

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE FRERES MENTOURI CONSTANTINE 1

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :128/DS/2019

Série:08/phy/2019

THESE

PRESENTÉE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT

EN SCIENCES EN PHYSIQUE

SPECIALITE

PHYSIQUE DES RAYONNEMENTS ET APPLICATIONS

***Étude de la structure nucléaire des noyaux pair-pairs au
voisinage de l'étain 132 au moyen du code Oxbash***

Par

Meriem KHITER

SOUTENUE LE : 11 /10 /2018

Devant le jury :

Président : A. BENSLAMA

Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine-1

Rapporteur : F. BENRACHI

Prof. Univ. Frères Mentouri Constantine-1

Examineur : A. BOUCENNA

Prof. Univ. Ferhat Abbas Setif-1

N. AMRANI

M. C. A. Univ. Farhat Abbas Setif-1

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

À MES PARENTS
À TOUTE MA FAMILLE
À TOUS MES AMIS

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique du Département de Physique de l'université Frères Mentouri Constantine 1.

Mes remerciements vont en premier lieu à *Allah* le tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donné durant toutes ces longues années.

Mes plus vifs remerciements s'adressent avant tout à mon Professeur *F. Benrachi* pour l'encadrement, la compétence avec laquelle elle a suivi ce travail. Je la remercie du fond du cœur pour sa gentillesse et son grand cœur, qui m'ont fait sentir le bien être au cours de la préparation de ce travail. Ensemble, on a su comment passer les moments de bonheur et de malheur, de haut et de bas, pour arriver à la fin. Merci pour tout.

Je remercie *M^r A. Benslama*, Professeur à l'université Frères Mentouri Constantine 1, pour avoir accepté de juger ce travail et de l'avoir présidé.

Je voudrais remercier également l'ensemble des membres de jury : *M^r A. Boucenna*, Professeur à l'université de Ferhat Abbas Sétif 1 et *M^{me} N. Amrani*, Maître de conférences A à l'université de Ferhat Abbas Sétif 1, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Merci à ma famille au complet. Vos encouragements et votre confiance ont été des moteurs qui m'ont permis de réaliser ce travail. Merci également pour les moments chaleureux passés avec vous. J'ai conscience de la chance que j'ai de vous avoir.

Merci à tous mes amis, mes soutiens moraux. Les moments passés avec vous m'ont fait beaucoup de bien. Merci d'avoir eu la patience de m'écouter râler quand j'en avais besoin et d'avoir été présents pour les moments de détente et de décompression. Courage à ceux d'entre vous qui bataillent encore avec leur thèse.

Je consacre cette dernière ligne à te remercier toi, l'homme de ma vie, mon mari. Aucuns mots ne peuvent exprimer la gratitude que j'ai de t'avoir à mes côtés. Je sais à quel point ces années ont été difficiles et à quel point tu as pris sur toi pour me soutenir. Merci du bonheur que tu m'apportes chaque jour.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES	i
Liste des figures	iii
Liste des tableaux	v
Introduction générale.....	1
I. Région de ^{132}Sn et éléments de théorie	4
I.1. Énergies de la particule individuelle dans les couches $Z = 50-82$ et $N = 82-126$	5
I.2. Noyaux pair-pairs autour de ^{132}Sn	6
I.3. Motivations.....	11
I.4. Modèle en couches nucléaires	12
I.5. Propriétés électromagnétiques.....	15
I.6. Schéma de la séniorité.....	17
II. Interactions effectives	20
II.1. Interaction Nucléon-Nucléon	20
II.2. L'hamiltonien en seconde quantification	20
II.2.1 Théorie de séparation et hamiltonien monopolaire	21
II.2.2 Effet de l'interaction monopolaire	23
II.2.3 L'hamiltonien multipolaire	24
III. Désintégration double bêta dans les noyaux	26
III.1. Historique	26
III.2. Phénoménologie de la décroissance double bêta	29
III.3. Théorie de la désintégration double bêta.....	31
III.3.1 Modes de désintégration double bêta	31
III.3.2 Taux de désintégration	32
III.4. Cas du ^{48}Ca	35
IV. Calculs spectroscopiques.....	39
IV.1. Espace modèle.....	39

IV.2. Interaction effective $mkh3$	39
IV.3. Propriétés des noyaux de la région de ^{132}Sn	40
IV.3.1 Les isotopes $Z=50$	40
IV.3.2 Les isotones $N=82$	45
IV.4. Désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca	50
IV.5. Discussions des résultats	55
IV.5.1 Les isotopes $Z=50$	55
IV.5.2 Les isotones $N=82$	57
IV.5.3 Désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca	59
Conclusion générale	61
Références	63
Abstract	
ملخص	
Résumé	

Liste des figures

Figure I. 1: Région de l'étain 132 sur la charte des isotopes.	4
Figure I. 2: Spectres énergétiques expérimentaux des noyaux ^{134}Sn [15], ^{136}Sn et ^{138}Sn [32] et niveaux d'énergie du ^{140}Sn calculés selon [31].	9
Figure I. 3: Variation des transitions électromagnétiques en fonction du nombre de masse, expérimentales et calculées [31].	9
Figure I. 4: Spectres énergétiques expérimentaux des noyaux ^{134}Te [48], ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce	11
Figure I. 5: Énergies d'excitation des niveaux 2_1^+ et probabilités réduites de transitions $B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ dans les isotopes pairs de Sn, Xe, Te, Ba et Ce proches de la fermeture de couche $N = 82$ [52].	12
Figure I. 6: Niveaux d'énergie dans le noyau, selon le modèle en couches, avec l'interaction Spin-Orbite. Les nombres à droite et à gauche représentent, respectivement, les nombres magiques, et les fermetures de couches	14
Figure II.1 : Évolution des énergies effectives de la particule indépendante (ESPE) des deux états neutrons à cause de l'addition des protons dans les couches j_{p1} et j_{p2} . À partir des énergies du cœur $Z_{\text{cœur}}$, $\epsilon n1$ et $\epsilon n2$, les interactions monopolaires interviennent en remplissant l'orbite j_{p1} et provoquent une augmentation de l'énergie de liaison $\epsilon n2$, et une réduction du gap neutron [9].	24
Figure III.1 : Paraboles de masse pour les isobares nucléaires avec A pair. En raison du terme d'appariement dans la formule semi-empirique de masse, les noyaux pair-pairs ont des masses plus faibles que les noyaux impair-impairs. Par conséquent, la désintégration β est impossible du point (a) au point (b), alors que dans un processus du second ordre, la désintégration $2\beta^-$ est énergétiquement possible du point (a) au point (c). De même, la désintégration $2\beta^+$ ou la double capture électronique peuvent se produire entre le point (e) et le point (c) [112].	30
Figure III.2 : Deux modes de désintégration bêta: (a) $2\beta 2\nu$ et (b) $2\beta 0\nu$ [114].	32
Figure III.3 : Schéma de niveau pour le triplet de ^{48}Ca , ^{48}Sc et ^{48}Ti . Les énergies sont en keV. Les intensités relatives des rayons γ sont données en pourcentages [116].	35
Figure IV.1 : Spectre d'énergie calculés des noyaux $^{134,136,138,140}\text{Sn}$ en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 en comparaison avec les résultats expérimentaux [15] et [27].	41
Figure IV.2 : Variation du rapport $R_{4/2}$ pour les isotopes pair-pairs de Sn en comparaison avec les données expérimentales.	42

Figure IV.3: Illustration de la constance de la séniorité $\nu=0$ et $\nu=2$ des niveaux pour les isotopes de Sn entre $N=84$ et 90 .	45
Figure IV.4: Spectre d'énergie des noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce en utilisant les interactions kh5082 et mkh3 en comparaison avec les résultats expérimentaux [48], [39] et [47] respectivement.	46
Figure IV.5: Variation du rapport $R_{4/2}$ pour les isotones pair-pairs $N=82$ en comparaison avec les données expérimentales.	47
Figure IV.6: Amplitudes $B(\text{GT})$ de ^{48}Ca vers ^{48}Sc et du ^{48}Ti vers ^{48}Sc en fonction de l'énergie d'excitation E_x .	51
Figure IV.7: Valeurs de $M(\text{GT})$ de ^{48}Ca vers ^{48}Sc et du ^{48}Ti vers ^{48}Sc ainsi que $M_{\text{GT}}^{2\nu}$ en fonction de l'énergie d'excitation.	52
Figure IV.8: Changement des nombres occupations de proton et neutron pour la désintégration $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$.	53
Figure IV.9: Valeurs des $B(E2)$ expérimentaux et calculées pour les 3 isotopes pairs de Sn au-delà du cœur de ^{132}Sn .	56
Figure IV.10: Valeurs des $B(E2)$ expérimentaux et calculées pour les 3 isotones pairs au-delà du cœur de ^{132}Sn .	58

Liste des tableaux

Tableau III. 1: Résultats de désintégration de $2\beta 2\nu$ positifs actuels.	29
Tableau III. 2: Meilleurs résultats actuels sur la décroissance $2\beta 0\nu$	29
Tableau IV.1: Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 pour les noyaux $^{134,136,138,140}\text{Sn}$ en comparaison avec les données expérimentales [15] et [27].	41
Tableau IV.2: Les probabilités réduites de transitions électriques B(E2) en unité $e^2 fm^4$ des noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$ calculées en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 en comparaison avec les données expérimentales [15] et [27]. La valeur de charge effective neutron est 0.72e.	42
Tableau IV. 3: Moments dipolaires magnétiques des niveaux J pour les noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$ en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 avec les valeurs de charges effectives 0.72e neutron et 0.5e proton.	43
Tableau IV. 4: Moments quadripolaires électriques des niveaux J pour les noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$ en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 avec les valeurs de charges effectives 0.72e neutron et 0.5e proton et les facteurs du nucléon libre $g_s^n = -3.826$, $g_l^n = 0$ et $g_s^p = 5.586$, $g_l^p = 1$	43
Tableau IV. 5: Nombres d'occupation en (%) des états des noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$. Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées dans ce tableau.	44
Tableau IV. 6: Principales composantes de la séniorité dans les états de basse énergie des isotopes de $^{134,136,138}\text{Sn}$ pour l'interaction mkh3.	45
Tableau IV. 7: Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 pour les noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce en comparaison avec les données expérimentales [48], [39] et [47] respectivement.	46
Tableau IV. 8: Les probabilités réduites de transitions électriques B(E2) en unité $e^2 fm^4$ des noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba calculées en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3. Valeurs expérimentales tirées de [35], [133] et [47] respectivement. Les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.	47
Tableau IV. 9: Moments dipolaires magnétiques des niveaux J pour les noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3, avec les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton. a : valeurs expérimentales tirées de [134].	48

Tableau IV. 10: Moment quadripolaire électrique des niveaux J pour les noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba en utilisant les interactions kh5082 et mkh3, avec les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.....	48
Tableau IV. 11: Nombres d'occupation en (%) des états des noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba . Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées dans ce tableau.....	49
Tableau IV. 12: Eléments de matrice et demi-vies calculés par l'interaction gx1apn et facteurs de quenching. Les éléments de matrice sont en MeV^{-1} pour les transitions à l'état 0^+_1 et en MeV^{-3} pour les transitions à l'état 2^+_1	53
Tableau IV. 13: $M_{GT}^{2\nu}$ et $T_{1/2}^{2\nu}$ expérimentale et calculée de $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca	54
Tableau IV. 14: Valeurs des $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ expérimentaux et calculés des isotopes pairs de Sn au-delà du cœur de ^{132}Sn	56

Introduction générale

Un des objectifs de la recherche en physique nucléaire est de comprendre comment les noyaux atomiques sont construits à partir de nucléons en interaction qui les composent. Les nucléons sont eux aussi des systèmes composites. Ils sont formés par des quarks liés par l'interaction forte qui est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Bien que la nature composite des nucléons se manifeste à haute énergie, le degré de liberté QCD est supposé négligeable à basse énergie, c'est pourquoi les nucléons sont traités en physique nucléaire comme les particules élémentaires constituant le noyau. Ces nucléons interagissent alors entre eux via une interaction restant à déterminer, l'interaction nucléon-nucléon. Cette interaction ne présente pas à l'heure actuelle de forme analytique et est un sujet fondamental de l'étude de la structure nucléaire.

Le traitement du problème à plusieurs corps résultant de cette première approximation reste toutefois extrêmement complexe. Il existe en conséquence une étonnante variété de modèles pour décrire les toutes aussi variées propriétés des noyaux. Ceux-ci sont en effet des systèmes extrêmement versatiles, aux nombreux degrés de liberté, et nécessitent par conséquent le plus souvent une approche par un modèle adapté selon qu'ils soient sphériques, déformés, qu'ils présentent un halo de neutrons etc...

Le modèle en couches nucléaire est l'un de ces modèles. Les calculs avec ce modèle ont prouvé leur efficacité pour décrire non seulement les spectres en énergie des noyaux dans différentes régions de masse, mais aussi d'autres propriétés nucléaires telles que les facteurs spectroscopiques, les transitions électromagnétiques, les moments électromagnétiques et les transitions β . Cependant, il s'est avéré que l'accroissement rapide des dimensions de l'espace de valence, avec l'augmentation du nombre de nucléons en jeu, constitue une limitation du modèle.

L'interaction réaliste à deux corps dérivée à partir de l'interaction nucléon-nucléon a échoué à reproduire et à expliquer certaines propriétés nucléaires de quelques chaînes isotopiques. L'hypothèse sur laquelle est basée cette interaction suppose que le cœur est suffisamment inerte, et l'interaction nucléaire résulte des interactions entre les nucléons de valence. Ce problème peut être résolu par la considération des interactions à trois corps. Ces interactions sont le résultat de l'interaction entre un cœur inerte et les nucléons ajoutés dans l'espace de valence.

Dans notre travail de thèse, nous nous sommes intéressés principalement aux noyaux pair-pairs riches en neutrons de la région du l'étain 132 dont la structure a fait et fait toujours l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. L'étude spectroscopique de ces isotopes permet de compléter et de préciser les quelques informations connues à l'heure actuelle. La

connaissance de ces noyaux s'avère très importante. Les données nucléaires sont en effet relativement maigres dans la région à l'est du cœur doublement magique de ^{132}Sn en raison des difficultés de production de tels isotopes. La spectroscopie de tels noyaux en fait donc des candidats de choix pour tester l'interaction effective n-n, p-p et p-n ainsi que les calculs de modèle en couches loin de la stabilité. En outre, l'étude de tels noyaux est essentielle pour l'astrophysique nucléaire. Il est en effet acquis depuis plusieurs décennies que l'abondance en éléments plus lourd que le fer est lié aux explosions de supernovae. De successives rapides captures de neutrons (r-process) formeraient des noyaux à ratios N/Z extrêmement haut jusqu'à ce que les sections efficaces de capture de neutrons soient assez faibles pour que les désintégrations β dominant leur évolution. On parle alors de "point d'attente". On s'attend à ce que la structure en couches des noyaux joue un rôle prépondérant dans l'existence de ce point d'attente.

La désintégration double bêta (2β) est un processus nucléaire rare qui se produit spontanément entre deux noyaux ayant le même nombre de masse A, dans lequel le nombre de protons Z est modifié par deux unités, laissant A inchangé. Ce processus se produit lorsque la désintégration bêta du premier ordre est interdite énergétiquement ou supprimée par les règles de sélection. Il a fait l'objet de recherches expérimentales et théoriques depuis déjà longtemps et reste un sujet important dans la physique nucléaire moderne et la physique des particules.

Dans ce manuscrit, on s'intéresse aux noyaux pair-pairs riches en neutrons ayant deux, quatre, six et huit nucléons de valence loin de la stabilité et proche du cœur doublement magique ^{132}Sn . Afin de reproduire les données expérimentales et prévoir de nouvelles informations sur ce type de noyaux, nous avons effectué certaines modifications sur une des interactions développées pour cette région : l'interaction kh5082. Nous l'utilisons comme point de départ dans nos calculs, et introduisons les effets monopolaires neutron-neutron et proton-proton.

Le plan de la thèse est le suivant:

- ✓ Dans le chapitre I, une introduction sur les noyaux dans la région du ^{132}Sn riche en neutrons est présentée. Elle est suivie par un exposé des notions de base du modèle en couches, les propriétés électromagnétiques et la séniorité.
- ✓ Dans le deuxième chapitre, sont présentés tous les aspects concernant l'interaction monopolaire.
- ✓ Dans le troisième chapitre, nous commençons par exposer l'historique de la désintégration double bêta, les différents processus en détail, la théorie et les travaux expérimentaux et théoriques réalisés sur le noyau ^{48}Ca .

- ✓ Le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus avec la nouvelle interaction : les énergies d'excitation, les probabilités réduites de transitions électromagnétiques, les moments multipolaires associés et la séniorité pour les noyaux pair-pairs à deux, quatre, six et huit nucléons de valence de masse $A = 134$ à 140 dans la région de l'étain et leur comparaison avec les données expérimentales. ^{48}Ca est un isotope de désintégration double bêta avec la plus grande valeur de $Q_{\beta\beta}$ et est également un noyau doublement magique. Cela en fait un isotope important et est celui sur lequel cette deuxième partie se concentre. Nous avons alors calculé les transitions Gamow-Teller, les éléments de matrice nucléaire et la demi-vie du ^{48}Ca par décroissance double bêta. Tous les calculs sont faits au moyen des codes de structure nucléaire Oxbash et Antoine. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales et aux autres résultats théoriques de la littérature.
- ✓ La thèse se termine par une conclusion générale.

I. Région de ^{132}Sn et éléments de théorie

Les noyaux loin de la stabilité β jouent un rôle très important dans l'étude des propriétés nucléaires, car la majorité des noyaux existants sont instables. À cause de ces natures instables, ces noyaux compliquent l'évolution des connaissances nucléaires [1].

Les noyaux riches en neutrons dans la région de masse 132 sont de bons candidats pour de telles études. En effet, même s'ils sont assez difficiles à produire à cause de leur exotécité. L'étude spectroscopique de ces isotopes permet de compléter et de préciser les quelques informations connues à l'heure actuelle et ainsi d'établir un premier jeu de données. La figure (I.1) montre la région de ^{132}Sn sur la charte nucléaire.

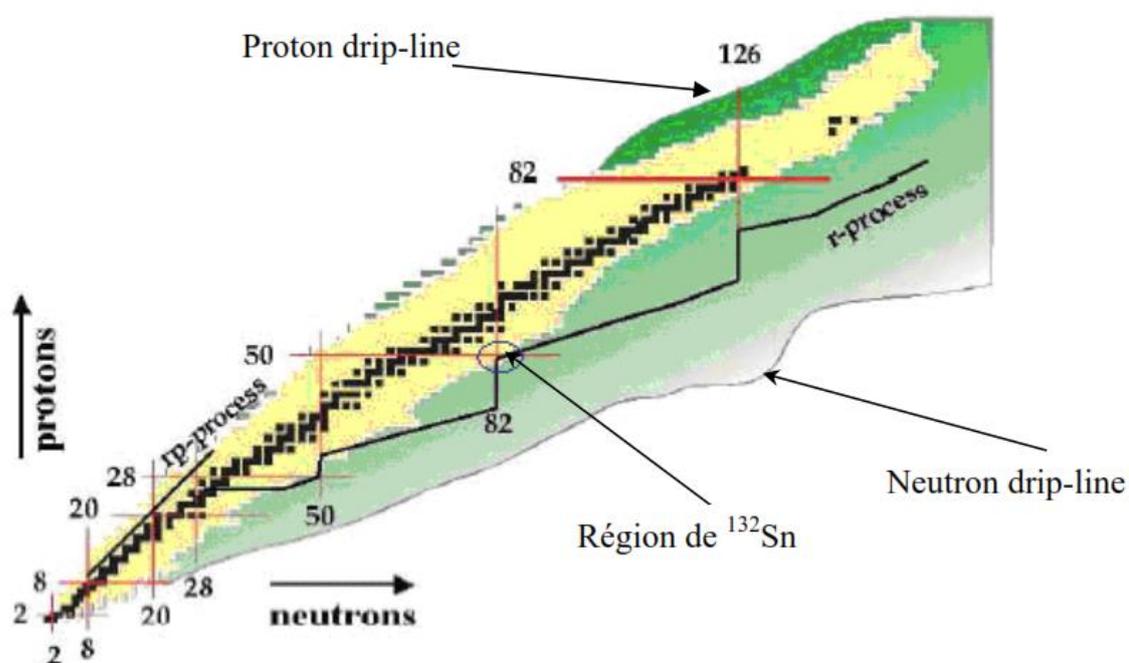


Figure I. 1: Région de l'étain 132 sur la charte des isotopes.

Cette charte est limitée par deux lignes extrêmes: la ligne de l'émission spontanée de neutrons (neutron drip-line) et la ligne de l'émission spontanée de protons (proton drip-line) signifiant que le dernier neutron et le dernier proton non lié du côté riche en neutrons et du côté riche en protons est instable, respectivement. Il est bien connu qu'après le noyau ^{16}O , les plus fortes fermetures de couches se produisent pour le ^{132}Sn et les noyaux avec quelques particules de valence, dans les couches π (gdsh) et ν (hfpi) au-dessus du cœur inerte. Ces noyaux sont des systèmes appropriés permettant l'application du modèle en couches sphériques [2]. Cette région ressemble pratiquement à celle au-dessus du ^{208}Pb . Mais, les noyaux riches en neutron au-

dessus du cœur ^{132}Sn , particulièrement les isotopes de Sn, Sb, Te, I, Xe, et Cs, sont proches de la drip-line.

I.1. Énergies de la particule individuelle dans les couches $Z = 50-82$ et $N = 82-126$

Les noyaux ne présentant qu'un seul nucléon (ou trou) en dehors d'un cœur doublement magique fournissent des informations essentielles à tout calcul de modèle en couches. Considérant la forte énergie de liaison des nucléons constituant le dit cœur, les premiers états excités de tels noyaux peuvent en principe être décrits par le couplage du seul nucléon libre avec un cœur inerte. Les énergies de ces états excités nous indiquent alors les énergies dites 'des particules indépendantes' dans le milieu nucléaire considéré. La détermination expérimentale de ces énergies revêt donc une importance capitale pour les calculs de modèle en couches pour une région donnée de la table des noyaux dans la mesure où elle détermine la base des particules indépendantes.

