **Angela Gargano** et **Nunzio Itaco** et leurs équipe, d'avoir accepté de m'accueillir à l'Institut Nationale de Physique Nucléaire (*INFN*) de Naples (*Italie*) dans le cadre d'un stage de recherche à l'étranger, fourni par notre université. Je vous adresse mes remerciements les plus profonds pour tous.

Tous les enseignants (es) et étudiant(es) passés (es) au laboratoire, qui ont partagé de près ou de loin ces années de thèse.

- Enfin, je voudrais remercier toutes les personnes qui ont croisé mon chemin tout au long de ces années d'étude, sans citer de nom de peur d'en oublier quelqu'un.

## Table des Matières

Table des Matières .....	<i>i</i>
Liste des figures .....	<i>iii</i>
Liste des tableaux .....	<i>vi</i>
Introduction Générale.....	1
I. Théorie et état de l'art des noyaux impair-impairs autour de $^{132}\text{Sn}$ .....	4
I.1. Approche macroscopique .....	4
I.2. Approche microscopique.....	5
I.2.1. Modèle en couches nucléaires .....	6
I.2.2. Propriétés électromagnétiques .....	8
I.2.3. Nombres magiques .....	10
I.3. Modèle Macroscopique-Microscopique.....	11
I.4. Noyaux dans la région de $^{132}\text{Sn}$ .....	13
I.4.1. Processus astrophysique et transition $\beta$ .....	14
I.4.2. Noyaux Impair-impairs autour de $^{132}\text{Sn}$ .....	14
II. Système à deux particules-Interactions effectives .....	23
II.1. Système Particule- Particule.....	23
II.1.1. Le schéma M .....	24
II.1.2. Le schéma J .....	25
II.1.3. Schéma de séniorité .....	25
II.2. Système Particule- Trou .....	26
II.3. Interaction effective.....	27
II.3.1. Interaction à deux corps.....	28
II.3.2. Interaction à trois corps .....	28
II.3.2.1. Effet monopolaire .....	28
II.3.2.2. Interaction monopolaire .....	30
II.3.2.3. Effet monopolaire sur la structure nucléaire .....	34
II.3.3. Évolution de fermetures de couches loin de la stabilité .....	35
II.3.4. Effet monopolaire près de fermetures de couches Z50 et N82.....	35

II.4.	Interaction multipolaire .....	36
III.	Formalisme et Applications .....	38
III.1.	Espaces modèles.....	38
III.1.1.	<i>jj45pn</i> .....	38
III.1.2.	<i>jj55pn</i> .....	39
III.1.3.	<i>jj56pn</i> .....	40
III.2.	Interactions effectives .....	41
III.2.1.	Interaction <i>jj45apn</i> .....	41
III.2.2.	Interaction <i>jj45pnh</i> .....	42
III.2.3.	Interaction <i>CB-Bonn</i> .....	42
III.2.4.	Interaction <i>sn100pn</i> .....	42
III.2.5.	Interaction <i>snh</i> .....	43
III.2.6.	Interaction <i>cdbm</i> .....	43
III.2.7.	Interaction <i>kh5082</i> .....	44
III.2.8.	Interaction <i>mkh</i> .....	44
III.3.	Calculs spectroscopiques.....	45
III.3.1.	Noyaux Trou-Trous .....	45
III.3.2.	Noyaux Particule-Trou .....	48
III.3.3.	Noyaux Particule-Particule.....	51
III.4.	Discussion des résultats.....	58
III.5.	Conclusion de la discussion .....	64
	Conclusion Générale .....	66
	Références .....	68

ملخص

Abstract

Résumé

## Liste des figures

<b>Figure I. 1.</b> Contribution des termes de la formule semi-empirique de masse dans l'énergie de liaison moyenne prévue selon le modèle de la goutte liquide.....	4
<b>Figure I. 2.</b> Potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope.....	6
<b>Figure I. 3.</b> Dégénérescence de niveaux sous l'effet de l'interaction spin- orbite.....	6
<b>Figure I. 4.</b> Nombres magiques et fermetures de couches protons (gauche) et neutrons (droite), selon les prédictions du modèle en couches nucléaires.....	10
<b>Figure I. 5.</b> Énergie d'excitation de l'état $2^+$ et $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ pour les isotopes $Z=28$ et les isotones $N=50$ et apparition du nombre magique $N, Z=40$ .....	11
<b>Figure I. 6 :</b> Énergies d'excitation des premiers niveaux excités des noyaux Pair-Pairs avec $A>140$ (gauche), et Probabilités réduites de transitions $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$ dans les noyaux Pair-Pairs avec $Z \leq 98$ et $N \geq 82$ (droite).....	12
<b>Figure I. 7:</b> Excitations collectives dans le cadre du modèle en couches.....	13
<b>Figure I. 8 :</b> Chemin du Processus $r$ .....	14
<b>Figure I. 9 :</b> Années et méthodes de découverte des isotopes de l'argent.....	15
<b>Figure I. 10 :</b> Spectre énergétique expérimental en comparaison avec celui calculé par Dillmann et al. (2003) de $^{130}\text{In}$ .....	16
<b>Figure I. 11 :</b> Schéma de désintégration de $^{132}\text{Sb}$ peuplé par la désintégration $\beta^-$ de $^{132}\text{Sn}$ .....	16
<b>Figure I. 12 :</b> Spectres calculés en utilisant l'interaction $V_{low}$ (cercles vides) en comparaison avec les données expérimentales (triangles noirs) pour $^{132}\text{Sb}$ .....	17
<b>Figure I. 13 :</b> Schémas de niveaux expérimentaux identifiés par Liu et al. (gauche), et calculés par Coraggio et al. (droite) pour $^{134}\text{I}$ .....	18
<b>Figure I. 14 :</b> Schéma de niveaux expérimentaux de $^{136}\text{Cs}$ .....	19
<b>Figure I. 15 :</b> Années et méthodes de découverte des isotopes de l'antimoine.....	19
<b>Figure I. 16 :</b> Formation de $^{134}\text{Sb}$ à partir de $^{134-135}\text{Sn}$ par transition $\beta^-$ et $\beta n$ .....	20
<b>Figure I. 17 :</b> Spectres énergétiques de $^{134-136}\text{Sb}$ calculés par Covello et al. en utilisant l'approximation $V_{low-k}$ en comparaison avec les données expérimentales.....	20
<b>Figure I. 18 :</b> Années et méthodes de découverte des isotopes de l'iode.....	21
<b>Figure I. 19 :</b> Schéma de niveaux expérimentaux déterminés par Urban et al. ....	22
<b>Figure I. 20 :</b> Structure nucléaire du $^{138}\text{Cs}$ .....	22
<b>Figure II. 1 :</b> Dégénérescence de plusieurs états en absence d'une interaction.....	24
<b>Figure II. 2 :</b> Isospin total pour les configurations avec une Particule ou un trou en plus d'un cœur fermé avec $T=T_0$ .....	27



<b>Figure II. 3 :</b> Déplacement des énergies de la particule individuelle due à l'interaction du cœur avec les nucléons de valence .....	30
<b>Figure II. 4:</b> Évolution des énergies effectives de la particule indépendante ( <i>SPE</i> ) des deux états neutrons à cause de l'addition des protons dans les couches $j_{\pi 1}$ et $j_{\pi 2}$ .....	34
<b>Figure II. 5 :</b> Évolution de couches dans la région de $^{132}\text{Sn}$ .....	35
<b>Figure III. 1 :</b> Définition de l'interaction <i>CD-Bonn</i> .....	42
<b>Figure III. 2 :</b> Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions <i>jj45apn</i> et <i>jj45pnh</i> pour $^{128}\text{Ag}$ (gauche) et $^{130}\text{In}$ (droite) en comparaison avec les données expérimentales.....	46
<b>Figure III. 3 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>jj45apn</i> et <i>jj45pnh</i> pour $^{128}\text{Ag}$ .....	47
<b>Figure III. 4 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>jj45apn</i> et <i>jj45pnh</i> pour $^{130}\text{In}$ .....	48
<b>Figure III. 5 :</b> Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions <i>sn100pn</i> , <i>snh</i> et <i>cdm</i> en comparaison avec les données expérimentales pour les noyaux particule-trous $^{132}\text{Sb}$ (a), $^{134}\text{I}$ (b) et $^{136}\text{Cs}$ (c).....	49
<b>Figure III. 6 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>sn100pn</i> et <i>cdm</i> pour $^{132}\text{Sb}$ . .....	50
<b>Figure III. 7 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>sn100pn</i> et <i>cdm</i> pour $^{134}\text{I}$ . .....	51
<b>Figure III. 8 :</b> Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions <i>kh508</i> , <i>smpn</i> , <i>Anpkh</i> , <i>kh3</i> et <i>mkh</i> en comparaison avec les données expérimentales pour $^{134}\text{Sb}$ .....	52
<b>Figure III. 9 :</b> Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions <i>kh5082</i> , <i>smpn</i> , <i>Anpkh</i> , <i>kh3</i> et <i>mkh</i> en comparaison avec les données expérimentales pour $^{136}\text{Sb}$ et $^{136}\text{I}$ .....	52
<b>Figure III. 10 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> pour $^{134}\text{Sb}$ . .....	54
<b>Figure III. 11 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> pour $^{136}\text{Sb}$ . .....	55
<b>Figure III. 12 :</b> Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> pour $^{136}\text{I}$ .....	55
<b>Figure III. 13 :</b> Énergies individuelles effectives calculées, en utilisant l'interaction <i>mkh</i> , en fonction des nombres de neutrons N (gauche) et Z (droite) de valence pour les isotopes Z=51 et les isotones N=83, respectivement .....	57
<b>Figure III. 14 :</b> Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> en comparaison avec les données expérimentales disponibles pour l'isobare $^{138}\text{Sb}$ .....	57

- Figure III. 15 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *kh5082* et *mkh* en comparaison avec les données expérimentales disponibles pour les isobares  $^{138}\text{I}$  et  $^{138}\text{Cs}$ ..... 58
- Figure III. 16 :** Énergies des premiers niveaux excités calculés (*jj45pnh*) pour les isotones trou-trous N=81..... 59
- Figure III. 17 :** Énergies calculés (cercle) des premiers niveaux excités an comparaison avec les données expérimentales (carré) pour les isotones particule-trous N=81. .... 61
- Figure III. 18 :** Énergies calculés (cercle plein) des premiers niveaux excités an comparaison avec les données expérimentales (carré plein) pour les isotones particule-particules pour les isotones N=83 et 85..... 63
- Figure III. 19 :** Comparaison entre le spectre expérimental et ceux calculés par les interactions élaborées en tenant compte de l'effet monopolaire pour les isotones N=81 trou-trous et particule-trous dans la région de  $^{132}\text{Sn}$ . .... 64
- Figure III. 20 :** Comparaison entre le spectre expérimental et ceux calculés par l'interaction *mkh* pour les isotones N=83, 85 et 87 particule-particules dans la région de  $^{132}\text{Sn}$ . .... 65

## Liste des tableaux

<b>Tableau III. 1 :</b> Énergies de la particule individuelle ( <i>SPEs</i> ) et énergies de trou individuel ( <i>SHEs</i> ), utilisées avec l'espace modèle <i>jj45pn</i> .....	39
<b>Tableau III. 2 :</b> Énergies de la particule individuelle ( <i>SPEs</i> ) et énergies de trou individuel ( <i>SHEs</i> ), utilisées avec l'espace modèle <i>jj55pn</i> .....	40
<b>Tableau III. 3 :</b> Énergies de la particule individuelle ( <i>SPEs</i> ) dans l'interaction élaborée et l'interaction élaborée, utilisées avec l'espace modèle <i>jj56pn</i> .....	41
<b>Tableau III. 4 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>jj45apn</i> et <i>jj45pnh</i> pour $^{128}\text{Ag}$ .....	46
<b>Tableau III. 5 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>jj45apn</i> et <i>jj45pnh</i> pour $^{130}\text{In}$ .....	47
<b>Tableau III. 6 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>sn100pn</i> et <i>cdbm</i> en comparaison avec les données expérimentales existantes pour $^{132}\text{Sb}$ .....	50
<b>Tableau III. 7 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>sn100pn</i> et <i>cdbm</i> pour $^{134}\text{I}$ .....	50
<b>Tableau III. 8 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> pour $^{134}\text{Sb}$ .....	53
<b>Tableau III. 9 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> , en comparaison avec les données expérimentales existantes pour $^{136}\text{Sb}$ .....	53
<b>Tableau III. 10 :</b> Probabilités réduites de transitions électriques <i>B(E2)</i> et magnétiques <i>B(M1)</i> , calculées en utilisant les interactions <i>kh5082</i> et <i>mkh</i> pour $^{136}\text{I}$ .....	54

## Introduction Générale

La description basée sur la compréhension des forces nucléaires entre les nucléons, des systèmes nucléaires existants représente l'objectif principal en structure nucléaire. Cela n'est possible qu'à travers l'étude des propriétés des noyaux du côté riche en proton (proton drip-line) au côté riche en neutron (neutron drip-line), afin d'examiner et de développer les modèles théoriques décrivant l'ensemble des propriétés nucléaires. Ces modèles traitent le noyau soit comme un ensemble de particules, et la force nucléaire est donc le résultat du mouvement de cet ensemble ; soit comme des particules individuelles plongées dans un champ moyen et dans ce cas la force nucléaire est le résultat de l'interaction entre chaque particule individuelle et le potentiel créé par les particules restantes.

Un des modèles les plus connus en physique nucléaire, qui suit l'approximation du champ moyen, est le modèle en couches nucléaires, dans lequel les nucléons plongés dans un potentiel moyen remplissent les orbitales solutions de l'équation de Schrödinger. Cette approximation a conduit à interpréter le comportement des systèmes nucléaires proches de la stabilité et les régularités observées des noyaux ayant un nombre de protons et/ou de neutrons dits magiques. Elle a permis de mieux comprendre les propriétés des forces nucléaires. Cependant, ce modèle reste incapable d'interpréter les anomalies observées pour certaines chaînes isotopiques, telle l'irrégularité inattendue pour les isotopes de l'oxygène.

Le développement de nouvelles méthodes expérimentales ces dernières années, a permis d'explorer de nouvelles régions de masse loin de la stabilité et proches des drip-lines, et d'obtenir plus de données sur les noyaux exotiques. Ces données présentent un moyen efficace pour tester les prédictions des modèles théoriques, et permettent de découvrir des phénomènes comme l'évolution de fermetures de couches.

La description des interactions nucléaires basée sur les effets à deux corps a échoué à reproduire les propriétés nucléaires des systèmes situés loin de la stabilité pour  $A > 20$ . Les interactions à trois corps -effet monopolaire- présentent une meilleure solution pour résoudre ce problème. Ces interactions, étant différentes de celles libres, sont utilisées pour décrire les interactions entre le cœur, qui n'est plus inerte, et les nucléons de valence d'un espace donné. De plus, le changement du potentiel moyen, en ajoutant des interactions entre le cœur et les nucléons de valence pour un système avec un grand rapport  $N/Z$ , modifie les énergies individuelles des sous couches. Ainsi, ces interactions peuvent influencer sur les fermetures de couches et mener à l'apparition de nouveaux nombres magiques.

Les énergies des couches fermées sont exprimées en fonction des énergies de la particule individuelle (SPE) et de la force monopolaire. Ce qui indique que les SPEs des différents cœurs sont liées par l'interaction monopolaire. Cet effet apparaît quand les nucléons remplissent une orbite de  $j$  élevé dans les noyaux lourds.

Loin de la stabilité  $\beta$  et proche du chemin du processus astrophysique  $r$ , l'étude de la région de l'étain-132 est appropriée pour la description des propriétés spectroscopiques et le développement des connaissances nucléaires. Les travaux 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 neutron (*neutron drip-line*), ceux-ci sont observés beaucoup plus tôt et sont limités et liés à certaines orbitales spécifiques. Il est bien connu qu'après le noyau  $^{16}\text{O}$ , les plus fortes fermetures de couches se produisent pour le  $^{132}\text{Sn}$  et les noyaux avec quelque particules de valence dans les couches  $\pi$  ( $gdsh$ ) et  $\nu$  ( $hfpi$ ), ou quelques trous de valence dans les couches  $\pi$  ( $fpg$ ) et  $\nu$  ( $gdsh$ ) en plus du cœur inerte, qui sont des systèmes appropriés, permettant l'application du modèle en couches sphériques, et la vérification des prédictions concernant l'apparition de nouvelles couches fermées. Cette région ressemble pratiquement à celle du  $^{208}\text{Pb}$ , région située au-dessus de celle de  $^{132}\text{Sn}$  proche de la stabilité. Mais, les noyaux riches en neutron autour de ce dernier, particulièrement les isotopes de :  $\text{Ag}$ ,  $\text{In}$ ,  $\text{Sn}$ ,  $\text{Sb}$ ,  $\text{Te}$ ,  $\text{I}$ ,  $\text{Xe}$ , et  $\text{Cs}$ , sont proches de la *drip-line*

Dans ce contexte, nous nous intéressons à l'étude de l'effet monopolaire sur les propriétés spectroscopiques des noyaux impair-impairs loin de la stabilité et proche du cœur doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ . Pour réaliser ce travail, on a structuré cette thèse en trois chapitres.

Le premier chapitre est consacré à un rappel sur les modèles théoriques en structure nucléaire avec une description détaillée des noyaux d'intérêt riche en neutrons dans la région de l'étain-132. 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 présentons une description théorique des systèmes nucléaires : Particule-Particules et Particule-Trous en décrivant la relation entre eux. Ainsi, nous discutons les propriétés de l'interaction monopolaire et son effet sur la structure en couches et l'apparition de nouveaux nombres magiques.

Dans le dernier chapitre, les résultats de calculs des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transitions électromagnétiques, et des moments multipolaires électromagnétiques, pour les noyaux impair-impairs de masses paires de  $A = 128$  à  $138$  dans la région de l'étain-132, sont présentés. Ces calculs sont réalisés au moyen du code de structure nucléaire Oxbash sur la base d'interactions effectives mises au point dans ce travail. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales et aux autres résultats théoriques de la littérature.

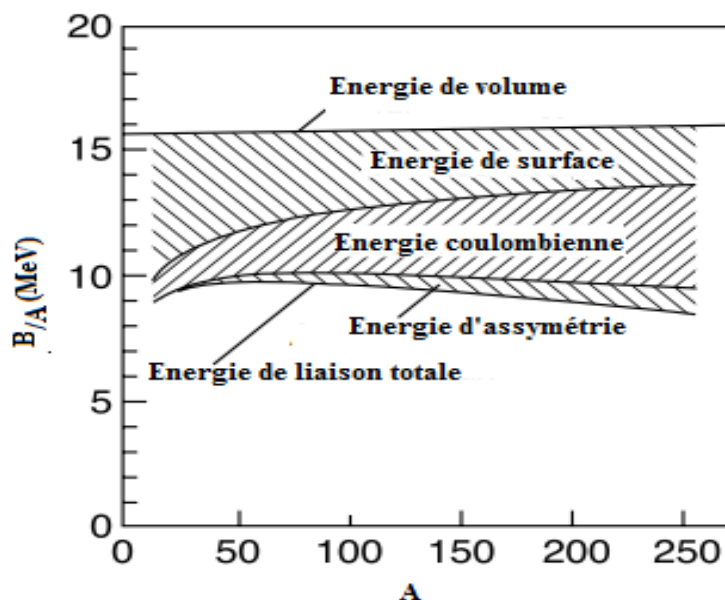
# I. Théorie et état de l'art des noyaux impair-impairs autour de $^{132}\text{Sn}$

Depuis la découverte du noyau, les physiciens essayent de trouver une description unie et unique pour tous les systèmes nucléaires stables ou instables en se basant sur le développement rapide des techniques expérimentales, ce qui explique la diversité des modèles théoriques existants. Dans ces modèles, le noyau est traité soit comme étant un ensemble de particules, et la force nucléaire est donc le résultat du mouvement de cet ensemble, soit comme des particules individuelles plongées dans un champ moyen et dans ce cas la force nucléaire est le résultat de l'interaction entre chaque particule et le potentiel créé par les particules restantes.

## I.1. Approche macroscopique

Cette approche était la première approche utilisée pour décrire les propriétés nucléaires [1]. Le noyau considéré comme un système non quantique, est décrit comme une goutte de matière nucléaire liquide uniformément chargée. Cette description donne des résultats fiables pour les masses des noyaux en les ajustant avec les paramètres de volume, de surface, d'interaction coulombienne, d'asymétrie et d'appariement [1, 2] :

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



**Figure I. 1.** Contribution des termes de la formule semi-empirique de masse dans l'énergie de liaison moyenne prévue selon le modèle de la goutte liquide [2].

Bien que cette approche ait rencontré un grand succès, elle n'a pas permis de reproduire les masses des noyaux dits magiques ou des noyaux loin de la stabilité.

## I.2. Approche microscopique

L'étude des systèmes nucléaires ne peut être accomplie sans avoir résolu l'équation de Schrödinger.

$$H\psi = E\psi \quad (\text{I. 2})$$

Les systèmes nucléaires contiennent  $A$  corps, et la résolution de cette équation est difficile pour  $A \geq 3$  (c'est le cas le plus général). Pour simplifier cette résolution, on peut décrire le système par  $A$  équations à un corps.

$$\left( \underbrace{\sum_{i=1}^A T_i}_{\text{interaction à un corps}} + \underbrace{\sum_{i<j}^A U_{ij}}_{\text{interaction à deux corps}} + \underbrace{\sum_{i<j<k}^A W_{ijk} + \dots}_{\text{interactions d'ordres plus élevés}} \right) \left( \prod_{i=1}^A \psi_i \right) = \left( \sum_{i=1}^A E_i \right) \left( \prod_{i=1}^A \psi_i \right) \quad (\text{I. 3})$$

Dans ce qui suit, seules les interactions à un et à deux corps seront considérées.

Soit  $U_{ij}(r)$  un potentiel central arbitraire attractif tend vers 0 pour  $r \rightarrow 0$ . L'équation de Schrödinger à un corps devient :

$$[T + U(r)]\psi(r) = E\psi(r) \quad (\text{I. 4})$$

La fonction d'onde dans Eq (I. 4) peut être séparée en partie radiale et partie angulaire :

$$\psi(r) = \frac{1}{r} R_{nl}(r) \phi_{lm}(\theta, \varphi)$$

En effet, la partie angulaire représente les harmoniques sphériques [1, 3], et l'équation de Schrödinger s'exprime en fonction des nombres quantiques  $n$  et  $l$  :

$$\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 R_{nl}(r)}{dr^2} + \left[ E_{nl} - U(r) - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R_{nl}(r) = 0 \quad (\text{I. 5})$$

$n$  et  $l$  présente, respectivement, le nombre de nœuds pour la fonction d'onde et le nombre quantique radiale. Les solutions de cette équation dépendent du potentiel choisit.



### I.2.1. Modèle en couches nucléaires

En analogie avec le modèle atomique, les nucléons plongés dans un potentiel moyen remplissent les orbitales solutions de l'équation de Schrödinger (Eq. I. 5). Si on choisit un potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope pour résoudre cette équation, la solution est donnée par [1] :

$$E = -U_0 + \left(2n + l + \frac{3}{2}\right)\hbar\omega = -U_0 + \left(N + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \quad (\text{I. 6})$$

$n$  et  $l$  définissent l'orbitale du modèle en couches.

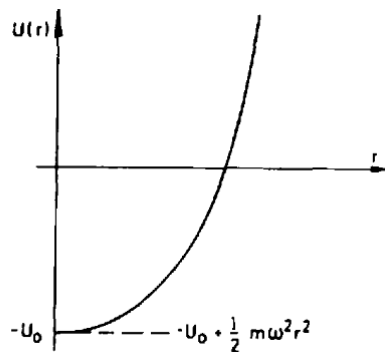


Figure I. 2. Potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope [1].

Cette solution est corrigée en tenant compte de l'interaction Spin-Orbite ( $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ) pour lever la dégénérescence des niveaux énergétiques et interpréter l'existence des nombres magiques [4].

$$\varepsilon_{n(l(s=\pm\frac{1}{2}))j} = -U_0 + \left(2n + l + \frac{3}{2}\right)\hbar\omega + \begin{cases} -l & \text{pour } j = l + \frac{1}{2} \\ l + 1 & \text{pour } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{I. 7})$$

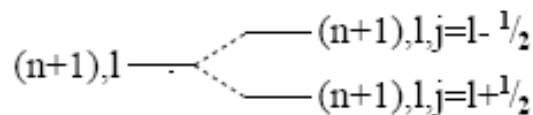


Figure I. 3. Dégénérescence de niveaux sous l'effet de l'interaction spin-orbite.

Pour un système à deux particules identiques plongées dans le potentiel de l'oscillateur harmonique, l'interaction produite est le résultat du potentiel harmonique agissant sur ces

particules avec la masse réduite  $\mu = \frac{m}{2}$  et agissant sur le centre de masse du système de masse totale  $2m$  [1, 5]. Dans ce cas, la fonction d'onde totale est le produit de la fonction d'onde décrivant le mouvement du centre de masse ( $\psi(R)$ ) et celle décrivant le mouvement relatif ( $\varphi(r)$ ) :

$$\begin{aligned} \psi(r_1, r_2) &= \psi(R)\varphi(r) \\ r &= r_1 - r_2 \text{ et } R = \frac{1}{2}(r_1 + r_2) \end{aligned} \quad (\text{I. 8})$$

Considérons les éléments de matrice diagonaux de l'interaction dépendant des coordonnées relatives :

$$\int \psi^*(r_1, r_2) v_{12} \psi(r_1, r_2) dr_1 dr_2 = \int \varphi^*(r) v_{12}(r) \varphi(r) dr \quad (\text{I. 9})$$

Soit un état pour lequel les deux particules sont dans les orbites de l'oscillateur harmonique définis par  $n_1 l_1$  et  $n_2 l_2$ , sa fonction d'onde est une combinaison linéaire d'un nombre limité de fonctions de forme (I. 8), et les éléments de matrice  $\langle v_{12}(r) \rangle$  sont donnés par des combinaisons linéaires d'un nombre limité d'intégrales de forme (I. 9) [5].