Les couches de $Z = 50$ à 82 sont constituées des orbites de protons $0g_{7/2}$, $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $0h_{11/2}$ et $2s_{1/2}$. Une première mesure des états excités du ^{133}Sb a été réalisée en 1973 par Borg et al. [3] par désintégration β de ^{133}Sn , qui a un proton à l'extérieur de la couche fermée et a été observée à l'installation en ligne du séparateur isotopique OSIRIS. Sa demi-vie est $1.47 \pm 0,04$ s et le niveau $1d_{5/2}$ se trouve à une excitation de 963 keV. Ces mesures ont été confirmées et enrichies par une expérience de fission induite par neutrons sur une cible de ^{235}U en 1977 par Sistemich et al. [4], puis par une autre expérience de désintégration β de ^{133}Sn en 1983 par Blomqvist et al. [5]. La configuration à un proton $0g_{7/2}$ apparaît comme l'état fondamental, puis les états excités $1d_{5/2}$ et $0h_{11/2}$ ont été préalablement identifiés avec des niveaux de 962 keV et de 2792 keV respectivement. En plus, l'état individuel-proton du niveau $1d_{3/2}$ a été trouvé à 2439,5 keV par Sanchez-Vega et al. [6] en 1999. La configuration à un proton $2s_{1/2}$ dans cette couche n'a toujours pas été observée expérimentalement dans le ^{133}Sb , c'est pourquoi son énergie a été déterminée théoriquement par Andreozzi et al. [7] en 1997. Il détermina l'énergie de la configuration à un proton dans cette couche en cherchant à reproduire l'état $1/2^+$ du ^{137}Cs de 2150 keV, observé expérimentalement et identifié comme étant majoritairement de configuration à un proton $2s_{1/2}$ par une réaction de transfert [8]. L'énergie de la configuration à un proton $2s_{1/2}$ dans cette couche a été alors calculée à 2.8 MeV. Il est intéressant de noter que le spectre de ^{133}Sb présente un large gap entre les états identifiés comme étant de configuration à un proton et tous les autres états, ceux-ci étant d'énergie supérieure à 4 MeV. M. Sanchez-Vega et al. [6] attribuèrent cette particularité à la relative robustesse du cœur doublement

magique de ^{132}Sn , son premier état excité étant un état de 2^+ de 4041.1 keV [6]. D'autres auteurs [9] suggérèrent alors que l'état $11/2^-$ du ^{133}Sb soit un mélange de la configuration $0h_{11/2}$ avec la configuration $1d_{5/2}$ couplée à l'état 3^- du cœur de ^{132}Sn . Aucune réaction de transfert visant à produire l'isotope de ^{133}Sb , permettant d'évaluer précisément l'amplitude de ce mélange via l'étude des facteurs spectroscopiques correspondants, n'a pas été encore réalisé à ce jour.

Les couches de $N = 82$ à 126 sont quant à elles constituées des orbites de neutrons $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $0h_{9/2}$, $1f_{5/2}$ et $0i_{13/2}$. Une première mesure des états excités de ^{133}Sn a été réalisée par Hoff et al. [10] en 1996 par une expérience de décroissance β de ^{134}In suivie d'une émission de neutron. Les états $2p_{3/2}$, $0h_{9/2}$ et $1f_{5/2}$ ont été trouvés à 853.7, 1560.9 et 2004.6 keV respectivement, la configuration $1f_{7/2}$ étant associée à l'état fondamental de ^{133}Sn . Jones et al. [11] confirmèrent cette assignation via une expérience par réaction de transfert sur le ^{132}Sn et y ajoutèrent la configuration à un neutron $2p_{1/2}$, associée à l'état de 1363 keV. La configuration à un neutron $0i_{13/2}$ n'a quant à elle toujours pas été observée expérimentalement dans le ^{133}Sn . L'énergie de cette configuration employée dans les calculs de modèle en couches à partir d'une interaction réaliste dans cette région est issue d'une évaluation à partir du spectre en énergie expérimental du ^{134}Sb par Urban et al. [12]. L'état 10^+ , d'énergie 2434 keV de cet isotope a été, en effet, interprété par les auteurs comme ayant une configuration dominante $\pi g_{7/2} \nu i_{13/2}$. L'énergie de la configuration à un neutron $0i_{13/2}$ fût estimée à 2694 keV à partir de l'interaction proton-neutron du noyau ^{210}Bi affectée d'un facteur rendant compte de la différence de masse des deux cœurs ^{132}Sn et ^{208}Pb , et des énergies à un neutron des orbites $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $0h_{9/2}$, $1f_{5/2}$ de la couche $N = 82-126$ déjà mesurées. Une erreur $\Delta E_{s,p}(1i_{13/2})$ a été estimée à environ 200 keV tenant compte des incertitudes liées à la mise à l'échelle de l'interaction résiduelle de la région ^{208}Pb avec l'ajustement à d'autres niveaux dans ^{134}Sb .

I.2. Noyaux pair-pairs autour de ^{132}Sn

Les noyaux avec quelques particules ou trous de valence en dehors d'un noyau doublement magique jouent un rôle essentiel dans l'étude de la structure nucléaire. En particulier, les propriétés des noyaux au voisinage des noyaux doublement magiques ^{100}Sn et ^{132}Sn ont attiré de nombreuses études dans le passé, car ces noyaux sont éloignés de la ligne de stabilité β . De plus, la longue portée de la chaîne isotopique de Sn permet des études de référence pour le changement des propriétés nucléaires en cas de variation importante du nombre de neutrons. Elle offre ainsi l'opportunité d'explorer d'éventuelles modifications de la structure de couches au-delà des deux noyaux doublement magiques vers les lignes de l'émission spontanée de protons et de neutrons [13]. Cependant, les connaissances expérimentales sur les isotopes de

l'étain plus lourd que ^{132}Sn sont très limitées et n'existent que jusqu'à ^{100}Sn du côté riche en protons.

Dans ce manuscrit, nous nous concentrons à l'étude des noyaux pair-pairs riches en neutrons autour du cœur doublement magique ^{132}Sn . La spectroscopie de tels noyaux en fait des candidats de choix pour tester l'interaction nucléon-nucléon et les calculs de modèle en couches loin de la stabilité.

✚ Les isotopes $Z=50$

- La découverte de ^{134}Sn a été signalée par Shalevt et Rudstam en 1974 [14]. Les états excités du ^{134}Sn furent mesurés pour la première fois par Zhang et al. [15] en 1997 via une expérience de fission spontanée à partir d'une source de ^{248}Cm (voir figure I.2). Les trois niveaux ainsi observés 2^+ , 4^+ et 6^+ ont été associés au multiplet $(\nu f_{7/2})^2$. L'état de spin 0^+ correspond à l'état fondamental. Une expérience similaire réalisée par Korgul et al. en 1999 [16] a confirmé les résultats précédents, et y a ajouté une transition de 1261.5 keV attribuée à un état de spin 8^+ dominé par $\nu f_{7/2} \nu h_{9/2}$. Cette attribution est basée sur les résultats de calculs du modèle en couches à partir de l'interaction effective de Kuo et Herling kh208 [17]. Shergur et al. [18] ont indiqué, cependant, qu'aucune modification de cette interaction ne lui permis de reproduire correctement à la fois les spectres du ^{134}Sn et des isotopes de $^{134,135}\text{Sb}$ observés expérimentalement. Coraggio et al. [19] ont montré quant à eux que l'interaction qu'ils ont proposée pour décrire la structure de ces trois noyaux s'est avérée aussi efficace pour décrire les noyaux correspondants dans la région du ^{208}Pb [20]. Celle-ci donne bien le spectre expérimental du ^{134}Sn ainsi que l'attribution de la configuration $\nu f_{7/2} \nu h_{9/2}$ à l'état de spin 8^+ [21]. Elle reproduit en outre le taux de transitions $B(E_2 : 0^+ \rightarrow 2_1^+)$ du ^{134}Sn mesuré par Beene et al. [22] en 2004, attestant la pureté de la configuration $(\nu f_{7/2})^2$ des états de spin 0^+ et 2^+ .
- Selon Amos et al. [23], la découverte de ^{136}Sn a été reportée par Bernas et al. en 1994 [24]. Cet isotope a été produit suivant la réaction utilisant un projectile de ^{238}U à 750 MeV/nucléon sur une cible de Pb au GSI. Shergur et al. [25] ont étudié la désintégration des isotopes $^{135-137}\text{Sn}$ riches en neutrons au CERN/ISOLDE par spallation d'une cible UC_2 avec des protons de 1 GeV accélérés par le Booster Synchrotron à protons (PSB). Covello et al. [26] avaient présenté leur prédiction sur le spectre inconnu de ^{136}Sn , en utilisant une interaction effective réaliste dérivée du potentiel nucléon-nucléon CD Bonn. Puis, Simpson et al. [27] ont déterminé les énergies et les taux de transition des rayons γ mesurés dans les noyaux $^{136,138}\text{Sn}$, fournissant un test sensible des prédictions

théoriques loin de la stabilité pour ces noyaux semi-magique. L'expérience a été réalisée au RIBF du Centre RIKEN à Nishina (voir figure I.2). Les isotopes de Sn riches en neutrons ont été produits à la suite de la fission du projectile d'un faisceau de ^{238}U à 345 MeV/u. Le premier état excité 2^+ dans l'isotope de ^{136}Sn riche en neutrons a été identifié à 682 (13) keV en mesurant les rayons γ en coïncidence avec le canal de transfert d'un proton de ^{137}Sb par Wang et al. [13]. En 2018, l'auteur a étudié les noyaux riches en neutrons ^{136}Sn et ^{132}Cd dans le but de la structure nucléaire pour les noyaux au-delà du noyau doublement magique ^{132}Sn . La transition $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ a été identifiée pour ces deux noyaux en utilisant la spectroscopie des rayons γ en coïncidence avec des réactions de transfert d'un et de deux protons, respectivement [28].

- L'isotope de ^{138}Sn a été produit par fission prompt à CERN/ISOLDE par réaction de spallation avec un faisceau de proton de 1 GeV sur une cible de UC_2 . Il a été isolé par ionisation sélective en utilisant une source d'ion de laser par ionisation de résonance (RILIS) [25]. S. Sarkar et M. S. Sarkar en 2008 [29] ont réalisé des calculs spectroscopiques, au moyen des interactions CWG et SMPN. Ohnishi et al. [30] dans leur article de 2010 ont effectué une recherche de cet isotope à l'aide de la technique par temps de vol d'un faisceau ^{238}U de 345 MeV/nucléon au Centre Nishina RIKEN. Les fragments de fission ont été analysés et identifiés en utilisant le séparateur supraconducteur BigRIPS. Simpson et al. [27] ont reporté dans leur article, les premières informations spectroscopiques de l'isotope ^{138}Sn . L'expérience a été réalisée à RIBF centre de Nishina RIKEN (voir figure I.2). Cet isotope a été produit à la suite de la fission de projectile d'un faisceau ^{238}U de 345 MeV/nucléon, atteignant une cible Be d'épaisseur 3 mm.
- Il n'y a pas de données expérimentales sur l'isotope ^{140}Sn . La figure (I.2) montre les prédictions de Naidja [31] sur le schéma des niveaux de cet isotope calculé en utilisant l'interaction NNS110P. Les états excités sont caractérisés par des configurations mixtes des couches $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$, ce qui conduit à une probabilité de transition accrue $B(E_2 : 6^+ \rightarrow 4^+)$ dans ce noyau (voir figure I.3).

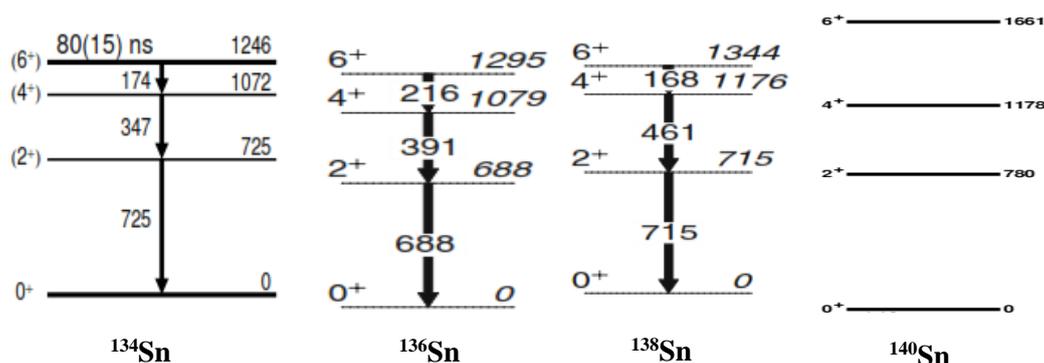


Figure I. 2: Spectres énergétiques expérimentaux des noyaux ^{134}Sn [15], ^{136}Sn et ^{138}Sn [32] et niveaux d'énergie du ^{140}Sn calculés selon [31].

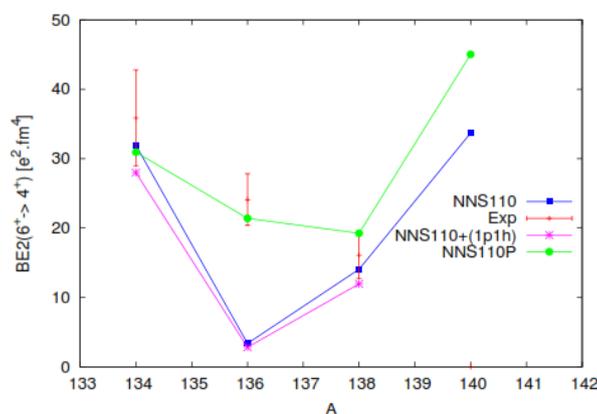


Figure I. 3: Variation des transitions électromagnétiques en fonction du nombre de masse, expérimentales et calculées [31].

Les isotones N=82

➤ Selon Kathawa et al. [33], l'isotope ^{134}Te a été identifié par Katcoff et al. en 1948 [34], suivant l'irradiation d'une feuille de plutonium par des neutrons. S. Sarkar et M. S. Sarkar dans leur article de 2001 [35] ont étudié les structures des isotones N = 82 riches en neutrons dans le cadre du modèle en couches nucléaire, en utilisant les interactions disponibles pour la région de ^{132}Sn . Les énergies de liaison théoriquement calculées, les énergies d'excitation, les probabilités de transition et les moments magnétiques pour les isotones N = 82 concordent assez bien avec les données expérimentales (voir figure I.4). Dans [36], Radford et al. en 2002 ont mesuré les probabilités réduites de transitions électriques $B(E_2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$ pour l'isotope ^{134}Te en utilisant l'excitation Coulombienne des faisceaux d'ions radioactifs. Ils ont également effectué des calculs de modèle en couches pour les noyaux $^{132,134,136}\text{Te}$, en utilisant une interaction effective réaliste dérivée du potentiel nucléon-nucléon CD-Bonn. Ils ont reproduit les spectres expérimentaux pour les isotopes

étudiés. Leurs valeurs calculées $B(E_2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$ sont en bon accord avec les valeurs mesurées.

- L'isotope ^{136}Xe stable a été identifié par Aston en novembre 1920 dans [37]. Daly et al. [38] en 1999 ont produit cet isotope par des cascades rapides de rayons- γ à Eurogam II. En utilisant une source de fission de ^{248}Cm , Jakob et al. en 2002 [39] ont créé ce noyau par excitation coulombienne en l'utilisant comme faisceau d'énergie 508 MeV sur une cible multicouche composée de $^{\text{nat}}\text{Ti}$, auprès du Cyclotron LBNL (Berkeley) (voir figure I.4). Des expériences systématiques de fluorescence par résonance nucléaire (NRF) sur ^{136}Xe ont été réalisées par Garrel et al. en 2006 [40] à l'installation de l'accélérateur Stuttgart. Savran et al. en 2011 [41] ont mesuré la force dipolaire électrique (E1) dans le noyau ^{136}Xe . Albert et al. en 2016 [42] ont étudié la désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{136}Xe dans l'état excité 0_1^+ vers ^{136}Ba avec un détecteur de xénon liquide EXO-200. Ils n'ont trouvé aucune preuve statistiquement significative de la décroissance double bêta avec émission de neutrino dans l'état excité 0_1^+ , ce qui se traduit par une limite inférieure de la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+) > 6.9 \times 10^{23} \text{ ans}$.
- En 1925, Aston a rapporté la première observation de ^{138}Ba [43]. En 2012, Astier et al. [44] ont étudié, cet isotope, produit dans des réactions de fusion-fission et leurs rayons γ émis et détectés avec le réseau Euroball (voir figure I.4). Les états de spin élevé correspondant à l'excitation du cœur neutron ont été identifiés sans ambiguïté dans ^{136}Xe , ^{137}Cs et ^{138}Ba . Naidja et al. en 2017 [45] ont réalisé des calculs spectroscopiques des noyaux pair-pairs ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce au moyen d'une interaction effective basée sur le potentiel réaliste N3LO pour reproduire les propriétés spectroscopiques et les taux de transition. Les résultats obtenus en utilisant cette interaction sont en excellent accord par rapport à ceux mesurés.
- L'isotope ^{140}Ce stable a été découvert en même temps que le ^{142}Ce en 1925 par Aston [46] au Cavendish Laboratory de Cambridge, en Angleterre, lors d'expériences de spectroscopie de masse (voir figure I.4). Dans le travail de Srivastava et al. [47], quelques isotones de la région de fermeture $N=82$, dont ^{140}Ce ont été étudié, dans le cadre du modèle en couches en utilisant le cœur doublement magique ^{100}Sn et en employant l'interaction effective SN100PN. Tous les niveaux calculés du ^{140}Ce sont situés en dessous des niveaux expérimentaux.

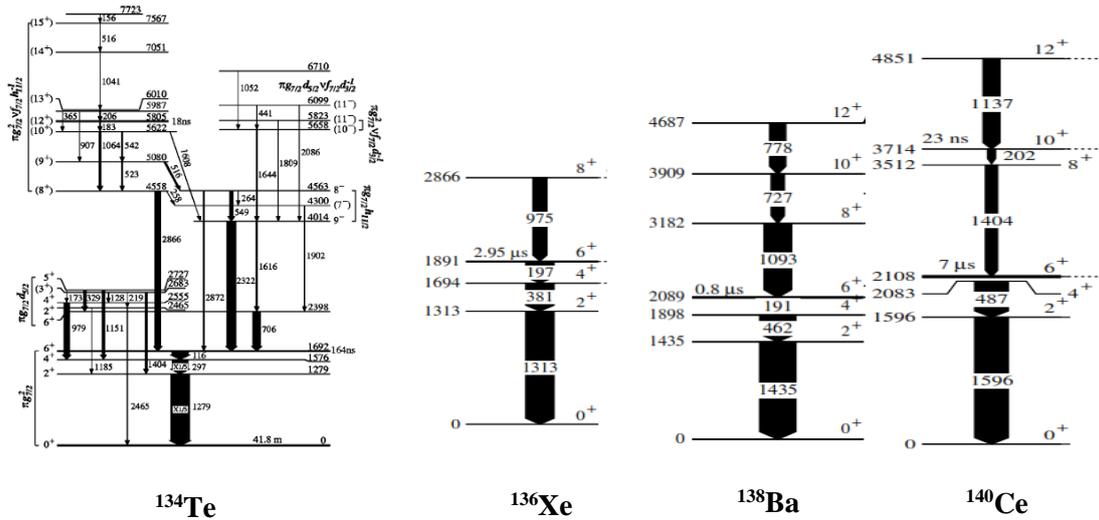


Figure I. 4: Spectres énergétiques expérimentaux des noyaux ^{134}Te [48], ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce [44]

I.3. Motivations

L'évolution des taux de transitions $B(E_2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ entre les isotopes de Sn, de Te, de Xe, de Ba, et de Ce avec $N = 70-90$ se comportent différemment selon Radford et al. [36]. Dans ces chaînes isotopiques, la diminution de l'énergie de l'état 2_1^+ est accompagnée d'une augmentation du $B(E_2)$ en raison de l'augmentation de la collectivité des états [49]. Ceci n'est pas le cas du ^{136}Te , où le taux de transition est de moitié inférieur à celui du ^{132}Te alors qu'il est comparable dans les isotopes de Xe, de Ba et de Ce comme l'indique la figure (I.5). Ces résultats expérimentaux furent interprétés comme un affaiblissement de la force d'appariement des neutrons au-delà de $N = 82$ par Terasaki et al. [49] via un calcul de QRPA (Quasiparticle Random Phase Approximation). Ce même calcul prédit toutefois un rétablissement de cette force pour les isotopes de Sn au voisinage immédiat de ^{132}Sn .

Des travaux récents mirent par ailleurs en évidence des excitations de cœur dans cette région par Stuchbery et al. [50] en 2013. Le $B(E_2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du ^{134}Te n'est en effet reproduit par un calcul de modèle en couches qu'en tenant compte d'un couplage avec une vibration du cœur et tout ajustement de la charge effective des protons produit une dégradation des $B(E_2)$ des transitions $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, autrement bien reproduits. Formellement, ces effets apparaissent lors du traitement perturbatif de l'Hamiltonien résiduel, traitement rendant compte de la réduction de l'espace physique total à l'espace de valence. Un autre effet des excitations de cœur fut en outre observé dans la région du cœur doublement magique de ^{208}Pb par Gottardo

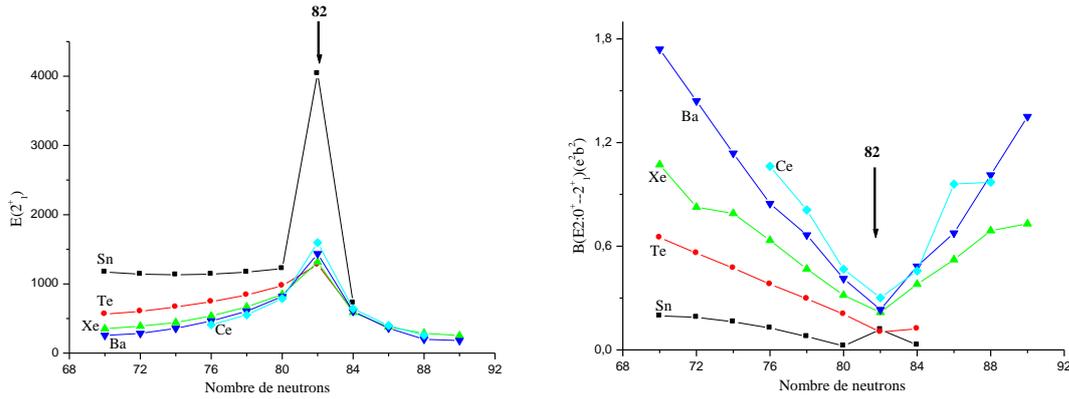


Figure I. 5: Énergies d'excitation des niveaux 2_1^+ et probabilités réduites de transitions $B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ dans les isotopes pairs de Sn, Xe, Te, Ba et Ce proches de la fermeture de couche $N = 82$ [52].

et al. [51], en 2012. La prise en compte des effets à trois corps de la polarisation du cœur y fut nécessaire afin de reproduire les taux de transition observés des isotopes pairs de ^{212}Pb à ^{216}Pb . En effet, l'une des conséquences de la complexité de la procédure de renormalisation de l'interaction nucléon-nucléon est la non prise en compte des diagrammes d'interaction à trois corps apparaissant dès l'ordre 2 de la perturbation.

D'autres travaux d'ordre théorique prédisent par ailleurs un rôle important des interactions à trois corps dans la structure des isotopes de Sn au-delà de $N = 82$ [53]. Des calculs de modèle en couches avec l'interaction empirique SMPN montrèrent une évolution dans l'énergie du niveau 2_1^+ de ces isotopes jusqu'à l'apparition d'un nouveau gap à $N = 90$. Dans le cas de l'interaction réaliste CWG, les calculs indiquèrent quant à eux une relative stabilité de l'énergie de ce même niveau pour les isotopes riches en neutron de Sn. L'interaction CWG produisit toutefois le même résultat que l'interaction SMPN si certains de ses éléments de matrices sont modifiés afin de rendre compte des effets à trois corps [53].

I.4. Modèle en couches nucléaires

Le premier modèle en couches nucléaire a été proposé suite au triomphe du modèle en couches atomique. Il a été introduit pour expliquer les régularités des propriétés nucléaires associées aux nombres magiques. L'ajout d'un fort couplage spin-orbite à la fin des années 40 par Goeppert-Mayer [54] lui permit alors de reproduire les nombres magiques observés expérimentalement (figure I.6). Le modèle en couches est une approche de particules indépendantes. Il est basé sur le fait que les nucléons sont arrangés dans des couches ou des niveaux dans le noyau. Plusieurs propriétés nucléaires peuvent être interprétées, en supposant

que les nucléons individuels se déplacent indépendamment dans un potentiel défini par l'interaction avec les autres nucléons.

En supposant des interactions à deux corps seulement, l'Hamiltonien d'un système de A nucléons en interaction s'écrit ainsi :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \hat{T}_i + \sum_{i < j=1}^A \hat{V}_{ij} \quad (\text{I. 1})$$

où

\hat{T}_i : est l'énergie cinétique du nucléon

\hat{V}_{ij} : représente le potentiels d'interaction entre les nucléons i et j

L'équation de Schrödinger (I.1) ne peut néanmoins être résolue de manière exacte à l'exception des cas relatifs aux masses A les plus faibles. Une manière de simplifier ce problème consiste à introduire un potentiel de forme simple et connue, \hat{U}_i , dans lequel évoluerait chacune des i particules indépendamment, et dont le but est de minimiser le terme $\sum_{i < j=1}^A \hat{V}_{ij}$:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) + \left(\sum_{i < j=1}^A \hat{V}_{ij} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right) = \hat{H}_0 + \hat{H}_{res} \quad (\text{I. 2})$$

où \hat{H}_0 est un Hamiltonien à A particules indépendantes et \hat{H}_{res} est la partie résiduelle de l'Hamiltonien.

L'Hamiltonien \hat{H} est alors traitable en théorie des perturbations pourvu que sa partie résiduelle soit suffisamment minimisée par $\sum_{i=1}^A \hat{U}_i$. Un choix courant et pratique de potentiel \hat{U}_i pour résoudre l'équation de Schrödinger est l'oscillateur harmonique, le traitement analytique de celui-ci étant simple. La solution est donnée par :

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

n et l : nombre quantique principal et nombre quantique orbital.

Pour lever la dégénérescence des niveaux énergétiques et interpréter l'existence des nombres magiques, cette solution est corrigée en tenant compte de l'interaction Spin-Orbite ($\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$), l'énergie est alors donnée par :

$$E_{nlj} = -U_0 + \hbar\omega \left(2n + l + \frac{3}{2} \right) - f(r) \begin{cases} -l & \text{pour } j = l + \frac{1}{2} \\ l + 1 & \text{pour } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{I. 4})$$

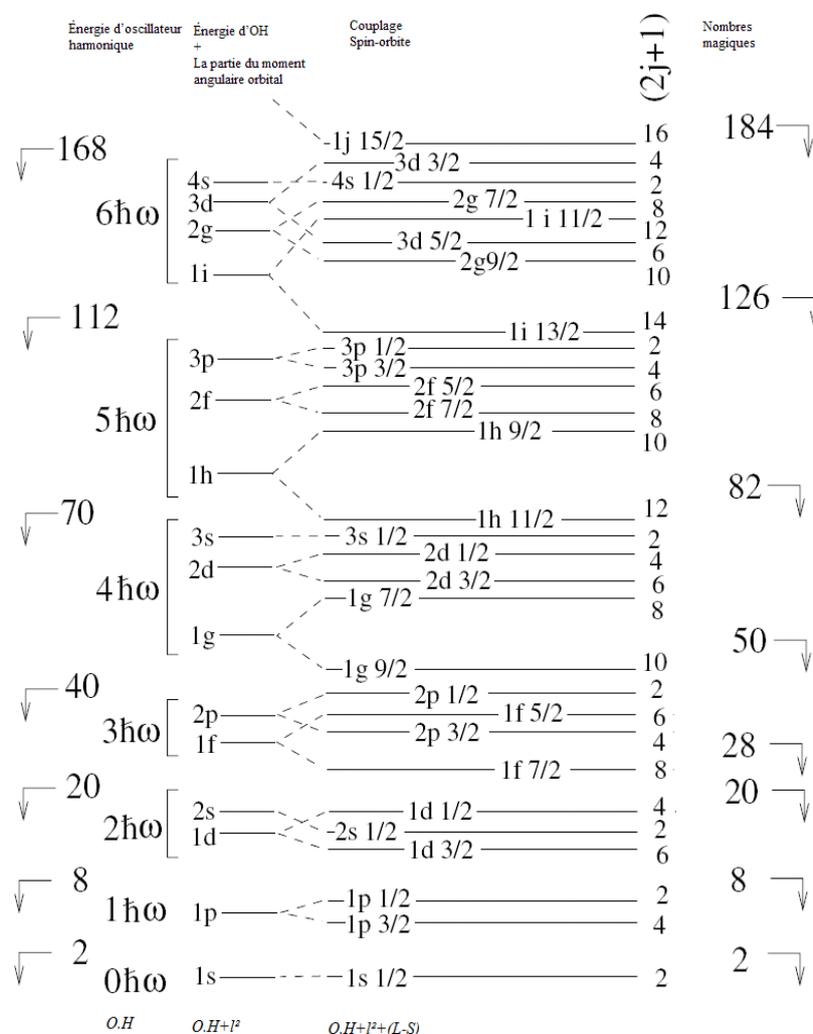


Figure I. 6: Niveaux d'énergie dans le noyau, selon le modèle en couches, avec l'interaction Spin-Orbite. Les nombres à droite et à gauche représentent, respectivement, les nombres magiques, et les fermetures de couches de l'O.H [55].

L'avantage du modèle en couches est de pouvoir donner une description théorique des propriétés spectroscopiques des états de basse énergie pour un grand nombre de noyaux. Les limitations de ce modèle proviennent de l'espace modèle dans lequel les calculs sont réalisés, qui peut être trop petit pour décrire l'ensemble des propriétés des états. Tout calcul de type modèle en couches repose sur trois ingrédients :

- La définition d'un espace modèle appelé espace de valence,

- La dérivation d'une interaction compatible avec l'espace modèle
- Un code de calcul pour construire et diagonaliser l'hamiltonien.

I.5. Propriétés électromagnétiques

Les noyaux créés dans une réaction nucléaire se trouvent, en général dans des états excités. Si ces états sont liés, leur décroissance vers le niveau fondamental se fait principalement par des émissions de rayonnements γ . Les propriétés des transitions électromagnétiques peuvent, en principe, être décrites par les modèles nucléaires et fournissent, par conséquent, des informations intéressantes sur la validité des fonctions d'ondes calculées des états entre lesquels se font les transitions.

Lors d'une transition électromagnétique dans un noyau d'un état initial 'i' (d'énergie E_i) vers un état final 'f' (d'énergie E_f), le nucléon émet un photon gamma d'énergie E_γ . Les lois de conservation de l'énergie et de la parité permettent d'écrire :

$$\begin{cases} E_\gamma = E_i - E_f \\ \pi_\gamma = \pi_i \pi_f \end{cases} \quad (\text{I. 5})$$

La transition électromagnétique entre ces états nucléaires ne peut prendre place que si le gamma émis emporte un moment angulaire total \vec{L} , tel que : $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L}$, avec :

$$|J_i - J_f| \leq L = \Delta J \leq J_i + J_f \quad (\text{I. 6})$$

La transition γ entre les états $J_i = 0$ et $J_f = 0$ est interdite par les règles de sélection, ceci signifie que L est différent de 0.

Le taux de transition $\lambda_{fi}^{(\sigma_L)}$ de l'état initial J_i vers final J_f est déterminé par la formule [56]:

$$\lambda_{fi}^{(\sigma_L)} = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L [(2L+1)!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma_L : J_i \rightarrow J_f) \quad (\text{I. 7})$$

σ peut être E pour une transition électrique ou M pour une transition magnétique. E_γ 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 multipolaires $M\sigma_L$, qui s'exprime par:

$$B(\sigma_L : J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f \| M_{\sigma L} \| J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{I. 8})$$

La notation habituelle est : $M_{EL} = Q_L$, $M_{ML} = M_L$

Les opérateurs de transition électrique et magnétique sont, respectivement, donnés par [56]:

$$\begin{aligned}
 Q_L &= \sum_{k=1}^A e(k) r_k^L Y_{LM}(r(k)) \\
 M_L &= \sum_{k=1}^A \left[\frac{2}{L+1} g_l^{(k)} l(k) + g_s^{(k)} s(k) \right] \cdot \nabla_k \left[r_k^L Y_{LM}(r(k)) \right]
 \end{aligned} \tag{I. 9}$$

où Y_{LM} sont les harmoniques sphériques.

$e(k)$ est la charge du nucléon k , $e(k)=0$ ou 1 pour un neutron ou un proton respectivement.

$g_s^{(k)}$, $g_l^{(k)}$ sont les facteurs gyromagnétiques de spin et orbital du nucléon libre k . Leurs valeurs en unité μ_N , sont :

$$\text{et} \quad \begin{aligned}
 g_s^{(n)} &= -3.826, & g_l^{(n)} &= 0 \\
 g_s^{(p)} &= 5.586, & g_l^{(p)} &= 1
 \end{aligned}$$

Les moments magnétiques dipolaires et électriques quadripolaires ont été mesurés dans plusieurs noyaux impair-impairs près des couches fermées. Les relations de ces moments sont obtenues sous la supposition d'un couplage faible entre le proton impair et le neutron impair permettant d'avoir l'état propre $|J\rangle = |j_p \otimes j_n\rangle$ du noyau [57]. Leurs expressions sont données ci-dessous:

$$\mu_J = \frac{J}{2} \left[\frac{\mu_j(p)}{j_p} + \frac{\mu_j(n)}{j_n} + \left(\frac{\mu_j(p)}{j_p} - \frac{\mu_j(n)}{j_n} \right) \frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{J(J+1)} \right] \tag{I. 10}$$

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

Dans le cas où les deux nucléons ont la même valeur de ($j_p=j_n=j$), ces relations se réduisent pour le moment magnétique dipolaire et le moment électrique quadripolaire à [58].

$$\mu_J = \frac{J}{2j} [\mu_j(p) + \mu_j(n)] \tag{I. 11}$$

$$Q_J = \frac{6J}{2(2J+3)2j(2j-1)} \left[1 - J(J+1) + \frac{4}{3} j(j+1) \right] [Q_{j_p} + Q_{j_n}] \tag{I. 12}$$

Les relations (I.13) et (I.14) représentent les moments de la particule individuelle.

$$\mu_{j_k} = \frac{1 - (-1)^{l+j_k+\frac{1}{2}} (2j_k+1)}{4(j_k+1)} \left\{ g_s^k - g_l^k \left[2 + (-1)^{l+j_k+\frac{1}{2}} (2j_k+1) \right] \right\} \tag{I. 13}$$

$$Q_{j_k} = -\frac{(2j_k-1)}{(2j_k+2)} \langle r^2 \rangle e_{eff}^k \tag{I. 14}$$

où $k = n$ ou p .

I.6. Schéma de la séniorité

Le modèle en couches a été utilisé pendant de nombreuses années pour décrire la structure des noyaux, en particulier ceux qui sont assez légers ou modérément près des couches fermées. Avec l'amélioration constante des ordinateurs, la taille de l'espace modèle pouvant être hébergé a augmenté, élargissant la région des noyaux qui peuvent être traités. Même ainsi, certaines propriétés nucléaires ne sont pas bien expliquées avec l'espace de valence comprenant une seule couche majeure, ce qui suggère la nécessité d'espaces modèles encore plus grands. Il est clair, cependant, que lorsque la taille de l'espace de valence d'une seule particule est augmentée, une certaine troncation de l'espace de configuration est nécessaire si des calculs doivent être effectués. Une possibilité consiste à utiliser l'approximation de la séniorité généralisée. Cette méthode a été largement utilisée pour approcher le modèle en couches, en particulier lorsqu'il s'agit de noyaux semi-magiques. Dans la suite, un bref aperçu de l'approche de la séniorité généralisée est présenté.

Le schéma de la séniorité a été introduit la première fois par Racah en 1943 [59] pour la classification des états dans les spectres atomiques. Son but était de trouver un nombre quantique additionnel afin de distinguer entre les états de configurations électroniques qui ont les mêmes valeurs de L, S et J dans le couplage LS, où L, S et J représente l'orbitale, le spin et le moment angulaire totale, respectivement. Le schéma de la séniorité pour les configurations j^n de nucléons identiques a été introduit par Racah et par Flowers indépendamment. Il est basé sur l'idée d'apparier les particules en paires avec un moment angulaire $J = 0$. Autrement dit, le nombre quantique de la séniorité ν est égal au nombre de particules non appariées dans la configuration j^n , où n est le nombre de nucléons de valence. Le noyau cœur doublement magique joue le rôle du vide. Dans le cas particulier des configurations j^2 , il y a appariement complet dans l'état $J = 0$ et une séniorité $\nu = 0$. Dans tous les autres états j^2 , avec $J = 2, 4, \dots, 2j-1$, il n'y a aucune paire couplée à $J = 0$ et la séniorité est $\nu = 2$ [60]. Ainsi, les états de basse énergie des noyaux (semi-magiques) sont des états de basse séniorité généralisée.

Considérons une interaction entre deux des tenseurs impairs V_{ik} dans la configuration j^n , les éléments de matrice peuvent être écrits comme suit [61]:

$$\langle j^n \nu \alpha J | \sum_{i < k}^n V_{ik} | j^n \nu \alpha' J \rangle = \langle j^\nu \nu \alpha J | \sum_{i < k}^\nu V_{ik} | j^\nu \nu \alpha' J \rangle + \frac{n - \nu}{2} V_0 \delta_{\alpha \alpha'} \quad (\text{I. 15})$$

où α et α' désignent des nombres quantiques supplémentaires nécessaires, V_0 est l'énergie d'interaction pour chaque paire couplée à 0.

Pour comprendre les implications importantes de ceci, considérons d'abord les éléments de matrice diagonaux $\alpha = \alpha'$. Le deuxième terme sur la droite dans l'équation (I.15) est simplement le nombre de paires de particules couplées à $J = 0$ multiplié par l'énergie d'interaction, V_0 , pour chaque paire. Les états $\nu = 0$, qui doivent avoir $J^\pi = 0^+$, seront les plus bas. Ceci explique la propriété empirique bien connue que les états fondamentaux des noyaux pairs-pairs (sphériques) ont tous $J^\pi = 0^+$. De même pour les noyaux sphériques de masse impaire, l'état fondamental sera généralement un état $\nu = 1, J = j$ dans lequel tous les nucléons sauf un sont appariés dans des combinaisons $|j^2 J = 0\rangle$ [61].

Il faut réécrire l'équation (I.15) pour une configuration j^n dans les états $\nu = 0, J = 0$ et $\nu = 1, J = j$. Dans les deux cas, le premier terme disparaît car il ne peut y avoir une interaction à deux corps dans un système $j^{\nu=0}$ (pas de particule) ou $j^{\nu=1}$ (une particule). Par conséquent, les énergies sont données par le second terme [61]:

$$\langle j^n J = 0 | \sum_{i \sim k}^n V_{ik} | j^n J = 0 \rangle = \frac{n}{2} V_0 \quad (\text{n pair}, \nu = 0) \quad (\text{I. 16})$$

$$\langle j^n J = j | \sum_{i \sim k}^n V_{ik} | j^n J = j \rangle = \frac{n-1}{2} V_0 \quad (\text{n impair}, \nu = 1) \quad (\text{I. 17})$$

Les niveaux d'énergie dans les noyaux semi-magiques avec $\nu = 2$ et $J = 2, 4, \dots, 2j-1$ sont particulièrement intéressants. Ils apparaissent dans toutes les configurations j^n avec n pair et $0 < n < 2j + 1$. Si l'interaction à deux corps $V = \sum_{i \sim k}^n V_{ik}$ est diagonale dans le schéma de la séniorité, ils devraient avoir le même espacement (également entre eux et l'état fondamental $J = 0, \nu = 0$) dans tous les noyaux. Les formules pertinentes pour les différences d'énergie sont données ci-dessous :

$$\begin{aligned} E(j^n, \nu = 2, J) - E(j^n, \nu = 0, J = 0) &= \langle j^2 J | V | j^2 J \rangle + \frac{n-2}{2} V_0 - \frac{n}{2} V_0 \\ &= \langle j^2 J | V | j^2 J \rangle - V_0 \end{aligned} \quad (\text{I. 18})$$

Les énergies des états $\nu = 2$ sont indépendantes de n . Pour l'espacement dans ces états on obtient la relation :

$$\begin{aligned}
 E(j^n, \nu = 2, J) - E(j^n, \nu = 2, J') &= \left[\langle j^2 J | V | j^2 J \rangle + \frac{n-2}{2} V_0 \right] \\
 &\quad - \left[\langle j^2 J' | V | j^2 J' \rangle + \frac{n-2}{2} V_0 \right] \\
 &= \langle j^2 J | V | j^2 J \rangle - \langle j^2 J' | V | j^2 J' \rangle
 \end{aligned} \tag{I. 19}$$

Conduisant à la conclusion importante que toutes les différences d'énergie des états de la séniorité $\nu = 0$ et $\nu = 2$ dans la configuration de n-particules sont identiques à celles du système à deux particules et sont indépendantes de n [61].

Pour les taux de transition E2, induits par l'opérateur $Q = r^2 Y_2$ du premier état 2^+ à l'état fondamental 0^+ dans les noyaux pairs-pairs ($\Delta\nu = 2$), on obtient :

$$\begin{aligned}
 \langle j^n J = 2 | Q | j^n J = 0 \rangle^2 &= \left[\frac{n(2j+1-n)}{2(2j-1)} \right] \cdot \langle j^2 J = 2 | Q | j^2 J = 0 \rangle^2 \\
 &= \frac{(2j+1)^2}{2(2j-1)} \cdot f \cdot (1-f) \cdot \langle j^2 J = 2 | Q | j^2 J = 0 \rangle^2
 \end{aligned} \tag{I. 20}$$

où f correspond au remplissage fractionné de la couche définie par $f = n/(2j+1)$.

Pour les couches qui ne sont pas trop remplies, de sorte que $(2j \pm 1) \gg n$, cela devient :

$$\langle j^n J = 2 | Q | j^n J = 0 \rangle^2 \approx \frac{n}{2} \langle j^2 J = 2 | Q | j^2 J = 0 \rangle^2 \tag{I. 21}$$

Cette expression augmente en nombre de particules n dans la couche. La probabilité de transition réduite est définie comme

$$B(E2: J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle J_f | Q | J_i \rangle^2 \tag{I. 22}$$

Pour les transitions qui ne changent pas la séniorité ($\Delta\nu = 0$), l'expression est (en supposant $\nu = 2$)

$$\begin{aligned}
 \langle j^n J | Q | j^n J' \rangle &= \left(\frac{2j+1-2n}{2j-3} \right) \langle j^2 J | Q | j^2 J' \rangle \\
 &= \frac{2j+1}{2j-3} \cdot [1-2f] \langle j^2 J | Q | j^2 J' \rangle
 \end{aligned} \tag{I. 23}$$

II. Interactions effectives

La description des noyaux est basée sur la compréhension des forces résultantes de l'interaction entre les nucléons, pour développer les modèles théoriques nucléaires existants. L'interaction réaliste à deux corps dérivée à partir de l'interaction Nucléon-Nucléon a échoué à reproduire et à expliquer les propriétés nucléaires de quelques chaînes isotopiques. L'hypothèse sur laquelle est basée cette interaction suppose que le cœur est suffisamment inerte, et l'interaction nucléaire résulte des interactions entre les nucléons de valence. Ce problème peut être résolu par la considération des interactions à trois corps [62]. Ces interactions sont le résultat de l'interaction entre un cœur inerte et les nucléons ajoutés dans l'espace de valence [9].