Pour diagonaliser la matrice de l'interaction, la fonction d'onde doit être décomposée en somme de fonctions de la forme (I. 8) pour le système centre de masse :

$$\psi_{12}(n_1 l_1 n_2 l_2 LM) = \sum_{\substack{n, l, N, \Lambda, \\ m, M_\Lambda}} a_{n l N \Lambda}^{n_1 l_1 n_2 l_2 L} \langle l m \Lambda M_\Lambda | l \Lambda L M \rangle \psi_{N \Lambda M_\Lambda}(R) \varphi_{n l m}(r) \quad (\text{I. 10})$$

$N$  est le nombre quantique radial,  $\Lambda$  le moment angulaire et  $M_\Lambda$  sa projection sur l'axe  $Z$ , pour ce système :

$$\vec{l}_1 + \vec{l}_2 = \vec{l} + \vec{\Lambda} = \vec{L}$$

et l'énergie résultante après la résolution de l'équation de Schrödinger s'exprime par :

$$E = \left( 2n_1 + l_1 - \frac{1}{2} + 2n_2 + l_2 - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega$$

D'autre part, les valeurs propres des fonctions  $\psi_{N \Lambda M_\Lambda}(R)$  et  $\varphi_{n l m}(r)$  sont respectivement :

$$\left( 2N + \Lambda - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \text{ et } \left( 2n + l - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega. \text{ Les nombres quantiques } n, l, N \text{ et } \Lambda \text{ doivent satisfaire :}$$

$$(2n + l) + (2N + \Lambda) = (2n_1 + l_1) + (2n_2 + l_2)$$

ainsi :

$$a_{n_1 n_2}^{n_1 l_1 n_2 l_2 L} \neq 0 \quad 2n + l + 2N + \Lambda = 2n_1 + l_1 + 2n_2 + l_2$$

avec

$$|l_1 - l_2| \leq L \leq l_1 + l_2, \quad |l - \Lambda| \leq L \leq l + \Lambda$$

### I.2.2. Propriétés électromagnétiques

Les transitions isomériques sont des transitions entre des états isomères, qui représentent des états excités dans un noyau avec des durées de vie relativement longues en comparaison avec d'autres états dans le même noyau. Un état excité est considéré isomère lorsque sa durée de vie est supérieure à  $10^{-9}$  s [6]. La désintégration d'un état isomère est dominée par des processus électromagnétiques (émission gamma ou conversion interne), ce qui peut peupler plusieurs états excités d'énergies plus basses que celle de l'état isomère.

Un noyau dans un état excité se désintègre vers son état fondamental par émission d'un ou plusieurs photons gamma. Les rayons gamma émis de ces états excités ou suivant une transitions isomérique (prompt  $\gamma$  rays) ont des énergies entre  $\sim keV$  à  $\sim MeV$  [6]. Chaque photon  $\gamma$  porte un moment angulaire égal à  $L\hbar$ , avec  $L$  est la multipolarité de la transition mise en jeu, et le caractère électromagnétique de cette dernière peut être déterminé à l'aide des parités et des moments angulaires des états : initial et final, avec des valeurs possibles de  $L$  [7] :

$$\begin{aligned} |J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \\ \text{pour une transition électrique : } \pi_i \pi_f = (-1)^L \\ \text{pour une transition magnétique : } \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \end{aligned} \quad (\text{I. 11})$$

La transition  $\gamma$  entre les états  $J_i=0$  et  $J_f=0$  est interdite, mais une conversion interne est possible [8].

La transition ayant la multipolarité la plus faible a la probabilité la plus importante, et sa constante de désintégration  $\lambda=1/\tau$  ( $\tau$  est la durée de vie) peut être exprimée par [2, 9] :

$$\lambda_{fi}^{\sigma L} = \frac{2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L, J_i \rightarrow J_f) \quad (\text{I. 12})$$

$\sigma$  peut être E pour une transition électrique ou M pour une transition magnétique.  $E_\gamma$  est l'énergie de la transition, et  $B(\sigma L, J_i \rightarrow J_f)$  représente la probabilité réduite de la transition

électromagnétique. Cette dernière s'exprime en fonction des opérateurs électromagnétiques  $M_{\sigma L}$  [9].

Les probabilités réduites de transitions électromagnétiques entre un état initial  $J_i$  et un état final  $J_f$  peuvent être calculées à partir de l'expression :

$$B(M_{\sigma L} : J_i \rightarrow J_f) = (2J_i + 1)^{-1} \left| \langle J_f \| M_{\sigma L} \| J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{I. 13})$$

$M_{\sigma L}$  est l'opérateur électromagnétique [10] :

$$\begin{aligned} M_{2\mu}(E2) &= e_{L=2}^{p,n}(\text{eff.}) r^2 Y_{2\mu}(\theta, \phi) \\ M_{1\mu}(M1) &= \mu_N \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ g_l^{p,n}(\text{eff.}) l + g_s^{p,n}(\text{eff.}) s + g_2 \tau_z r^2 [Y_2 \otimes s] \right]_{\mu} \end{aligned} \quad (\text{I. 14})$$

Les charges  $e^{p,n}$  et les facteurs de Landau  $g^{p,n}$  prennent des valeurs effectives pour tenir compte des interactions entre les particules de valence et le cœur. Dans la formule précédente,  $\tau_z = +1$  pour les neutrons, et  $\tau_z = -1$  pour les protons.

Les probabilités réduites de transition électromagnétiques peuvent être exprimées en termes des moments électromagnétiques et des moments angulaires des états considérés (voir la référence [10] pour plus de détails).

Pour les premiers états excités d'un noyau dominés par la configuration  $\{\pi j_p, \nu j_n; J\}$ , les moments électromagnétiques multipolaires s'expriment par [11] :

$$\mu_J = \mu_N \frac{J}{2} \left[ \frac{\mu_j(p)}{j_p} + \frac{\mu_j(n)}{j_n} + \left( \frac{\mu_j(p)}{j_p} - \frac{\mu_j(n)}{j_n} \right) \frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{J(J+1)} \right] \quad (\text{I. 15})$$

$$Q_J = \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -J & 0 & J \end{pmatrix} (-1)^{j_p+j_n+J} (2J+1) \left[ \left\{ \begin{matrix} j_p & J & j_n \\ J & j_p & 2 \end{matrix} \right\} \frac{Q_{j_p}}{\begin{pmatrix} j_p & 2 & j_p \\ -j_p & 0 & j_p \end{pmatrix}} + \left\{ \begin{matrix} j_n & J & j_p \\ J & j_n & 2 \end{matrix} \right\} \frac{Q_{j_n}}{\begin{pmatrix} j_n & 2 & j_n \\ -j_n & 0 & j_n \end{pmatrix}} \right]$$

$J$  est l'état pour lequel on veut calculer le moment.  $\mu_j(p/n)$  et  $Q_{j_p, j_n}$  sont les moments dipolaires magnétiques et quadripolaires électriques du proton et du neutron [10].

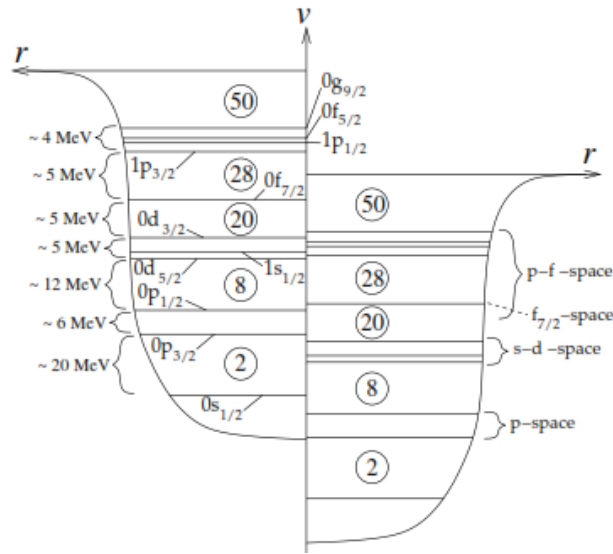
$$\begin{aligned} \mu_j(p/n) &= g_j j \mu_N \\ Q_j(p,n) &= -\frac{(2j-1)}{(2j+2)} \langle r_{p,n}^2 \rangle e_{L=2}^{p,n}(\text{eff.}) \end{aligned} \quad (\text{I. 16})$$

$\langle r_{p,n}^2 \rangle = \langle j_{p,n} | r^2 | j_{p,n} \rangle$  sont les rayons de charge RMS protons et neutrons.

### I.2.3. Nombres magiques

L'explication des nombres magiques vient du potentiel de l'oscillateur harmonique et la correction spin-orbite, qui mène à un dédoublement de couches.

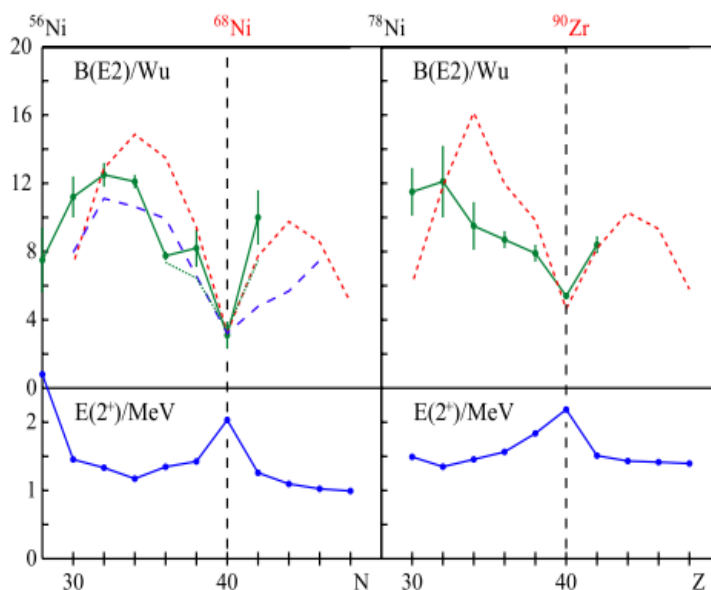
Si on décrit le potentiel du champ de nucléons déjà présents agissant sur le dernier ajouté, les niveaux d'énergie sont caractérisés par un seul nombre quantique  $N=n_1+n_2+n_3$  ( $n_i$  est le nombre quantique de l'oscillateur harmonique dans la direction  $i$ ) [12].



**Figure I. 4.** Nombres magiques et fermetures de couches protons (gauche) et neutrons (droite), selon les prédictions du modèle en couches nucléaires [9].

Les nombres magiques portent sur la considération d'un dédoublement particulier de couches, dite couche fermée, avec la valeur la plus élevée du moment angulaire, pour chaque nombre magique  $N$ .

Le développement des méthodes expérimentales dans les dernières années, a donné l'opportunité de découvrir des noyaux loin de la stabilité  $\beta$ , et donc d'obtenir plus de données sur les propriétés spectroscopiques des systèmes nucléaires. L'interprétation de leurs résultats fait apparaître de nouveaux nombres magiques. Cette apparition peut être expliquée en considérant les interactions à trois corps et celles d'ordres plus élevées négligées dans l'approximation du modèle en couches [13, 14]. La résolution de l'équation de Schrödinger, dans ce cas, conduit à une modification des énergies de la particule individuelle et aux déplacements des couches. Ce phénomène sera discuté en détail dans le chapitre II.



**Figure I. 5.** Énergie d'excitation de l'état  $2^+$  et  $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$  pour les isotopes  $Z=28$  et les isotones  $N=50$  et apparition du nombre magique  $N, Z=40$  [15].

### I.3. Modèle Macroscopique-Microscopique

Le modèle en couches décrit seulement le mouvement des nucléons : des particules indépendantes dans un champ moyen. L'introduction des interactions résiduelles, n'a pas pu donner des prédictions proches de la réalité pour les systèmes loin de la stabilité [1].

En utilisant des réactions nucléaires spécifiques, certains modes d'excitation ont été observés pour des noyaux ayant  $Z$  et  $N$  loin des nombres magiques [1, 16]. Des comportements collectifs reliés aux énergies du premier état excité  $2_1^+$ , qui sont plus faibles que les énergies d'appariement, sont observés pour des noyaux près des régions de masse  $A \geq 100$ . Les excitations multipolaires de la charge nucléaire et les distributions des masses peuvent être utilisées comme des sondes de la collectivité [17]. Pour des noyaux autour des cœurs magiques, les mouvements collectifs sont faibles à cause de la stabilité du cœur et le comportement individuel est prédominant. Pour des noyaux ayant  $Z$  ou  $N$  loin des nombres magiques, la collectivité devient plus importante [16].

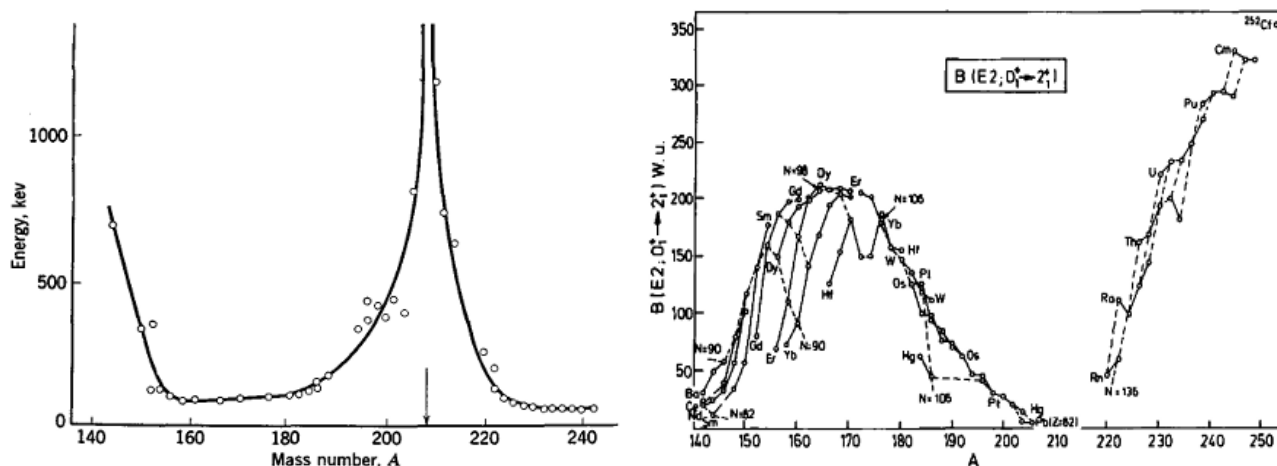
Une des caractéristiques des noyaux non sphériques est leur capacité d'effectuer des rotations autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie et/ ou des vibrations (ces modes collectifs peuvent être superposés).

Pour les noyaux Pair-Pairs, les énergies des premiers états excités sont données, selon le modèle en couches collectif, dans le cas de rotation par [3, 18] :

$$E_{rot} = \left( \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \right) I(I+1) \quad I = 0, 2, 4, \dots \quad (\text{I. 17})$$

$I$  est le spin de l'état excité.  $\mathcal{I}$  est le moment d'inertie de la fonction d'onde de déformation.  $\mathcal{I}=0$  pour les noyaux sphériques.

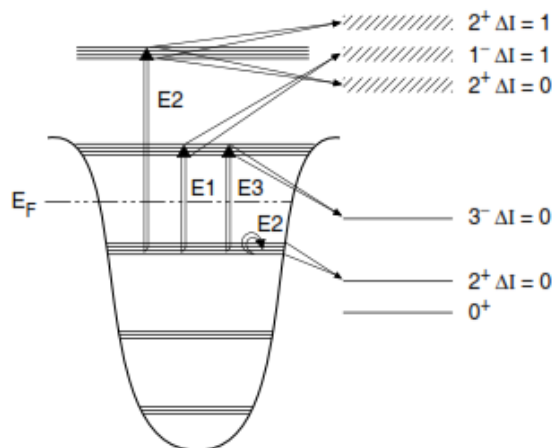
Selon cette équation, les premiers états excités des noyaux Pair-Pairs sont associés aux mouvements rotationnels collectifs [16].



**Figure I. 6 :** Énergies d'excitation des premiers niveaux excités des noyaux Pair-Pairs avec  $A > 140$  (gauche) [16, 18], et Probabilités réduites de transitions  $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$  dans les noyaux Pair-Pairs avec  $Z \leq 98$  et  $N \geq 82$  (droite) [1].

La figure ci-dessus montre une discontinuité dans la courbe pour le  $^{208}\text{Pb}$  qui est doublement magique et un des plus stables noyaux.

Il est possible aussi de décrire les spectres énergétiques en termes de modes d'excitation. Ces modes présentent les différentes fluctuations de l'équilibre. Ces fluctuations dépendent de la structure interne du système. Ainsi, les modes élémentaires peuvent s'associer aux excitations des particules individuelles ou représentent des vibrations collectives de densité, de forme ou d'autres paramètres caractérisant la configuration de l'équilibre [18].



**Figure I. 7:** Excitations collectives dans le cadre du modèle en couches [7].

Les états collectifs où les protons et les neutrons oscillent en phase sont les états avec  $\Delta I=0$ . Dans le cas des oscillations en phases opposées, les états collectifs sont ceux avec  $\Delta I=1$ , ils ont des énergies plus élevées.

Dans le cas de superposition des modes, le moment angulaire total peut prendre  $I=K, K+1, K+2, \dots (K \neq 0)$  et seulement les états avec des moments  $I$  pairs sont permis. Les énergies de rotation, dans ce cas, s'expriment par [3] :

$$E_{rot} = \left( \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right) [I(I+1) - K(K+1)]$$

$K$  représente la projection du moment angulaire total  $I$  sur l'axe de symétrie du noyau.

#### I.4. Noyaux dans la région de $^{132}\text{Sn}$

Dans ce travail, nous nous intéressons aux isotopes impair-impairs avec  $47 < Z < 55$  autour du cœur doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ . Ces noyaux, loin de la stabilité et près du chemin du processus  $r$ , fournissent des informations très importantes dans la vérification et le développement des prédictions théoriques sur la nature de l'interaction nucléaire.

Les propriétés des interactions  $NN$  peuvent influencer sur les fermetures de couches. En plus, le changement du potentiel moyen, pour un système avec un grand  $N/Z$ , modifie les énergies individuelles des sous couches.



### I.4.1. Processus astrophysique et transition $\beta$

La plupart des noyaux, plus lourds que le Fe, sont produits par captures rapides de neutrons ou processus  $r$  dans des milieux riches en neutrons avec de très hautes températures. Ce processus continue à se développer jusqu'aux noyaux avec  $N$  magiques pour lesquels les énergies de séparation ou de liaison neutron ( $S_n$ ) sont élevées. Le processus doit attendre plusieurs désintégrations  $\beta^-$  successives pour arriver à une chaîne isotopique ayant des  $S_n$  plus faibles. C'est le point d'attente.

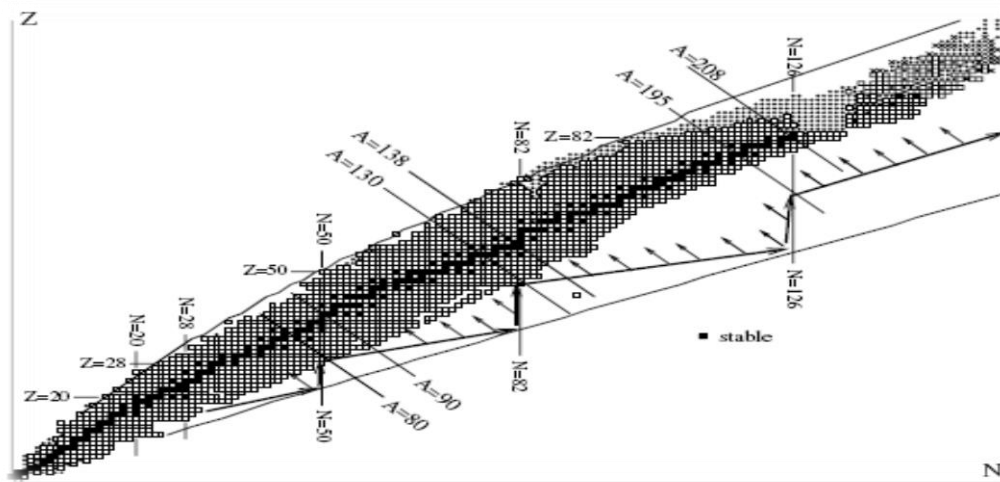


Figure I. 8 : Chemin du Processus  $r$  [2].

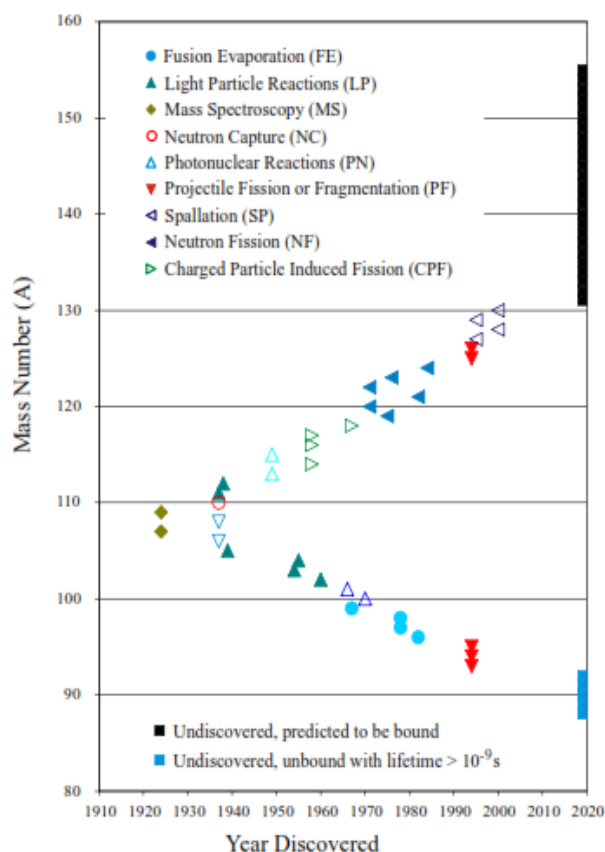
Les noyaux autour de  $^{132}\text{Sn}$  se situent près du chemin du processus  $r$ . Leurs propriétés nucléaires : énergies de liaison, états excités et taux de transition  $\beta$  sont des grandeurs très importantes dans les calculs de la nucléosynthèse et du processus  $r$ . L'importance de cette région en astrophysique vient du fait qu'elle comprend trois points d'attente  $A=130, 138$  et  $195$  [19].

### I.4.2. Noyaux Impair-impairs autours de $^{132}\text{Sn}$

La compréhension de la structure nucléaire des noyaux impair-impairs loin de la stabilité est indispensable pour la détermination des propriétés de l'interaction proton-neutron, afin de comprendre et de développer les modèles nucléaires théoriques existants. Dans ce qui suit, nous allons exposer quelques études expérimentales et théoriques qui permettent de mieux comprendre la structure nucléaire des noyaux dans cette région de masse.

✓ **Noyaux trou-trous**

\*La découverte de  $^{128}\text{Ag}$  a été reportée par Kautzsch et al. (2000) [20]. Ils l'ont identifié en utilisant des sources d'ions laser sélectives (*RILIS*) dans l'étude de transitions  $\beta^-$  des isotopes lourds de l'argent. Dans cette expérience, un faisceau pulsé de proton de 1 GeV issu du Synchrotron de proton Booster au CERN a bombardé une cible épaisse de  $\text{UC}_2\text{-C}$ .



**Figure I. 9** : Années et méthodes de découverte des isotopes de l'argent [21].

\*La première observation de  $^{130}\text{In}$  a été effectuée par Kerek et al. (1973) [22]. Cet isotope était produit par fission induite de  $^{235}\text{U}$  par des neutrons à Studsvik, et identifié en utilisant le séparateur OSIRIS. Kerek et al. avaient observé la transition  $\beta^-$  et déterminé la demi-vie  $0.53 \pm 0.05$  s de  $^{130}\text{In}$ . Cette dernière est utilisée pour les calculs de la valeur actuelle  $0.54(1)$  s [23]. Les premiers états excités de  $^{130}\text{In}$  sont les résultats de la transition  $\beta^-$  de l'état fondamental du  $^{130}\text{Cd}$  ayant une demi-vie de 162 ms [24]. La durée de vie de son état fondamental  $1^-$  est de 0.29 s. Dillmann et al. (2003) [24] ont calculé le spectre énergétique de  $^{130}\text{In}$  afin de réaliser des calculs de transition GT pour le  $^{130}\text{Cd}$  en utilisant une interaction dérivée de l'interaction CD-Bonn [25]. Leurs calculs ont permis de reproduire le spin et la parité de l'état fondamental  $1^-$  ainsi que l'énergie du premier état excité  $3^+$ .

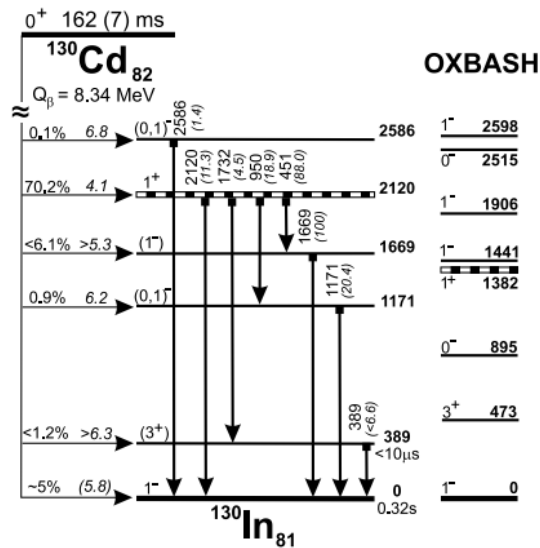


Figure I. 10 : Spectre énergétique expérimental en comparaison avec celui calculé par Dillmann et al. (2003) de  $^{130}\text{In}$  [24].

✓ Noyaux particule-trous

Les isotones N=81, avec quelques protons de valence dans la région de masse  $^{132}\text{Sn}$  ont un intérêt spécial dans la détermination de l'interaction nucléaire pour les noyaux particule-trous.

\* $^{132}\text{Sb}$  a été produit pour la première fois via la fission induite de l'uranium en utilisant des neutrons thermique [26]. Mach et al. [27] ont déterminé les états à bas spins dans  $^{132}\text{Sb}$  peuplé par la désintégration  $\beta^-$  de  $^{132}\text{Sn}$ .

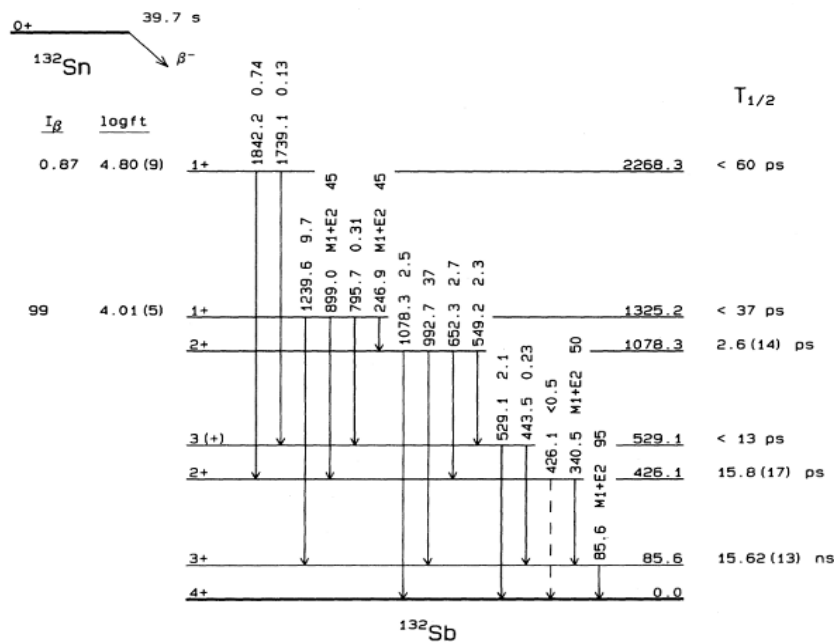
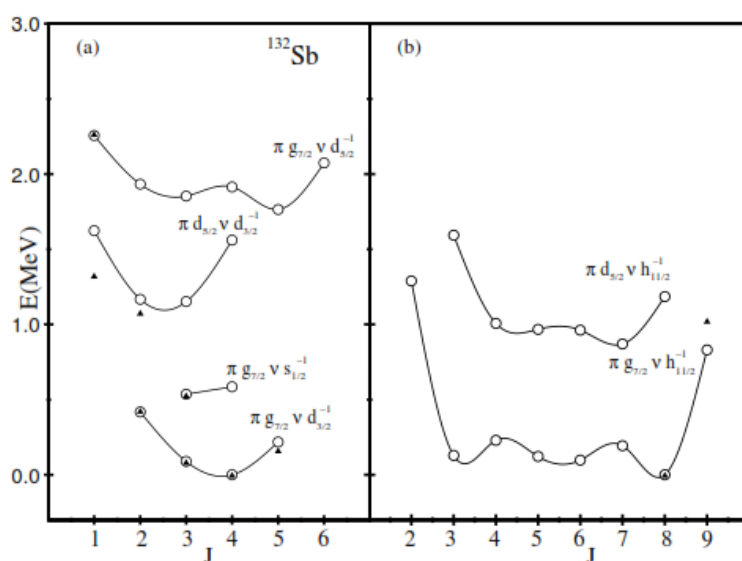


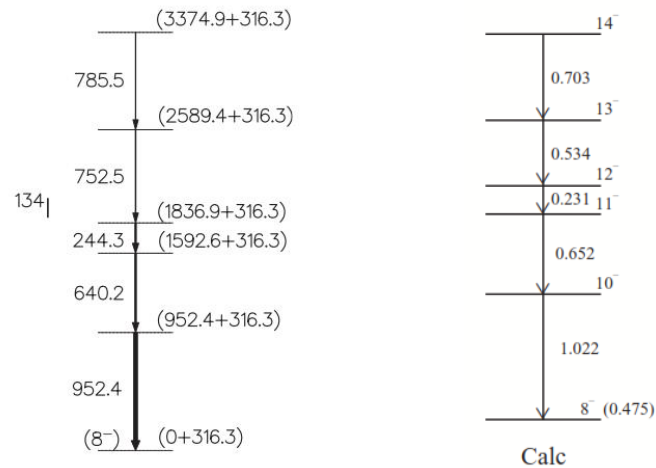
Figure I. 11 : Schéma de désintégration de  $^{132}\text{Sb}$  peuplé par la désintégration  $\beta^-$  de  $^{132}\text{Sn}$  [27].

Ce noyau est le sujet de plusieurs études théoriques. Covello et al. [28] ont réalisé des calculs spectroscopiques, en utilisant une interaction dérivée du potentiel nucléon-nucléon Bonn-A. Leurs calculs, pour le  $^{132}\text{Sb}$ , ont conduit à reproduire les états de parités positives, et ont donné  $126\text{ keV}$  pour le premier état négatif  $8^-$  dominé par  $(\pi 1g_{7/2})^1 (v 1h_{11/2})^{-1}$ . Puis en 2003 [29], ils ont étudié cet isotope au moyen de l'interaction  $V_{low}$ . En utilisant cette approche, les états positifs dominés par la configuration  $(\pi 1g_{7/2})^1 (v 2d_{3/2})^{-1}$  étaient en accord avec les données expérimentales. Néanmoins, ceux dominés par  $(\pi 2d_{5/2})^1 (v 2d_{3/2})^{-1}$  et  $(\pi 1g_{7/2})^1 (v 1h_{11/2})^{-1}$  se situaient  $300\text{ keV}$  au-dessus et  $200\text{ keV}$  en-dessous de leurs positions expérimentales, respectivement.



**Figure I. 12 :** Spectres calculés en utilisant l'interaction  $V_{low}$  (cercles vides) en comparaison avec les données expérimentales (triangles noirs) pour  $^{132}\text{Sb}$  [29].

\*Selon Kathawa et al. [26], l'isotope  $^{134}\text{I}$  a été identifié par Katcoff et al. en 1948 [30], suivant l'irradiation d'une feuille de plutonium par des neutrons. Liu et al. [31] ont identifié les spins des états à basses énergies d'excitation dans  $^{134}\text{I}$  à partir de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Ils ont observé cinq niveaux et cinq transitions de désintégration  $\gamma$ . Coraggio et al. [32] ont interprété les états à hautes énergies d'excitation dans le cadre de l'approximation  $V_{low}$  avec  $\Lambda=2.2\text{ fm}^{-1}$ . Les résultats obtenus étaient en accord avec les données expérimentales.



**Figure I. 13 :** Schémas de niveaux expérimentaux identifiés par Liu et al. [31] (gauche), et calculés par Coraggio et al. [32] (droite) pour  $^{134}\text{I}$ .

\*Les informations expérimentales sur l'isotope  $^{136}\text{Cs}$  ont été fournies suivant les travaux des références [33] et [34]. Dans la Réf. [33], Puppe et al. ont mesuré les distributions des amplitudes de transition Gamow-Teller, à travers la réaction ( $^3\text{He}, t$ ) sur le projectile  $^{136}\text{Xe}$  qui peut subir une désintégration double béta pour donner le  $^{136}\text{Cs}$ , à une énergie incidente de 420 MeV (Figure I. 14).

Wimmer et al. [34] ont proposé un schéma de niveau étudiant l'état isomère  $^{136m}\text{Cs}$  d'énergie 518 keV qui se désintègre vers le  $^{136}\text{Cs}$ . Ils ont réalisé des calculs spectroscopiques en utilisant l'interaction *CD-Bonn* [35] pour reproduire le spectre expérimental. Cependant, les valeurs obtenues sont différentes de l'expérience.

### ✓ Noyaux particule-particules

Les noyaux impair-impairs avec quelques particules de valence loin de la stabilité et près du cœur  $^{132}\text{Sn}$  ont une grande importance dans l'étude de la force nucléaire. Ainsi, ces noyaux sont un bon moyen pour tester la théorie du processus astrophysique *r*.

\*Les isotopes de l'antimoine avec un proton et quelques neutrons en plus du cœur magique présentent une des chaînes isotopiques très importantes de la structure nucléaire (Figure I. 15).

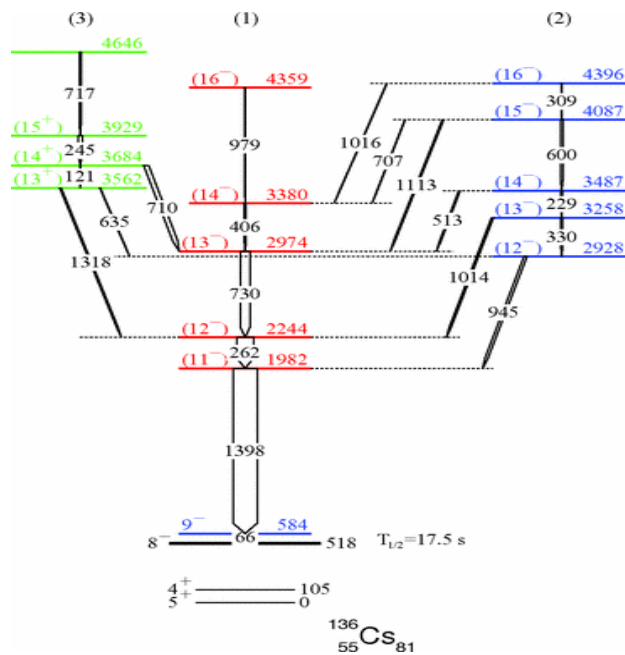


Figure I. 14 : Schéma de niveaux expérimentaux de  $^{136}\text{Cs}$  [33].

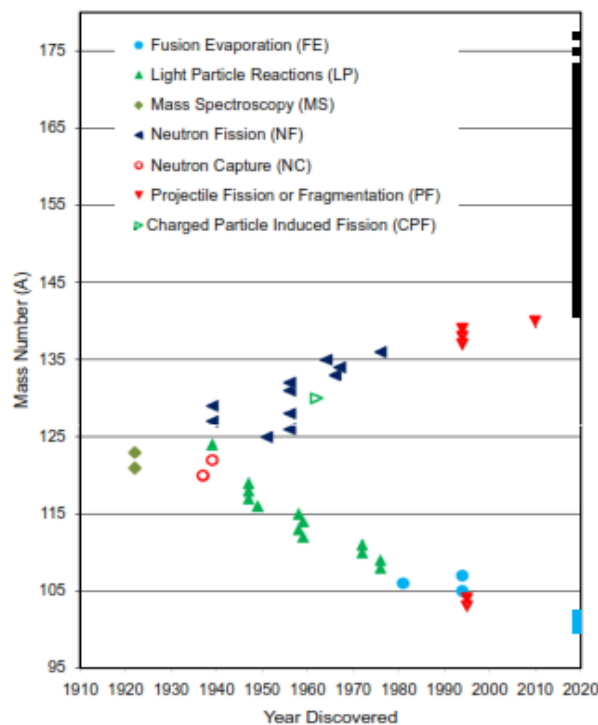
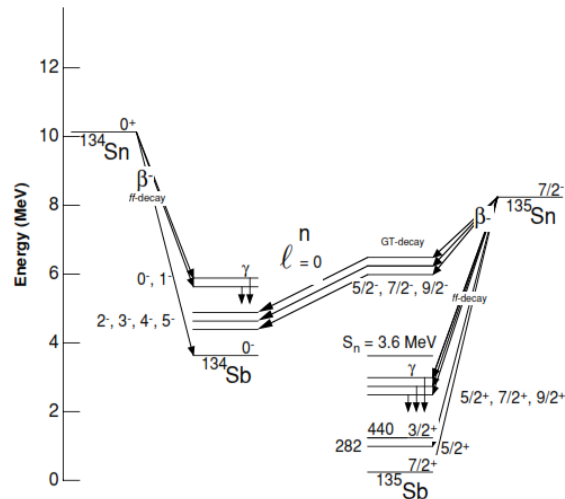


Figure I. 15 : Années et méthodes de découverte des isotopes de l'antimoine [26].

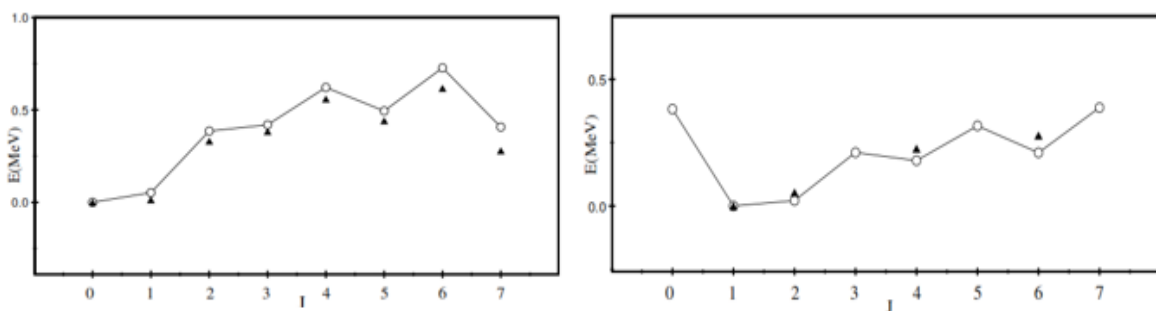
\*La découverte de  $^{134}\text{Sb}$  date de 1967 par Tomlinson et Hurdus [36]. Ils ont produit cet isotope par la fission induite par des neutrons thermiques de  $^{235}\text{U}$  dans le réacteur Harwell LIDO. Les états  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$  et  $3^-$  sont observés suivant la désintégration  $\beta^-$  de  $^{134}\text{Sn}$ , tandis que l'état  $7^-$  est formé par la désintégration  $\beta^-$  suivie par l'émission retardée d'un neutron à partir de  $^{135}\text{Sn}$  qui forme  $^{135}\text{Sb}$  par transition  $\beta^-$  [37].



**Figure I. 16 :** Formation de  $^{134}\text{Sb}$  à partir de  $^{134-135}\text{Sn}$  par transition  $\beta$  et  $\beta n$  [37].

\*Le  $^{136}\text{Sb}$  a été découvert pour la première fois par Lund et Rudstam en 1976 [26, 38]. Il a été produit suivant la fission induite par les neutrons de l'uranium dans le réacteur Studsvik R2-0. Mineva et al. [39] ont produit ce noyau suivant la fission induite par un projectile relativiste sur  $^{238}\text{U}$  dans le séparateur de fragment à GSI. Ils ont réalisé une spectrométrie gamma des produits de fission après la séparation de cet isotope et ils ont mesuré la demi-vie de son état isomère  $T_{1/2}=565\text{ ns}$ . Les informations spectroscopiques sur ces états excités peuvent être obtenues en étudiant la désintégration  $\beta^-$  de  $^{136}\text{Sn}$  [39].

Coraggio et al. [40] ont étudié les deux isotopes au moyen d'une interaction dérivée du potentiel *CD-Bonn* en utilisant l'approximation  $V_{low-k}$  pour construire leur interaction. Cette dernière leur a permis de reproduire les états fondamentaux des deux noyaux ainsi que les séquences de niveaux.



**Figure I. 17 :** Spectres énergétiques de  $^{134-136}\text{Sb}$  calculés par Covello et al. en utilisant l'approximation  $V_{low-k}$  [40] en comparaison avec les données expérimentales.

\*En 1994, Bernas et al. [26, 41] ont lancé la découverte des isotopes  $^{137-138-139}\text{Sb}$ . Ces noyaux ont été produits suivant un projectile de 750 MeV/nucléon sur une cible de Pb dans GSI. Arndt

et al. [42] ont déterminé les demi-vies et les rapports d'embranchement de désintégrations  $\beta^-$  de ces noyaux à ISOLDE.

✓ Les premiers états excités des isotopes de l'iode avec trois protons et quelques neutrons en plus du cœur magique sont dominés par  $(\pi 1g_{7/2})^3 (v 2f_{7/2})^n$ ,  $n=0,1,\dots$

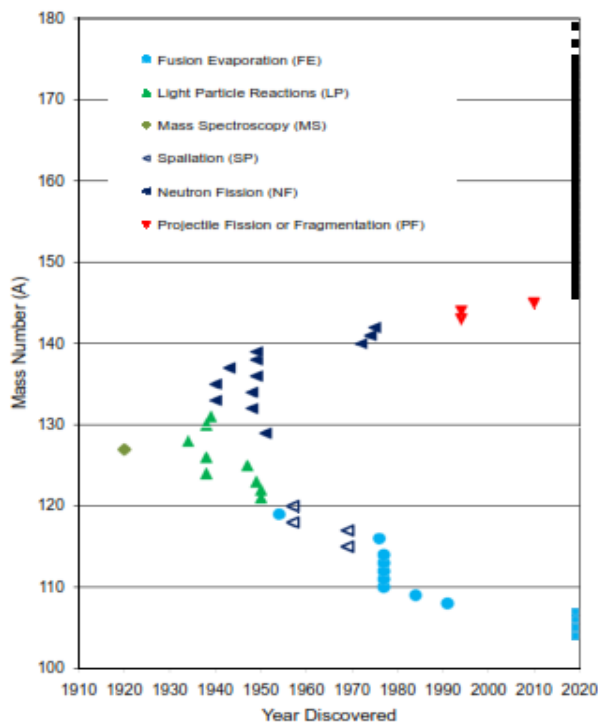


Figure I. 18 : Années et méthodes de découverte des isotopes de l'iode [26].

\*L'isotope  $^{136}\text{I}$  a été identifié pour la première fois par Stanley et Katcoff [26, 43], suivant l'irradiation de l'uranium et du plutonium. En 2006, Urban et al. [44] ont étudié cet isotope, produit par fission du  $^{248}\text{Cm}$ , au moyen de la spectroscopie  $\gamma$  en utilisant le faisceau EUROGAM2. Ils ont observé que la transition M1+E2 résulte de la désintégration de l'état 7<sup>-</sup> vers l'état 6<sup>-</sup> (Figure I.18).

\*La découverte de  $^{138-139}\text{I}$  a été reportée par Sugarman (1949) [45]. Les nitrates de l'uranyle ont été irradiés pour produire ces deux isotopes par fission induite. Les courbes de désintégration ont été mesurées suivant la séparation chimique qui a mené à la détermination des demi-vies  $5.9 \pm 0.4$  s et  $2.7 \pm 0.1$  s pour  $^{138}\text{I}$  et  $^{139}\text{I}$  respectivement [26].



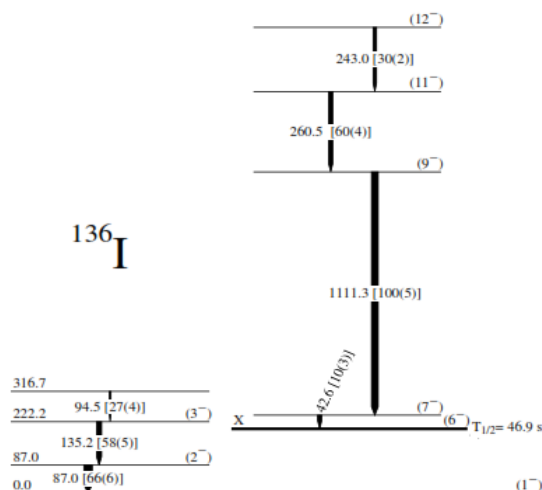


Figure I. 19 : Schéma de niveaux expérimentaux déterminés par Urban et al. [44].

\*Le  $^{138}\text{Cs}$  a été étudié par Li et al. (2007) au moyen des mesures de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  à partir de la fission du  $^{252}\text{Cf}$ . Le 0<sup>-</sup> a été associé à l'état fondamental du noyau étudié, et le schéma de niveaux a été construit sur la base de l'état isomère 6<sup>-</sup>. Leurs calculs spectroscopiques ont montré l'importance de l'interaction entre l'excitation des protons de valence dans la couche  $1g_{7/2}$  et les neutrons de valence dans la couche  $2f_{7/2}$ .

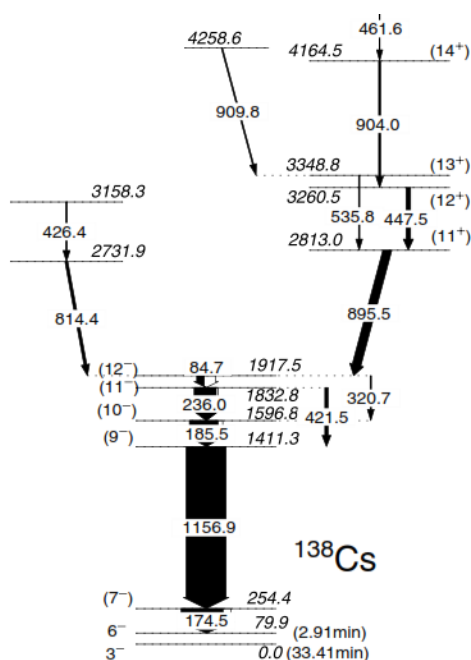


Figure I. 20 : Structure nucléaire du  $^{138}\text{Cs}$  [46].

## II. Système à deux particules-Interactions effectives

L'étude spectroscopique des noyaux contenant des particules ou des trous en plus d'un cœur fermé (CS) fournit des informations importantes sur la nature de l'interaction nucléaire, et permet de tester les prédictions théoriques sur la structure nucléaire et la séquence des couches dans le noyau [18].

### II.1. Système Particule- Particule

À cause du principe de Pauli, un cœur fermé contenant  $2k$  ( $k$  est un entier non nul) particules doit avoir un moment angulaire totale  $J=0$  et une parité positive. Par conséquence, le spin du noyau voisin avec une particule en plus du cœur peut être déterminé à partir des nombres quantiques  $nljm$  de la couche qui comporte le nucléon ajouté [3, 18]. On peut décrire ce système en terme de la fonction d'onde  $\psi$ , qui s'exprime en fonction de la partie radiale et la partie angulaire :

$$\psi_{nljm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \zeta_{ljm}(\theta, \varphi, m_s) \quad (\text{II. 1})$$

$R$  et  $\zeta$  sont respectivement la partie radiale et la partie angulaire de la fonction d'onde, et  $nlm_s jm$  sont les nombres quantiques caractérisant l'état de la particule [18]. Si on prend l'axe  $z$  comme axe de symétrie du système,  $m_s = s_z$  et la partie angulaire devient :

$$|ljm\rangle = \left| \left( ls = \frac{1}{2} \right) jm \right\rangle = \sum_{m_l m_s} \left| lm_l \frac{1}{2} m_s \right\rangle \left\langle lm_l \frac{1}{2} m_s \left| jm \right\rangle \quad (\text{II. 2})$$

Les fonctions associées aux états  $ljm$  sont les harmoniques sphériques  $Y_{lm_l}$ .

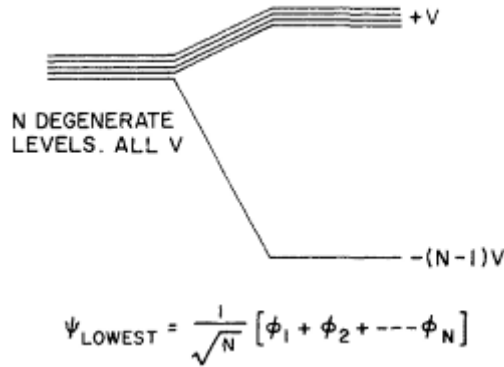
Si on ajoute une particule avec l'isospin  $T=t=1/2$  au cœur fermé CS qui a l'isospin  $T_0=0$ , l'état correspondant peut être obtenu à partir de l'état du cœur  $|\hat{0}\rangle$  en utilisant l'opérateur de création de particule  $a^+$ ,

$$\left| J = j, M = m, T = \frac{1}{2}, m_t \right\rangle = a^+(jm, m_t) |\hat{0}\rangle \quad (\text{II. 3})$$

$m_t$  prend la valeur  $+\frac{1}{2}$  pour un neutron et  $-\frac{1}{2}$  pour un proton. L'opérateur  $a^+$  crée une particule dans l'orbital  $(nl)jm$  [18, 47].

### II.1.1. Le schéma M

Une configuration est définie comme étant l'ensemble des états qui peuvent être formés par des particules dans l'orbite définie par le nombre quantique principal  $n$  et le nombre quantique orbital  $l$  dans le couplage  $LS$ , c'est le schéma  $M$  ; ou par les nombres quantiques  $n, l$  et  $j$  dans le cas de couplage  $jj$  (le schéma  $J$ ) [3, 5]. Chaque configuration contient plusieurs états différents groupés et dégénérés en absence d'une interaction mutuelle.



**Figure II. 1 :** Dégénérescence de plusieurs états en absence d'une interaction [3].

La première dite représentation en schéma  $m$  comprend tous les Déterminants de Slater (SD) relatifs à  $A$  particules distribuées dans  $p$  orbitales individuelles  $|nljmr\rangle$ . Toutes les symétries de rotation sont ignorées et les seuls nombres quantiques conservés sont la parité, la projection du moment angulaire  $J_z$  et la projection de l'isospin  $T_z$ .

La configuration dans le couplage  $LS$  est spécifiée par les valeurs de  $n_i$  et  $l_i$  de chaque particule, mais on a besoin de définir d'autres nombres quantiques pour avoir une représentation complète des états [48].

Le cas le plus simple est celui de deux particules identiques obéissant au principe de Pauli. Les fonctions d'onde du modèle en couches d'une certaine configuration peuvent être caractérisées par les valeurs de projection de nombres quantiques  $l_i$  et  $s_i$  sur l'axe  $Z$ , et la fonction d'onde du système s'exprime par le produit des fonctions d'onde individuelles pour chaque particule  $\Psi_{nlm_l m_s}$ . Le nombre quantique  $M$  peut être exprimé par [3, 5] :

$$M = \sum_i m_{l_i} + \sum_i m_{s_i}$$

Prenant une configuration  $j^n$  dans le schéma  $M$ , les états avec la valeur maximale de  $M$ , notés par les séries des valeurs de  $m$  ( $j, j-1, j-2, \dots, j-n+1$ ), sont considérés avec  $J=M_{max}$ .

Si l'interaction  $V_{ij}$  est considérée comme une perturbation, elle doit être diagonalisée pour chaque configuration. Prenons deux états  $|\alpha\rangle$  et  $|\alpha'\rangle$  de même configuration, la matrice  $\langle\alpha|\sum_{i<j}V_{ij}|\alpha'\rangle$  doit être diagonalisée pour obtenir la correction au 1<sup>er</sup> ordre [5]. Ainsi, l'interaction est supposée invariante contre la rotation dans l'espace ordinaire et l'espace du Spin, et l'opérateur  $J$  commute avec l'interaction  $V_{ij}$ . Par conséquent, sa matrice n'a pas d'éléments non-diagonaux entre les états avec différents moments  $J$ .

### II.1.2. Le schéma J

Dans ce cas, la configuration est spécifiée par les valeurs de  $n_i$ ,  $l_i$  et  $j_i$  de chaque particule. Les projections des moments angulaires individuels  $j_i$  peuvent caractériser les fonctions d'onde des états de la configuration. La fonction d'onde du système est le produit des fonctions d'onde individuelles de chaque particule  $\psi_{n_l j_m}$ . Le couplage  $J$  est introduit pour considérer le cas où l'énergie dépend des projections  $m_l$  et  $m_s$ . Dans ce cas, le potentiel total est la somme des potentiels individuels [5, 49].

$$\langle\sum U_i\rangle = \sum\langle U_i\rangle_{n,l_i,j_i} \quad (\text{II. 4})$$

Le nombre quantique  $M$  peut être exprimé par :

$$M = \sum_i m_{j_i}$$

### II.1.3. Schéma de séniorité

Les énergies d'interaction pour une configuration à une seule couche  $j$  sont données par [50] :

$$\langle j^n \alpha I | V | j^n \alpha' I \rangle = n \varepsilon_j \delta_{\alpha\alpha'} + \sum_{j'} c_2(n, j, I, \alpha, \alpha', J') \langle j^2 J' | V | j^2 J' \rangle \quad (\text{II. 5})$$

$\alpha$  représente tous les nombres quantiques additionnels nécessaires pour la distinction entre les différents déterminants de Slater lors de la résolution de l'équation de Schrödinger. Pour  $j > 7/2$ , le nombre quantique additionnel le plus important est la séniorité  $\nu$  qui dénombre le nombre de nucléons non appariés [50].