II.1. Interaction Nucléon-Nucléon

L'interaction entre les nucléons est caractérisée par l'existence d'un cœur fortement répulsif à courte distance, avec un rayon caractéristique de 0,5 à 1 *fm*. L'interaction obéit à plusieurs symétries fondamentales comme la symétrie: de translation, de réflexion, rotationnelle, ou spatiale [63]. La grande dépendance aux nombres quantiques (le spin total du noyau J , et l'isospin T), à travers la force tensorielle résultante du couplage des différents moments angulaires. Bien qu'il n'y ait pas une précision unique, de la construction de l'interaction N-N, une description de cette interaction en termes d'échanges mésoniques [64], est la représentation la plus courante dans le régime d'énergie de la physique et de la structure nucléaire : domaine des énergies basses et intermédiaires.

Tout calcul de modèle en couches utilise une interaction à deux corps résiduelle ou effective entre les nucléons de valence, car l'interaction nucléon-nucléon libre ne peut pas être utilisée directement à cause de la forte répulsion à courte portée. Il y a deux types d'interactions effectives, l'interaction effective réaliste et l'interaction effective phénoménologique.

II.2. L'hamiltonien en seconde quantification

À partir des données des énergies de la particule individuelle (SPEs), on peut remplacer la représentation des niveaux individuels en coordonnées ($\langle \vec{r} | \varphi \rangle = \varphi(\vec{r})$), en représentation du nombre d'occupation. On introduit alors des opérateurs de création et d'annihilation qui conduisent à une simplification de l'expression de l'hamiltonien H . Ce processus est connu sous le nom de seconde quantification [65, 66]. Les fonctions d'onde sont obtenues en appliquant ces opérateurs sur l'état du vide:

$$\varphi_{ajm}(x) \equiv |\alpha; jm\rangle = a_{ajm}^+ |0\rangle \quad \text{et} \quad a_{ajm} |0\rangle = 0 \quad (\text{II.1})$$

$\alpha = (n_a l_a j_a)$ contient les nombres quantiques de l'état d'un nucléon, et m est la projection du moment angulaire j .

a_{ajm}^+ et a_{ajm} sont définis comme étant des opérateurs de création et d'annihilation des nucléons de valence. Plus précisément de la couche j et donc $|0\rangle$ représente le cœur inerte du noyau.

On représente l'état de deux fermions de moment angulaire J , α et β par :

$$|\alpha\beta; JM\rangle \equiv -\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{\alpha\beta}}} [a_{\alpha}^+ \times a_{\beta}^+]_M^J |0\rangle \quad (\text{II.2})$$

La relation (II.2) peut être construite par l'utilisation des coefficients de Clebsh-Gordan.

On généralise cette relation pour le formalisme isospin :

$$|\alpha\beta; JMT M_T\rangle \equiv -\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{\alpha\beta}}} \left[a_{\alpha\frac{1}{2}}^+ \times a_{\beta\frac{1}{2}}^+ \right]_{MM_T}^{JT} |0\rangle \quad (\text{II.3})$$

L'hamiltonien de modèle en couches en seconde quantification s'écrit :

$$H = \sum_i \varepsilon_i a_i^+ a_i + \sum_{ijkl} V_{ijkl}^{JT} (a_i^+ a_j^+)^{JT} (\tilde{a}_k \tilde{a}_l)^{JT} \quad (\text{II.4})$$

II.2.1 Théorie de séparation et hamiltonien monopolaire

L'interaction N-N à deux corps, dans laquelle le noyau contient un cœur inerte sans aucune interaction avec les particules de valence, ne parvient pas à reproduire les propriétés nucléaires de certaines chaînes isotopiques [67, 9]. A. Poves et A. Zuker [68, 62] montrèrent qu'il était nécessaire de considérer les interactions monopolaires entre le cœur et les particules de valence afin de reproduire les propriétés nucléaires manquantes. Ils ont proposé de séparer l'hamiltonien du système en deux parties: une partie monopolaire H_m et une partie multipolaire H_M [69]

$$H = H_m + H_M \quad (\text{II.5})$$

Avec la partie monopolaire qui contient les termes du champ moyen sphérique. Elle joue un rôle principal pour décrire les énergies de liaison, les gaps des couches, ainsi que les énergies des états possédant des configurations à couches fermées (CS) plus ou moins une particule :

$$\langle CS \pm 1 | H | CS \pm 1 \rangle = \langle CS \pm 1 | H_m | CS \pm 1 \rangle; \quad (\text{CS : Closed Shell}) \quad (\text{II.6})$$

Et la partie multipolaire qui contient tout le reste des interactions, appariement, quadripolaire, octupolaires et hexadécapolaires,...

Les valeurs propres de H_m constitué de l'interaction à deux-corps sont habituellement mentionnées comme les énergies effectives des particules individuelles [70].

La détermination de la partie monopolaire de l'interaction à deux corps est présentée dans le paragraphe suivant.

II.2.1.1. Extraction de la partie monopolaire de l'interaction

L'hamiltonien résiduelle à deux corps s'écrit [71]:

$$H_{12} = \sum_{\substack{a,b,c,d \\ J,T}} \sqrt{(2J+1)(2T+1)\sqrt{(1+\delta_{ab})(1+\delta_{cd})}} \langle ab; JT | V | cd; JT \rangle \left[(a_i^+ a_j^+)^{(JT)} (\tilde{a}_k \tilde{a}_l)^{(JT)} \right]^{(00)} \quad (\text{II.7})$$

Dans cette relation, nous introduisons l'opérateur d'annihilation avec une phase de transformation par rotation définie comme suit [65] :

$$\tilde{a}_{c m_c} = (-1)^{j_c + m_c} a_{c, m_c} \quad (\text{II.8})$$

Cet hamiltonien résiduel (II.7) exprime la représentation particule-particule.

Il existe une autre représentation particule-trou (ou multiple) donnée par [65, 72]:

$$H_{12}^{(1)} = \sum_{i,j,k,l} \hat{\lambda} \hat{\gamma} \omega_{\lambda\gamma}(i, j, k, l) \left[(a_i^+ a_j)^{(\lambda\gamma)} (a_k^+ a_l)^{(\lambda\gamma)} \right] \quad (\text{II.9})$$

Ainsi, les opérateurs de création et d'annihilation vérifient les relations d'anticommuation suivantes :

$$\{a_i^+, a_j^+\} = \{\tilde{a}_k, \tilde{a}_l\} = 0 \quad \text{et} \quad \{a_i^+, \tilde{a}_j\} = \delta_{ij} \quad (\text{II.10})$$

Les paramètres $\omega_{\lambda\gamma}$ s'écrivent en fonction des éléments de matrice de deux nucléons V_{JT} utilisant la transformation de Racah.

$$\omega_{\lambda\gamma}(i, j, k, l) = \sum_{J,T} \hat{j}^2 \hat{T}^2 (-)^{l+i+J+\lambda+T+\gamma} \begin{Bmatrix} ijJ \\ lk\lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ 2 & 2 & \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \gamma \end{Bmatrix} V_{JT}(i, j, k, l) \quad (\text{II.11})$$

Cette expression est très importante. Elle permet de séparer l'hamiltonien du modèle en couches en deux parties, monopolaire et multipolaire [9]. La partie monopolaire est obtenue dans le terme $\omega_{0\gamma}$.

$$\begin{aligned}
 \omega_{0\gamma}(i, j, k, l) &= \sum_{J,T} \hat{J}^2 \hat{T}^2 (-)^{l+i+J+\lambda+T+\gamma} \begin{Bmatrix} ijJ \\ lk0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ 2 & 2 & \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \gamma \end{Bmatrix} V_{JT}(i, j, k, l) \\
 &= \sum_{J,T} \hat{J}^2 \hat{T}^2 (-)^{T+\gamma} \frac{\delta_{ik} \delta_{jl}}{\hat{i} \hat{l}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ 2 & 2 & \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \gamma \end{Bmatrix} V_{JT}(i, j, k, l)
 \end{aligned} \tag{II.12}$$

Afin de déduire le terme qui contient toute la partie de l'interaction monopolaire dans le terme résiduel, on définit une nouvelle force W_{JT} qui contient la force V à laquelle est soustrait la quantité \bar{V}_T appelée centroïde de façon que $\omega_{0\gamma}$ soit nul [71]. En changeant V_{JT} par W_{JT} , on trouve :

$$W_{JT}(i, j, k, l) = V_{JT}(i, j, k, l) - \delta_{ik} \delta_{jl} \bar{V}_T(i, j) \tag{II.13}$$

Donc

$$\omega_{0\gamma}(i, j, k, l) = \sum_{J,T} \hat{J}^2 \hat{T}^2 (-)^{T+\gamma} \frac{\delta_{ik} \delta_{jl}}{\hat{i} \hat{l}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ 2 & 2 & \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \gamma \end{Bmatrix} W_{JT}(i, j, k, l) = 0 \tag{II.14}$$

$$\Rightarrow \sum_J (2J+1) (V_{JT}(i, j, k, l) - \bar{V}_T(i, j)) = 0 \Rightarrow \bar{V}_T(i, j) = \frac{\sum_J (2J+1) V_{JT}(i, j, k, l)}{\sum_J (2J+1)} \tag{II.15}$$

La relation (II.15) contient toute la partie monopolaire de la force que l'on peut paramétrer par des données afin de définir une interaction réaliste dans les calculs.

On définit l'hamiltonien monopolaire paramétré dans le formalisme proton-neutron par [72]:

$$H_m = E_0 + \sum_i \varepsilon_i n_i + \sum_{i \leq j} V_{ij} \frac{n_i (n_j - \delta_{ij})}{1 + \delta_{ij}} \tag{II.16}$$

Avec
$$V_{ij} = \frac{\sum_J (2J+1) V_{ij}^J}{\sum_J (2J+1)} \tag{II.17}$$

$n_i (n_j)$ est le nombre des nucléons de valence sur la couche i (j).

ε_i est l'énergie individuelle de la couche i (SPE).

II.2.2 Effet de l'interaction monopolaire

Le terme monopolaire correspond à l'énergie moyenne apportée au noyau par l'addition de deux nucléons en interaction, quelle que soit l'orientation relative de leurs orbites. Il contient

les propriétés fondamentales des interactions NN qui influencent l'évolution des fermetures de couches [9]. L'addition des protons dans deux couches successives (j_{p1} et j_{p2}) conduit à une modification des deux énergies de la particule individuelle neutron ϵ_{v1} et ϵ_{v2} . La valeur du monopole $V_{j_{p1}j_{n2}}^{np}$ est choisie nettement plus attractive que les trois autres $V_{j_{p1}j_{n1}}^{pn} \approx V_{j_{p2}j_{n1}}^{pn} \approx V_{j_{p2}j_{n2}}^{pn}$.

Dans l'approche du modèle en couches, l'interaction monopolaire induit un déplacement dans les énergies effectives de la particule individuelle (ESPEs), ϵ_{vi} , des couches neutrons n_i , j_{ni} , ℓ_{ni} par le champ moyen généré par les protons ajoutés à un noyau inerte $Z_{\text{cœur}}$ protons.

A partir de l'énergie ϵ_{v1} d'un état potentiellement occupé j_{n1} , la variation des (ESPEs) est linéaire avec l'interaction monopolaire proton-neutron $V_{j_{p1}j_{n1}}^{np}$ lorsque x protons occupent l'orbitale j_{p1} ($0 < x < 2j_{p1} + 1$) :

$$\Delta\epsilon_{n1} = xV_{j_{p1}j_{n1}}^{pn} \quad (\text{II.18})$$

La même relation s'applique à la variation de ϵ_{v1} pendant le remplissage de la couche j_{p2} , ainsi qu'à la variation de ϵ_{v2} lorsque des protons sont ajoutés aux couches j_{p1} et j_{p2} .

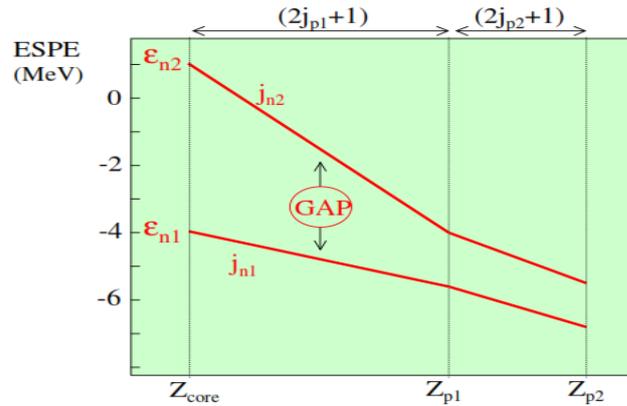


Figure II.1 : Évolution des énergies effectives de la particule indépendante (ESPE) des deux états neutrons à cause de l'addition des protons dans les couches j_{p1} et j_{p2} . À partir des énergies du cœur $Z_{\text{cœur}}$, ϵ_{n1} et ϵ_{n2} , les interactions monopolaires interviennent en remplissant l'orbite j_{p1} et provoquent une augmentation de l'énergie de liaison ϵ_{n2} , et une réduction du gap neutron [9].

II.2.3 L'hamiltonien multipolaire

L'hamiltonien multipolaire H_M peut s'écrire en deux représentations standard de type soit particule-particule, soit particule-trou:

$$H_M = \sum_{i \leq j, k \leq l, \Gamma} W_{ijkl}^{\Gamma} Z_{ij\Gamma}^+ \cdot Z_{kl\Gamma} \quad (\text{II.19})$$

$$H_M = \sum_{ijkl\Gamma} [\gamma]^{1/2} \frac{(1 + \delta_{ij})^{1/2} (1 + \delta_{kl})^{1/2}}{4} \omega_{ijkl}^\gamma (S_{ik}^\gamma \cdot S_{jl}^\gamma)^0 \quad (\text{II.20})$$

où $(Z_\Gamma^+ Z_\Gamma)$ est le produit couplé des deux opérateurs création (annihilation) et S^γ est le produit couplé d'un opérateur création et d'un opérateur annihilation.

Les éléments de matrice W et ω sont reliés par la transformation de Racah [73]:

$$W_{ijkl}^\Gamma = \sum_\gamma (-1)^{j+k-\gamma-\Gamma} \left\{ \begin{matrix} i & j & \Gamma \\ l & k & \gamma \end{matrix} \right\} \omega_{ijkl}^\gamma [\gamma] \quad (\text{II.21})$$

$$\omega_{ijkl}^\Gamma = \sum_\gamma (-1)^{j+k-\gamma-\Gamma} \left\{ \begin{matrix} i & j & \Gamma \\ l & k & \gamma \end{matrix} \right\} W_{ijkl}^\Gamma [\Gamma] \quad (\text{II.22})$$

III. Désintégration double bêta dans les noyaux

La désintégration double bêta (2β) est un processus nucléaire rare qui se produit spontanément entre deux noyaux ayant le même nombre de masse A , dans lequel le nombre de protons Z est modifié par deux unités, laissant A inchangé. Ce processus se produit lorsque la désintégration bêta du premier ordre est interdite énergétiquement ou supprimée par les règles de sélection. Il a fait l'objet de recherches expérimentales et théoriques depuis déjà longtemps et reste un sujet important dans la physique nucléaire moderne et la physique des particules. Dans ce chapitre, nous commençons par décrire l'historique, les différents processus en détail, la théorie et les travaux réalisés sur la désintégration double bêta du noyau ^{48}Ca .

III.1. Historique

Les recherches de désintégration double bêta (2β) ont une longue et très intéressante histoire. Son problème est apparu immédiatement après l'hypothèse de Pauli sur l'existence du neutrino en 1930 et le développement de la théorie de désintégration β en 1933. Cette théorie a été développée par le physicien italien Fermi par analogie avec l'électrodynamique quantique, mais il a introduit un nouveau type d'interaction, interaction faible, pour décrire la désintégration β . Cette interaction fournit une bonne description des désintégrations β^- et β^+ des noyaux.

En 1935, Goeppert-Mayer [74] a pour la première fois souligné la possibilité du processus de désintégration double bêta avec émission de deux neutrinos ($2\beta 2\nu$), c'est-à-dire un processus de transformation du noyau (A, Z) en noyau $(A, Z + 2)$ avec émission de deux électrons et deux (anti) neutrinos.

En 1937, Majorana a théoriquement montré que les conclusions de la théorie de désintégration β restent inchangées sous l'hypothèse de l'existence d'un seul type de neutrino sans antiparticule (c'est-à-dire, $\nu \equiv \bar{\nu}$). En 1939, W. Furry a considéré pour la première fois la désintégration ($2\beta 0\nu$), c'est-à-dire la transformation du noyau (A, Z) en noyau $(A, Z + 2)$ accompagné de l'émission de seulement deux électrons [75].

Ainsi, en cinq ans (1935-1939), les principaux processus 2β ont été proposés et les premières estimations des durées de vie des noyaux par rapport aux deux décroissances 2ν ($\sim 10^{21}$ - 10^{22} ans) et 0ν ($\sim 10^{15}$ - 10^{16} ans) ont été faites. Il a été démontré que l'étude de ces processus peut fournir des informations précieuses sur les propriétés du neutrino.

À cette époque, la motivation principale des expériences sur la recherche de désintégration 2β était la possibilité de déterminer la nature du neutrino (qui a raison, Dirac ou Majorana?). Les estimations théoriques faites à cette époque donnaient des valeurs fortement différentes

pour ces deux possibilités: (décroissance 0ν) $\sim 10^{15}$ ans pour le neutrino de Majorana, alors que (décroissance 2ν) $\sim 10^{21}$ ans pour le neutrino de Dirac.

La première expérience de recherche de la désintégration 2β a été faite en 1948 en utilisant des compteurs Geiger. Dans cette expérience, une limite de demi-vie pour ^{124}Sn a été établie, $T_{1/2} > 3 \times 10^{15}$ ans. Au cours de la période de 1948 à 1965 ~ 20 expériences ont été réalisées avec une sensibilité de la demi-vie au niveau de $10^{16} - 10^{19}$ ans [76]. On pensait que la désintégration 2β avait été découverte, mais chaque fois elle n'était pas confirmée par de nouvelles mesures (plus sensibles). L'exception a été l'expérience géochimique, dans laquelle deux neutrinos de la désintégration double bêta de ^{130}Te ont été détectés en 1950 [77].

Au début des années 1970, des progrès significatifs ont été réalisés dans la sensibilité des expériences de double désintégration bêta. E. Fiorini et al. réalisèrent des expériences avec des détecteurs Ge(Li) et établirent une limite à la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ^{76}Ge , $T_{1/2} > 5 \cdot 10^{21}$ ans. Des expériences avec ^{48}Ca et ^{82}Se utilisant une chambre à serpentins avec un champ magnétique et des scintillateurs en plastique ont été faites par le groupe de C. Wu et ont conduit à des limites impressionnantes de $> 2 \cdot 10^{21}$ ans [78] et $> 3.1 \times 10^{21}$ ans [79] respectivement. Au cours de ces années, de nombreuses expériences géochimiques sensibles ont été réalisées et la désintégration de $2\beta 2\nu$ de ^{130}Te [80], ^{128}Te [76] et ^{82}Se a été détectée.

En 1981, un nouveau type de désintégration sans neutrino avec émission de Majoron a été introduit [81].

Les réalisations importantes des années 1980 ont été liées à la première preuve de la double désintégration bêta avec émission de neutrino dans les expériences de comptage direct. Cela a été fait par le groupe de M. Moe pour ^{82}Se en utilisant un TPC ($T_{1/2} = 1.1_{-0.3}^{+0.8} \times 10^{20}$ ans) [82]. Il y avait aussi la première utilisation de détecteurs semi-conducteurs en Ge enrichi dans l'expérience ITEP-ErPI [83].

En 1982, le théorème de Schechter-Valle a été formulé [84] selon lequel l'observation de désintégration $2\beta 0\nu$ impliquera l'existence de la masse de Majorana du neutrino dans le cadre des théories de jauge. Cette déclaration devint une raison théorique sérieuse pour que les expérimentateurs continuent et améliorent leurs expériences.

En 1984, Fiorini et Niinikoski [85] ont proposé d'utiliser des détecteurs à basse température pour rechercher la désintégration 2β et le groupe de Milano a développé avec succès cette méthode.

En 1985, le travail théorique fondamental de Doi, Kotani et Takasugi [86] est apparu qui reste une encyclopédie de la théorie de désintégration 2β à l'heure actuelle. Dans ce travail, les distributions d'énergie et angulaires des électrons ont été calculées avec une bonne précision pour le mécanisme de masse et les courants droits et la possibilité de distinguer ces mécanismes dans des expériences utilisant les caractéristiques des distributions correspondantes a été démontrée.

L'écart entre les prédictions théoriques et les limites de l'expérience pour la désintégration $2\beta 0\nu$ était et est encore un problème sérieux depuis longtemps. Les théories prédisaient habituellement le taux de décroissance d'un ou deux ordres de grandeur plus haut que les limites expérimentales existantes. Cependant, en 1986, Vogel et Zirnbauer [87] ont montré que l'inclusion de l'interaction particule-particule dans un noyau permet un calcul assez précis du taux de désintégration 2ν dans le cadre de l'approximation quasiparticulaire de phase aléatoire (QRPA). Pour cette raison, les modèles (QRPA) ont été largement utilisés pour calculer les éléments de matrice nucléaire pour les désintégrations 2ν et 0ν .

Pendant les années 1990, le processus de désintégration avec deux neutrinos a été détecté dans de nombreuses expériences pour différents noyaux. Dans la même année, pour la première fois, la désintégration $2\beta 2\nu$ vers l'état excité du noyau fils a également été détectée (transition $^{100}\text{Mo}-^{100}\text{Ru}$ (0_1^+ , 1130 eV) [88]. En outre, la sensibilité de la désintégration $2\beta 0\nu$ dans les expériences avec ^{76}Ge (Hidelberg-Moscou [89] et IGEX [90]) a été augmentée jusqu'à $\sim 10^{25}$ ans.

Depuis 2002, les progrès dans les recherches de double désintégration bêta ont été liés principalement aux deux expériences, CUORICINO (achevé en 2008) et NEMO-3 (achevé en janvier 2011).

Ainsi, la désintégration $2\beta 2\nu$ a été détectée pour dix noyaux (^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{150}Nd et ^{238}U). En outre, la désintégration $2\beta 2\nu$ de ^{100}Mo et ^{150}Nd vers l'état excité 0_1^+ du noyau fils et le processus CECEC(2ν) dans ^{130}Ba ont été détectés. Les expériences sur la désintégration $2\beta 2\nu$ ont atteint un niveau qualitativement nouveau, où non seulement la demi-vie, mais aussi les autres paramètres du procédé sont mesurés avec une grande précision (expérience NEMO-3).