L'élément de matrice est déterminé par les noyaux à un et à deux particules (trous) qui sont voisins au cœur inerte ayant l'énergie individuelle  $\varepsilon_j$  et l'élément de matrice à deux corps

$\langle j^2 J' | V | j^2 J' \rangle$  pour la couche  $j$ . La séniorité impose l'indépendance des énergies d'excitation du nombre d'occupation  $n$  de couche [9, 50]. Pour un spin  $j$  et une séniorité  $\nu$ , le spin maximal de la configuration est donné par :

$$I_{max} = \nu \left( \frac{j - (\nu - 1)}{2} \right) \quad (\text{II. 6})$$

## II.2. Système Particule- Trou

Un état Trou peut être obtenu en enlevant une particule du cœur fermé CS. Par conséquent, la description des systèmes particule-trou est basée sur l'utilisation des opérateurs d'annihilation d'une particule ou de création d'un trou  $b^+$  [18].

$$b^+(jm) = a(\overline{jm}) = (-1)^{j+m} a(j-m) \quad (\text{II. 7})$$

Et les éléments de matrice des états trous sont liés à ceux des états particules par la relation :

$$\langle j_2^{-1} m_2 | F | j_1^{-1} m_1 \rangle = -\langle \overline{j_1 m_1} | F | \overline{j_2 m_2} \rangle + \langle \hat{0} | F | \hat{0} \rangle \delta((n_1 l_1) j_1 m_1, (n_2 l_2) j_2 m_2)$$

F est un opérateur arbitraire. L'élément de matrice  $\langle \hat{0} | F | \hat{0} \rangle$  disparaît pour les couches fermées sauf si F contient des composantes scalaires.

Pour l'isospin des états trou,  $T$  est égale  $\frac{1}{2}$  avec  $M_t = \frac{1}{2}$  pour un trou proton et  $M_t = -\frac{1}{2}$  pour un trou neutron. Ces états sont formés en respectant les propriétés de transformation dans l'isospace :

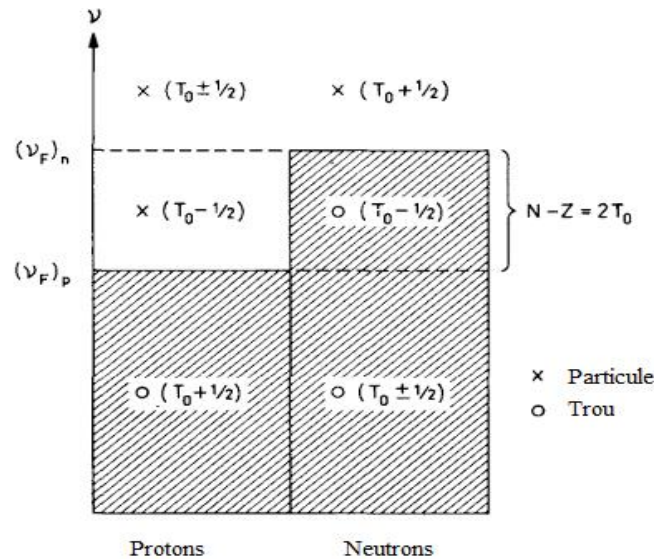
$$\begin{aligned} |j^{-1} m, m_t \rangle &= b^+(jm, m_t) |\hat{0} \rangle \\ &= \begin{cases} -b^+(j_p m) |\hat{0} \rangle = -|j_p^{-1} m \rangle & m_t = +\frac{1}{2} \\ +b^+(j_n m) |\hat{0} \rangle = +|j_n^{-1} m \rangle & m_t = -\frac{1}{2} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{II. 8})$$

On peut obtenir les opérateurs  $b^+$  à partir des opérateurs  $a$  en utilisant la transformation :

$$b^+(jm, m_t) = (-1)^{j+m+\frac{1}{2}+m_t} a(j-m, -m_t)$$

Pour un système à deux particules, la projection de l'isospin est  $T_z = t_{z1} + t_{z2}$ . Si les particules sont identiques  $T_z = 1$ .  $T$  ne peut prendre une valeur inférieure à sa projection ou supérieure à la somme des valeurs  $t_{z1}$  et  $t_{z2}$  [3].

Si un noyau contient plus de protons et de neutrons, son isospin  $T_0 = (M_T)_0 = \frac{(N-Z)}{2}$ , et donc les configurations particule ou trou forment des états avec  $T = T_0 \pm \frac{1}{2}$ .



**Figure II. 2 :** Isospin total pour les configurations avec une Particule ou un trou en plus d'un cœur fermé avec  $T=T_0$  [18].

### II.3. Interaction effective

La description des propriétés nucléaires en utilisant les interactions à deux corps a échoué à reproduire les propriétés nucléaires des systèmes situés loin de la stabilité pour  $A > 20$ , ce qui montre le besoin de prendre en considération d'autres effets, qui doivent permettre de résoudre ces problèmes spectroscopiques et d'obtenir des résultats proches des données expérimentales [51]. Dans ce contexte, les interactions à trois corps présentent une meilleure solution pour atteindre ce but. Ces interactions, étant différentes de celles entre nucléons libres, sont utilisées pour décrire les interactions entre le cœur, qui n'est plus inerte, et les nucléons de valence dans un espace donné. De plus, les nucléons de valence ne peuvent pas diffuser librement aux états du cœur occupé par d'autres nucléons [19].

Dans cette partie, nous essayerons de décrire les propriétés de l'interaction monopolaire dans le noyau, de la modéliser, et de montrer son effet sur la structure nucléaire et sur l'évolution des couches magiques.

### II.3.1. Interaction à deux corps

L'interaction nucléaire à deux corps a une courte portée de l'ordre de  $1 \text{ fm}$ . La saturation des propriétés nucléaires résulte de la dépendance du rayon nucléaire au nombre de masse  $A$  ( $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ ). Ainsi, la force nucléaire est indépendante de la nature, de la charge et des spins de nucléons mis en jeu. Les valeurs des moments angulaires et des moments magnétiques de l'état lié du deuton indiquent que les spins intrinsèques des deux nucléons sont, en première approximation, parallèles. Cependant,  $L=0$  n'est pas un bon nombre quantique du deuton, ce qui montre que la force nucléaire ne peut pas être une force centrale pure dépendante que de la distance  $r$  entre les nucléons, mais elle contient aussi une partie tensorielle dépendante de l'orientation relative de la distance  $\vec{r}$  entre les nucléons et leurs spins intrinsèques. De plus, La partie spin-orbite de l'interaction nucléaire, entre deux niveaux ayant le même moment orbital  $l$  avec des spins intrinsèques parallèles ou antiparallèles, donne un écart d'énergie dépendant de la valeur de  $l$ .

### II.3.2. Interaction à trois corps

Les interactions entre les nucléons, qui occupent différents niveaux, dépendent de la distribution radiale, du moment angulaire et de l'orientation de leurs orbitales. Par conséquent, le champ nucléaire moyen et les niveaux individuels sont modifiés et donc il en résulte des modifications des gaps énergétiques entre les couches sphériques. Ces corrélations mènent le noyau à se déformer.

Pour les noyaux faiblement liés situés près des drip-lines, les interactions entre les nucléons de valence et le cœur -interactions monopolaires- peuvent modifier leurs propriétés spectroscopiques [19].

#### II.3.2.1. Effet monopolaire

Le modèle en couches nucléaires permet de reproduire les différentes propriétés des systèmes nucléaires près de la ligne de stabilité. Ce modèle suppose que le noyau se compose d'un cœur inerte en plus des nucléons de valence en interaction, et le potentiel nucléaire résulte seulement des interactions entre les nucléons de valence. Mais lorsqu'on s'éloigne de la stabilité, les prédictions de ce modèle ne permettent pas d'expliquer quelques phénomènes comme l'apparition de nouveaux nombres magiques [14, 51].

L'anomalie du monopole était détectée dans les ajustements des éléments de matrice à deux corps par Mc Grory et al. (1970) [52]. Ils ont étudié les isotopes  $^{42-50}\text{Ca}$  dans la région du  $^{40}\text{Ca}$  en utilisant une interaction réaliste dérivée par Kuo et Brown. Leurs résultats montraient que l'interaction de la couche  $\nu f_{7/2}$  avec les couches  $\nu p_{3/2}$ ,  $\nu p_{1/2}$  et  $\nu f_{5/2}$  est très forte [52]. Cortes et Zuker (1979) ont donné une explication théorique basée sur l'effet d'excitation du cœur à l'origine du champ monopolaire, et réalisé une étude spectroscopique sur des noyaux dans les régions de  $^{16}\text{O}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , en tenant compte de l'effet monopolaire [53]. Leurs résultats étaient proches des données expérimentales. Poves et Zuker (1981) [54] ont réalisé une étude spectroscopique sur des noyaux dans la région du  $^{40}\text{Ca}$ . Ils ont montré la validité de l'interaction monopolaire en faisant une application sur l'interaction KB dans la région fp.

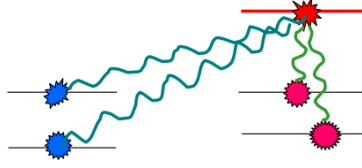
L'interaction monopolaire a été soulignée pour la première fois en dérivant une équation simple pour les énergies moyennes des états à un trou par l'introduction des interactions monopolaires isoscalaires et isovecteurs [55].

$$V_{j_\pi j_\nu}^{pn} = \frac{\sum_J (2J+1) E_J(j_\pi j_\nu)}{\sum_J (2J+1)} \quad (\text{II. 9})$$

$E_J(j_\pi j_\nu)$  représente l'énergie d'excitation de l'état considéré, et  $J$  son moment angulaire total. Notez que cette énergie d'excitation peut être remplacée par un élément de matrice à deux corps donné par la configuration mise en jeu ( $j_\pi j_\nu$ ) pour déterminer le terme monopolaire avec le spin  $J$ . Pour les régions ayant un excès de neutron important, les opérateurs d'isospin doivent être considérés [53].

Cette énergie moyenne (Eq. II. 9) correspond à une certaine interaction *proton-neutron*, dite monopolaire. Elle ne dépend pas des valeurs de  $J$ , et peut être exprimée en fonction des interactions à deux corps [19]. Le terme monopolaire correspond à l'énergie moyenne apportée au noyau en ajoutant deux nucléons en interaction, indépendamment de l'orientation de leurs orbites [19, 56]. Il contient les propriétés fondamentales des interactions  $N-N$ , ce qui influe sur l'évolution des fermetures de couches.





**Figure II. 3 :** Déplacement des énergies de la particule individuelle due à l'interaction du cœur avec les nucléons de valence [56].

### II.3.2.2. Interaction monopolaire

L'hamiltonien nucléaire, dans la représentation habituelle, peut contenir deux types d'interaction entre les nucléons de valence, à un et à deux corps, [55],

$$H = \sum_{jm} \varepsilon_j^{core} a_{jm}^+ a_{jm} + \sum_{\alpha \alpha' JM} \langle 2\alpha | V | 2\alpha' \rangle_j A^+(2\alpha JM) A(2\alpha' JM) \quad (\text{II. 10})$$

Dans cette équation,  $\varepsilon_j^{core}$  exprime l'énergie de la particule individuelle (*SPE*) par rapport au cœur considéré, elle représente la somme des énergies cinétiques des nucléons formant le cœur et le potentiel nucléaire entre eux.

$a_{jm}^+$  et  $a_{jm}$  sont, respectivement, les opérateurs de création et d'annihilation d'un nucléon dans un état individuel  $|jm\rangle$ .

Le deuxième terme représente l'interaction à deux corps. L'opérateur  $A^+(2\alpha JM)$  crée un état à deux corps antisymétrisé avec un moment angulaire total  $J$  et sa projection  $M$ . L'opérateur d'annihilation correspondant est exprimé par l'opérateur  $A(2\alpha' JM)$ . Le nombre quantique  $\alpha$  permet de distinguer les différentes configurations à deux corps. Dans le cas des trois orbites  $j_1$ ,  $j_2$  et  $j_3$ , le nombre quantique  $\alpha$  peut prendre les valeurs [55] :

$$\alpha = j_1^2, j_1 j_2, j_1 j_3, j_2^2, j_2 j_3 \text{ et } j_3^2$$

L'interaction coulombienne, n'est pas incluse dans l'hamiltonien et en plus du moment angulaire et parité  $J^\pi$  et la valeur propre de l'énergie, a un bon nombre quantique d'isospin.

L'équation de valeur propre pour l'hamiltonien nucléaire s'exprime par :

$$H|J_\nu^\pi\rangle = E|J_\nu^\pi\rangle \quad (\text{II. 11})$$

$\nu$  représente des états propres avec les mêmes spins et parités dans le même noyau. L'énergie de liaison d'un état propre  $J_\nu^\pi$  est définie par  $B=-E$ . Cette énergie n'inclut ni l'énergie coulombienne ni l'énergie du cœur et l'interaction à deux corps se décompose en  $n$  termes :

$$V = \sum_{k=1}^n V_k \quad (\text{II. 12})$$

L'énergie de liaison est donnée par une somme des énergies de la particule individuelle et les composants correspondant de l'interaction à deux corps,

$$B = B(\text{SPE}) + \sum_{k=1}^n B(k) \quad (\text{II. 13})$$

Le terme  $B(k)$  peut être évalué en utilisant l'élément de matrice de l'interaction à deux corps  $V_k$ ,

$$B(k) = -\langle J_\nu^\pi | V_k | J_\nu^\pi \rangle \quad (\text{II. 14})$$

$|J_\nu^\pi\rangle$  est obtenu par la résolution de l'équation au valeur propre Eq. (II. 11) [55].

De plus, l'interaction à deux corps peut se décomposer en trois types d'interaction : interaction *proton-proton*, *neutron-neutron* et *proton-neutron* :

$$V = V_{pp} + V_{nn} + V_{pn} \quad (\text{II. 15})$$

Et de même pour l'énergie de liaison :

$$B = B(\text{SPE}) + B(V_{pp}) + B(V_{nn}) + B(V_{pn}) \quad (\text{II. 16})$$

Les éléments de matrice à deux corps pour les interactions pour les particules identiques sont exprimés dans le formalisme isospin par des éléments à  $T=1$  ;

$$\langle 2\alpha | V_{pp/nn} | 2\alpha' \rangle_J = \langle 2\alpha | V | 2\alpha' \rangle_{J,T=1} \quad (\text{II. 17})$$

Pour les particules non identiques, les éléments de matrice à deux corps peuvent être exprimés dans le formalisme *proton-neutron* par :

$$\langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j_\pi j_\nu \rangle_J = \frac{\sqrt{(1+\delta_{j_\pi j_\nu})(1+\delta_{j_\pi j_\nu})}}{2} \left[ \langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j_\pi j_\nu \rangle_{J,T=1} + \langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j_\pi j_\nu \rangle_{J,T=0} \right] \quad (\text{II. 18})$$

où la différence entre les deux formalismes est considérée dans la normalisation des états à deux corps.

$$\text{avec} \quad V_{pn} = \sum_{j_\pi j_\nu j_\pi' j_\nu'} \langle j_\pi j_\nu | V | j_\pi' j_\nu' \rangle_j A^+(j_\pi j_\nu JM) A(j_\pi' j_\nu' JM) \quad (\text{II. 19})$$

Les états proton-neutron sont créés par l'opérateur de création,

$$A^+(j_\pi j_\nu JM) = [a_{j_\pi}^+ \otimes a_{j_\nu}^+]_M^{(J)} \quad (\text{II. 20})$$

Les crochets désignent le couplage des moments angulaires pour former un tenseur sphérique de rang  $J$  [55].

L'opérateur d'annihilation est donné par

$$A(j'_\pi j'_\nu JM) = (-1)^{1+J-M} [\tilde{a}_{j'_\pi} \otimes \tilde{a}_{j'_\nu}]_M^{(J)} \quad (\text{II. 21})$$

avec  $\tilde{a}_{jm} = (-1)^{j-m} a_{j-m}$  sont les opérateurs d'annihilation modifiés et, la phase qui assure que les opérateurs  $a_{jm}^+$  et  $\tilde{a}_{jm}$  sont les composantes  $m$  du tenseur sphérique de rang  $j$ .

À partir de Eq. (II. 12), on peut écrire,

$$\begin{aligned} V_{pn} &= \sum_k V_{pn}^{(k)} \\ \text{où} \begin{cases} V_{pn}^{(k)} &= \sum_{j_\pi j_\nu j_\pi' j_\nu'} f^{(k)}(j_\pi j_\nu, j'_\pi j'_\nu) u^{(k)}(j_\pi, j'_\pi) u^{(k)}(j_\nu, j'_\nu) \\ f^{(k)}(j_\pi j_\nu, j'_\pi j'_\nu) &= \sum_J (-1)^{j_\pi + j'_\nu - J} (2k+1)(2J+1) W(j_\pi j_\nu j'_\pi j'_\nu; Jk) \langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j'_\pi j'_\nu \rangle_J \end{cases} \quad (\text{II. 22}) \end{aligned}$$

$u^{(k)}(j_\pi, j'_\pi)$  et  $u^{(k)}(j_\nu, j'_\nu)$  sont des opérateurs tensoriels unitaires de rang  $k$  agissant sur les systèmes proton et neutron respectivement. Ils sont définis par :

$$u^{(k)}(j, j') = \frac{(-1)^{2j}}{\sqrt{2k+1}} [a_j^+ \otimes \tilde{a}_{j'}]^{(k)}$$

Le rang  $k$  peut prendre des valeurs entières satisfaisant,

$$\max(|j_\pi - j'_\pi|, |j_\nu - j'_\nu|) \leq k \leq \min(j_\pi + j'_\pi, j_\nu + j'_\nu)$$

Le composant à  $k=0$  dans Eq. (II. 22) est l'interaction monopolaire. L'opérateur tensoriel unitaire de rang  $k=0$  peut être formé seulement dans le cas où  $j=j'$  [55].

$$u^{(0)}(j, j') = \delta_{jj'} \frac{1}{\sqrt{2k+1}} \hat{N}_j$$

avec

$$\hat{N}_j = \sum_{m=-j}^j a_{jm}^+ a_{jm}$$

$\hat{N}_j$  est l'opérateur nombre de l'orbital  $j$ .

Il est ainsi évident que l'interaction monopolaire apparaisse seulement pour les éléments diagonaux de matrice à deux corps avec  $j_\pi = j'_\pi$  et  $j_\nu = j'_\nu$ . On peut, alors, obtenir

$$f^{(0)}(j_\pi j_\nu, j_\pi j_\nu) = \frac{\sum_J (2J+1) \langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j_\pi j_\nu \rangle_J}{\sqrt{(2j_\pi+1)(2j_\nu+1)}}$$

La composante monopolaire de l'interaction *proton-neutron* est ainsi réduite à

$$V_{pn}^{(0)} = \sum_{j_\pi j_\nu} \Delta \varepsilon_{j_\pi j_\nu} \hat{N}_{j_\pi} \hat{N}_{j_\nu} \quad (\text{II. 23})$$

$\Delta \varepsilon_{j_\pi j_\nu}$  est défini par [55, 57]

$$\Delta \varepsilon_{j_\pi j_\nu} = \frac{\sum_J (2J+1) \langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j_\pi j_\nu \rangle_J}{(2j_\pi+1)(2j_\nu+1)} \quad (\text{II. 24})$$

Cette grandeur correspond à la valeur moyenne en  $J$  des éléments de matrice à deux corps de l'interaction *proton-neutron*. Cette expression est équivalente à celle dans Eq. (II. 9).

Le dénominateur est le nombre des états issus du couplage entre  $j_\pi$  et  $j_\nu$ .

$$(2j_\pi+1)(2j_\nu+1) = \sum_{J=|j_\pi-j_\nu|}^{j_\pi+j_\nu} (2J+1)$$

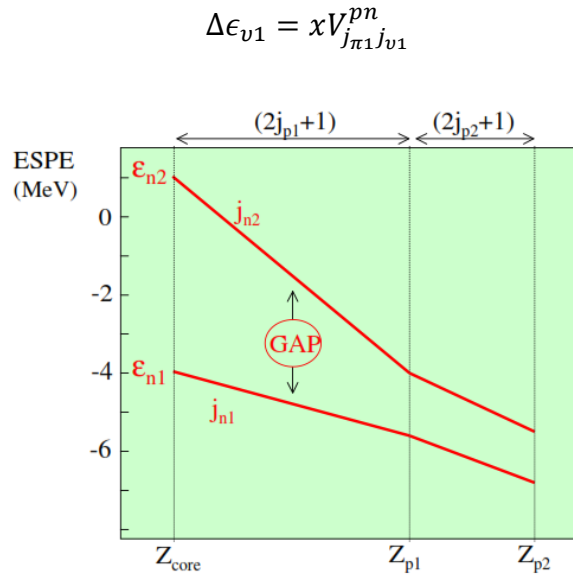
La valeur moyenne dans Eq. (II. 24) est remplacée dans Eq. (II. 22) par  $\langle j_\pi j_\nu | V_{pn} | j_\pi j_\nu \rangle_J = \Delta \varepsilon_{j_\pi j_\nu}$  pour les éléments de matrice diagonaux et par Zéro pour les autres éléments de matrice [58]. Tous les multipôles de rang  $k \neq 0$  vont disparaître à cause des propriétés des coefficients de *Racah*. Le monopole de l'interaction *proton-neutron* peut être exprimé par [55]:

$$V_{pn}^{(0)} = \sum_{j_p j_n JM} \Delta \varepsilon_{j_p j_n} A^+(j_p j_n JM) A(j_p j_n JM) \quad (\text{II. 25})$$

### II.3.2.3. Effet monopolaire sur la structure nucléaire

L'addition des protons dans deux couches successives (en remplissant les couches  $j_{\pi 1}$  et  $j_{\pi 2}$ ) conduit à une modification des énergies de la particule individuelle neutron  $\varepsilon_{v1}$  et  $\varepsilon_{v2}$ . La valeur du monopôle  $V_{j_{\pi 1} j_{v 2}}^{pn}$  doit être choisie pour qu'elle soit plus attractive que les trois autres  $V_{j_{\pi 1} j_{v 1}}^{pn} \approx V_{j_{\pi 2} j_{v 1}}^{pn} \approx V_{j_{\pi 2} j_{v 2}}^{pn}$ .

Dans l'approche du modèle en couches, l'interaction monopolaire induit un changement dans les énergies effectives de la particule individuelle (*ESPEs*),  $\varepsilon_{vi}$ , des couches neutrons  $n_i$ ,  $j_{vi}$ ,  $l_{vi}$  par le champ moyen généré par les protons ajoutés à un cœur inerte ayant  $Z_{\text{cœur}}$  protons. Commenant par l'énergie  $\varepsilon_{v1}$  d'un état occupé  $j_{v1}$ , la variation des *ESPEs* dépend linéairement de l'interaction monopolaire *proton-neutron*  $V_{j_{\pi 1} j_{v 1}}^{pn}$  lorsque  $x$  protons occupent l'orbitale  $j_{\pi 1}$  ( $0 < x < 2j_{\pi 1} + 1$ ) : [19] (la même relation s'implique durant le remplissage de la couche  $j_{\pi 2}$ ).



**Figure II. 4:** Évolution des énergies effectives de la particule indépendante (*SPE*) des deux états neutrons à cause de l'addition des protons dans les couches  $j_{\pi 1}$  et  $j_{\pi 2}$

À partir des énergies du cœur  $Z_{\text{cœur}}$ ,  $\varepsilon_{v1}$  et  $\varepsilon_{v2}$ , les interactions monopolaires interviennent en remplissant l'orbite  $j_{\pi 1}$  et provoquent une augmentation de l'énergie de liaison  $\varepsilon_{v2}$ , et une réduction du gap neutron [19].

### II.3.3. Évolution de fermetures de couches loin de la stabilité

Les noyaux exotiques fournissent des informations sur des phénomènes inexistant dans les noyaux stables comme l'évolution de structure en fonction de  $Z$  ou de  $N$ , qui se termine dans certains cas par l'apparition de nouveaux nombres magiques [56]. Otsuka et al. [56] ont suggéré que la composante *spin-isospin* ( $\sigma \cdot \sigma$ ) ( $\tau \cdot \tau$ ) de l'interaction *nucléon-nucléon* entre les niveaux  $J = l \mp \frac{1}{2}$  est responsable de l'évolution de couches.

Les énergies des couches fermées sont exprimées en fonction des énergies de la particule individuelle (SPE) et de la force monopolaire. Ce qui indique que les SPE des différents cœurs sont liées par l'interaction monopolaire [55]. Umeya et Muto [55] ont montré que l'interaction monopolaire est dominée par les composantes centrales des interactions effectives du modèle en couches. Ces composants sont attribués au champ moyen et aux effets du deuxième ordre de l'interaction tensorielle, qui joue un rôle très important dans l'évolution de la structure nucléaire et dans les calculs du modèle de champ moyen. Cet effet apparaît quand les nucléons remplissent une orbite de  $j$  élevé dans les noyaux lourds.

### II.3.4. Effet monopolaire près de fermetures de couches Z50 et N82

Les interactions entre le cœur  $^{132}\text{Sn}$  dans ce cas- et les nucléons de valence mènent aux déplacements des sous couches dans l'espace de valence et donc aux changements des énergies individuelles (SPEs). C'est l'effet monopolaire. Dans certains cas, ces déplacements donnent une inversion entre les niveaux.

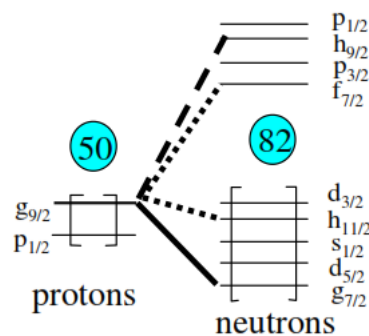


Figure II. 5 : Évolution de couches dans la région de  $^{132}\text{Sn}$  [19].

L'évolution du gap  $N=82$  autour de cœur  $^{132}\text{Sn}$  est gouvernée par les effets combinés des interactions entre les nucléons de valence. Pour des noyaux avec  $Z$  variant entre 40 et 50 seul l'orbital proton  $g_{9/2}$  est progressivement vidé, toutes les interactions monopolaires proton-neutron, qui interviennent dans l'évolution de la structure nucléaire entre les deux noyaux  $^{132}\text{Sn}$

et  $^{122}\text{Zr}$ , impliquent la même couche proton. Comme il est montré sur la figure (II. 5), les valeurs de ces monopoles pourraient modifier la séquence des couches neutron, la valeur de  $N$  pour la couche fermée et les valeurs des énergies de séparation de neutrons  $S_n$  lorsque les protons sont enlevés (à l'aide du monopole  $\pi g_{9/2}-\nu h_{11/2}$  ou  $\pi g_{9/2}-\nu f_{7/2}$ ) [19].

De même, le monopole  $\pi g_{9/2}-\nu g_{7/2}$  a une forte influence sur les durées de vie de la transition  $\beta$  des isotones  $N=82$ . Ces noyaux en dessous des  $\text{Sn}$ , se désintègre via des transitions Gamow-Teller (GT) (des transitions  $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$ ). Lorsque les protons sont enlevés de la couche  $\pi g_{9/2}$ , la couche neutron  $\nu g_{7/2}$  devient moins liée à cause de la disparition de l'interaction *Proton-Neutron* entre ces deux couches. Ainsi, la transition *GT* s'effectue aux énergies d'excitation faibles dans le noyau descendant, ce qui conduit aux diminutions des demie-vies de la transition  $\beta$  (qui dépendent de la quantité  $(Q_\beta-E^*)^5$ ) [19, 24].

## II.4. Interaction multipolaire

Suite à l'évolution de structure en couches et à l'apparition de nouveaux nombres magiques, une décomposition de l'hamiltonien nucléaire en multipôles peut être nécessaire pour expliquer ces nouvelles observations expérimentales (Eq. II. 26) [53, 54].

$$H = H_m + H_M \quad (\text{II. 26})$$

L'hamiltonien monopolaire  $H_m$  est défini comme étant la partie de l'interaction qui reproduit les énergies moyennes de configurations [59].  $H_M$  représente la partie multipolaire de l'hamiltonien nucléaire [51, 60].

La résolution de l'équation de Schrödinger peut s'effectuer en introduisant les opérateurs de création et d'annihilation. C'est la méthode de la seconde quantification. Dans ce cas, l'hamiltonien du système s'écrit :

$$H^{(1)} = \sum_{\substack{i,j,k,l \\ J,T}} \sqrt{(2J+1)(2T+1)} V_{JT}(i,j,k,l) \left[ (a_i^+ a_j^+)^{(JT)} (\tilde{a}_k \tilde{a}_l)^{(JT)} \right]^{(00)} \quad (\text{II. 27})$$

avec  $V_{JT}(i,j,k,l) = \sqrt{(1+\delta_{ij})(1+\delta_{kl})} \langle ij; JT | V | kl; JT \rangle$

L'opérateur  $\tilde{a}_{k/l}$  est un opérateur d'annihilation avec une phase de transformation :

$$\tilde{a}_{im_i} = (-1)^{j+m_i} a_{i,m_i}$$

Dans cette méthode, la fonction d'onde s'exprime en appliquant ces opérateurs sur le vide. L'état de deux fermions couplés (deux nucléons de valence) est représenté par [61] :

$$\begin{aligned} |(n_i l_i j_i)(n_j l_j j_j); JM\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{ij}}} \sum_{m_i m_j} \langle j_i m_i j_j m_j | JM \rangle a_{i m_i}^{l_i+} a_{j m_j}^{l_j+} |0\rangle \\ \delta_{ij} &\equiv \delta_{n_i n_j} \delta_{l_i l_j} \delta_{j_i j_j} \end{aligned} \quad (\text{II. 28})$$

Dans l'expression (II. 27), l'hamiltonien exprime la représentation particule-particule. Pour la représentation du système particule-trou (ou multipole), l'hamiltonien est exprimé par [5, 54, 61] :

$$H^{(1)} = \sum_{\substack{i,j,k,l \\ \lambda\gamma}} \sqrt{(2\lambda+1)(2\gamma+1)} w_{\lambda\gamma}(i,j,k,l) \left[ (a_i^+ a_j)^{(\lambda\gamma)} (a_k^+ a_l)^{(\lambda\gamma)} \right] \quad (\text{II. 29})$$

Les paramètres  $w_{\lambda\gamma}$  s'écrivent en fonction des éléments de matrice  $v_{JT}$ , Eq (II. 29) :

$$w_{ijkl}^{\lambda\gamma} = \sum_J (2J+1) (-1)^{j_i+j_j+J+T+\lambda+\gamma} \begin{Bmatrix} j_i & j_j & J \\ j_k & j_l & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \gamma \end{Bmatrix} v_{JT}(i,j,k,l) \quad (\text{II. 30})$$

Les termes multipolaires sont ceux avec  $\lambda \geq 1$  (Eq (II. 30)).

Les centroïdes peuvent s'obtenir en définissant une nouvelle force  $W_{JT}$  de façon que  $w_{0\gamma}$  soit nul [61]. Le terme  $v_{JT}(i,j,k,l)$  est représenté par :

$$v_{JT}(i,j,k,l) = W_{JT}(i,j,k,l) + \delta_{ik} \delta_{jl} \bar{V}_T(i,j) \quad (\text{II. 31})$$

Donc

$$w_{ijkl}^{0\gamma} = \sum_J (2J+1) (-1)^{T+\gamma} \frac{\delta_{ik} \delta_{jl}}{\sqrt{(2j_i+1)(2j_l+1)}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \gamma \end{Bmatrix} W_{JT}(i,j,k,l) = 0$$

La résolution de cette équation donne l'expression bien connue du centroïde (Eq (II. 9)).



### III. Formalisme et Applications

Le modèle en couches nucléaires est un outil fondamental dans l'étude de la structure nucléaire. Il conduit à une description des propriétés spectroscopiques de la plupart des noyaux existants. Dans le cadre de ce modèle, nous avons effectué une étude spectroscopique des noyaux impair-impairs riches en neutrons dans la région de  $^{132}\text{Sn}$ .

Afin de reproduire les propriétés nucléaires de ces noyaux, nous avons réalisé des calculs spectroscopiques en utilisant le code de structure nucléaire *Oxbash* [62]. Ce code nous permet de calculer les spectres énergétiques ainsi que les propriétés électromagnétiques des noyaux étudiés. Il est l'un des codes de calculs de modèle en couches avec des dimensions d'environ 100.000 dans le schéma J et environ 2.000.000 dans le schéma-m, et contient une bibliothèque d'espaces et d'interactions modèles [62]. 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 des données.

#### III.1. Espaces modèles

Les calculs spectroscopiques sont réalisés en utilisant trois espaces modèles différents, pour qu'on puisse étudier les différents types de noyaux autour du cœur fermé  $^{132}\text{Sn}$  : *trou-trous*, *particules-trous* et *particule-particules*.

##### III.1.1. *jj45pn*

Cet espace modèle de la région du  $^{78}\text{Ni}$  se compose de 4 orbitales pour les protons et 5 orbitales pour les neutrons :

- ✓ 3 orbitales de la couche majeure  $N = 3$  de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de  $N = 4$  de parité opposée, soit :  $\pi (1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, \text{ et } 1g_{9/2})$ , pour les protons.
- ✓ 4 orbitales de la couche majeure  $N = 4$  de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de  $N = 5$  de parité opposée, soit :  $\nu (1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2} \text{ et } 1h_{11/2})$ , pour les neutrons.

On a utilisé cet espace modèle pour réaliser des calculs spectroscopiques sur les noyaux *Trou-Trous*. Les énergies de trou individuel (Single Hole Energies *SHEs*) sont référées par rapport aux données expérimentales des isobares  $A=131$  avec  $Z=49$  et  $50$ , et elles sont présentées dans le tableau ci-dessous :

$nlj$	Interaction originale (MeV)	Interaction élaborée (MeV)
$\pi 1f_{5/2}$	-0.7166	-18.5573
$\pi 2p_{3/2}$	1.1184	-17.0973
$\pi 2p_{1/2}$	1.1262	16.1093
$\pi 1g_{9/2}$	0.1785	-15.8073
$\nu 1g_{7/2}$	5.7402	-9.7766
$\nu 2d_{5/2}$	2.4422	-8.9970
$\nu 2d_{3/2}$	2.5148	-7.3424
$\nu 3s_{1/2}$	2.1738	-7.6742
$\nu 1h_{11/2}$	2.6795	-7.46

**Tableau III. 1 :** Énergies de la particule individuelle (*SPEs*) et énergies de trou individuel (*SHEs*), utilisées avec l'espace modèle *jj45pn*.

### III.1.2. *jj55pn*

Cet espace modèle est celui dit *sn100pn* de la région de  $^{100}\text{Sn}$  dans la référence [63], composé de :

- ✓ 4 orbitales de la couche majeure  $N = 4$  de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de  $N = 5$  de parité opposée, soit :  $\pi (1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2} \text{ et } 1h_{11/2})$ , pour les protons.
- ✓ 4 orbitales de la couche majeure  $N = 4$  de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de  $N = 5$  de parité opposée, soit :  $\nu (1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2} \text{ et } 1h_{11/2})$ , pour les neutrons.

Cet espace modèle est utilisé pour étudier les noyaux *Particule-Trous*. Les *SHEs* et les *SPEs* sont référées, respectivement, par rapport aux données expérimentales des noyaux  $^{131}\text{Sn}$  et  $^{133}\text{Sb}$ , et elles sont présentées dans le tableau suivant :

$nlj$	Interaction originale (MeV)	Interaction élaborée (MeV)
$\pi 1g_{7/2}$	0.000	-9.8970
$\pi 2d_{5/2}$	0.172	-9.0450
$\pi 2d_{3/2}$	5.182	-7.6439
$\pi 3s_{1/2}$	0.409	-7.2883
$\pi 1h_{11/2}$	3.236	-7.0735
$\nu 1g_{7/2}$	0.000	-9.7766
$\nu 2d_{5/2}$	0.172	-8.9970
$\nu 2d_{3/2}$	5.182	-7.3425
$\nu 3s_{1/2}$	0.409	-7.6742
$\nu 1h_{11/2}$	3.236	-7.4600

**Tableau III. 2 :** Énergies de la particule individuelle (*SPEs*) et énergies de trou individuel (*SHEs*), utilisées avec l'espace modèle *jj55pn*.

### III.1.3. *jj56pn*

Cet espace modèle est celui nommé *z50n82* dans l'ancienne version du code *Oxbash* [62], composé de :

- ✓ 4 orbitales de la couche majeure  $N = 4$  de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de  $N = 5$  de parité opposée, soit :  $\pi (1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$  et  $1h_{11/2})$ , pour les protons.
- ✓ 5 orbitales de la couche majeure  $N = 5$  de l'oscillateur harmonique, et une orbitale de  $N = 6$  de parité opposée, soit :  $\nu (1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}$  et  $1i_{13/2})$ , pour les neutrons.

Les *SPEs* sont référées par rapport aux données expérimentales des isobares  $A=133$  avec  $Z=50$  et 51. Le tableau suivant montre les valeurs des *SPEs* utilisées dans l'interaction originale et les interactions élaborées :

$nlj$	Interaction originale (MeV)	Interaction élaborée (MeV)
$\pi 1g_{7/2}$	-9.6629	-9.6676
$\pi 2d_{5/2}$	-8.7005	-8.7053
$\pi 2d_{3/2}$	-7.2233	-7.2280
$\pi 3s_{1/2}$	-6.9657	-6.9657
$\pi 1h_{11/2}$	-6.8714	-6.8761
$\nu 1h_{9/2}$	-0.8944	-0.8282
$\nu 2f_{7/2}$	-2.4553	-2.3895
$\nu 2f_{5/2}$	0.4507	-0.3849
$\nu 3p_{3/2}$	-1.6016	-1.5358
$\nu 3p_{1/2}$	-0.7996	-1.0265
$\nu 1i_{13/2}$	0.2397	0.3005

**Tableau III. 3 :** Énergies de la particule individuelle (*SPEs*) dans l'interaction élaborée et l'interaction élaborée, utilisées avec l'espace modèle *jj56pn*.

## III.2. Interactions effectives

En se basant sur les interactions originales dans le code, nous avons effectués quelques modifications en tenant compte de certains phénomènes physiques tels que l'effet de masse et l'effet monopolaire pour obtenir des nouvelles interactions utilisées pour réaliser ce travail.

### III.2.1. Interaction *jj45apn*

Cette interaction est basée sur la matrice  $G$  pour la région de  $^{132}\text{Sn}$  [64, 65]. Pour un système nucléaire avec un cœur inerte, les éléments de matrice à deux corps (*TBMEs*) du potentiel divergent pour une fonction d'onde à deux corps non corrélés. Ce problème peut être résolu en introduisant la matrice de réaction  $G$  qui contient les opérateurs d'exclusion de Pauli ainsi que les énergies de la particule indépendante (*SPEs*). Cette introduction est due au fait que les particules doivent interagir virtuellement l'une avec l'autre afin de reproduire des *TBMEs* finis. Donc, ils s'expriment par [64] :

$$\langle \psi | G | \psi \rangle = \langle \psi | V | \psi \rangle$$

$\psi$  dans cette expression représente la fonction d'onde corrélée, et la matrice  $G$  est définie par :

$$G(\omega) \approx V + VQ \frac{1}{\omega - QH_0Q} QG(\omega), \text{ avec } Q = \sum_{mn} |\psi_m \psi_n\rangle Q(mn) \langle \psi_m \psi_n | \quad (\text{III. 1})$$

$m$  et  $n$  sont les particules corrélées avec les *SPEs*  $\varepsilon_m$  et  $\varepsilon_n$ , respectivement.  $H_0$  et  $\omega$  sont, respectivement, l'hamiltonien et l'énergie non perturbé(e) [64].

### III.2.2. Interaction *jj45pnh*

L'interaction *jj45pnh* est introduite en se basant sur l'interaction *jj45apn* [64] de la région du  $^{78}\text{Ni}$  et en tenant compte de l'effet de masse [66]. Tous les éléments de matrice à deux corps (*TBMEs*) de l'interaction originale sont multipliés par le facteur de masse pour passer du cœur de masse 78 au cœur de masse 132.

Les énergies individuelles sont modifiées en utilisant les données expérimentales récentes pour les isobares  $^{131}\text{In}$  et  $^{131}\text{Sn}$  (*SHEs*) [67-69].

### III.2.3. Interaction *CB-Bonn*

L'interaction *CD-Bonn* a été introduite par Machleidt et al. (1996, 2001) [35, 70] sur la base des prédictions de l'interaction *Bonn* [70, 71] pour  $j \leq 4$ . Cette interaction est construite en tenant compte de l'échange de mésons pour ceux ayant des masses inférieures à celles des nucléons. Ainsi, la violation de la symétrie (Charge Symmetry Breaking *CSB*) et de l'indépendance de charge (Charge Independent Breaking *CIB*) sont considérées.

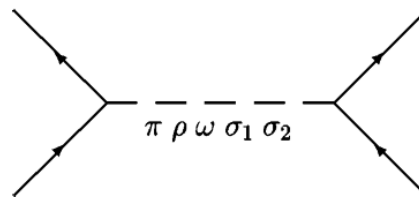


Figure III. 1 : Définition de l'interaction *CD-Bonn* [35].

Machleidt a construit trois interactions indépendantes : proton-proton, neutron-neutron et proton-neutron. La différence entre ces trois interactions est déterminée par les principes de violation de la symétrie.

### III.2.4. Interaction *sn100pn*

Cette interaction, développée par Brown et al. (2005) [63], est obtenue en multipliant le potentiel *CD-Bonn* [35] par une fonction de corrélation à courte portée produisant la matrice  $G$ . Les nucléons interagissent à travers l'échange de mésons décrit par le champ

électromagnétique. Les corrections effectuées donnent des opérateurs de moment magnétique à deux corps. Ainsi, les facteurs effectifs sont utilisés au lieu des facteurs libres. Les résultats peuvent être exprimés en fonction d'un opérateur équivalent à un corps agissant sur le nucléon de valence seul.

L'interaction résultante permet d'étudier les noyaux *particule-particules* autour du cœur  $^{100}\text{Sn}$ , et les noyaux *particule-trous* autour du cœur  $^{132}\text{Sn}$  en utilisant les énergies du trou individuel (*SHEs*) prises des données expérimentales de  $^{131}\text{Sn}$  au lieu des énergies de la particule individuelle prises du spectre expérimental de  $^{101}\text{Sn}$  pour la partie neutron.

### III.2.5. Interaction *snh*

L'interaction *snh* est obtenue en modifiant l'interaction *sn100pn* [63] par prise en compte de l'effet de masse et de l'effet d'appariement dans les noyaux particule-trous [72]. L'énergie d'appariement particule-trou peut s'exprimer en utilisant l'expression donnée par Heyde et al. (1981) [73] :

$$\Delta(h) = 2E_{\tau}(Z, N) - E_{2\tau}(Z, N) \quad (\text{III. 2})$$

Z et N sont, respectivement, le nombre de charge et le nombre de neutron pour le cœur considéré. Si le trou se trouve dans la partie proton (neutron),  $\tau$  présente un *proton* (*neutron*).

Après la multiplication de tous les éléments de matrice à deux corps (*TBMEs*) par le facteur de masse pour tenir compte du changement du cœur entre la masse 100 et la masse 132, cette énergie est introduite dans l'interaction originale pour modifier les éléments de matrice à deux corps résultant de la configuration qui donne les premiers niveaux excités expérimentaux.

Les énergies individuelles sont modifiées en utilisant les données expérimentales récentes pour les noyaux  $^{133}\text{Sb}$  (*SPEs*) et  $^{131}\text{Sn}$  (*SHEs*) [67-69].

### III.2.6. Interaction *cdm*

L'interaction *cdm* est introduite en se basant sur l'interaction *CD-Bonn* [35, 70] et en tenant compte de l'effet de masse et de l'effet monopolaire dans les noyaux particule-trous [74]. Tous les éléments de matrice à deux corps (*TBMEs*) de l'interaction originale sont multipliés par le facteur de masse lors du passage entre le cœur 100 et le cœur 132. Le terme monopolaire dans la partie proton-neutron est estimé en fonction des énergies de séparation d'un proton [19] :

$$V_{j_{\pi}j_{\nu}}^{pn} = \frac{1}{2} [S_p(A+3, Z+1) - S_p(A+1, Z+1)] \quad (\text{III. 3})$$

Cette expression est utilisée pour calculer le monopole  $V_{\frac{g_7 d_{\frac{3}{2}}}{2}}^{pn}$ , et modifier les *TBMEs* résultant de la configuration qui donne les premiers niveaux excités expérimentaux.

Les spectres de  $^{133}\text{Sb}$  et  $^{131}\text{Sn}$  ont été utilisé pour extraire les *SPEs* et les *SHEs*, respectivement [67-69].

### III.2.7. Interaction *kh5082*

Cette interaction a été construite par Chou et Warburton (1992) [75], pour étudier les noyaux dans la région de  $^{132}\text{Sn}$ , en se basant sur l'interaction élaborée par Kuo et Herling et utilisée pour les noyaux proches du  $^{208}\text{Pb}$ . Les éléments de matrice proton-proton ont été remplacé par ceux de Kruse et Wildenthal afin de mieux reproduire le spectre énergétique du noyau  $^{134}\text{Sb}$ .

$$\langle 12 | kh5082 | 34 \rangle = \left( \frac{208}{132} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ \langle 12 | khpb a | 34 \rangle + kh p \langle 12 | khpb u | 34 \rangle \right] \quad (\text{III. 4})$$

*khp* est un facteur de renormalisation :  $kph_{(pp)}=1.00$ ,  $kph_{(pn)}=1.00$ ,  $kph_{(nn)}=1.00$ . Le facteur  $\left( \frac{208}{132} \right)^{\frac{1}{3}}$  a été utilisé pour tenir compte de la dépendance en masse après le passage de la masse 208 à la masse 132.

Les six éléments de matrice neutron-neutron avec  $J=0$  sont très attractifs, pour cette raison ils ont été ajustés en les multipliant par le facteur 0.6 [75].

Les énergies de la particule individuelle (*SPEs*) pour les couches neutron ont été déterminées par la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales des facteurs spectroscopiques des réactions (*d, p*), pour les isotones  $N=83$  avec  $Z=54, 56$  et  $58$ . Pour la partie proton, le spectre expérimental de  $^{133}\text{Sb}$  a été utilisé.

### III.2.8. Interaction *mkh*

Coraggio et al. (2013) [13] ont montré que les termes dominants de l'interaction monopolaire proton-neutron dans la région de  $^{132}\text{Sn}$  sont  $V_{j_{\pi}f_{\frac{7}{2}}}^{pn}$  et  $V_{\frac{g_7 d_{\frac{3}{2}}}{2}}^{pn}$ . Dans ce contexte et en se basant sur l'interaction monopolaire entre les couches  $\pi g_{7/2}$  et  $\nu f_{7/2}$ , nous avons effectué des modifications sur les éléments de matrice de l'interaction originales *kh5082* [75], en calculant le terme

monopolaire :  $V_{\frac{g_7 f_7}{2}}^{pn}$  pour la partie proton-neutron. Les parties proton-proton et neutron-neutron de l'interaction originale sont modifiées utilisant les termes monopolaires  $V_{\frac{g_7 g_7}{2}}^{pp}$  et  $V_{\frac{f_7 f_7}{2}}^{nn}$ . Ces termes sont calculés en utilisant les spectres expérimentaux des noyaux autour du cœur inerte considéré [19].

Ces modifications concernent les éléments de matrice des configurations donnant les premiers niveaux excités. Les énergies individuelles sont modifiées en utilisant les données expérimentales récentes pour les isobares  $^{133}Sb$  et  $^{133}Sn$ , pour calculer les énergies individuelles effectives (*ESPSS*). Une nouvelle interaction dite *mkh* [76] est obtenue.

$$\langle j_\tau j_{\tau'} | mkh | j_\tau j_{\tau'} \rangle = f * \left[ \langle j_\tau j_{\tau'} | kh5082 | j_\tau j_{\tau'} \rangle - V_{j_\tau j_{\tau'}}^{\tau\tau'} \right] \quad (\text{III. 5})$$

$f$  est un facteur de renormalisation déterminé en se basant sur les énergies expérimentales de liaison.  $j_\tau j_{\tau'}$  sont les moments  $j$  des couches considérées pour calculer les termes monopolaires.

### III.3. Calculs spectroscopiques

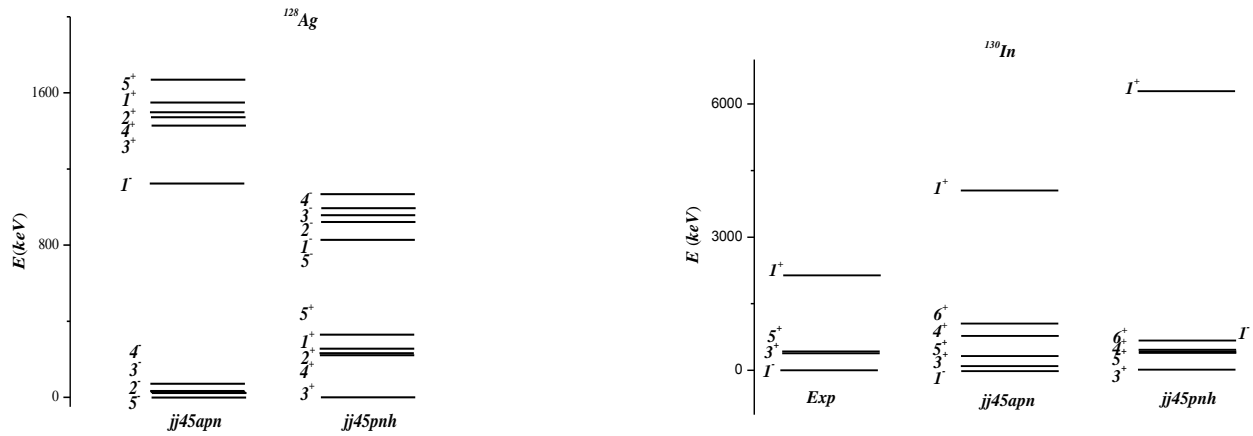
Dans notre travail de thèse, nous avons utilisé les interactions mentionnées dans le paragraphe précédent pour étudier la structure nucléaire des noyaux impair-impair avec quelques particules ou trous en plus du cœur inerte  $^{132}Sn$ , dans le cadre du modèle en couches nucléaires et au moyen du code *Oxbash*. Nous avons effectué des calculs portant sur les spectres des énergies d'excitation, les probabilités réduites de transitions B(M1) et B(E2) et les moments électromagnétiques  $\mu$  et  $Q$ . Les résultats obtenus seront présentés dans trois parties : noyaux trou-trous, noyaux particule-trous et noyaux particule-particules.

#### III.3.1. Noyaux Trou-Trous

Les niveaux excités à bas spin pour les noyaux Trou-Trous étudiés sont dominés par la configuration  $(\pi 1g_{9/2})^{-n}(v 2d_{3/2})^{-1}$ , avec  $n=1$  et  $3$ . Les calculs sont réalisés en utilisant l'espace modèle *jj45pn* et en considérant le noyau magique  $^{132}Sn$  comme cœur inerte. Les *SPEs* et les *SHEs* sont prises des données expérimentales [68, 69].

Les spectres énergétiques, calculés en utilisant les interactions *jj45apn* [64] et *jj45pnh* pour  $^{128}Ag$  (gauche) et  $^{130}In$  (droite) en comparaison avec les données expérimentales, sont présentés sur la figure III.2.





**Figure III. 2 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions  $jj45apn$  [64] et  $jj45pnh$  [66] pour  $^{128}\text{Ag}$  (gauche) et  $^{130}\text{In}$  (droite) en comparaison avec les données expérimentales.

Nous avons calculé les  $B(M1)$  et les  $B(E2)$  pour les noyaux  $^{128}\text{Ag}$  et  $^{130}\text{In}$  en utilisant les interactions ci-dessus, et les résultats sont montrés dans les tableaux (III. 1) et (III. 2) :

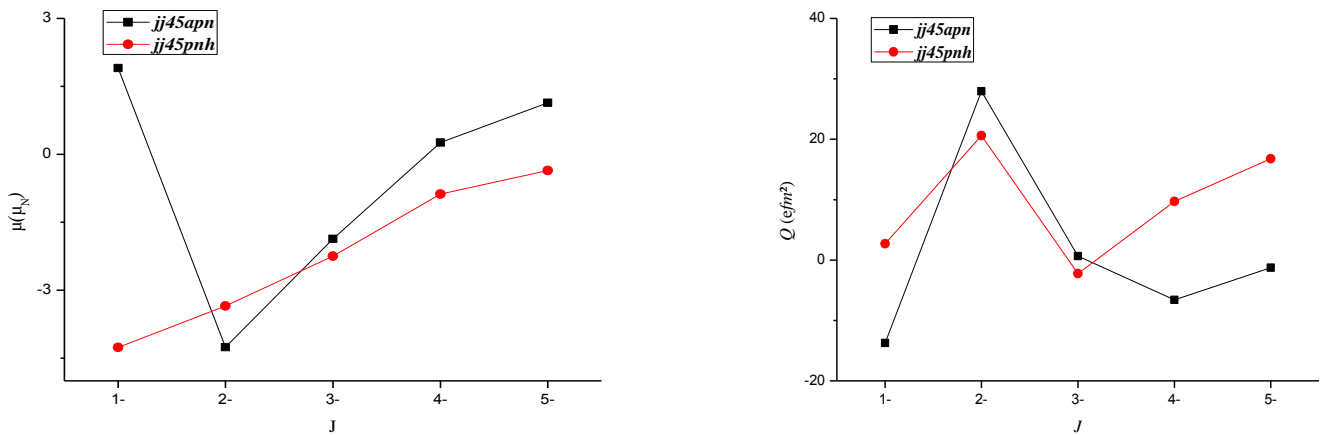
$J_i$	$J_f$	$B(E2) (e^2fm^4)$		$B(M1) (\mu_N^2)$	
		$jj45apn$	$jj45pnh$	$jj45apn$	$jj45pnh$
$4^-$	$5^-$	123.600	65.120	8.056	4.822
	$3^-$	186.900	57.100	5.789	2.526
	$2^-$	135.200	109.700	/	/
$3^-$	$5^-$	302.300	191.500	/	/
	$2^-$	342.900	242.000	4.975	4.846
$1^-$	$3^-$	15.900	58.170	/	/
	$2^-$	7.414	0.709	0.442	5.760

**Tableau III. 4 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions  $jj45apn$  [64] et  $jj45pnh$  [66] pour  $^{128}\text{Ag}$ .