Les tableaux (III.1) et (III.2) présentent les meilleures mesures actuelles sur les désintégrations $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$.

Isotope	$T_{2\nu}^{1/2}$ (ans)	Expérience
^{48}Ca	$(6.4_{-0.7}^{+0.6}(\text{stat.})({}_{-0.9}^{+1.2}(\text{syst})) \times 10^{19}$	[91], 2016
^{76}Ge	$(1.84_{-0.10}^{+0.14}) \times 10^{21}$	[92], 2013
^{82}Se	$(9.6 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst})) \times 10^{19}$	[93], 2005
^{96}Zr	$2.35 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 1.16(\text{syst}) \times 10^{19}$	[94], 2010
^{100}Mo	$7.16 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.54(\text{syst}) \times 10^{18}$	[93], 2005
^{116}Cd	$2.88 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst}) \times 10^{19}$	[95], 2012
^{128}Te	$(2.3 \pm 0.3) \times 10^{24}$	[96], 2008
^{130}Te	$7.0 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 1.1(\text{syst}) \times 10^{20}$	[97], 2011
^{136}Xe	$2.165 \pm 0.016(\text{stat}) \pm 0.059(\text{syst}) \times 10^{21}$	[98], 2014
^{150}Nd	$(9.11_{-0.22}^{+0.25}(\text{stat}) \pm 0.63(\text{syst})) \times 10^{18}$	[99], 2009
$^{150}\text{Nd}-^{150}\text{Sm}(0_1^+)$	$(1.07_{-0.25}^{+0.45}(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})) \times 10^{20}$	[100], 2014
^{238}U	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$	[101], 1991
$^{130}\text{Ba CECE}(2\nu)$	$(0.60 \pm 0.11) \times 10^{21}$	[102], 2009

 Tableau III. 1: Résultats de désintégration de $2\beta_{2\nu}$ positifs actuels.

Isotope	$T_{2\nu}^{1/2}$ (ans)	Expérience
^{48}Ca	5.8×10^{22}	[103], 2008
^{76}Ge	2.1×10^{25}	[104], 2013
^{82}Se	2.1×10^{23}	[105], 2013
^{96}Zr	9.2×10^{21}	[94], 2010
^{100}Mo	1.1×10^{24}	[106], 2014
^{116}Cd	1.9×10^{23}	[107], 2003
^{128}Te	1.5×10^{24}	[108], 2015
^{130}Te	2.8×10^{24}	[109], 2016
^{136}Xe	1.07×10^{26}	[110], 2016
^{150}Nd	1.8×10^{22}	[111], 2016

 Tableau III. 2: Meilleurs résultats actuels sur la décroissance $2\beta_{0\nu}$.

III.2. Phénoménologie de la décroissance double bêta

La stabilité du noyau est déterminée par son énergie de liaison ou sa masse. Bethe-Weizsäcker a fait le premier essai réussi pour décrire la masse d'un noyau dans ce qui est largement connu comme la formule semi-empirique de masse (SEMF):

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - E_B \quad (\text{III. 1})$$

où A est le numéro atomique, et Z est le numéro de charge, respectivement; m_p et m_n sont les masses du proton et du neutron dans le noyau; et E_B est l'énergie de liaison du noyau, donnée par:

$$E_B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta(A, Z) \quad (\text{III. 2})$$

Les termes dans l'expression de l'énergie de liaison écrite ci-dessus représentent les corrections à la valeur simpliste donnée par les deux premiers termes de l'équation (III.1). Les termes de correction sont, dans l'ordre où ils sont représentés dans l'équation (III.2): le terme de volume; le terme de surface; le terme Coulombienne; le terme d'asymétrie; et le terme d'appariement. Ce dernier terme, qui prend en compte l'appariement entre les spins des nucléons, est donné par:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} -\frac{a_p}{A^{1/2}} & \text{pair } Z \text{ et } A \\ 0 & \text{impair } A \\ +\frac{a_p}{A^{1/2}} & \text{impair } Z, \text{ pair } A \end{cases} \quad (\text{III. 3})$$

Pour les noyaux ayant le même A, les masses obtenues avec le (SEMF) se trouvent dans des paraboles en fonction de Z, en raison des termes Coulombien et d'asymétrie. Les masses de noyaux avec A impair sont décrites par une seule parabole, alors que dans le cas des noyaux A pairs, le terme d'appariement divise les masses en deux paraboles, selon que Z est pair ou impair (Figure III.1).

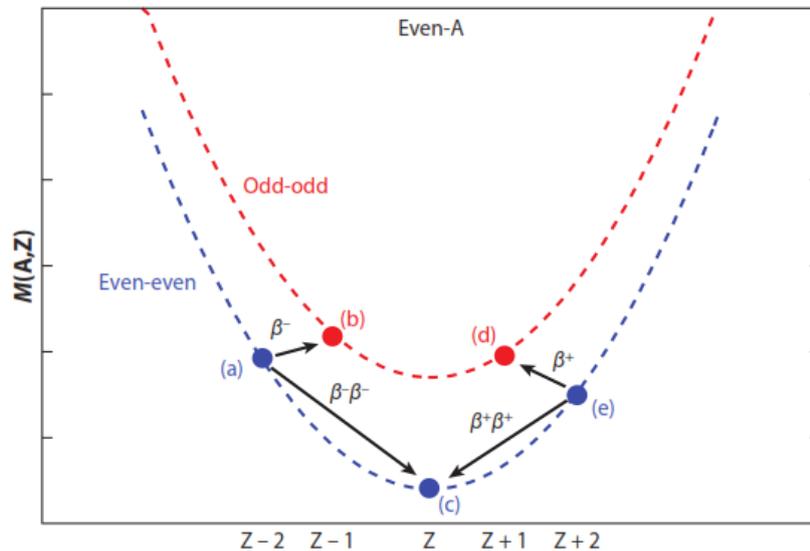


Figure III.1 : Paraboles de masse pour les isobares nucléaires avec A pair. En raison du terme d'appariement dans la formule semi-empirique de masse, les noyaux pair-pairs ont des masses plus faibles que les noyaux impair-impairs. Par conséquent, la désintégration β est impossible du point (a) au point (b), alors que dans un processus du second ordre, la désintégration 2β⁻ est énergétiquement possible du point (a) au point (c). De même, la désintégration 2β⁺ ou la double capture électronique peuvent se produire entre le point (e) et le point (c) [112].

Selon le nombre relatif des protons et des neutrons dans le noyau, il ya quatre différentes possibilités autorisées dans le Modèle Standard [112]:

$$2\beta^- : (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (\text{III. 4})$$

$$2\beta^+ : (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^+ + 2\nu_e \quad (\text{III. 5})$$

$$\beta^+ CE : e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + e^+ + 2\nu_e \quad (\text{III. 6})$$

$$CECE : 2e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2\nu_e \quad (\text{III. 7})$$

où la capture électronique (CE) est attendue principalement sur la couche K. L'énergie libérée dans ces désintégrations est répartie entre les leptons et le recul du noyau. L'énergie de désintégration pour les différents modes est la suivante [113]:

$$Q_{2\beta^-} = M(A, Z) - M(A, Z + 2) \quad (\text{III. 8})$$

$$Q_{2\beta^+} = M(A, Z) - M(A, Z - 2) - 4m_e c^2 \quad (\text{III. 9})$$

$$Q_{\beta^+ CE} = M(A, Z) - M(A, Z - 2) - 2m_e c^2 \quad (\text{III. 10})$$

$$Q_{CECE} = M(A, Z) - M(A, Z - 2) \quad (\text{III. 11})$$

où $M(A, Z)$ est la masse atomique de l'isotope initial.

III.3. Théorie de la désintégration double bêta

III.3.1 Modes de désintégration double bêta

Les modes (2β) dans lesquels deux neutrons sont transformés en deux protons à l'intérieur d'un noyau (modes de désintégration $2\beta^-$) sont les plus étudiés car ils sont expérimentalement favorisés du fait de leur plus grande valeur de Q. Ils peuvent se produire dans deux modes principaux de désintégration, qui diffèrent par l'apparition ou la non-apparition de neutrinos dans les états finaux:

$$\begin{array}{lll} (a) & (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu} & 2\beta 2\nu \\ (b) & (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- (+\chi) & 2\beta 0\nu \end{array} \quad (\text{III. 12})$$

Dans le mode de désintégration (III. 12.a), permis par le Modèle standard (SM), deux anti-neutrinos sont libérés dans les états finaux ($2\beta 2\nu$) et le nombre de leptons est conservé. Dans le mode de désintégration sans neutrino ($2\beta 0\nu$) (III. 12.b), aucun neutrino n'apparaît dans les états finaux, mais d'autres particules (comme Majoron), en plus des deux électrons, peuvent également apparaître. Cette désintégration ne conserve pas le nombre de leptons et est interdite par le SM.

Sur la figure (III.2) sont représentés schématiquement ces modes de double désintégration bêta. La figure (III.2.a) montre qu'une désintégration de ($2\beta 2\nu$) peut être décrite comme deux désintégrations indépendantes et simultanées à l'intérieur du noyau. À partir de la figure (III.2.b), on observe qu'une désintégration de ($2\beta 0\nu$) n'est possible que lorsque l'antineutrino émis par un neutron peut être absorbé comme neutrino par un autre neutron. Ainsi, pour que cela se produise, il faut que le neutrino et l'anti-neutrino soient la même particule (le neutrino doit être une particule de Majorana). Mais cette condition n'est pas suffisante pour l'apparition de la désintégration ($2\beta 0\nu$), due à l'inadéquation de leurs hélicités: l'anti-neutrino est droitier (RH) dans le processus d'émission $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{(RH)}$, tandis que le neutrino est gaucher (LH) dans le processus d'absorption $\nu_{(LH)} + n \rightarrow p + e^-$. Cependant, si le neutrino avait une masse non nulle, il n'aurait pas d'hélicité définie dans les deux processus, de sorte qu'une correspondance de leurs hélicités devient possible. Ainsi, pour l'apparition de la désintégration de ($2\beta 0\nu$), il est nécessaire que le neutrino soit une particule massive de Majorana.

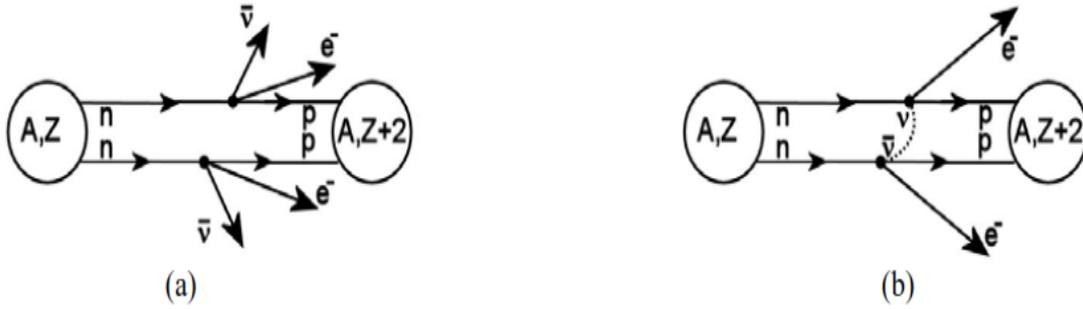


Figure III.2 : Deux modes de désintégration bêta: (a) $2\beta 2\nu$ et (b) $2\beta 0\nu$ [114].

III.3.2 Taux de désintégration

Les demi-vies des modes 2β peuvent être écrites sous une forme compacte:

$$\left[T_{2\beta}^m\right]^{-1/2} = \sum_{spins} \int |Z_{2\beta}^m|^2 \delta\left(\sum_i E_i - Q\right) \prod_i (d^3 p_i / 2\pi^3) \quad (\text{III. 13})$$

où m est le mode de désintégration, et E_i et p_i sont les énergies et les moments des particules sortantes ($i = e_1, e_2, \nu_1, \nu_2$ pour le mode 2ν et $i = e_1, e_2$, pour le mode 0ν). L'amplitude de la décroissance $|Z_{2\beta}^m|$ est de second ordre dans l'interaction faible et dépend des courants dans hamiltonien (H_w) d'interaction effective faible. Une expression générale de H_w est [86]:

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[j_L^\mu (J_{L\mu}^+ + k J_{R\mu}^+) + j_R^\mu (\eta J_{L\mu}^+ + \lambda J_{R\mu}^+) \right] + h.c. \quad (\text{III. 14})$$

où G est la constante de couplage de Fermi, $j_{L(R)}^\mu, J_{L(R)\mu}$ sont les courants leptoniques et hadroniques et k, η, λ sont des paramètres de mélange (réels) des courants (RH) dans l'interaction faible. Les courants leptoniques sont exprimés en termes d'états propres des neutrinos électroniques ν_{eL} et ν'_{eR} :

$$\begin{aligned} j_L^\mu &= \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_{eL}, \\ j_R^\mu &= \bar{e} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \nu'_{eR} \end{aligned} \quad (\text{III. 15})$$

La formule pour les courants hadroniques, exprimée en termes des courants de quarks, est similaire à (III. 15). En utilisant l'approximation des impulsions non relativistes, ils peuvent être exprimés en termes d'opérateurs de nucléons:

$$\begin{aligned} J_{L/R}^{0+}(x) &= \sum_n t(n) (g_V \mp g_A C_n) \delta(\vec{x} - \vec{r}_n), \\ J_{L/R}^{k+}(x) &= \sum_n t(n) (\pm g_A \sigma_n^k - g_V D_n^k) \delta(\vec{x} - \vec{r}_n) \end{aligned} \quad (\text{III. 16})$$

où $t(n)$ est l'opérateur isospin qui convertit un neutron en proton, σ, r sont les opérateurs de spin et de position, g_V, g_A sont les constantes de couplage vectoriel et axial, et C_n, D_n sont les termes de recul du nucléon [86].

Pour le mode de désintégration $2\beta 2\nu$, l'hamiltonien effectif est composé de courants purement (LH), donc:

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} [j_L \cdot J_L^+] \quad (\text{III. 17})$$

L'expression de la demi-vie dans ce cas devient :

$$\left[T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+) \right]^{-1} = \frac{G^4 g_A^4}{32\pi^7 m_e \ln 2} \int_{m_e}^{Q+m_e} F_0(Z, e_1) k_1 e_1 de_1 \int_{m_e}^{Q+m_e-e_1} F_0(Z, e_2) k_2 e_2 de_2 \int_{m_e}^{Q+m_e-e_1-e_2} v_1^2 v_2^2 dv_1 \sum_{a,a'} A_{aa'} \quad (\text{III. 18})$$

où e_i et ν_i sont les énergies des électrons et des neutrinos sortants, respectivement, $k_i = \sqrt{e_i^2 - m_e^2}$ sont les moments des électrons, Q est l'énergie cinétique maximale disponible. La fonction F_0 est le facteur de Fermi, qui décrit l'effet du champ coulombienne du noyau fils sur les électrons émis. La quantité $A_{aa'}$ contient les éléments de matrice nucléaires de transition Gamow-Teller et les dénominateurs d'énergie, qui sont sommés sur les états intermédiaires nucléaires 1^+ indexés par a et a' :

$$\begin{aligned}
 A_{aa'} &= \langle 0_f^+ | t_- \sigma | 1_a^+ \rangle \langle 1_a^+ | t_- \sigma | 0_i^+ \rangle \langle 0_f^+ | t_- \sigma | 1_{a'}^+ \rangle \langle 1_{a'}^+ | t_- \sigma | 0_i^+ \rangle \\
 &\times \frac{1}{3} \left(K_a K_{a'} + L_a L_{a'} + \frac{1}{2} K_a L_{a'} + \frac{1}{2} L_a K_{a'} \right)
 \end{aligned} \tag{III. 19}$$

où

$$\begin{aligned}
 K_a &= \frac{1}{E_a + e_1 + \nu_1 - E_i} + \frac{1}{E_a + e_2 + \nu_2 - E_i}, \quad K_{a'} = \frac{1}{E_{a'} + e_1 + \nu_1 - E_i} + \frac{1}{E_{a'} + e_2 + \nu_2 - E_i} \\
 L_a &= \frac{1}{E_a + e_1 + \nu_2 - E_i} + \frac{1}{E_a + e_2 + \nu_1 - E_i}, \quad L_{a'} = \frac{1}{E_{a'} + e_1 + \nu_2 - E_i} + \frac{1}{E_{a'} + e_2 + \nu_1 - E_i}
 \end{aligned} \tag{III. 20}$$

où E_a est l'énergie d'excitation de l'état 1_a^+ du noyau intermédiaire.

En remplaçant dans l'équation (III.20), l'énergie leptonique $e + \nu$ par $Q/2 + m_e$, la partie nucléaire de l'équation (III.19) peut être séparée de la partie cinématique, auquel cas

$$K_a \approx L_a = \frac{1}{E_a - E_i + Q/2 + m_e} \tag{III. 21}$$

Ainsi, l'expression de la demi-vie peut être écrite sous une forme factorisée: un facteur cinématique (le facteur d'espace de phase) x les éléments de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$:

$$[T_{1/2}^{2\nu}]^{-1} = G^{2\nu}(Q, Z) |M_{GT}^{2\nu}|^2; \quad M_{GT}^{2\nu} = \sum_a \frac{\langle 0_f^+ | t_- \sigma | 1_a^+ \rangle \langle 1_a^+ | t_- \sigma | 0_i^+ \rangle}{E_a + Q/2 + m_e - E_i} \tag{III. 22}$$

En principe, les opérateurs de Fermi et de Gamow-Teller peuvent contribuer à la transition; cependant, la composante de Fermi est fortement supprimée pour ce mode de désintégration par la symétrie de l'isospin, seule la composante Gamow-Teller (GT) est habituellement considérée. Lorsque les états excités dans le noyau fils se trouvent énergétiquement plus bas que l'état fondamental du noyau père, la désintégration 2β à ces états finaux excités peut encore se produire.

Pour le mode de décroissance $2\beta 2\nu$, les $M_{GT}^{2\nu}$ correspondant ont les expressions suivantes [115]:

$$M_{GT}^{2\nu}(0_1^+) = \sum_a \frac{\langle 0_f^+ | t_- \sigma | 1_a^+ \rangle \langle 1_a^+ | t_- \sigma | 0_i^+ \rangle}{E_a + E_{0_1^+}} \tag{III. 23}$$

pour la transition de l'état fondamental vers l'état fondamental et

$$M_{GT}^{2\nu}(2_1^+) = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_a \frac{\langle 2_f^+ | t_- \sigma | 1_a^+ \rangle \langle 1_a^+ | t_- \sigma | 0_i^+ \rangle}{(E_a + E_{2_1^+})^3} \tag{III. 24}$$

pour la transition de l'état fondamental vers l'état excité 2_1^+ . Ici E_a est l'énergie d'excitation de l'état 1_a^+ du noyau intermédiaire et $E_{0_1^+} = \frac{1}{2} Q_{2\beta}(0_1^+) + \Delta M$, $E_{2_1^+} = \frac{1}{2} Q_{2\beta}(2_1^+) + \Delta M$, $\Delta M = M_a - M_i$. $Q_{2\beta}(0_1^+)$ et $Q_{2\beta}(2_1^+)$ sont les valeurs des bilans correspondant aux désintégrations 2β entre les états fondamentaux et l'état excité 2_1^+ du noyau fils et M_a, M_i sont respectivement les masses des noyaux intermédiaire et parent.

III.4. Cas du ^{48}Ca

L'étude de désintégration $2\beta 2\nu$ a été largement utilisée en physique nucléaire pour sonder les théories de la structure nucléaire des isotopes de la désintégration double bêta. ^{48}Ca est un isotope de désintégration double bêta avec la plus grande valeur de Q et est également un noyau doublement magique. Cela en fait un isotope important et est celui sur lequel cette thèse se concentre. Le schéma de désintégration pour ^{48}Ca est représenté sur la figure (III.3). La désintégration 2β à l'état fondamental de ^{48}Ti est accompagnée par l'émission simultanée de deux électrons et deux neutrinos.

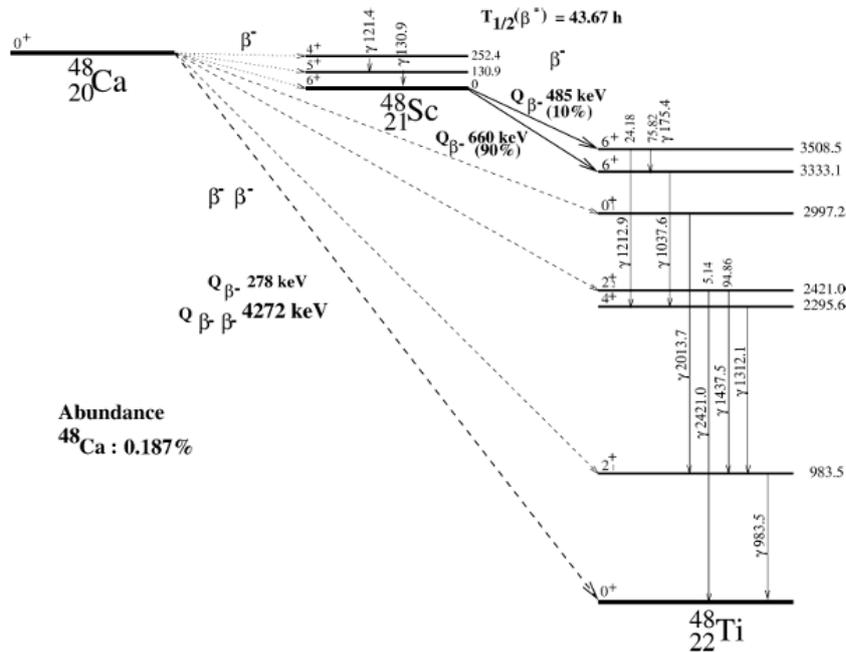


Figure III.3 : Schéma de niveau pour le triplet de ^{48}Ca , ^{48}Sc et ^{48}Ti . Les énergies sont en keV. Les intensités relatives des rayons γ sont données en pourcentages [116].