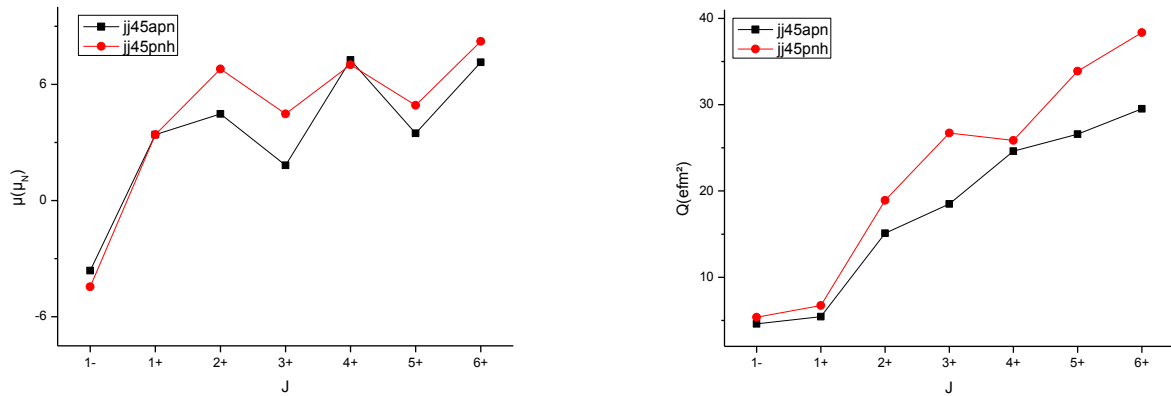
$J_i$	$J_f$	$B(E2) (e^2fm^4)$		$B(M1) (\mu_N^2)$	
		$jj45apn$	$jj45pnh$	$jj45apn$	$jj45pnh$
$6^+$	$4^+$	24.600	19.120	/	/
$5^+$	$4^+$	3.865	0.076	1.104	0.493
	$3^+$	39.120	26.150	/	/
$4^+$	$3^+$	14.880	35.340	0.045	0.285
	$2^+$	15.030	12.110	/	/
$3^+$	$2^+$	2.232	4.957	1.262	2.410
	$1^+$	5.931	6.978	/	/
$2^+$	$1^+$	1.148	0.050	0.040	0.006

**Tableau III. 5 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions  $jj45apn$  [64] et  $jj45pnh$  [66] pour  $^{130}In$ .

Les premiers états excités des noyaux *Trou-Trous* dans la région de  $^{132}Sn$  sont dominés par la configuration  $\{\pi 1g_{9/2}, \nu 2d_{3/2}; J\}$  avec  $j_p=9/2$  et  $j_n=3/2$ . Avec ces valeurs différentes de  $j_p$  et  $j_n$ , les moments électromagnétiques multipolaires calculés pour les deux noyaux en utilisant les interactions  $jj45apn$  et  $jj45pnh$  sont présentés sur les figures en-dessous :



**Figure III. 3 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions  $jj45apn$  [64] et  $jj45pnh$  [66] pour  $^{128}Ag$ .



**Figure III. 4 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions *jj45apn* [64] et *jj45pnh* [66] pour  $^{130}\text{In}$ .

Les calculs sont effectués en utilisant les charges et les facteurs de Landau de la particule libre.

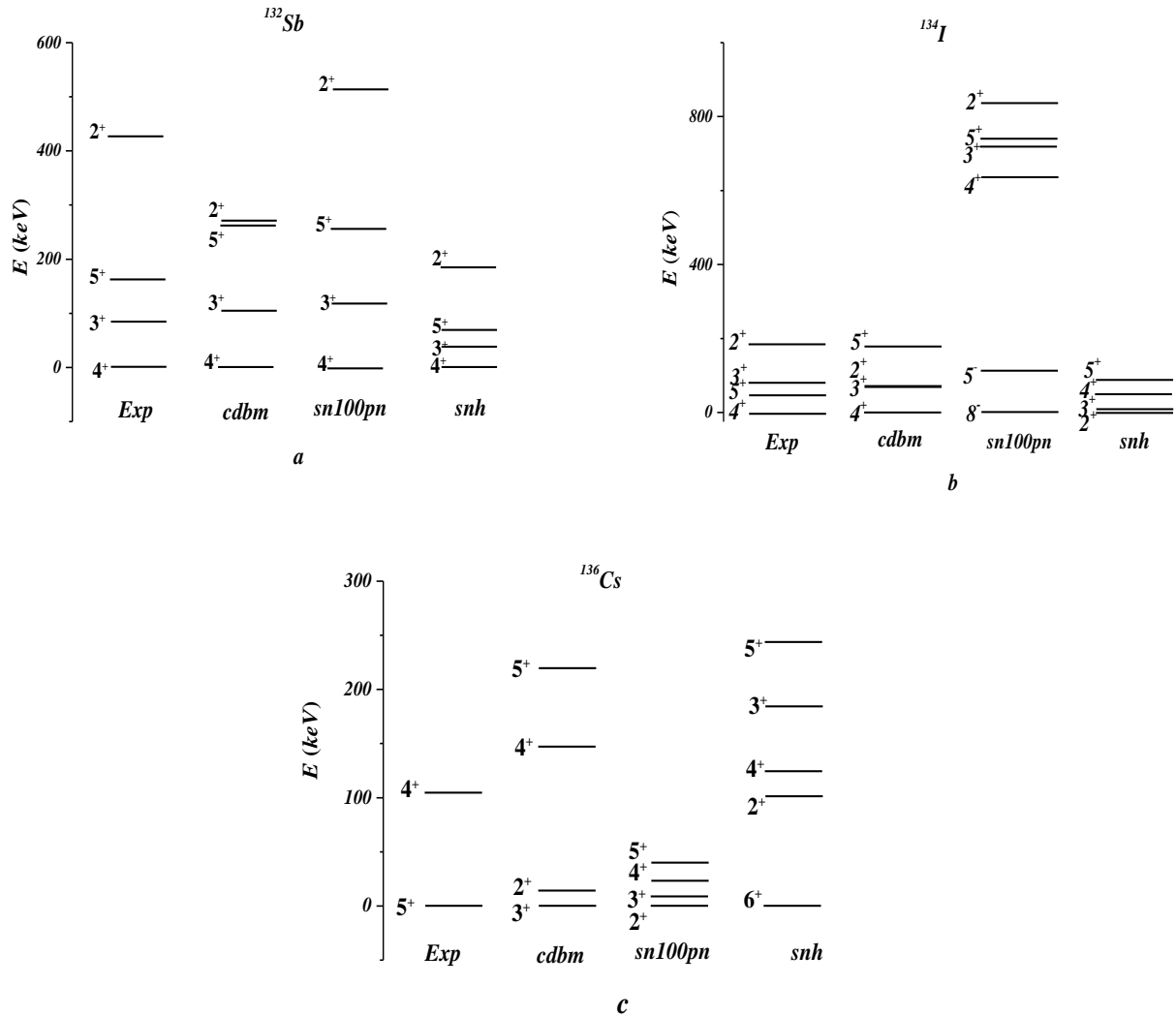
$$e_p = 1.35e, e_n = 0.35e, g_l^p = 1.000, g_l^n = 0.000, g_s^p = 5.586 \text{ et } g_s^n = -3.826$$

### III.3.2. Noyaux Particule-Trou

Les premiers états excités pour les noyaux Particule-Trous étudiés dans ce travail sont dominés par la configuration  $(\pi 1g_{7/2})^n (v 2d_{3/2})^{-1}$ , avec  $n=1, 3$  et  $5$ . Le trou dans la couche neutron  $2d_{3/2}$ , implique l'utilisation de l'espace modèle *jj55pn* pour les calculs avec le noyau magique  $^{132}\text{Sn}$  comme cœur inerte. Les *SPEs* et les *SHEs* sont prises des données expérimentales [68, 69].

La figure III.5 montre les spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *sn100pn* [63], *snh* [72] et *cdbm* [74], en comparaison avec les données expérimentales pour les noyaux particule-trous.

Dans les calculs des propriétés électromagnétiques, nous avons utilisé les facteurs effectifs de Landau donnés par Isakov et al. [10]. Pour les charges effectives, nous avons utilisé celles que nous avons adoptées pour les noyaux autour de  $^{132}\text{Sn}$  [77]. Les résultats de calculs, en utilisant l'interaction originale et celle modifiée en tenant compte de l'effet monopolaire, pour les probabilités réduites de transition électromagnétique sont présentés dans les tableaux ci-dessous.



**Figure III. 5 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *sn100pn* [63], *snh* [72] et *cdbm* [74], en comparaison avec les données expérimentales pour les noyaux particule-trous  $^{132}\text{Sb}$  (a),  $^{134}\text{I}$  (b) et  $^{136}\text{Cs}$  (c).

Les calculs des propriétés E.M pour ces trois noyaux sont effectués en utilisant les facteurs et les charges de la particule libre.

Les moments électromagnétiques multipolaires pour les noyaux Particule-Trous dans la région de  $^{132}\text{Sn}$  s'expriment par les expressions (III. 7) et (III. 8) avec  $j_p=7/2$  et  $j_n=3/2$ .

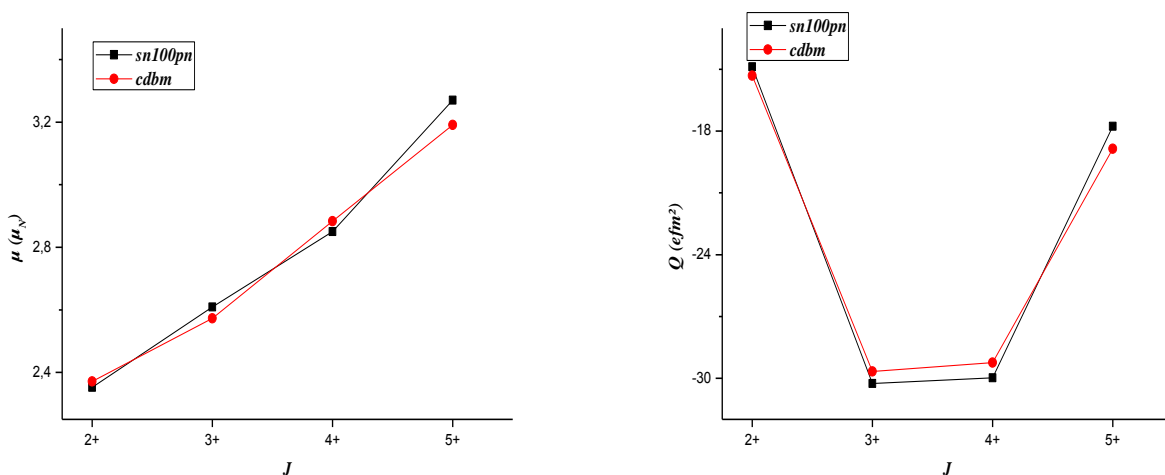
En utilisant le code Oxbash, les calculs effectués pour les isotones N=81 donnent, respectivement, les résultats présentés sur les figures (III. 6) et (III. 7).

$J_i$	$J_f$	$B(E2) (e^2fm^4)$			$B(M1) (\mu_N^2)$		
		<i>Exp</i>	<i>sn100pn</i>	<i>cdbm</i>	<i>Exp</i>	<i>sn100pn</i>	<i>cdbm</i>
$5^+$	$4^+$		123.600	128.100		0.018	0.013
	$3^+$		0.0001	0.250	/	/	/
$3^+$	$4^+$	36	67.46	78.62	0.002	0.020	0.036
$2^+$	$4^+$		3.611	5.567	/	/	/
	$3^+$	67	4.662	7.320	0.061	0.036	0.040

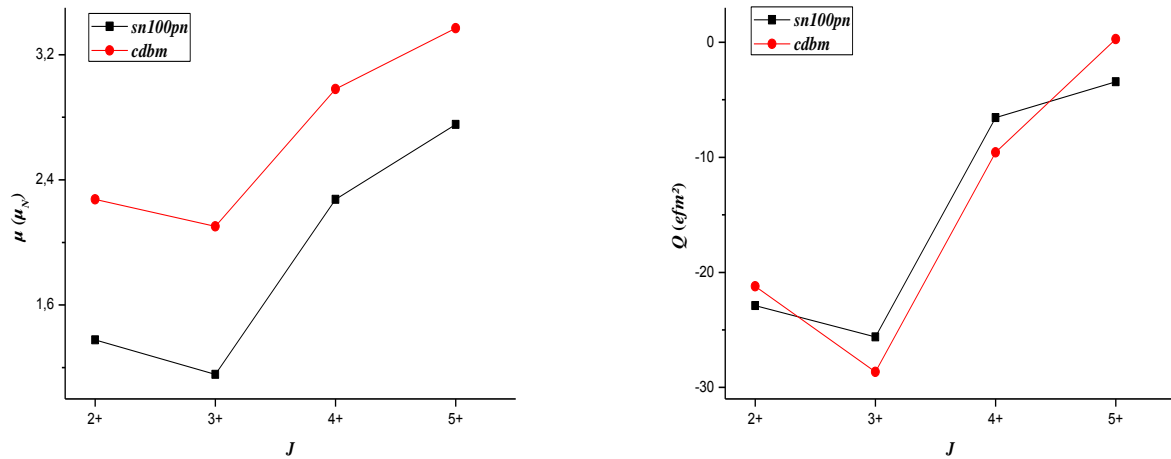
**Tableau III. 6 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions *sn100pn* et *cdbm* en comparaison avec les données expérimentales existantes [27, 78] pour  $^{132}\text{Sb}$ .

$J_i$	$J_f$	$B(E2) (e^2fm^4)$		$B(M1) (\mu_N^2)$	
		<i>sn100pn</i>	<i>cdbm</i>	<i>sn100pn</i>	<i>cdbm</i>
$5^+$	$4^+$	141.8	185.2	0.052	0.014
	$3^+$	39.75	39.18	/	/
$3^+$	$4^+$	1.033	0.406	0.016	0.056
$2^+$	$4^+$	62.590	80.96	/	/
	$3^+$	6.812	19.936	0.245	$3.6 \cdot 10^{-7}$

**Tableau III. 7 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions *sn100pn* et *cdbm* pour  $^{134}\text{I}$ .



**Figure III. 6 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions *sn100pn* et *cdbm* pour  $^{132}\text{Sb}$ .

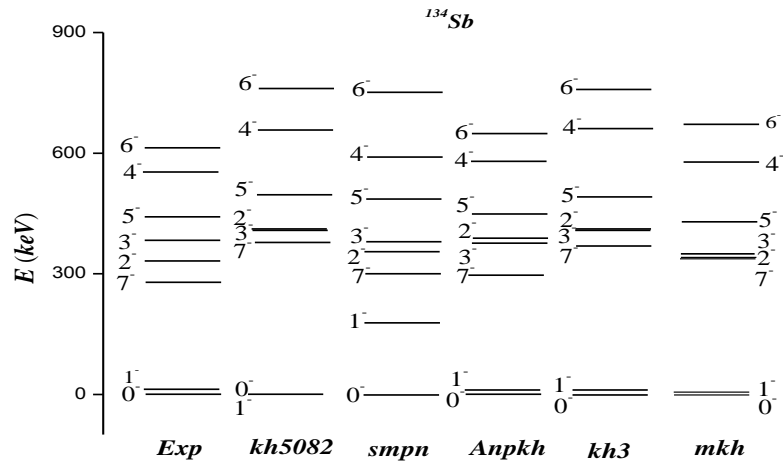


**Figure III. 7 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions *sn100pn* et *cdbm* pour  $^{134}\text{I}$ .

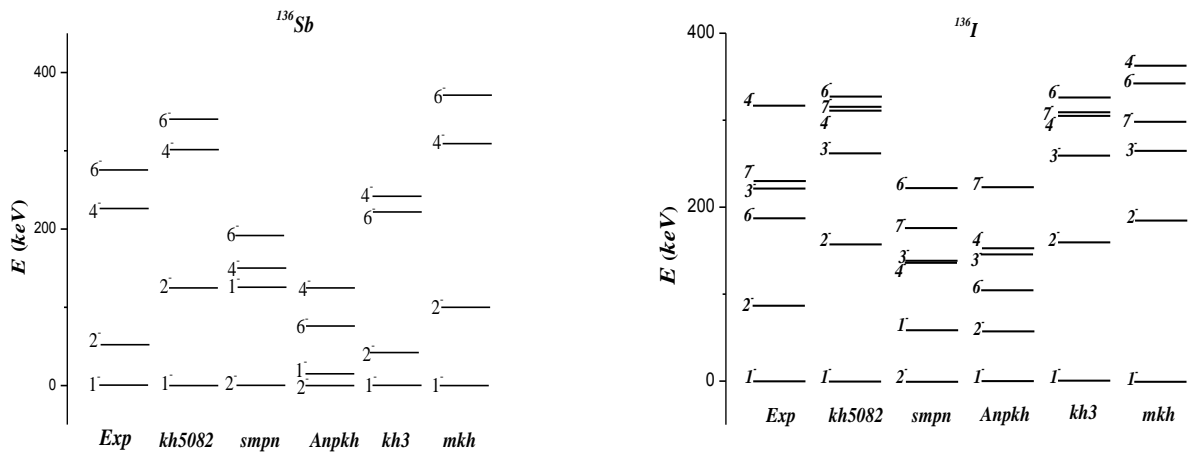
### III.3.3. Noyaux Particule-Particule

Les premiers états excités des noyaux particule-particules de  $A=134-138$  étudiés dans ce travail sont dominés par la configuration  $(\pi 1g_{7/2})^n (\nu 2f_{7/2})^m$ , avec  $n, m=1, 3$  et  $5$ . Les calculs sont réalisés en utilisant l'espace modèle *jj56pn* et en considérant le noyau magique  $^{132}\text{Sn}$  comme cœur inerte. Les *SPEs* sont prises des données expérimentales [68, 69].

Les figures III. 8 et III. 9 montrent les spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *kh5082* [75], *smpn* [79], *Anpkh* [77], *kh3* [80, 81] et *mkh* [76] en comparaison avec les données expérimentales pour les noyaux particule-particules à deux et quatre particules de valence.



**Figure III. 8 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *kh5082* [75], *smpn* [79], *Anpkh* [77], *kh3* [80, 81] et *mkh* [76] en comparaison avec les données expérimentales pour  $^{134}\text{Sb}$ .



**Figure III. 9 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *kh5082* [75], *smpn* [79], *Anpkh* [77], *kh3* [80, 81] et *mkh* [76] en comparaison avec les données expérimentales pour  $^{136}\text{Sb}$  et  $^{136}\text{I}$ .

Dans les calculs des propriétés électromagnétiques pour ce type de noyaux, nous avons utilisé l'interaction originale *kh5082* et celle modifiée en tenant compte de l'effet monopolaire *mkh*. Les probabilités réduites de transitions électromagnétiques sont présentées dans les tableaux ci-dessous.

$J_i$	$J_f$	$B(E2) (e^2fm^4)$		$B(M1) (\mu_N^2)$	
		<i>kh5082</i>	<i>mkh</i>	<i>kh5082</i>	<i>mkh</i>
6-	7-	2.971	1.810	0.736	0.679
	5-	6.649	8.003	0.738	0.725
	4-	68.31	70.06	/	/
5-	7-	69.300	75.770	/	/
	3-	103.6	107.500	/	/
4-	5-	7.550	7.488	1.602	1.567
	3-	2.885	3.236	1.206	1.206
	2-	127.500	130.700	/	/
3-	2-	5.016	6.142	1.627	1.595
	1-	120.7	121.100	/	/
2-	1-	2.060	3.274	1.205	1.178
	0-	119.4	120.700	/	/
1-	0-	0.000	0.000	4.735	1.561

**Tableau III. 8 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] pour  $^{134}\text{Sb}$ .

$J_i$	$J_f$	$B(E2) (e^2fm^4)$			$B(M1) (\mu_N^2)$	
		<i>Exp</i>	<i>kh5082</i>	<i>mkh</i>	<i>kh5082</i>	<i>mkh</i>
6-	5-		29.548	3.226	0.579	0.039
	4-	170.4	169.900	201.100	/	/
5-	3-		124.500	231.600	/	/
4-	5-		91.156	17.750	1.156	0.021
	3-		29.990	0.006	0.945	0.082
	2-	187.7	206.000	155.100	/	/
3-	2-		65.910	108.700	1.099	0.003
	1-		117.900	214.700	/	/
2-	1-	156.6	63.510	2.164	0.921	0.260

**Tableau III. 9 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76], en comparaison avec les données expérimentales existantes [39] pour  $^{136}\text{Sb}$ .

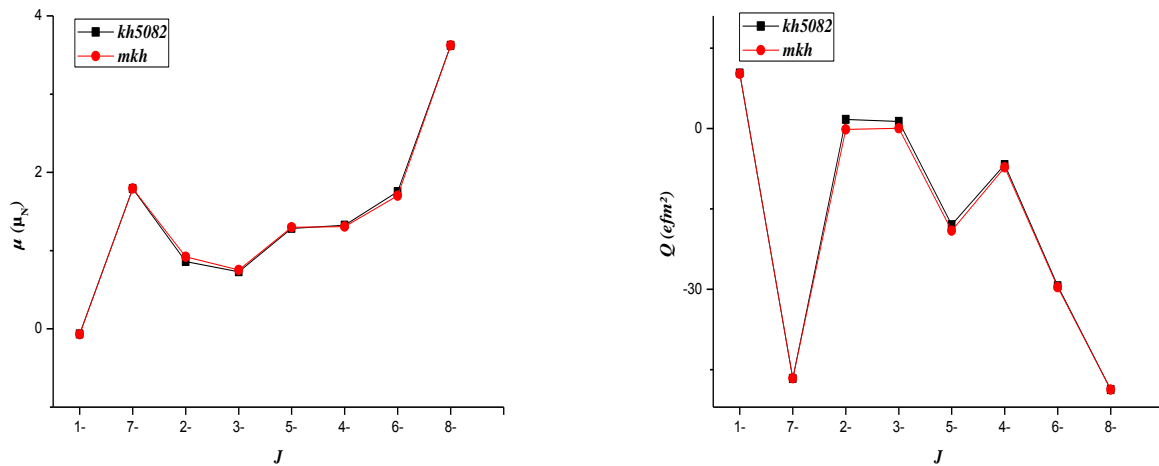


		$B(E2) (e^2fm^4)$		$B(M1) (\mu_N^2)$	
$J_i$	$J_f$	<i>kh5082</i>	<i>mkh</i>	<i>kh5082</i>	<i>mkh</i>
6-	7-	52.600	1.812	0.523	0.008
	4-	126.900	1.118	/	/
4-	3-	11.22	2.301	1.322	1.084
	2-	185.500	247.00	/	/
3-	2-	37.120	6.023	1.223	1.067
	1-	109.2	177.400	/	/
2-	1-	61.880	43.280	1.433	1.114

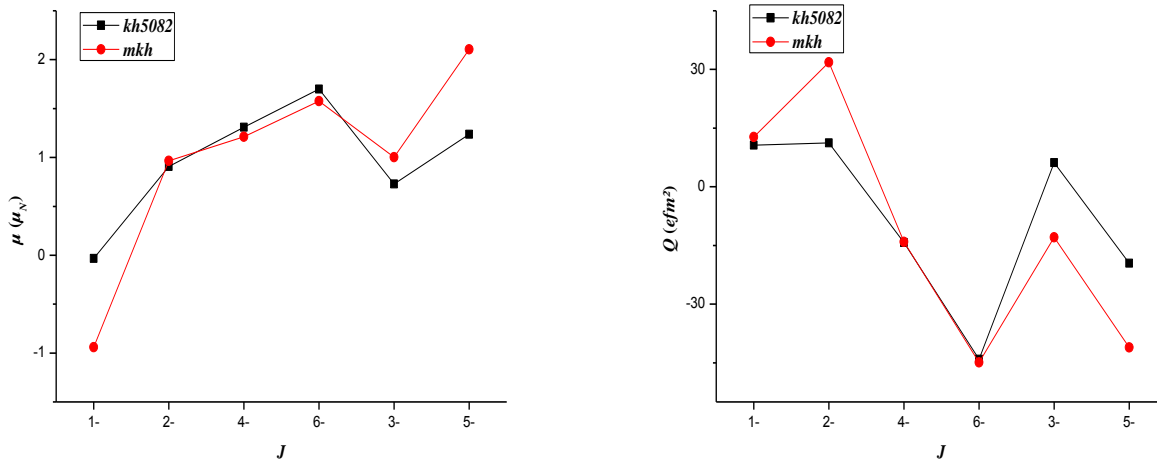
**Tableau III. 10 :** Probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  et magnétiques  $B(M1)$ , calculées en utilisant les interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] pour  $^{136}I$ .

Les moments électromagnétiques multipolaires pour les noyaux Particule-Particules dans la région de  $^{132}Sn$  s'expriment par l'expression (I. 15) avec  $j_p=7/2$  et  $j_n=7/2$ .

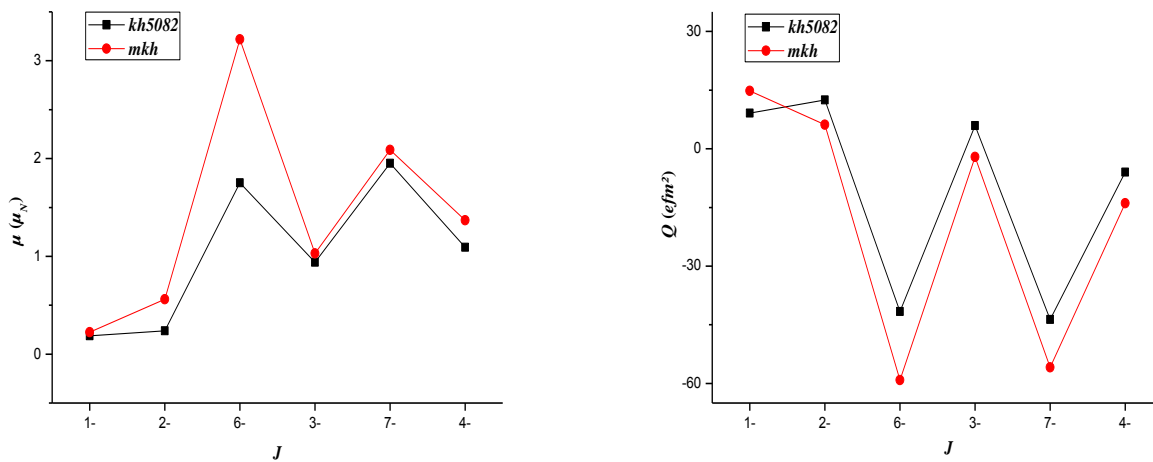
En utilisant le code Oxbash, les calculs effectués pour  $^{134-136}Sb$  et  $^{136}I$  donnent, respectivement, les résultats présentés sur les figures (III. 10), (III. 11) et (III. 12).