Il y a eu un certain nombre d'expériences qui ont cherché la désintégration double bêta ($2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$) de ^{48}Ca . Une vue d'ensemble des expériences réalisées avec cet isotope est donnée ci-dessous, dans l'ordre historique.

- **Mateosian et Goldhaber**

L'expérience de Mateosian et Goldhaber a été la première expérience proposée principalement pour l'étude de la conservation du nombre de leptons et de la nature du neutrino. Elle a été réalisée en 1966, avec une durée seulement de 28,7 jours. Un grand scintillateur à cristaux de CaF_2 , enrichi en ^{48}Ca , était logé à l'intérieur d'un canon naval en acier, avec un blindage actif supplémentaire fourni par des scintillateurs en plastique entourant le cristal. Aucune évidence pour $2\beta 2\nu$ ou $2\beta 0\nu$ n'a été trouvée, avec des limites de demi-vie de $T_{1/2}^{(2\nu)} > 5 \times 10^{18}$ ans et $T_{1/2}^{(0\nu)} > 2 \times 10^{20}$ ans [117].

- **Pékin**

Une autre expérience de ^{48}Ca a été réalisée en 1991 dans une mine de charbon près de Beijing. On a employé la technique de Mateosian et Goldhaber avec une installation finale de quatre cristaux de CaF_2 complètement entourés par le bouclier actif de scintillateur en plastique et enfermé dans le plomb. Le volume défini par le blindage en plomb a été ventilé avec de l'argon. Avec une durée de 0,87 ans, une limite de $T_{1/2}^{(0\nu)} > 9.5 \times 10^{21}$ ans sur la demi-vie $0\nu\beta\beta$ a été obtenue [118].

- **Barrage du Hoover**

L'expérience du barrage du Hoover a atteint la première observation de $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca en 1996. Elle consistait en de fines feuilles de CaCO_3 à 18 mg/cm^2 , enrichies en ^{48}Ca , jouant le rôle de cathode centrale dans une chambre de projection temporelle (TPC) basée dans un tunnel dans le barrage du Hoover. Les capacités de poursuite du détecteur ont permis d'utiliser des techniques d'analyse sophistiquées: les hélices étaient adaptées aux pistes d'électrons et les particules α retardées étaient utilisées pour rejeter les événements de fond dus au ^{214}Bi . Le résultat de l'expérience: $T_{1/2}^{(2\nu)} = (4.3_{-1.1}^{+2.4}(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst.})) \times 10^{19}$ ans a été obtenu avec 42,2 g de CaCO_3 finement pulvérisé enrichi à 76% en ^{48}Ca [119].

- **TGV**

Le Télescope Germanium Vertical (TGV) consistait en une tour de 16 détecteurs HPGe de type planaire logés dans un seul cryostat. Des couches minces de CaCO_3 , enrichi en ^{48}Ca , ont été placées au-dessus de chaque détecteur, avec une masse totale du ^{48}Ca de 1 g. L'expérience a été réalisée en 2000 au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), avec une durée de 1 an. La demi-vie de $2\beta 2\nu$ a été mesurée à $T_{1/2}^{(2\nu)} = (4.2_{-1.3}^{+3.3}) \times 10^{19}$ ans, en accord avec l'expérience de barrage du Hoover. De plus, une limite sur la demi-vie de $2\beta 0\nu$ a été obtenue: $T_{1/2}^{(0\nu)} > 1.5 \times 10^{21}$ ans [120].

- **ELEGANT VI**

L'expérience d'ELEGANT VI a obtenu la limite la plus stricte sur le $2\beta 0\nu$ du ^{48}Ca à ce jour [121]. Elle a été réalisée en 2004. Elle consistait en 23 cristaux de CaF_2 (Eu) produits avec du calcium naturel, donnant un total de 7,6g du ^{48}Ca . Des cristaux supplémentaires de CaF_2 (pur) et de CsI (Tl) ont été utilisés pour rejeter des événements d'origine externe. Avec une durée de 0,6 an, une limite de $5,8 \times 10^{22}$ ans a été atteinte sur la demi-vie de $2\beta 0\nu$, correspondant à une limite supérieure de la masse effective de Majorana $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 3.5 - 22 \text{ eV}$.

- **CANDLES**

CANDLES est une expérience développée par la collaboration ELEGANT VI en 2006 [122]. L'objectif est d'atteindre une sensibilité à une demi-vie de 10^{26} ans pour la désintégration $2\beta 0\nu$ du ^{48}Ca , correspondant à une masse de neutrino de $\sim 30 \text{ meV}$. Le détecteur est constitué de scintillateurs non dopés de $10 \text{ cm}^3 \text{ CaF}_2$, immergés dans un scintillateur liquide et entourés de grands PMTs. La lumière émise par les cristaux de CaF_2 est dans les UV, et ainsi le scintillateur liquide agit non seulement comme un décaleur de longueur d'onde, convertissant la lumière UV en lumière visible, mais aussi comme un bouclier actif.

- **NEMO-3**

L'expérience de NEMO-3 a été réalisée au Laboratoire Souterrain de Modane entre 2003 et 2011. En utilisant 5,25 ans de données enregistrées avec un échantillon de 6,99 g de ^{48}Ca , environ 150 événements candidats de désintégration double bêta sont sélectionnés avec un rapport signal sur bruit de fond supérieur à 3. La demi-vie de désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca est mesurée $T_{1/2}^{(2\nu)} = (6.4_{-0.6}^{+0.7}(\text{stat})_{-0.9}^{+1.2}(\text{syst.})) \times 10^{19} \text{ ans}$. Une recherche de désintégration $2\beta 0\nu$ du ^{48}Ca donne un résultat nul, et une limite inférieure correspondante de la demi-vie est $T_{1/2}^{(0\nu)} > 2.0 \times 10^{22} \text{ ans}$ à un niveau de confiance de 90% [91].

Plusieurs études théoriques ont été menées pour calculer les éléments de matrice et les demi-vies de désintégration $2\beta 2\nu$ du noyau ^{48}Ca dans une approche du modèle en couches pour l'état fondamental vers l'état fondamental de ^{48}Ti . Zhao, Brown et Richter [123] ont calculé les éléments de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$ du ^{48}Ca de désintégration $2\beta 2\nu$ dans un grand espace du modèle en couches en utilisant le code OXBASH avec les interactions à deux corps MH (Muto et Horie) [124] et MSOBEP [125]. La valeur $T_{1/2}^{2\nu}$ est plus petite que celle expérimentale. Ils ont également effectué une analyse de la distribution des composantes $B(\text{GT}^-)$, $B(\text{GT}^+)$ et $M_{GT}^{2\nu}$ sur les énergies d'excitation 1_k^+ dans le noyau intermédiaire ^{48}Sc , ce qui aide à mieux comprendre le quenching du $M_{GT}^{2\nu}$ pour le mode de décroissance $2\beta 2\nu$. Caurier, Poves et Zuker

[126, 127] ont fait un calcul dans l'espace fp complet pour le mode de désintégration $2\beta 2\nu$, à la fois pour les transitions à l'état fondamental et au 2_1^+ de ^{48}Ti . Leurs calculs ont été effectués avec le code ANTOINE. Comme interaction effective, ils ont utilisé la matrice G de Kuo-Brown avec des modifications minimales du monopole KB3. Horoi, Stoica et Brown [115] ont utilisé les interactions effectives à deux corps GXPF1 et GXPF1A, avec la couche fp . Leur but était d'obtenir les valeurs de $M_{GT}^{2\nu}$ pour ce mode de désintégration, pour les deux transitions vers le 0^+ et vers l'état 2_1^+ de ^{48}Ti . Leurs résultats ont été $T_{1/2}(0^+ \rightarrow 0_1^+) = 3.3 \times 10^{19} \text{ans}$ et $T_{1/2}(0^+ \rightarrow 2_1^+) = 8.5 \times 10^{23} \text{ans}$. Le résultat de décroissance à l'état fondamental 0^+ de ^{48}Ti est en bon accord avec l'expérience. La demi-vie de décroissance à l'état 2_1^+ est deux fois plus grande que celle obtenue précédemment [126, 127].

IV. Calculs spectroscopiques

Dans le cadre du modèle en couches, nous avons réalisé une étude sur les propriétés physiques des noyaux pair-pairs riches en neutrons dans la région de masse $A=132$ constitués d'un cœur inerte doublement magique ^{132}Sn . Afin de reproduire les données expérimentales et de prévoir de nouvelles informations sur ce type de noyaux, nous avons effectué des calculs spectroscopiques en tenant compte des effets monopolaire et en se basant sur l'interaction originale kh5082. Certaines modifications sont proposées. Une nouvelle interaction est alors déduite. Nos calculs sont réalisés au moyen du code de structure nucléaire Oxbash pour les masses $A=134-138$ [128] et le code ANTOINE pour les noyaux de $A=140$ [129]. Les transitions Gamow-Teller, la demi-vie et l'élément de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$ du noyau ^{48}Ca par décroissance double bêta sont calculés. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales et aux autres résultats théoriques de la littérature.

IV.1. Espace modèle

Nous avons utilisé ^{132}Sn comme cœur inerte et Z50N82 comme espace modèle. Ce dernier se compose des cinq orbitales: ($1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$) pour les protons et six orbitales ($1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $1i_{13/2}$) pour les neutrons, avec les énergies de la particule individuelle (SPEs): (-9.6676), -8.7053, -7.2280, -6.9657 et -6.8761 pour les protons et -0.8282, -2.3895, -0.3849, -1.5358, -1.0265 et +0.3005 pour les neutrons, respectivement [130, 131]. Ces énergies individuelles sont tirées à partir des énergies de liaison expérimentales des noyaux ^{133}Sn et ^{133}Sb .

IV.2. Interaction effective mkh3

Pour la région de masse $A = 132$, plusieurs interactions sont contenues dans la librairie du code Oxbash [128]. L'introduction de quelques modifications sur une des interactions de cette région en tenant compte de l'effet monopolaire pour obtenir de nouvelle interaction est utilisée pour réaliser notre travail.

En se basant sur l'effet monopolaire, nous avons effectué des modifications sur les éléments de matrice à deux corps (TBMEs) de l'interaction originale kh5082. Cette interaction a été construite dans la région du ^{132}Sn par Chou et Warburton [132] en 1992. Elle utilise les éléments de matrice à deux corps (TBMEs) calculés par Kuo-Herling pour les noyaux proches du ^{208}Pb [132].

Les spectres expérimentaux des noyaux de quelques particules de valence dans la région de masse de l'étain-132 ont été utilisées [9] pour calculer les termes monopolaires: neutron-neutron ($V_{2f_{7/2}2f_{7/2}}^{nn} \approx 290 \text{ keV}$) et proton-proton ($V_{1g_{7/2}1g_{7/2}}^{pp} \approx 200 \text{ keV}$) pour modifier, respectivement, les (TBMEs) de l'interaction originale: $\nu\nu(2f_{7/2}2f_{7/2})_{j=0-6}^{T=1}$ et $\pi\pi(1f_{7/2}1f_{7/2})_{j=0-6}^{T=1}$. Ces modifications donnent une nouvelle interaction nommée mkh3.

$$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{mkh3} = \text{Facteur} * \{ \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{kh5082} + \text{terme monopolaire} \}$$

Les (TBMEs) résultants sont multipliés par des facteurs de renormalisation. Ces facteurs sont le rapport entre les énergies expérimentale et théorique des premiers niveaux excités du noyau étudié.

IV.3. Propriétés des noyaux de la région de ^{132}Sn

Dans ce travail, nous avons étudié les noyaux pair-pairs $Z=50$ et $N=82$ ayant deux, quatre, six et huit particules de valence dans la région l'étain-132. Les calculs des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transition électromagnétiques, des moments électromagnétiques, des nombres d'occupation sont effectués dans le cadre du modèle en couches au moyen des codes Oxbash [128] et Antoine [129], en utilisant l'interaction mentionnée précédemment.

IV.3.1 Les isotopes $Z=50$

IV.3.1.1. Spectres énergétiques

Les noyaux de l'étain $^{134-136-138-140}\text{Sn}$ ont deux, quatre, six et huit neutrons de valence respectivement, en dehors du cœur inerte doublement magique ($Z=50, N=82$). Selon le modèle en couches, les configurations de l'état fondamental 0^+ et celles des trois premiers états excités ($2^+, 4^+$ et 6^+) proviendraient de $(\nu 2f_{7/2})^n$ (avec $n=2, 4, 6$ ou 8). L'état excité 8^+ serait dû à la configuration $(\nu 2f_{7/2}, \nu 1h_{9/2})$.

Dans le tableau (IV.1) ci-dessous, on a reporté les valeurs des énergies expérimentales et calculées en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 pour les noyaux pair-pairs de Sn : $A=134-140$.

E(MeV) Etats	EXP				kh5082				mkh3			
	¹³⁴ Sn	¹³⁶ Sn	¹³⁸ Sn	¹⁴⁰ Sn	¹³⁴ Sn	¹³⁶ Sn	¹³⁸ Sn	¹⁴⁰ Sn	¹³⁴ Sn	¹³⁶ Sn	¹³⁸ Sn	¹⁴⁰ Sn
0 ⁺	0	0	0	/	0	0	0	0	0	0	0	0
2 ⁺	726	688	715	/	1245	1214	1221	400	780	607	444	111
4 ⁺ ₁	1073	1079	1176	/	1732	1806	1947	676	1114	904	735	226
4 ⁺ ₂	/	/	/	/	2490	2177	2269	946	2131	1011	1907	618
6 ⁺	1247	1295	1344	/	1924	2058	2246	942	1235	1048	829	438
8 ⁺	2509	/	/	/	3154	3201	3269	1145	2773	1611	2848	698

Tableau IV.1: Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 pour les noyaux ^{134,136,138,140}Sn en comparaison avec les données expérimentales [15] et [27].

La figure (IV.1) montre les spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3, en comparaison avec les données expérimentales [15] et [27] pour les noyaux ¹³⁴Sn, ¹³⁶Sn, ¹³⁸Sn et ¹⁴⁰Sn.

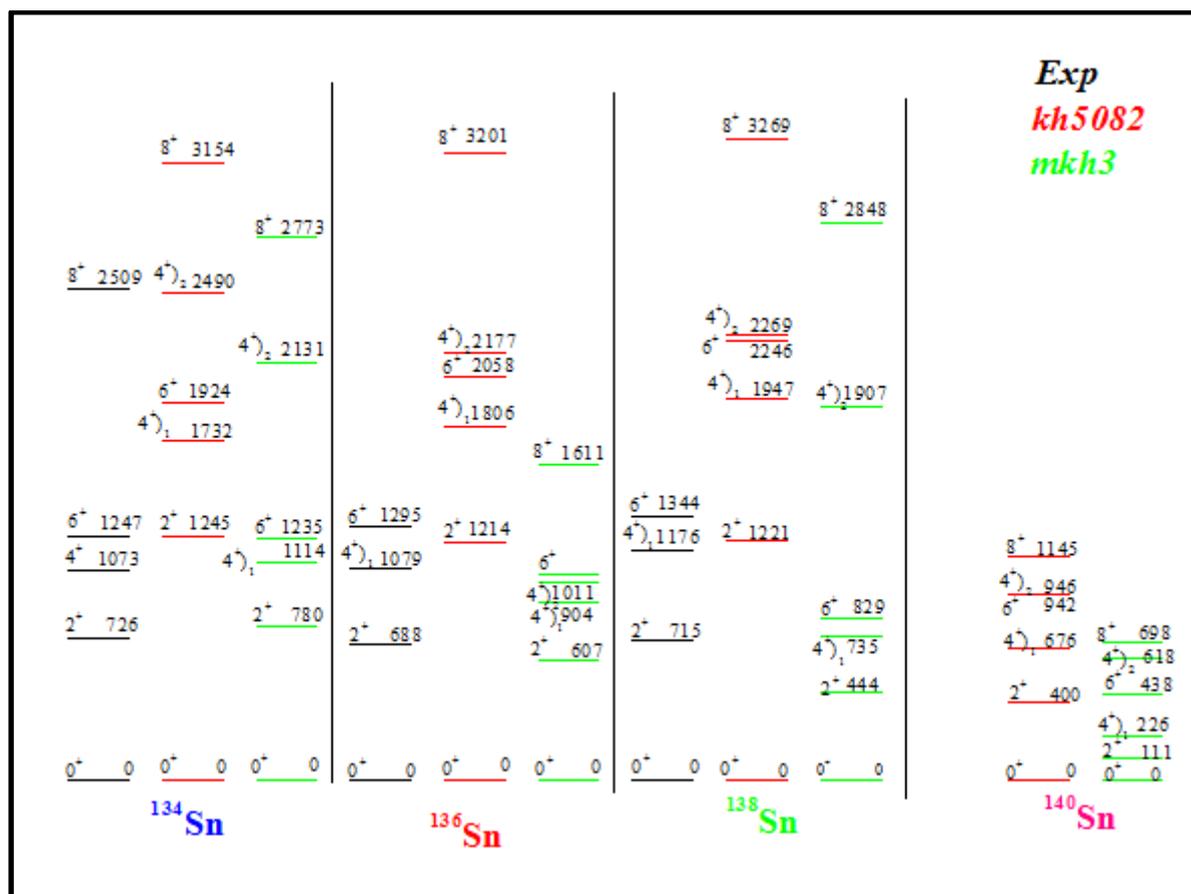


Figure IV.1 : Spectre d'énergie calculés des noyaux ^{134,136,138,140}Sn en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 en comparaison avec les résultats expérimentaux [15] et [27].

La variation du rapport $R_{4/2}=E(4_1^+)/E(2_1^+)$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pair-pairs de Sn est représentée sur la figure (IV.2).

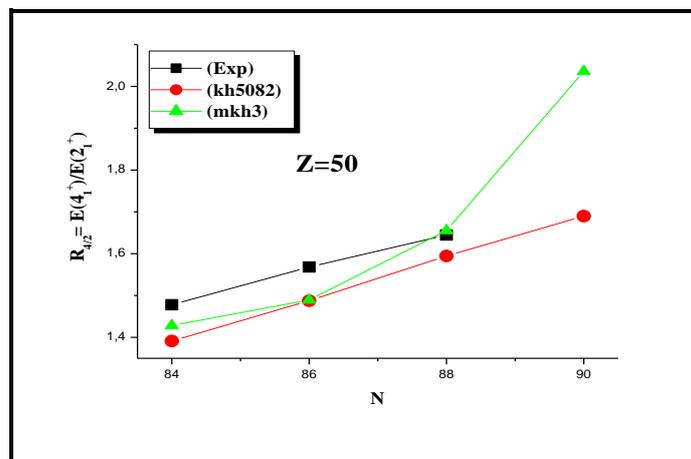


Figure IV.2 : Variation du rapport $R_{4/2}$ pour les isotopes pair-pairs de Sn en comparaison avec les données expérimentales.

IV.3.1.2. Les probabilités électromagnétiques

Les valeurs calculées des $B(E2)$ des noyaux ^{134}Sn , ^{136}Sn et ^{138}Sn pour les différentes transitions et interactions sont regroupées dans le tableau (IV.2) suivant.

$B(E2)$ (e^2fm^4)	EXP			kh5082			mkh3		
	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn
$2^+ \rightarrow 0^+$	58(8)	/	/	82.82	171.6	258.3	74.88	114.4	85.95
$4^+)_1 \rightarrow 2^+$	/	/	/	89.74	73.44	30.91	75.81	56.55	55.55
$6^+ \rightarrow 4^+)_1$	36.3(6.8)	23.2(3.9)	15.4(4.1)	48.66	1.35	0.57	37.20	18.46	25.56
$6^+ \rightarrow 4^+)_2$	/	/	/	31.76	65.90	3.03	38.87	55.62	1.04
$8^+ \rightarrow 6^+$	/	/	/	8.46	19.34	4.04	4.64	57.78	19.40

Table IV.2: Les probabilités réduites de transitions électriques $B(E2)$ en unité e^2fm^4 des noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$ calculées en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 en comparaison avec les données expérimentales [15] et [27]. La valeur de charge effective neutron est 0.72e.

IV.3.1.3. Moments électromagnétiques

Les moments dipolaires magnétiques et quadripolaires électriques sont calculés pour les différents états de ces noyaux. Les résultats obtenus sont regroupés dans les tableaux (IV.3) et (IV.4).

Moment (μ_N) Etats	Moment dipolaire magnétiques [kh5082]			Moment dipolaire magnétiques [mkh3]		
	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn
2^+	-0.55	-0.35	-0.23	-0.73	-0.72	-0.71
4^+	-1.37	-1.10	-0.89	-1.71	-1.61	-1.63
6^+	-2.49	-2.49	-2.43	-2.84	-2.73	-2.54
8^+	-0.35	-1.56	-0.29	-0.34	-3.28	-2.96

Tableau IV. 3: Moments dipolaires magnétiques des niveaux J pour les noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$ en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 avec les valeurs de charges effectives 0.72e neutron et 0.5e proton.

Moment (efm^2) Etats	Moment quadripolaire électrique [kh5082]			Moment quadripolaire électrique [mkh3]		
	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn
2^+	-8.50	-16.77	-16.34	-4.18	-12.36	-18.89
4^+	-10.27	-18.31	-13.31	-5.56	-24.94	-6.39
6^+	-21.93	-8.07	9.04	-20.52	-1.50	23.17
8^+	-34.69	-23.47	-27.48	-34.74	-5.89	11.94

Tableau IV. 4: Moments quadripolaires électriques des niveaux J pour les noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$ en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 avec les valeurs de charges effectives 0.72e neutron et 0.5e proton et les facteurs du nucléon libre $g_s^n = -3.826$, $g_l^n = 0$ et $g_s^p = 5.586$, $g_l^p = 1$.

IV.3.1.4. Nombres d'occupation

Le tableau (IV.5) suivant montre le nombre d'occupation des états 0^+ , 2^+ , 4^+)₁, 4^+)₂, 6^+ et 8^+ pour les trois noyaux étudiés et dans le cas des interactions utilisées.