**Figure III. 10 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] pour  $^{134}Sb$ .



**Figure III. 11 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions  $kh5082$  [75] et  $mkh$  [76] pour  $^{136}\text{Sb}$ .



**Figure III. 12 :** Moments électromagnétiques multipolaires calculés en utilisant les interactions  $kh5082$  [75] et  $mkh$  [76] pour  $^{136}\text{I}$ .

Les charges et les facteurs effectifs utilisés dans ces calculs sont ceux utilisés pour les calculs des noyaux Particule-Trous.

Les calculs des propriétés E.M pour ces trois noyaux sont effectués en utilisant les facteurs et les charges effectives [10, 77] :

$$e_p = 1.35e, e_n = 0.9e, g_l^p = 1.102, g_l^n = -0.005, g_s^p = 3.79 \text{ et } g_s^n = -2.04$$

✓ **Masse A=138**

Les matrices à diagonaliser par le code, dans le cas des noyaux impair-impairs à six particules de valence, ont des dimensions énormes, qui dépassent la capacité de notre machine de calculs. Pour cette raison, la troncation de l'espace modèle est nécessaire. Elle conduit à sélectionner parmi l'ensemble des sous couches proton et neutron de l'espace modèle celles qui permettront de réaliser les calculs. Dans la référence [82], Coraggio et al. (2016) ont étudié des chaînes isotopiques dans la région  $^{100}\text{Sn}$  dans des espaces tronqués. Ils ont trouvé qu'il est évident d'utiliser les *ESPEs* pour exclure quelques sous couches de l'espace complet.

✓ **Énergies effectives**

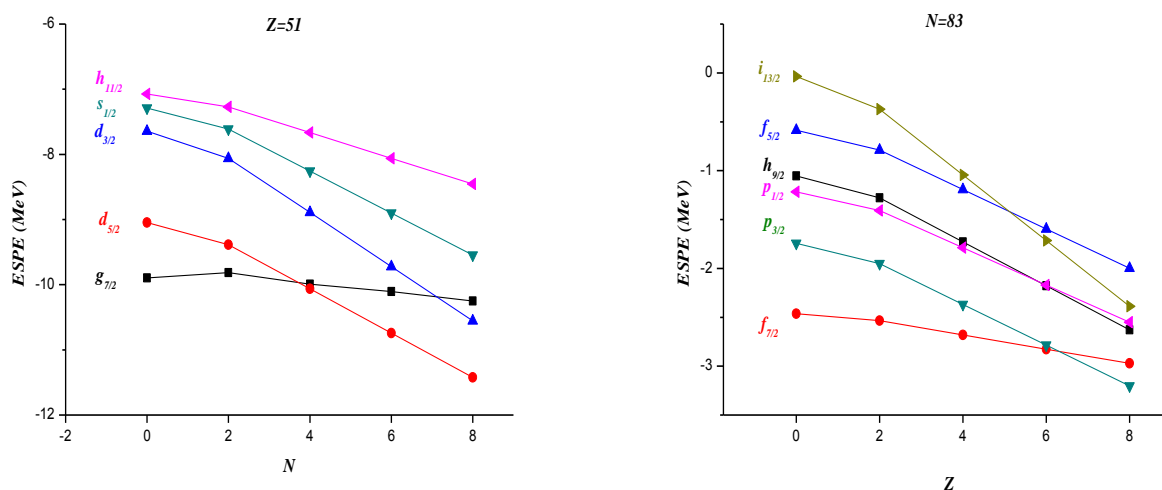
L'interaction monopolaire, discutée dans le Chapitre II, entre deux couches  $s$  et  $t$  qui résulte de l'ajout de paires de particules, conduit aux modifications des *SPEs* et donc à l'évolution de couches. Les nouvelles énergies dites effectives *ESPEs* sont données en fonction de *SPE* ( $\varepsilon$ ) d'une couche et des nombres d'occupation ( $2j+1$ ) de l'autre couche [13, 19].

$$ESPE_s = \varepsilon_s + \sum_t (2j_t + 1) V_{st}^T \quad (\text{III. 6})$$

$V_{st}^T$  sont les *TBMEs* de l'interaction utilisée pour calculer les *ESPEs*.

Dans la région d'intérêt ( $^{132}\text{Sn}$ ), nous avons utilisé l'interaction *mkh* pour montrer l'évolution de couches dans les deux parties de l'espace modèle *jj56pn*. Pour cela, nous avons calculé les *ESPEs* pour les isotopes de l'antimoine  $Z=51$  et pour les isotones  $N=83$ , dans la région considérée. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure III.13.

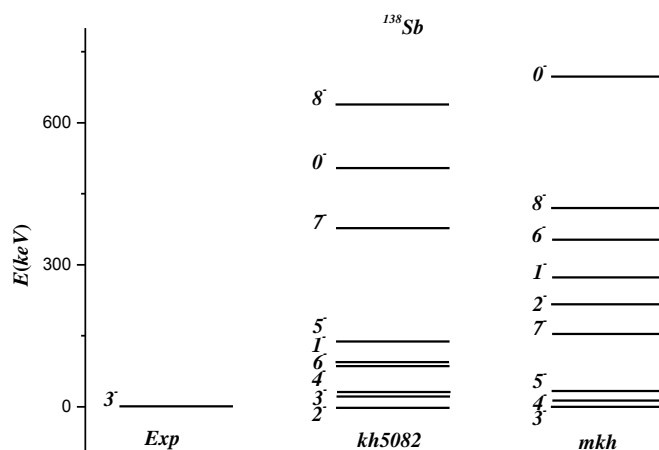
Pour les isotopes  $\text{Sb}$ , ces calculs montre un gap autour de 1 *MeV* entre les trois premières sous couches ( $1g_{7/2}$ ,  $2d_{5/2}$  et  $2d_{3/2}$ ) et les deux dernières ( $3s_{1/2}$  et  $1h_{11/2}$ ) à partir de  $^{137}\text{Sb}$  avec une inversion entre  $1g_{7/2}$  et  $2d_{5/2}$ . La différence entre les quatre sous couches ( $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $3p_{3/2}$  et  $3p_{1/2}$ ) et les sous couches ( $2f_{5/2}$  et  $1i_{13/2}$ ) autour de 1 *MeV* avec inversions entre ( $2f_{7/2}$  et  $3p_{1/2}$ ), ( $3p_{1/2}$  et  $1h_{9/2}$ ) et ( $2f_{5/2}$  et  $1i_{13/2}$ ), pour les isotones  $N=83$  à partir du  $^{139}\text{Ba}$ .



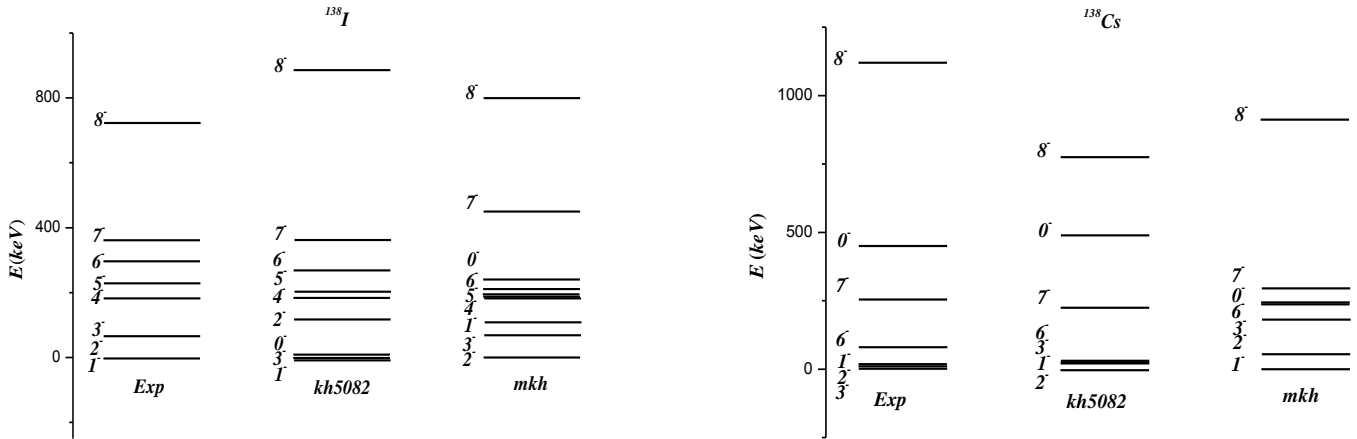
**Figure III. 13 :** Énergies individuelles effectives calculées, en utilisant l'interaction  $mkh$ , en fonction des nombres de neutrons  $N$  (gauche) et  $Z$  (droite) de valence pour les isotopes  $Z=51$  et les isotones  $N=83$ , respectivement [76].

Dans notre cas et pour simplifier les calculs dans le cas de la masse 138, nous avons utilisé l'espace modèle réduit à :  $\pi$  ( $1g_{7/2}$ ,  $2d_{5/2}$  et  $2d_{3/2}$ ), pour les protons et  $\nu$  ( $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $3p_{3/2}$  et  $3p_{1/2}$ ) pour les neutrons.

Les figures III.14 et III.15 montrent les spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions  $kh5082$  [75] et  $mkh$  [76] en comparaison avec les données expérimentales pour les noyaux particule-particules à six nucléons de valence.



**Figure III. 14 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions  $kh5082$  [75] et  $mkh$  [76] en comparaison avec les données expérimentales disponibles pour l'isobare  $^{138}\text{Sb}$ .



**Figure III. 15 :** Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] en comparaison avec les données expérimentales disponibles pour les isobares  $^{138}\text{I}$  et  $^{138}\text{Cs}$ .

### III.4. Discussion des résultats

Les calculs, sont effectués pour reproduire les propriétés spectroscopiques des noyaux impair-impairs  $N=81, 83, 85$  et  $87$  près du cœur  $^{132}\text{Sn}$ . Ces isotones sont partagés en trois types :

#### ✓ Noyaux Trou-Trous (Fig. (III. 2))

\*Les spectres des énergies obtenus pour le noyau  $^{128}\text{Ag}$  ayant trois trous proton et un trou neutron, montrent deux groupes d'états à parités négatives et positives inversés l'un par rapport à l'autre pour les deux interactions. Les séquences des états sont conservées dans un groupe de parité donnée. Dans l'interaction originale [64], les niveaux ayant une parité négative se situent en dessous de ceux ayant une parité positive. Cette situation est inversée dans la nouvelle interaction *jj45pnh* [66]. Ces résultats peuvent être expliqués en se basant sur l'ordre des sous couches, et donc sur les valeurs des *SPEs* et des *SHEs* utilisées dans les deux interactions. Dans l'interaction *jj45apn* [64], les énergies utilisées sont celles de la particule individuelle au-dessus du cœur  $^{78}\text{Ni}$ , tandis que les énergies trou individuel dans l'interaction *jj45pnh* [66] sont celles en-dessous du cœur  $^{132}\text{Sn}$ .

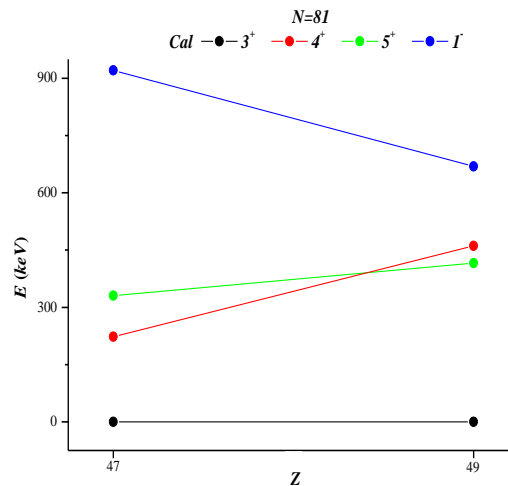
De plus, les premiers états excités dans ce noyau sont dominés par la configuration  $(\pi 1g_{9/2})^{-3}(\nu 1h_{11/2})^{-1}$  dans l'interaction originale. Cette configuration donne alors une parité négative pour

les premiers niveaux. Alors que pour l'interaction élaborée, la configuration des premiers niveaux est  $(\pi 1g_{9/2})^{-1} (\nu 2d_{3/2})^{-1}$ . Cette configuration attribue à ces niveaux une parité positive.

\*Pour le noyau  $^{130}\text{In}$  ayant un trou proton et un trou neutron, la séquence énergétique expérimentale est reproduite par l'interaction originale  $jj45apn$  [64]. Le premier état excité calculé à  $82 \text{ keV}$  est éloigné en comparaison avec celui expérimental qui se trouve à  $388.8 \text{ keV}$ . L'état  $5^+$  est à  $100 \text{ keV}$  en-dessous de la valeur expérimentale. Les valeurs des énergies calculée et expérimentale pour l'état  $1^+$  ont un facteur deux.

L'interaction  $jj45pnh$  [66] donne  $3^+$  comme état fondamental, et l'état  $1^-$ , l'état fondamental expérimental et calculé par Dillmann et al. [24], a une énergie de  $669 \text{ keV}$ . L'état  $1^+$  dominé par la configuration  $\pi (1g_{9/2})^{-1} \nu (1g_{7/2})^{-1}$  présente une valeur d'énergie maximale pour les deux interactions utilisées. L'allure des spectres expérimental et calculé est similaire.

Le graphe ci-dessous représente les énergies des premiers états excités pour les isotones trou-trous  $N=81$  ( $_{47}^{128}\text{Ag}$  et  $_{49}^{130}\text{In}$ ). Ces énergies sont calculées en utilisant l'interaction  $jj45pnh$ . Cette figure montre une augmentation de l'énergie d'excitation des premiers niveaux excités ( $4^+$  pour  $^{128}\text{Ag}$  et  $5^+$  pour  $^{130}\text{In}$ ) avec l'augmentation du nombre de charge  $Z$ , et le rapprochement du nombre magique  $Z=50$ .



**Figure III. 16 :** Énergies des premiers niveaux excités calculés ( $jj45pnh$ ) pour les isotones trou-trous  $N=81$ .

Les calculs des transitions électromagnétiques ( $B(M1)$  et  $B(E2)$ ) (Tab. III.4 et 5), présentent des allures comparables avec des valeurs différentes pour la même transition en utilisant les mêmes charges et facteurs libres dans les deux interactions.

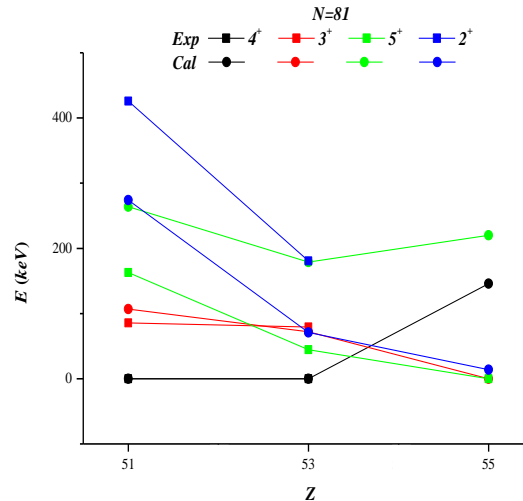
Dans le cas des moments électromagnétiques multipolaires ( $\mu$  et  $Q$ ) (Figures (III. 3) et (III. 4)), les valeurs obtenues sont différentes mais ayant le même sens de variation en utilisant les deux interactions. À l'exception de  $\mu(1^-)$  dans le noyau  $^{128}\text{Ag}$  qui présente un écart important entre les deux interactions.

#### ✓ Noyaux Particule-Trous

\*Pour le noyau  $^{132}\text{Sb}$ , les calculs en utilisant les interactions *cdm* [74] et *sn100pn* [63] ont donné un accord raisonnable avec les données expérimentales, en particulier pour l'état fondamental et le premier état excité. Cependant, les différences entre les calculs avec les deux interactions et ce qui est donné par l'expérience est autour de 100 keV pour les états  $2^+$  et  $5^+$  (Fig. III. 5 (a)). L'interaction *snh*, obtenue par la modification de l'interaction originale en tenant compte de l'effet d'appariement pour les noyaux à trous [72], a reproduit la séquence des niveaux, mais les valeurs des énergies d'excitation sont différentes des données expérimentales. Elle n'a reproduit que l'état fondamental.

\*Sur la figure III. 5 (b) sont montrés les résultats de calculs pour le noyau  $^{134}\text{I}$ . L'interaction *cdm* [74] a reproduit l'état fondamental. Cependant, cette interaction a donné une inversion entre les niveaux  $2^+$  et  $5^+$  en comparaison avec la séquence expérimentale des niveaux. L'interaction originale *sn100pn* [63] n'a pas reproduit l'état fondamental, et elle a donné une inversion entre le niveau  $3^+$  et le niveau  $5^+$ . Les valeurs des énergies d'excitation sont trop différentes de l'expérience. Cela est dû au fait que l'ordre des couches dans l'espace modèle utilisé dans cette interaction (les valeurs des *SPEs*) est différent de l'ordre expérimentale.

\*Comme le montre la figure III. 5 (c), la nouvelle interaction *cdm* n'a pas pu reproduire le spin et la parité de l'état fondamental du noyau  $^{136}\text{Cs}$ . Mais, elle a reproduit l'énergie d'excitation de l'état  $4^+$ . Les deux autres interactions (*sn100pn* [63] et *snh* [72]) n'ont pas reproduit la séquence énergétique des niveaux, et les valeurs des énergies d'excitation sont éloignées de celles de l'expérience. Notez que l'interaction *snh* [72] a aussi reproduit la valeur expérimentale de l'énergie de l'état  $4^+$ .



**Figure III. 17 :** Énergies calculées (cercle) des premiers niveaux excités en comparaison avec les données expérimentales (carré) pour les isotones particule-trous  $N=81$ .

On observe qu'on s'éloigne du nombre magique  $Z=50$  et on se rapproche du chemin du processus astrophysique  $r$ , les énergies des bas niveaux diminuent, à l'exception des états calculés  $4^+$  et  $5^+$  pour l'isotone  $Z=55$ . Le premier état représente l'état fondamental expérimental et calculé pour les isotones avec  $Z=51$  et  $53$ , alors que l'état fondamental du  $^{136}\text{Cs}$  a  $J^\pi=5^+$ .

Pour les isotones  $N=81$  et pour les deux interactions, les valeurs des probabilités de transitions électromagnétiques (Tab. III.6 et III.7) sont proches, à l'exception de la transition électrique entre le niveau  $5^+$  et le niveau  $3^+$  où le rapport entre la valeur donnée par l'interaction  $sn100pn$  [63] et celle donnée par l'interaction  $cdm$  [74] est de l'ordre de  $10^{-3}$  pour  $^{132}\text{Sb}$ . Ce rapport est de l'ordre de  $10^7$ , dans le cas du  $^{134}\text{I}$ , pour la transition magnétique entre le niveau  $2^+$  et le niveau  $3^+$ . Les valeurs expérimentales existantes des  $B(E2)$  et  $B(M1)$  pour  $^{132}\text{Sb}$  ne sont pas reproduites par les deux interactions utilisées.

Les Figures (III. 6) et (III. 7), correspondants aux moments électromagnétiques multipolaires montrent que les valeurs obtenues en utilisant les deux interactions sont proches pour les deux noyaux  $^{132}\text{Sb}$  et  $^{134}\text{I}$  et les courbes qui les représentent ont les mêmes allures.

### ✓ Noyaux Particule-Particules

\*À l'exception de l'interaction  $kh5082$  [75], toutes les interactions utilisées dans les calculs du spectre énergétique ont permis de reproduire le spin et la parité de l'état fondamental  $0^-$  du



noyau  $^{134}\text{Sb}$  (Figure III.8). L'interaction *kh5082* [75] a donné  $1^-$  pour le niveau fondamental, et elle a donné une inversion entre les niveaux  $2^-$  et  $3^-$ . Le gap entre les énergies des autres niveaux calculés et expérimentaux est autour de  $100\text{ keV}$ . Cette inversion est observable aussi dans les spectres obtenus en utilisant les interactions *Anpkh* [77], *kh3* [81]. La séquence des niveaux est reproduite par les interactions *smpn* [79] et *mkh* [76]. Cette dernière a reproduit l'énergie du premier niveau excité  $1^-$ .

\*La séquence énergétique pour  $^{136}\text{Sb}$  est reproduite par les interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] (Figure III. 9). Le gap entre le niveau fondamental  $1^-$  et le premier niveau excité  $2^-$  en utilisant l'interaction *kh5082* [75] est de  $126\text{ keV}$ . Cette valeur est le double de la valeur expérimentale  $53\text{ keV}$ . L'interaction *kh3* [80, 81] reproduit le mieux ce niveau, mais elle donne une inversion entre les niveaux  $4^-$  et  $6^-$ .

\*Pour le  $^{136}\text{I}$ , toutes les interactions utilisées ont reproduit le niveau fondamental  $1^-$  à l'exception de l'interaction *smpn* [79], qui donne le niveau  $2^-$ . Seule l'interaction *Anpkh* [77] a donné une valeur proche de la valeur expérimentale pour le premier niveau excité  $2^-$ . L'interaction *kh5082* [75] donne une inversion entre le niveau  $7^-$  et le niveau  $4^-$  avec augmentation du niveau  $6^-$ , qui est le deuxième état excité expérimental, au-dessus des autres états. Pour l'interaction *mkh* [76], le niveau  $6^-$  se situe entre le niveau  $7^-$  et le niveau  $4^-$  (figure (III. 9)).

Les résultats des probabilités des transitions électromagnétiques (Tab. III.8, III.9 et III.10) obtenus dans les deux interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] sont proches pour le  $^{134}\text{Sb}$  et différents pour les isobares  $A=136$ . On observe que les transitions purement électriques donnent des valeurs importantes.

Les valeurs obtenues des moments électromagnétiques multipolaires sont proches et les courbes représentatives ont les mêmes allures (Figures (III. 10), (III.11) et (III.12)).

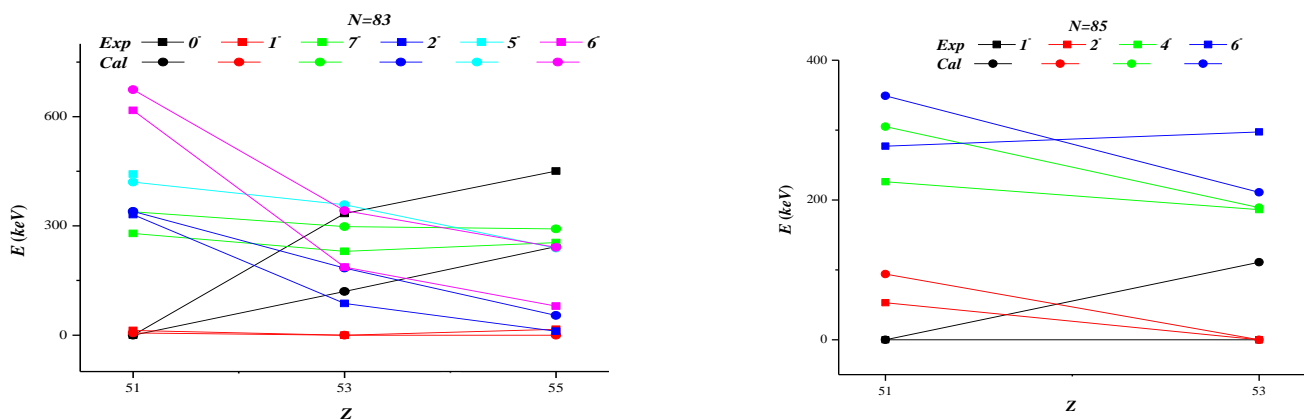
On a utilisé la méthode de Coraggio et al. [82], et calculé les *ESPEs* pour qu'on puisse exclure des sous couches de l'espace modèle *jj56pn* afin de minimiser les dimensions des matrices à diagonaliser par le code *Oxbash* [62]. Par conséquent, on a pu minimiser le temps de calculs et élargir à 6 le nombre de nucléons de valence pour lesquels on peut réaliser des calculs.

Cette méthode nous a permis d'exclure les deux sous couches proton :  $3s_{1/2}$  et  $1h_{11/2}$  et les deux sous couches neutron :  $2f_{5/2}$  et  $1i_{13/2}$ . Les *ESPEs* des sous couches exclues sont un peu éloignées de celles des autres sous couches, comme il est montré sur la figure (III. 13). Cette troncation est effectuée pour les calculs de la masse 138.

\*Sur la figure (III.14) sont montrés les spectres d'énergie pour  $^{138}\text{Sb}$  obtenus en utilisant les interactions  $kh5082$  [75] et  $mkh$  [76]. Cette dernière permet de reproduire le spin et la parité de l'état fondamental expérimental  $3^-$ . L'interaction  $kh5082$  [75] donne l'état  $2^-$  comme état fondamental. Pour les autres niveaux, il n'y a pas de données expérimentales, et les deux interactions utilisées ont donné des valeurs proches.

\*Sur la figure (III. 15), les résultats obtenus par les deux interactions  $kh5082$  [75] et  $mkh$  [76] pour  $^{138}\text{I}$ , sont présentés en comparaison avec le spectre expérimental. Les deux interactions donnent des valeurs proches de l'expérience, mais l'interaction élaborée en tenant compte de l'effet monopolaire reproduit mieux le spectre expérimental.

\*Pour le  $^{138}\text{Cs}$ , les deux interactions ne reproduisent pas l'état fondamental expérimental  $3^-$ . L'interaction originale donne l'état  $2^-$  et l'interaction modifiée  $1^-$  pour le niveau fondamental fig. (III. 15). Les énergies d'excitation pour les autres niveaux sont différentes des données expérimentales.



**Figure III. 18 :** Énergies calculées (cercle plein) des premiers niveaux excités en comparaison avec les données expérimentales (carré plein) pour les isotones particule-particules pour les isotones N=83 et 85.

Dans le cas des isotones N=83, les énergies de l'état excité  $7^-$  dominé par la configuration  $(\pi 1g_{7/2})^n(\nu 2f_{7/2})^1$  reste autour de  $250\text{ keV}$ . Pour l'état  $6^-$ , son énergie diminue avec Z. Cet état est un état isomère dans  $^{136}\text{I}$  avec une demi-vie de  $46.9\text{ s}$  et  $^{138}\text{Cs}$  avec une demi-vie de  $2.91\text{ min}$ . Les énergies des autres états diminuent avec Z, à l'exception de l'état  $0^-$ , l'état fondamental de  $^{134}\text{Sb}$ .