J^π	interactions	^{134}Sn		^{136}Sn		^{138}Sn		
0^+	kh5082	$(f_{7/2})^2$	57.01	$(f_{7/2})^4$	30.73	$(f_{7/2})^6$	14.26	
		$(h_{9/2})^2$	12.36	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^2$	13.67	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	11.47	
$(i_{13/2})^2$		9.80	$(f_{7/2})^2(f_{5/2})^2$	11.58	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^4$	10.57		
$(f_{5/2})^2$		9.65	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	11.14	$(f_{7/2})^4(f_{5/2})^2$	9.53		
$(p_{3/2})^2$		8.12	$(f_{7/2})^2(i_{13/2})^2$	10.22	$(f_{7/2})^4(i_{13/2})^2$	7.40		
mkh3	$(f_{7/2})^2$	63.27	$(f_{7/2})^4$	55.12	$(f_{7/2})^6$	61.98		
	$(h_{9/2})^2$	11.00	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^2$	10.12	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^4$	7.49		
	$(p_{3/2})^2$	8.08	$(f_{7/2})^2(f_{5/2})^2$	7.93	$(f_{7/2})^4(f_{5/2})^2$	6.98		
	$(f_{5/2})^2$	7.21	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	7.92	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	6.14		
	$(i_{13/2})^2$	6.60	$(f_{7/2})^2(i_{13/2})^2$	6.30	$(f_{7/2})^4(i_{13/2})^2$	5.25		
	-	-	-	-	-	-		
2^+	kh5082	$(f_{7/2})^2$	65.57	$(f_{7/2})^4$	29.86	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	$(f_{7/2})^6$	10.18
		$(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	20.19	$(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	15.36	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	9.09	
		-	-	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	7.51	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^4$	9.00	
		-	-	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^2$	7.29	$(f_{7/2})^4(f_{5/2})^2$	5.78	
		-	-	$(f_{7/2})^2(f_{5/2})^2$	6.34	-	5.14	
		-	-	$(f_{7/2})^2(i_{13/2})^2$	5.70	-	-	
mkh3	$(f_{7/2})^2$	77.74	$(f_{7/2})^4$	67.46	$(f_{7/2})^6$	73.82		
	$(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	13.95	$(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	8.05	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	5.66		
$4^+)_1$	kh5082	$(f_{7/2})^2$	82.17	$(f_{7/2})^4$	42.53	$(f_{7/2})^6$	14.02	
		$(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	7.22	$(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	8.73	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	9.45	
		-	-	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^2$	7.88	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	9.01	
		-	-	$(f_{7/2})^2(f_{5/2})^2$	6.78	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^4$	6.77	
		-	-	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	6.41	$(f_{7/2})^4(f_{5/2})^2$	6.04	
		-	-	$(f_{7/2})^2(i_{13/2})^2$	6.19	-	-	
mkh3	$(f_{7/2})^2$	91.96	$(f_{7/2})^4$	75.44	$(f_{7/2})^6$	79.25		
	-	-	$(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	7.12	-	-		
$4^+)_2$	kh5082	$(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	60.48	$(f_{7/2})^4$	52.30	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	19.47	
		$(f_{7/2})^2$	15.81	$(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	18.60	$(f_{7/2})^6$	11.94	
		$(f_{7/2})^1(p_{1/2})^1$	15.06	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	5.66	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	8.50	
		-	-	$(f_{7/2})^3(f_{7/2})^2(p_{3/2})^1$	-	$(f_{7/2})^3(f_{7/2})^2(p_{3/2})^1$	5.15	
mkh3	$(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	70.99	$(f_{7/2})^4$	81.17	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	64.69		
	$(f_{7/2})^1(p_{1/2})^1$	15.74	$(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	6.24	$(f_{7/2})^5(p_{1/2})^1$	5.49		
	$(f_{7/2})^2$	6.77	-	-	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	5.47		
6^+	kh5082	$(f_{7/2})^2$	93.41	$(f_{7/2})^4$	55.24	$(f_{7/2})^6$	26.49	
		$(f_{7/2})^1(f_{5/2})^1$	5.60	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^2$	10.09	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^2$	14.90	
		-	-	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	9.24	$(h_{9/2})^2(f_{7/2})^4$	11.13	
		-	-	$(f_{7/2})^2(f_{5/2})^2$	8.26	$(f_{7/2})^4(f_{5/2})^2$	9.92	
		-	-	$(f_{7/2})^2(i_{13/2})^2$	7.88	$(f_{7/2})^4(i_{13/2})^2$	7.93	
		-	-	-	-	$(f_{7/2})^4(p_{1/2})^2$	5.07	
mkh3	$(f_{7/2})^2$	97.55	$(f_{7/2})^4$	79.93	$(f_{7/2})^6$	80.62		
8^+	kh5082	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^1$	99.33	$(f_{7/2})^4$	38.91	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^5$	30.73	
		-	-	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^3$	28.13	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^3(p_{3/2})^2$	14.03	
		-	-	-	-	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^3(f_{5/2})^2$	10.37	
		-	-	-	-	$(h_{9/2})^3(f_{7/2})^3$	9.07	
		-	-	-	-	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^3(i_{13/2})^2$	8.73	
mkh3	$(h_{9/2})^1(f_{7/2})^1$	99.54	$(f_{7/2})^4$	92.54	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	73.67		

Tableau IV. 5: Nombres d'occupation en (%) des états des noyaux $^{134,136,138}\text{Sn}$. Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées dans ce tableau.

Le tableau (IV.6) suivant représente les principales composantes de la séniorité dans les états de basse énergie des isotopes de $^{134,136,138}\text{Sn}$ pour l'interaction mkh3.

J^π	Séniorité	^{134}Sn	^{136}Sn	^{138}Sn
0^+	$\nu=0$	96.16%	87.39%	87.84%
2^+	$\nu=2$	91.69%	67.46%	73.82%
4^+	$\nu=2$	91.96%	75.44%	79.25%
6^+	$\nu=2$	97.55%	79.93%	80.62%
8^+	$\nu=2$	99.54%	92.54%	73.67%

Tableau IV. 6: Principales composantes de la séniorité dans les états de basse énergie des isotopes de $^{134,136,138}\text{Sn}$ pour l'interaction mkh3.

La constance de la séniorité $\nu=0$ et $\nu=2$ des niveaux pour les isotopes de Sn entre $N=84$ et 90 est représentée sur la figure (IV.3).

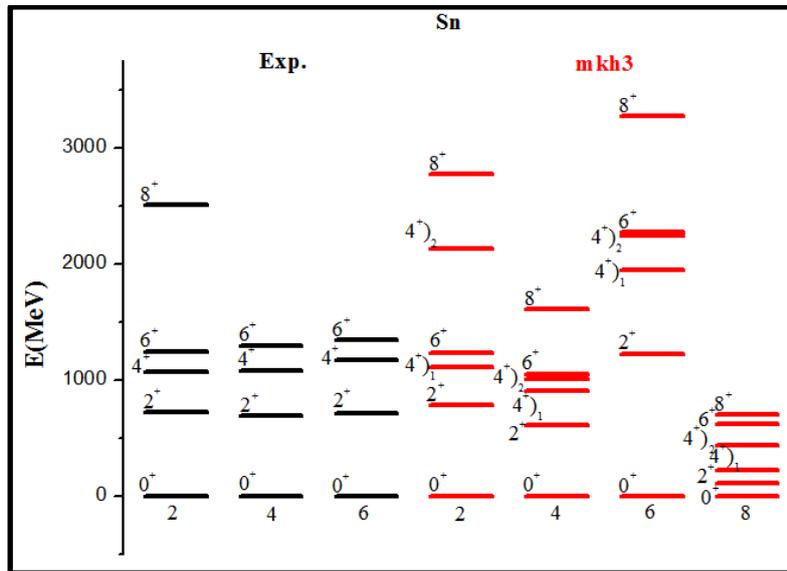


Figure IV.3: Illustration de la constance de la séniorité $\nu=0$ et $\nu=2$ des niveaux pour les isotopes de Sn entre $N=84$ et 90 .

IV.3.2 Les isotones $N=82$

IV.3.2.1. Spectres énergétiques

Les noyaux de ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce ont deux, quatre, six et huit protons de valence respectivement, en dehors du cœur inerte doublement magique ($Z=50$, $N=82$). Selon le modèle en couches, les configurations de l'état fondamental 0^+ et celles des trois premiers états excités (2^+ , 4^+ et 6^+) proviendraient de $(\pi 1g_{7/2})^p$ (avec $p=2, 4, 6$ ou 8). Dans le tableau (IV.7) ci-dessous, on a reporté les valeurs des énergies expérimentales et calculées pour ces noyaux par les deux interactions kh5082 [132] et mkh3 au moyen du code OXBASH.

E(MeV) Etats	EXP				kh5082				mkh3			
	¹³⁴ Te	¹³⁶ Xe	¹³⁸ Ba	¹⁴⁰ Ce	¹³⁴ Te	¹³⁶ Xe	¹³⁸ Ba	¹⁴⁰ Ce	¹³⁴ Te	¹³⁶ Xe	¹³⁸ Ba	¹⁴⁰ Ce
0 ⁺	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2 ⁺	1279	1313	1436	1596	1182	1300	1459	1434	1237	1434	1438	776
4 ⁺ ₁	1576	1694	1899	2083	1455	1600	1804	1721	1496	1791	1919	1063
4 ⁺ ₂	/	/	/	/	2422	2054	2164	2136	2240	2042	2093	1340
6 ⁺	1691	1893	2090	2107	1468	1617	1823	1729	1510	1805	1891	1077
8 ⁺	4557	/	/	/	7044	2582	3063	2629	6863	2881	3002	1725

Tableau IV. 7: Spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3 pour les noyaux ¹³⁴Te, ¹³⁶Xe, ¹³⁸Ba et ¹⁴⁰Ce en comparaison avec les données expérimentales [48], [39] et [47] respectivement.

La figure (IV.4) montre les spectres énergétiques calculés en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3, en comparaison avec les données expérimentales pour les noyaux ¹³⁴Te, ¹³⁶Xe ¹³⁸Ba et ¹⁴⁰Ce [48], [39] et [47] respectivement.

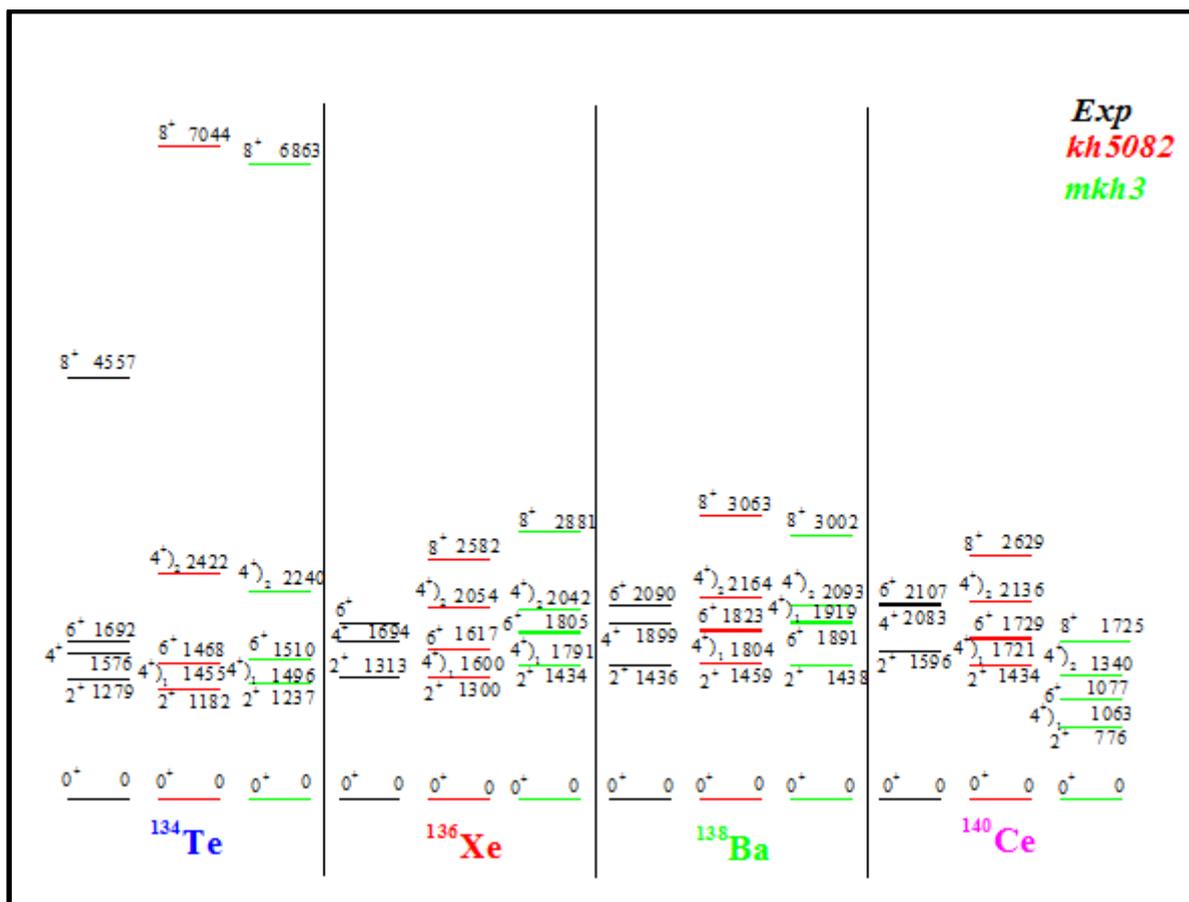


Figure IV.4 : Spectre d'énergie des noyaux ¹³⁴Te, ¹³⁶Xe, ¹³⁸Ba et ¹⁴⁰Ce en utilisant les interactions kh5082 et mkh3 en comparaison avec les résultats expérimentaux [48], [39] et [47] respectivement.

La variation du rapport $R_{4/2}=E(4^+_1)/E(2^+_1)$ en fonction du nombre de protons pour les isotones pair-pairs $N=82$ est représentée sur la figure (IV.5).

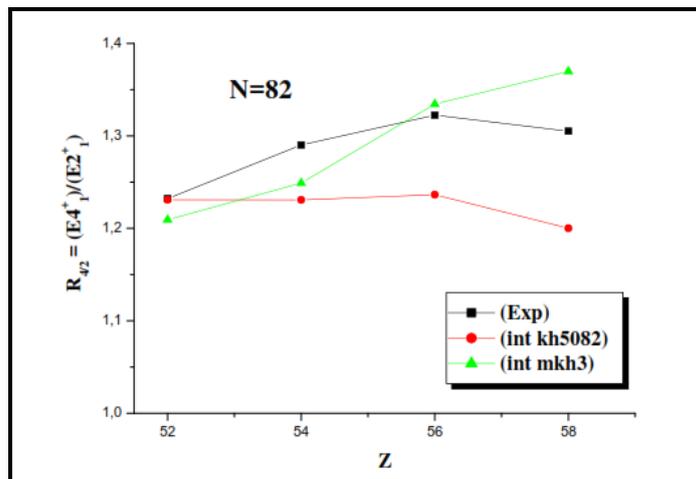


Figure IV.5: Variation du rapport $R_{4/2}$ pour les isotones pair-pairs $N=82$ en comparaison avec les données expérimentales.

IV.3.2.2. Les probabilités électromagnétiques

Les valeurs calculées des $B(E2)$ des noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba pour les différentes transitions et les deux interactions sont regroupées dans le tableau (IV.8) suivant :

$B(E2)$ (e^2fm^4)	EXP			kh5082			mkh3		
	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba
$2^+ \rightarrow 0^+$	192.0	420±20	0.23±0.09	138.0	239.2	319.2	147.2	335.7	515.1
$4^+_1 \rightarrow 2^+$	183.7	53±1	0.007	151.5	16.32	12.48	155.3	105.0	77.91
$6^+ \rightarrow 4^+_1$	83.5	0.55±0.02	0.001	69.0	2.966	10.08	70.90	31.95	11.81
$6^+ \rightarrow 4^+_2$	/	/	/	4.729	155.49	4.131	3.422	13.24	3.289
$8^+ \rightarrow 6^+$	/	/	/	5.167	125.1	27.72	6.461	113.7	362.0

Tableau IV. 8: Les probabilités réduites de transitions électriques $B(E2)$ en unité e^2fm^4 des noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba calculées en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3. Valeurs expérimentales tirées de [35], [133] et [47] respectivement. Les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.

IV.3.2.3. Moments électromagnétiques

Les moments dipolaires magnétiques et quadripolaires électriques sont calculés pour les différents états de ces noyaux. Les résultats obtenus sont regroupés dans les tableaux (IV.9) et (IV.10).

Moment (μ_N) Etats	Moment dipolaire magnétique [kh5082]			Moment dipolaire magnétique [mkh3]		
	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba
2^+	1.01	1.06	1.18	1.03	1.41 1.53(9) ^a	1.93
4^+	1.99	2.01	2.07	2.00	2.40 3,2(6) ^a	3.56
6^+	2.97	2.97	3.04	3.00 4.7(6) ^a	5.19 4.596 ^a	6.23
8^+	11.34	4.00	7.35	11.34	7.47 6.128 ^a	7.68

Tableau IV. 9: Moments dipolaires magnétiques des niveaux J pour les noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba en utilisant les interactions kh5082 [132] et mkh3, avec les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton. a : valeurs expérimentales tirées de [134].

Moment (efm^2) Etats	Moment quadripolaire électrique [kh5082]			Moment quadripolaire électrique [mkh3]		
	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba	^{134}Te	^{136}Xe	^{138}Ba
2^+	14.54	-0.38	-12.70	13.10	1.71	-10.30
4^+	0.53	-2.83	-3.81	-0.25	-5.86	-12.51
6^+	-33.99	-8.24	14.42	-34.78	-31.62	-13.18
8^+	-20.85	-4.17	-19.91	-20.85	-33.78	-15.60

Tableau IV. 10: Moment quadripolaire électrique des niveaux J pour les noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba en utilisant les interactions kh5082 et mkh3, avec les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.

IV.3.2.4. Nombres d'occupation

Le tableau (IV.11) suivant montre le nombre d'occupation des états 0^+ , 2^+ , 4^+ ₁, 4^+ ₂, 6^+ et 8^+ pour les trois noyaux étudiés et dans le cas des interactions utilisées.

J^π	interactions	^{134}Te		^{136}Xe		^{138}Ba	
0^+	kh5082	$(g_{7/2})^2$ $(d_{5/2})^2$ $(h_{11/2})^2$	75.78 13.22 8.24	$(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(h_{11/2})^2$	50.68 25.58 13.09	$(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^6$ $(g_{7/2})^4(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^4$	33.59 26.81 13.42 7.69 6.55
	mkh3	$(d_{5/2})^2$ $(d_{5/2})^2$ $(h_{11/2})^2$ - - -	76.23 12.66 7.75 - - -	$(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(h_{11/2})^2$ - - -	36.46 33.16 13.15 - - -	$(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^4(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^6$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2(d_{3/2})^2$	33.65 18.14 12.30 8.09 5.69 5.66
2^+	kh5082	$(g_{7/2})^1(d_{5/2})^1$	95.42	$(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(h_{11/2})^2$	68.29 18.53 7.67	$(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^6$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2(h_{11/2})^2$	38.53 32.14 10.11
	mkh3	$(g_{7/2})^2$ - -	96.40 - -	$(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^4$ -	43.00 32.78 -	$(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2(h_{11/2})^2$	39.87 19.56 9.85
$4^+)_1$	kh5082	$(g_{7/2})^2$	99.06	$(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(h_{11/2})^2$	71.85 16.73 7.48	$(g_{7/2})^6$ $(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^4(h_{11/2})^2$	37.65 35.70 10.60
	mkh3	$(g_{7/2})^2$ - - - -	98.52 - - - -	$(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1$ -	38.98 36.09 8.54 6.22 -	$(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^5(d_{5/2})^1$	30.12 15.46 12.90 6.65 6.07
$4^+)_2$	kh5082	$(g_{7/2})^1(d_{5/2})^1$	97.89	$(g_{7/2})^4$	92.85	$(g_{7/2})^5(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1(h_{11/2})^2$	55.91 21.02 10.87
	mkh3	$(g_{7/2})^1(d_{5/2})^1$	97.03 - - - -	$(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^1(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^1(d_{5/2})^1$ $(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^4$	62.87 13.70 6.58 5.91 -	$(g_{7/2})^3(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^5(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1(h_{11/2})^2$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^4$	31.85 15.77 12.76 6.99 6.54
6^+	kh5082	$(g_{7/2})^2$	99.28	$(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^2(h_{11/2})^2$	72.87 16.43 7.48	$(g_{7/2})^6$ $(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^4(h_{11/2})^2$	38.48 35.67 10.71
	mkh3	$(g_{7/2})^2$ - - - -	98.43 - - - -	$(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^4$ $(g_{7/2})^2(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^1(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^1(d_{5/2})^1$ $(h_{11/2})^2$	44.78 17.02 14.10 10.22 5.04	$(g_{7/2})^3(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^5(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1$	46.01 18.46 10.32
8^+	kh5082	$(h_{11/2})^2$	100	$(g_{7/2})^4$	96.49	$(g_{7/2})^5(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1(h_{11/2})^2$	70.29 13.51 5.58 5.05
	mkh3	$(h_{11/2})^2$ - - -	100 - - -	$(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1$ - - -	92.07 - - -	$(g_{7/2})^3(d_{5/2})^3$ $(g_{7/2})^4(d_{5/2})^2$ $(g_{7/2})^5(d_{5/2})^1$ $(g_{7/2})^3(d_{5/2})^1(h_{11/2})^2$	57.67 12.43 7.64 5.03

Tableau IV. 11: Nombres d'occupation en (%) des états des noyaux ^{134}Te , ^{136}Xe et ^{138}Ba . Seules les contributions supérieures à 5% sont reportées dans ce tableau.