Pour les isotones N=85, les énergies des états excités décroissent lorsqu'on s'éloigne du cœur magique, à l'exception de l'état calculé  $1^-$ . Ce dernier est l'état fondamental expérimental pour ces isotones. Mais nos calculs nous donnent l'état  $2^-$  comme état fondamental pour  $^{138}\text{I}$ .

### III.5. Conclusion de la discussion

L'introduction de l'effet monopolaire dans l'interaction effective est une bonne solution pour résoudre les problèmes spectroscopiques des noyaux impair-impairs loin de la stabilité et autour du cœur doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ . Comme il est montré sur les figures (III. 19 et III.20), nos interactions élaborées en tenant compte de cet effet permettent de mieux reproduire les spectres d'énergie pour les noyaux de masse  $A=130-138$ .

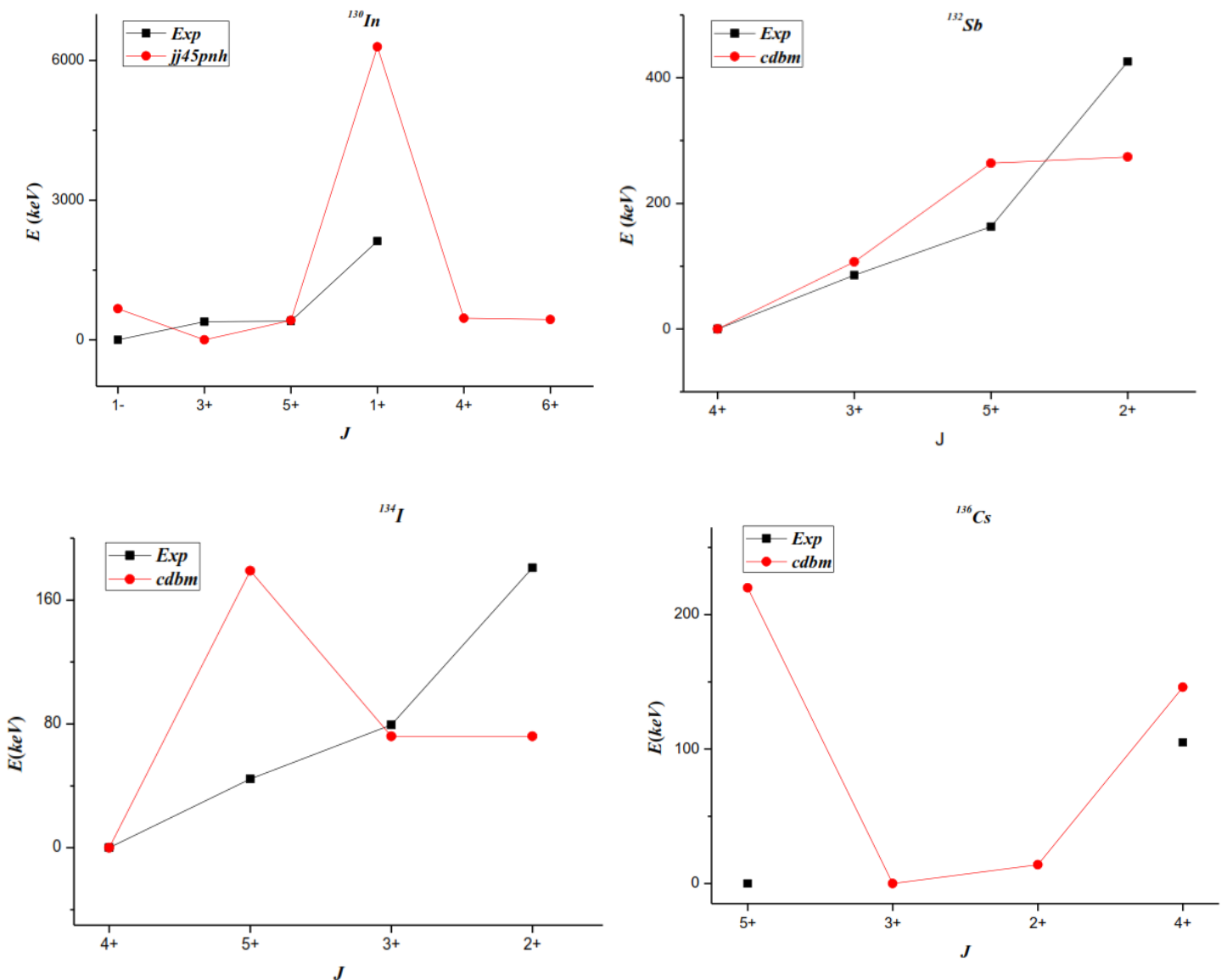
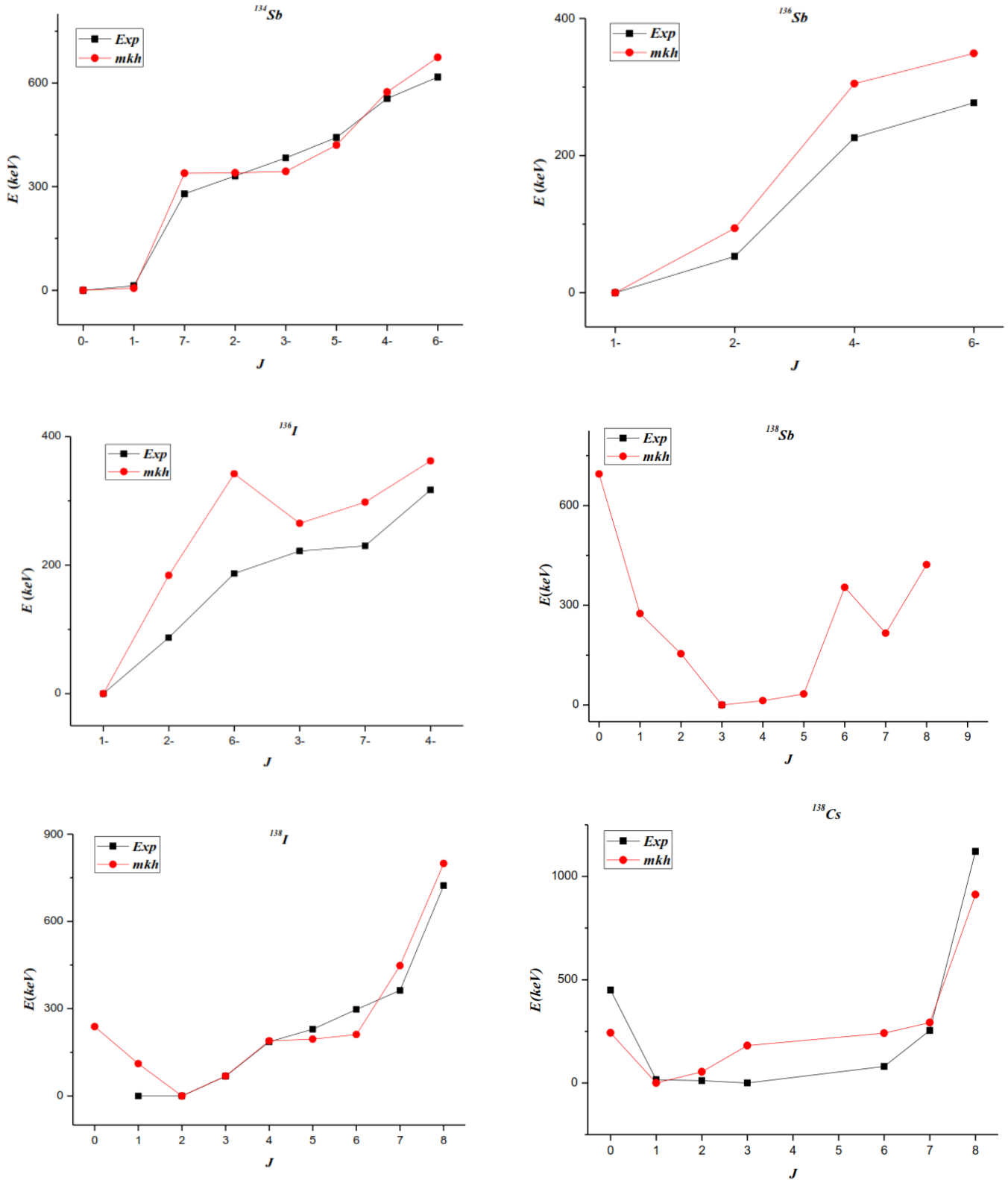


Figure III. 19 : Comparaison entre le spectre expérimental [69] et ceux calculés par les interactions élaborées en tenant compte de l'effet monopolaire pour les isotones  $N=81$  trou-trous et particule-trous dans la région de  $^{132}\text{Sn}$ .



**Figure III. 20 :** Comparaison entre le spectre expérimental [69] et ceux calculés par l'interaction  $mkh$  [76] pour les isotones  $N=83, 85$  et  $87$  particule-particules dans la région de  $^{132}\text{Sn}$ .

## Conclusion Générale

Dans ce travail, l'étude a porté sur les propriétés spectroscopiques des noyaux *impair-impairs* autour du cœur doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ . Ces noyaux sont constitués du cœur magique et de quelques trous et/ou particules de valence.

À partir des interactions originales *jj45apn*, *sn100pn* et *kh5082*, nous avons proposé certaines modifications en se basant sur l'effet de masse et l'effet monopolaire *proton-neutron*, *neutron-neutron*, et *proton-proton*. Les modifications réalisées ont mené à l'introduction des interactions *jj45pnh*, *snh*, *cdm* et *mkh*.

Avec ces nouvelles interactions, nous avons calculé les propriétés spectroscopiques des noyaux *impair-impairs* dans la région d'intérêt :  $^{128}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{In}$ ,  $^{132-134-136-138}\text{Sb}$ ,  $^{134-136-138}\text{I}$ , et  $^{136-138}\text{Cs}$ . Les propriétés électromagnétiques sont déterminées pour les masses paires  $A=128, 130, 132, 134$  et  $136$ . Les calculs sont réalisés au moyen du code *Oxbash* dans le cadre du modèle en couches nucléaires.

Les résultats obtenus, en utilisant les interactions élaborées, sont en bon accord avec les données expérimentales disponibles, et meilleurs que ceux proposés dans la littérature :

✓ Pour les noyaux Trou-Trous, les séquences énergétiques obtenues pour  $^{128}\text{Ag}$  en utilisant les deux interactions *jj45apn* [64] et *jj45pnh* [66] sont inversées l'une par rapport à l'autre. Ces résultats peuvent être justifiés en se basant sur les valeurs des *SPEs* utilisées dans la première interaction et les *SHEs* utilisées dans la deuxième, donc l'ordre des sous couches.

Pour le  $^{130}\text{In}$ , la séquence énergétique est reproduite par l'interaction originale *jj45apn* [64]. L'interaction *jj45pnh* [66] donne  $3^+$  comme état fondamental, alors que l'état fondamental expérimental est  $1^-$  et est reproduit par Dillmann et al. [24]. Cet état a une énergie de  $669\text{ keV}$  dans nos calculs. Les calculs ont aussi donné une valeur maximale d'énergie pour l'état  $1^+$  dominé par la configuration  $\pi(1g_{9/2})^{-1}\nu(1g_{7/2})^{-1}$  qui est peuplé par transition  $\beta^-$  de l'état fondamental du  $^{130}\text{Cd}$ . Les probabilités réduites de transitions électromagnétiques calculées par les deux interactions sont différentes pour la même transition et en utilisant les mêmes charges et facteurs effectifs. Les moments obtenus sont différents mais ont le même sens de variation en utilisant les deux interactions.

Pour les noyaux Particule-Trous, l'interaction élaborée en tenant compte de l'effet monopolaire *cdm* [74] a donné un accord raisonnable avec les données expérimentales pour le  $^{132}\text{Sb}$ . Cependant, elle n'a pas permis de reproduire les séquences énergétiques des noyaux  $^{134}\text{I}$  et  $^{136}\text{Cs}$ . Concernant les transitions électromagnétiques, les deux interactions *sn100pn*

[63] et *cdbm* [74] donnent des résultats proches pour  $^{132}\text{Sb}$  et des valeurs différentes pour les deux autres noyaux. Les valeurs obtenues en utilisant les deux interactions pour les moments électromagnétiques multipolaires sont différentes mais les courbes qui les représentent ont les mêmes allures.

- ✓ Pour les noyaux Particule-Particules, l'interaction *mkh* [76] a permis de reproduire les états fondamentaux des isotopes  $^{134-136}\text{Sb}$  et  $^{136}\text{I}$ , ainsi que leurs séquences énergétiques. Cependant, pour  $^{136}\text{I}$  le niveau  $6^-$  se situe entre les niveaux  $7^-$  et  $4^-$ . Pour la masse 138, les calculs sont réalisés dans l'espace réduit et l'interaction *mkh* [76] a permis de reproduire le spin et la parité de l'état fondamental expérimental  $3^-$  du noyau  $^{138}\text{Sb}$  ainsi que les spectres expérimentaux des deux autres isobares  $^{138}\text{I}$  et  $^{138}\text{Cs}$ . Pour les transitions électromagnétiques, les deux interactions *kh5082* [75] et *mkh* [76] donnent des résultats proches. Les transitions purement électriques ont des valeurs importantes pour les deux interactions utilisées.

## Références

- [1] K. Heyde, Ideas and concepts on nuclear physics-An introductory approach, 2<sup>nd</sup> edition, IOP Publishing Ltd, 1999.
- [2] J. L. Basdevan, J. Rich and M. Rich, Fundamentals in nuclear physics from nuclear structure to cosmology, Springer, 2005.
- [3] R. F. Casten, Nuclear Structure From a simple perspective, Oxford University Press, 1990.
- [4] S. G. Nilsson and I. Ragnarsson, Shapes and shells in nuclear structure, Cambridge University Press, 1995.
- [5] A. de Shalit and I. Talmi, Nuclear shell theory, Dover Publications, 2004.
- [6] Y. Sun, Rev. Mex. Fis. S, 54, 122, 2008.
- [7] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche, Particles and nuclei: An introduction to physical concepts, 5<sup>th</sup> edition, Springer-Verlag, 2006.
- [8] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, An introduction to nuclear physics, second edition, Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
- [9] J. Suhonen, Theoretical and mathematical physics: from nucleons to nucleus, Berlin: Springer-Verlag, 2007.
- [10] V. I. Isakov et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 818, 2007.
- [11] K. Heyde et al., Hype. Inter. 43, 15, 1988.
- [12] O. Haxel et al., Phy. Rev. 75, 1766, 1949.
- [13] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C87, 034309, 2013.
- [14] N. A. Smirnova et al., Phys. Lett. B 686, 109, 2010.
- [15] T. Faesterman, M. Gorska and H. Grawe, Progr. Part. Nucl. Phys. 69, 85, 2013.
- [16] D. Halliday, Introductory nuclear physics, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley & Sons, 1955.
- [17] P. Möller et al., Atom. Data. Nucl. Data. Tab. 59, 185, 1995.
- [18] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure Volume I, 1998.
- [19] O. Sorlin and M. G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. 61, 602, 2008.
- [20] T. Kautzsch et al., Eur. Phys. J. A 9, 201, 2000.
- [21] A. Schuh et al., Atom. Data. Nucl. Data. Tab. 96, 531, 2010.
- [22] A. Kerek et al., Nucl. Phys. A 209, 520, 1973.
- [23] S. Amos, J. L. Gross and M. Thoennessen, Atom. Data. Nucl. Data. Tab. 97, 383, 2010.
- [24] I. Dillmann et al., Phys. Rev. Lett. 91, 162503, 2003.
- [25] B. A. Brown, Phys. Rev. C 58, 220, 1998.
- [26] J. Kathawa, C. Fry and M. Thoennessen, Atom. Data. Nucl. Data. Tab. 99, 520, 2013.
- [27] H. Mach et al., Phys. Rev. C 51, 500, 1995.

- [28] A. Covello et al., *Il Nuovo Cimento A* 111, 803, 1998.
- [29] A. Covello et al., *Acta. Phys. Pol. B* 34, 2257, 2003.
- [30] S. Katcoff, J.A. Miskel and C.W. Stanley, *Phys. Rev.* 74, 631, 1948.
- [31] S. H. Liu et al., *Phys. Rev. C* 79, 067303, 2009.
- [32] L. Coraggio et al., *Phys. Rev. C* 80, 061303, 2009.
- [33] P. Puppe et al., *Phys. Rev. C* 84, 051305, 2011.
- [34] K. Wimmer et al., *Phys. Rev. C* 84, 029903, 2011.
- [35] R. Machleidt, *Phys. Rev. C* 63, 24001, 2001.
- [36] L. Tomlinson and M. H. Hurdus, *Phys. Lett. B* 25, 545, 1967.
- [37] J. Shergur et al., *Phys. Rev. C* 71, 064321, 2005.
- [38] E. Lund and G. Rudstam, *Phys. Rev. C* 13, 1544, 1976.
- [39] M. N. Mineva et al., *Eur. Phys. J. A* 11, 9, 2001.
- [40] L. Coraggio et al., *Phys. Rev. C* 80, 021305, 2009.
- [41] M. Bernas et al., *Phys. Lett. B* 331, 19, 1994.
- [42] O. Arndt et al., *Phys. Rev. C* 84, 061307(R), 2011.
- [43] C. W. Stanley and S. Katco, *J. Chem. Phys.* 17, 653, 1948.
- [44] W. Urban et al., *Eur. Phys. J. A* 27, 257, 2006.
- [45] N. Sugarman, *J. Chem. Phys.* 17, 11, 1949.
- [46] K. Li et al., *Phys. Rev. C* 75, 044314, 2007.
- [47] J. D. Walecka, *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [48] D. J. Dean et al., *Progr. Part. Nucl. Phys.* 53, 419, 2004.
- [49] C. J. Gallagher et al., *Phys. Rev.* 111, 1282, 1958.
- [50] H. Grawe, *Lect. Notes Phys.* 651, 33, 2004.
- [51] T. Otsuka et al., *Phys. Rev. Lett.* 105, 1032501, 2010.
- [52] J. B. McGrory, B. H. Wildenthal and E. C. Halbert, *Phys. Rev. C* 2, 186, 1970.
- [53] A. Cortes and A. P. Zuker, *Phys. Lett. B* 84, 25, 1979.
- [54] A. Poves and A. P. Zuker, *Phys. Rep.*, vol. 70, 235, 1981.
- [55] A. Umeya et al., *Phys. Rev. C* 77, 034318, 2008.
- [56] T. Otsuka et al., *Phys. Rev. Lett.* 95, 232502, 2005.
- [57] N. A. Smirnova et al., *Phys. Rev. C* 86, 034314, 2102.
- [58] A. P. Zuker, *Phys. Scr. T.* 88, 157, 2000.



- [59] J. Duflo and A. P. Zuker, *Phys. Rev. C* 59, R2347, 1999.
- [60] E. Caurier et al., *Rev. Mod. Phys.* 77, 427, 2005.
- [61] N. A. Smirnova, *École Juliot Curie*, 2009.
- [62] B. A. Brown, *Oxbash for windows*, MSU-NSCL Rep. 1289, 2004.
- [63] B. A. Brown et al., *Phys. Rev. C* 71, 044317, 2005.
- [64] M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo and E. Osnes, *Phys. Rep.* 261, 125, 1995.
- [65] M. Rejmund et al., *Phys. Rev. C* 93, 024312, 2016.
- [66] N. Laouet and F. Benrachi, *EPJ Web of Conferences* 100, 01004, 2015.
- [67] H. Grawe, K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Rep. Prog. Phys.* 70, 1525, 2007.
- [68] M. Wang et al., *Chin. Phys. C* 36, 1603, 2012.
- [69] S. I. Sukhoruchkin and Z. N. Soroko, *Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms*, Springer materials, 2013.
- [70] R. Machleidt, F. Sammarruca and Y. Song, *Phys. Rev. C* 53, 1483, 1996.
- [71] R. Machleidt, K. Holinde and Ch. Elster, *Phys. Rep.* 149, 1, 1987.
- [72] N. Laouet and F. Benrachi, *Int. J. Nucl. Rad. Sci. Tech.* 1, 12, 2016.
- [73] K. Heyde et al., *Nucl. Phys. A* 484, 275, 1981.
- [74] N. Laouet and F. Benrachi, *Acta. Phys. Pol. B Proc. Supp.* 10, 107, 2017.
- [75] W. T. Chou and E. K. Warburton, *Phys. Rev. C* 45, 1720, 1992.
- [76] N. Laouet and F. Benrachi, *Cum. Sci. Jour.* 37, 66, 2016.
- [77] N. Laouet et al., *AIP Conf. Proc.* 1295, 230, 2010.
- [78] F. Andreozzi et al., *Phys. Rev. C* 59, 746, 1999.
- [79] S. Sarkar and M. S. Sarkar, *Eur. Phys. J. A* 21, 61, 2004.
- [80] N. Laouet and F. Benrachi, *AIP Conf. Proc.* 1444, 419, 2012.
- [81] N. Laouet and F. Benrachi, *Sci. Tech.* 40, S71, 2014.
- [82] L. Coraggio, A. Gargano and N. Itaco, *Phys. Rev. C* 93, 064328, 2016.

# دراسة المفعول أحادي القطب على الأنوية فردي-فردي في منطقة

## القصدير-132

### ملخص

للتفاعل أحادي القطب، الناتج عن تفاعل القلب السحري مع نويات التكافؤ، أهمية كبيرة في دراسة البنية النووية، وفي فهم وتفسير ظهور أعداد سحرية جديدة.

في هذه الرسالة، ارتكزت الدراسة على حساب طاقات الإثارة والخصائص الكهرومغناطيسية للأنوية فردي-فردي ذات عدة ثقوب أو عدة جسيمات بالإضافة للقلب  $^{132}\text{Sn}$ :  $^{128}\text{Ag}$ ،  $^{130}\text{In}$ ،  $^{132-134-136-138}\text{Sb}$ ،  $^{134-136}\text{I}$  و  $^{136-138}\text{Cs}$ .

انطلاقاً من التفاعلات  $sn100pn$ ،  $jj45apn$  و  $kh5082$ ، مع الفضاءات الفعالة  $jj45pn$ ،  $jj55pn$  و  $jj56pn$ ، قمنا بإجراء بعض التعديلات أخذنا بعين الاعتبار التفاعل أحادي القطب. وبالتالي تم استحداث تفاعلات جديدة سميت  $snh$ ،  $jj45pnh$ ،  $cdm$  و  $mkh$ . القيم الحديثة لطاقات الجسيمات والثقوب الفردية قد استعملت. أجريت الحسابات في إطار نموذج الطبقات النووية، وباستعمال برنامج البنية النووية *Oxbash*.

تم استعمال الشحنات الفعالة  $e_p=1.35e$  و  $e_n=0.9e$ ، والتي أدت إلى الحصول على الإحتمالات المختزلة للإنتقالات الكهرومغناطيسية  $B(M1)$  و  $B(E2)$  والعزوم الكهرومغناطيسية  $Q$  و  $\mu$ ، في الحسابات. النتائج المتحصل عليها على توافق مع النتائج التجريبية، كما أنها أحسن من بعض النتائج الحسابية النظرية.

**الكلمات المفتاحية:** النموذج الطبقي، الأنظمة جسيمة-ثقب، التفاعل أحادي القطب، تغير الطبقات، البرنامج *Oxbash*، المنطقة الكتلية  $^{132}\text{Sn}$ ، الأنوية فردي-فردي، الخصائص الكهرومغناطيسية.

# Study of the monopole effect on odd-odd nuclei in tin-132 region

## Abstract

The monopole interaction, which result from the interaction between the magic core and the valence particles, has a particular interest in the study of nuclear structure and in the comprehension of the appearance of new magic numbers.

In this thesis, the study is founded on the calculation of the excitation energies and the electromagnetic properties of odd-odd nuclei with few hole or few particles in addition to the  $^{132}\text{Sn}$  core:  $^{128}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{In}$ ,  $^{132-134-136-138}\text{Sb}$ ,  $^{134-136}\text{I}$  and  $^{136-138}\text{Cs}$ .

Basing on the interactions  $jj45apn$ ,  $sn100pn$  and  $kh5082$  with the model spaces  $jj45pn$ ,  $jj55pn$  and  $jj56pn$ , we have realised some modifications considering the monopole interaction. New interactions named  $jj45pnh$ ,  $snh$ ,  $cdm$  and  $mkh$  are then elaborated. The recent values of single particle and single hole energies are used. The calculations are realised in the frame work of the nuclear shell model by means of *Oxbash* nuclear structure code.

The effective charges  $e_p=1.35e$  and  $e_n=0.9e$ , leading to reproduce the experimental values of the electromagnetic reduced transition probabilities  $B(M1)$  and  $B(E2)$  and the moments  $Q$  and  $\mu$  are used in the calculations.

The getting results are in agreement with the experimental data and better than other calculation results.

**Keywords:** Nuclear Shell Model, Particle-Hole systems, Monopole Interaction, Shell evolution, *Oxbash* code,  $^{132}\text{Sn}$  Mass Region, Odd-Odd Nuclei, Electromagnetic Properties.

## Résumé

L'interaction monopolaire, se résultant des interactions entre le cœur qui n'est plus inerte et les nucléons de valence, a un intérêt particulier dans l'étude des propriétés des noyaux et permet aussi de comprendre l'apparition de nouveaux nombres magiques.

Dans cette thèse, l'étude est fondée sur les calculs des énergies d'excitation et des propriétés électromagnétiques, des noyaux *impair-impairs* à quelques trous ou quelques particules de valence :  $^{128}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{In}$ ,  $^{132-134-136-138}\text{Sb}$ ,  $^{134-136}\text{I}$  et  $^{136-138}\text{Cs}$  dans cette région 132.

En se basant sur les interactions *jj45apn*, *sn100pn* et *kh5082* avec les espaces modèles *jj45pn*, *jj55pn* et *jj56pn*, nous avons effectué des modifications en considérant l'interaction monopolaire. De nouvelles interactions nommées *jj45pnh*, *snh*, *cdm* et *mkh* sont alors déduites. Les valeurs expérimentales récentes des énergies de la particule individuelle sont utilisées. 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  $e_n=0.9e$ , permettant de reproduire les valeurs expérimentales des probabilités réduites de transitions électromagnétiques,  $B(M1)$  et  $B(E2)$ , et des moments électromagnétiques  $Q$  et  $\mu$  sont utilisées dans les calculs.

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

### Mots clés :

Modèle en Couches Nucléaires, Systèmes Particule-Trous, Interaction Monopolaire, Évolution de Couches, Code *Oxbash*, Région  $^{132}\text{Sn}$ , Noyaux Impair-Impairs, Propriétés électromagnétiques.