IV.4. Désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca

Dans ce travail, la valeur de la demi-vie et l'élément de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$ du noyau ^{48}Ca au-dessus du cœur inerte ^{40}Ca sont calculés. Les valeurs nécessaires de $M_{GT}^{2\nu}$ ont été obtenues à partir des $B(GT^-)$ et $B(GT^+)$ correspondants aux transitions Gamow-Teller permises pour la désintégration double bêta. Les transitions sont entre l'état fondamental 0_1^+ du noyau ^{48}Ca vers l'état fondamental 0_1^+ et les premiers états excités 0_2^+ et 2_1^+ du noyau ^{48}Ti . Les calculs ont été effectués dans l'espace modèle fp complet en utilisant le code Oxbash [128] et l'interaction effective $g_{x1}p_n$ [135]. Nous avons utilisé 250 états intermédiaires 1^+ du noyau ^{48}Sc . Nous avons calculé les éléments de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$, en utilisant les équations (III.23) et (III.24) où E_a est l'énergie d'excitation de l'état 1_a^+ du noyau ^{48}Sc et $E_{0_1^+} = \frac{1}{2}Q_{2\beta}(0_1^+) + \Delta M$, $E_{0_2^+} = \frac{1}{2}Q_{2\beta}(0_2^+) + \Delta M$ et $E_{2_1^+} = \frac{1}{2}Q_{2\beta}(2_1^+) + \Delta M$. $Q_{2\beta}(0_1^+)$, $Q_{2\beta}(0_2^+)$ et $Q_{2\beta}(2_1^+)$ sont les valeurs Q correspondant aux désintégrations 2β entre l'état fondamental du noyau parent et les états 0_1^+ , 0_2^+ et 2_1^+ du noyau fils et ΔM est la différence de masse entre ^{48}Ca - ^{48}Sc . Les valeurs des facteurs de phase sont: $G_{0_1^+}^{2\nu} = 1.044 \times 10^{-17} \text{an}^{-1} (\text{MeV})^2$ [136] correspondant à transition de l'état fondamental à l'état fondamentales ($J=0$) et $G_{0_2^+}^{2\nu} = 2.43 \times 10^{-22} \text{an}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ [136], $G_{2_1^+}^{2\nu} = 1.958 \times 10^{-19} \text{an}^{-1} \text{MeV}^6$ [136] correspondants aux transitions de l'état fondamental vers 0_2^+ et 2_1^+ ($J = 2$), respectivement. Dans le calcul de $M_{GT}^{2\nu}$, nous avons utilisé les facteurs de quenching standard (0,77), (0,74) et (0,7) pour l'opérateur σ .

➤ Les probabilités $B(GT)$ et leurs sommations

Les valeurs des amplitudes des transitions $B(GT)$ et leurs sommes obtenues en utilisant le code OXBASH sont représentées sur la figure (IV.6) en fonction de l'énergie d'excitation des états intermédiaires.

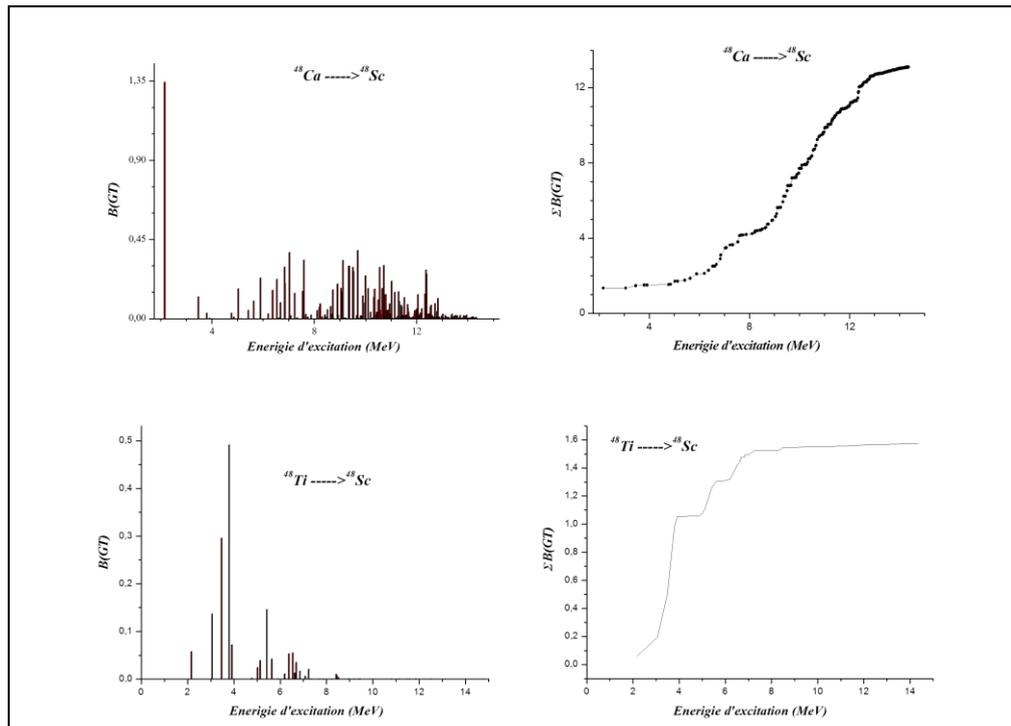


Figure IV.6: Amplitudes $B(\text{GT})$ de ^{48}Ca vers ^{48}Sc et du ^{48}Ti vers ^{48}Sc en fonction de l'énergie d'excitation E_x .

➤ **Les éléments de matrice nucléaire**

Sur la figure (IV.7), les valeurs M_{GT} calculées de ^{48}Ca vers ^{48}Sc et du ^{48}Ti vers ^{48}Sc sont représentées ainsi que $M_{GT}^{2\nu}$ en fonction de l'énergie d'excitation des états 1^+ intermédiaires.

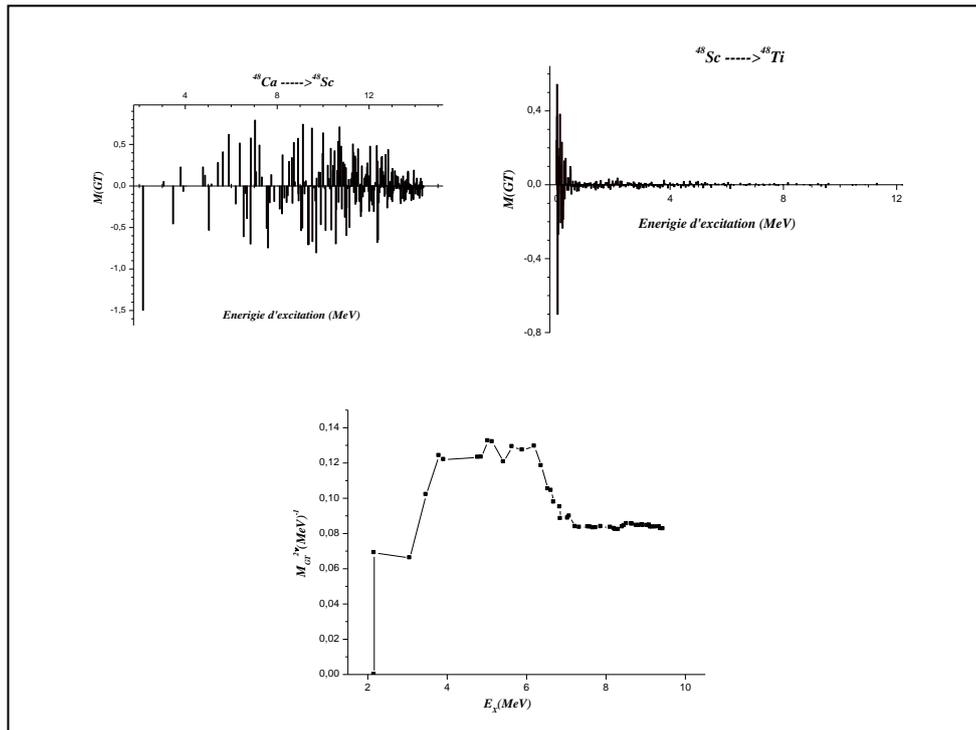


Figure IV.7: Valeurs de $M(GT)$ de ^{48}Ca vers ^{48}Sc et du ^{48}Ti vers ^{48}Sc ainsi que $M_{GT}^{2\nu}$ en fonction de l'énergie d'excitation.

➤ **Nombre d'occupation**

Un autre indicateur important de la qualité du $M_{GT}^{2\nu}$ calculé, pour la désintégration $2\beta 2\nu$ peut être obtenue par la comparaison entre les nombres d'occupation des nucléons de valence dans les états des noyaux parents et fils. Le changement dans les occupations de neutron et proton entre les états fondamentaux pour la désintégration $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ est représenté sur la figure (IV.8).

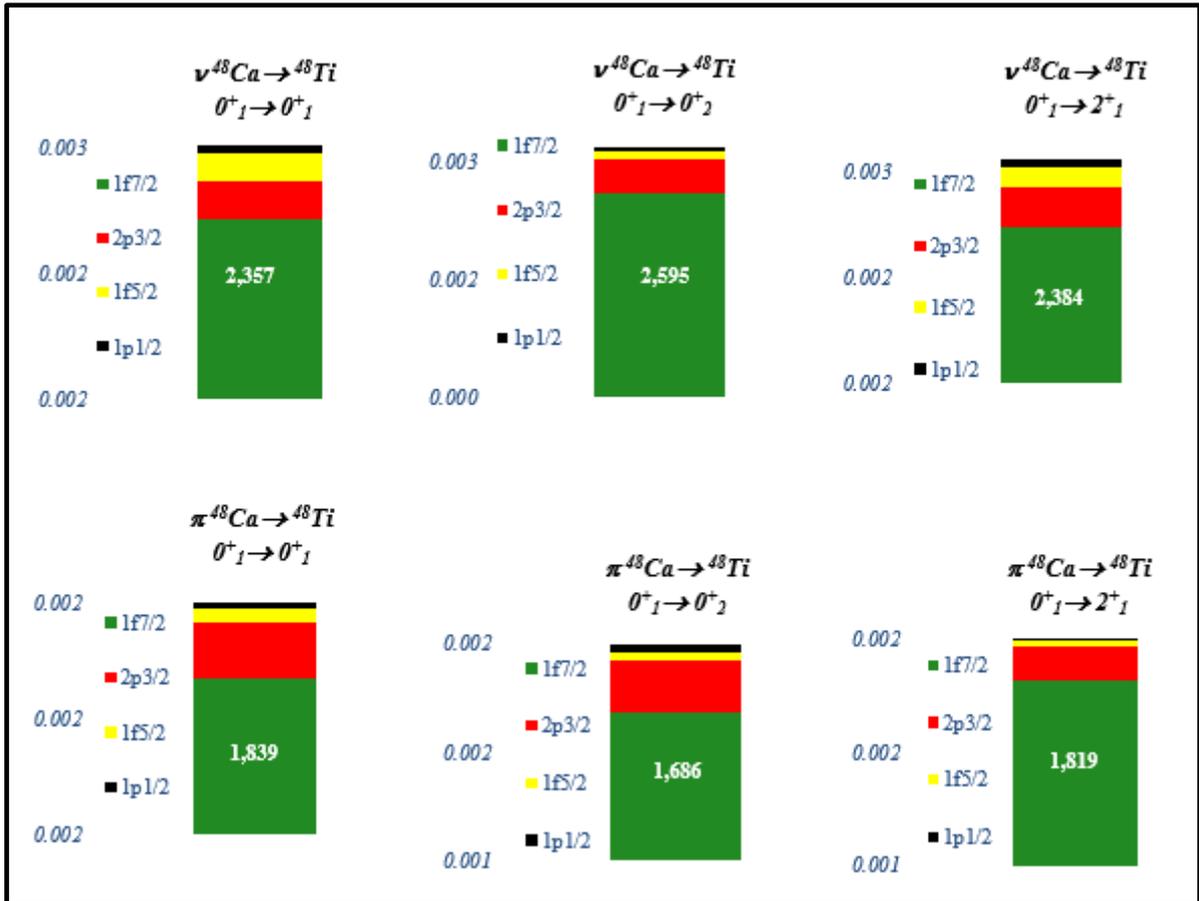


Figure IV.8: Changement des nombres occupations de proton et neutron pour la désintégration $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$.

➤ La demi-vie

Les éléments de matrice et les demi-vies de l'état fondamental 0_1^+ du noyau ^{48}Ca vers les états 0_1^+ , 0_2^+ , 2_1^+ du noyau ^{48}Ti par la désintégration $2\beta 2\nu$ sont calculés en utilisant l'interaction $gx1pn$ et trois facteurs de quenching et regroupées dans le tableaux (IV.12).

$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Sans quenching		0.77		0.74		0.7	
	$M_{GT}^{2\nu}$	$T^{2\nu}_{1/2}(\text{an})$	$M_{GT}^{2\nu}$	$T^{2\nu}_{1/2}(\text{an})$	$M_{GT}^{2\nu}$	$T^{2\nu}_{1/2}(\text{an})$	$M_{GT}^{2\nu}$	$T^{2\nu}_{1/2}(\text{an})$
$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0,100	0.9×10^{19}	0.060	1.6×10^{19}	0.055	1.7×10^{19}	0.049	1.9×10^{19}
$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0,007	9.9×10^{22}	0.004	1.6×10^{23}	0.004	1.8×10^{23}	0.003	2.0×10^{23}
$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	0,087	5.4×10^{23}	0.052	8.9×10^{23}	0.048	9.7×10^{23}	0.043	1.1×10^{24}

Tableau IV. 12: Eléments de matrice et demi-vies calculés par l'interaction $gx1pn$ et facteurs de quenching. Les éléments de matrice sont en MeV^{-1} pour les transitions à l'état 0_1^+ et en MeV^{-3} pour les transitions à l'état 2_1^+ .

Les éléments de matrice et les demi-vies de l'état fondamental 0_1^+ du noyau ^{48}Ca vers l'état fondamental 0_1^+ , du noyau ^{48}Ti par la désintégration $2\beta 2\nu$ en comparaison avec les résultats expérimentaux et d'autre travaux sont reportées dans le tableau (IV.13).

	Interactions	$G^{2\nu}$ (an^{-1}MeV)	$Q_{2\beta}$ (MeV)	$M^{2\nu}$ (MeV^{-1})	$T^{2\nu}_{1/2}$ cal (an)	$T^{2\nu}_{1/2}$ exp (an)
Zhao et al. [123]	MH MSOBEP	1.10×10^{-17}	4.27	0.07 0.055	1.9×10^{19}	$6.4 \pm 0.7(\text{stat}) \times 10^{19}$ [111]
Caurier et al. [126]	KB3	1.10×10^{-17}	4.27	0.040	5.5×10^{19}	
J. Suhonen et al. [137]	FPBP FPMCC	1.6×10^{-17}	4.27	0.058 0.055	1.8×10^{19} 2.1×10^{19}	
Horoi et al. [115]	GXPFI A GXPFI	1.044×10^{-17}	4.27	0.054 0.063	3.3×10^{19} 2.4×10^{19}	
Present travail	gx1apn	1.044×10^{-17}	4.27	0.100	0.9×10^{19}	

Tableau IV. 13: $M_{GT}^{2\nu}$ et $T^{2\nu}_{1/2}$ expérimentale et calculée de $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca .

IV.5. Discussions des résultats

Nous avons établi les calculs spectroscopiques des noyaux pair-pairs riches en neutrons de $N=50$ et $Z=82$ dans la région de ^{132}Sn .

IV.5.1 Les isotopes $Z=50$

✓ Spectres énergétiques

Sur la figure (IV.1), les énergies expérimentales et calculées des niveaux yrast (2^+ , 4^+ , 6^+ et 8^+) des isotopes $^{134-136-138-140}\text{Sn}$ sont montrés, le deuxième état $4^+)_2$ est également représenté.

Les données expérimentales pour ^{134}Sn ont été prises à partir de Zhang et al. [15], Korgul et al. [16] et Beene et al. [22], tandis que celles pour $^{136-138}\text{Sn}$ ont été prises de Simpson et al. [27].

Les énergies calculées à partir de l'interaction originale kh5082, sont représentées au milieu de chaque isotope, et sont généralement plus élevées que celles mesurées. Nous avons également tracé dans les dernières colonnes de figure (IV.1), les énergies des niveaux calculées obtenues en utilisant l'interaction modifiée mkh3.

Pour ^{134}Sn , les résultats obtenus par mkh3 sont très proches de l'expérience, bien que l'accord soit meilleur pour les trois états 2^+ , 4^+ et 6^+ en comparaison avec les résultats obtenus par l'interaction kh5082 qui donne des surestimations par rapport aux valeurs expérimentales. Pour ^{136}Sn , l'accord entre les résultats calculés et les données expérimentales pour l'interaction mkh3 est également bon pour 2^+ . Le deuxième état yrast $4^+)_2$ descend et se trouve en dessous de l'état yrast dans l'énergie de 37 keV et se trouve en dessous de l'état yrast 6^+ . Pour ^{138}Sn , les résultats sont éloignés par mkh3 et le deuxième état yrast $4^+)_2$ monte et se trouve au-dessus de l'état de yrast 6^+ . Pour ^{140}Sn , il n'y a pas des données expérimentales permettant la confrontation des calculs théoriques avec ceux de l'expérience. La comparaison entre les spectres calculés avec les deux interactions, montre que les deux résultats diffèrent de façon spectaculaire (voir figure IV.1).

La faible variation de l'énergie de l'orbitale $f_{7/2}$ joue un rôle clé dans la décision des énergies des niveaux calculés des états yrast de ces noyaux. Même avec ce petit changement, les énergies calculées se rapprochent de celles expérimentales.

Nous abordons la question de l'évolution de la collectivité dans les isotopes pair-pairs de masse 134-140. Une bonne indication de l'existence de cette collectivité dans les spectres en énergie se trouve dans le rapport $R_{4/2}=E(4^+_1)/E(2^+_1)$ qui est de valeur 2 pour le modèle simple vibrationnel pur et 3.33 pour le rotor rigide pur. Près des couches fermées, la valeur est proche de 1 indiquant la présence d'une rigidité extrême reliée aux configurations de modèle en couches. Notons que, les valeurs $R_{4/2}$ suggèrent que, dans les calculs utilisant les deux

interactions, les isotopes de Sn montrent une tendance à l'apparition progressive de la collectivité et la figure (IV.2) le montre bien. La faible collectivité d'un noyau sera caractérisée par une faible probabilité de transition quadripolaire $B(E_2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$.

✓ Les probabilités électromagnétiques

Sur le tableau (IV.2), les valeurs calculées des $B(E2)$ pour l'ensemble des transitions entre les états yrast avec le choix de charges effectives 0.72e neutron et 1.5e proton, sont mieux reproduits par l'interaction mkh3. Cependant, dans le cas de la transition $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ dans les isotopes $^{136,138}\text{Sn}$ (figure IV.9), la déviation est plus importante. Toutefois, les valeurs obtenues dépendent de la valeur de la charge effective neutron utilisée dans les calculs.

Isotope	$B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)_{exp.}$	$B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)_{mkh3}$
^{134}Sn	36.3 (6.8)	37.20
^{136}Sn	23.2 (3.9)	18.46
^{138}Sn	15.4 (4.1)	25.56

Tableau IV. 14: Valeurs des $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ expérimentaux et calculés des isotopes pairs de Sn au-delà du cœur de ^{132}Sn .

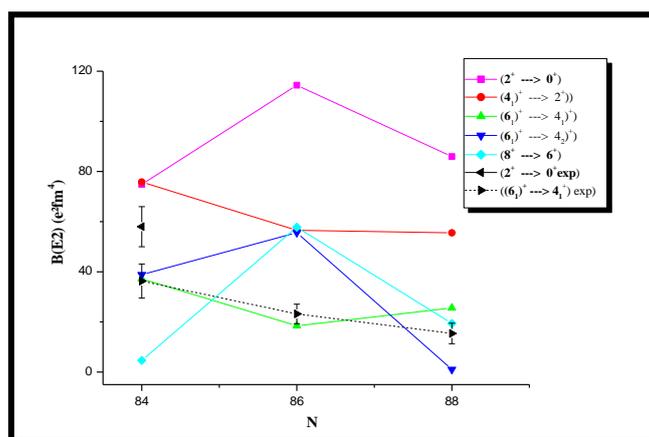


Figure IV.9: Valeurs des $B(E2)$ expérimentaux et calculées pour les 3 isotopes pairs de Sn au-delà du cœur de ^{132}Sn .

✓ Moments électromagnétiques

Dans le cas des moments magnétiques, les valeurs obtenues sont négatives pour tous les noyaux car les nucléons de valence sont des neutrons.

Dans le cas des moments quadripolaires statiques, il n'y a pas de données expérimentales disponibles. Nous pouvons seulement remarquer que les valeurs des moments quadripolaires sont négatives pour tous les états des noyaux, et seul le noyau ^{138}Sn a pour l'état 6^+ la valeur positive pour les deux interactions kh5082 et mkh3 montrant que les noyaux sont déformés.

✓ **La séniorité**

Le tableau (IV.5) regroupe toutes les valeurs supérieures à 5% reproduisant les configurations les plus dominantes obtenues par les deux interactions kh5082 et mkh3 pour les isotopes de Sn. On observe que tous les états 0^+ , 2^+ , $4^+)_1$, $4^+)_2$, 6^+ et 8^+ sont dominés par la configuration $(nf_{7/2})^{n=2 \text{ à } 6}$ à plus de 55% généralement pour l'ensemble des isotopes, à l'exception de ^{138}Sn où elle est de 26% pour l'état 6^+ . Les noyaux ^{134}Sn et ^{138}Sn ont, quant eux, des états $4^+)_2$ et 8^+ dominés par la configuration $(nf_{7/2})^{n1}(np_{3/2})^{n2}$ ou $(nf_{7/2})^{n1}(nh_{9/2})^{n2}$. Ces résultats sont confortés par le fait que les orbitales $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$ sont les plus proches de la surface de Fermi. Signalons aussi que ce résultat est en accord avec les calculs réalisés par Kartamyshev et al. [138] en 2007 dans une étude théorique sur la structure des noyaux de l'étain et en l'absence de données expérimentales hormis celles du ^{134}Sn . Leur calcul a été réalisé par la matrice G où ils prédirent que les effets d'appariement sont importants dans ces isotopes pairs, se traduisant par une dominance de la composante de séniorité 0 dans l'état fondamental 0^+ et une séniorité 2 dans le premier état excité 2^+ pour l'ensemble des noyaux étudiés. Cependant, ces composantes décroissent graduellement avec l'augmentation du nombre de neutrons de valence montrant des effets d'appariement moins importants en s'approchant de la drip line neutron. Une légère exception est observé pour le noyau ^{136}Sn , où un fort mélange de séniorité dans l'état de spin $4^+)_1$, est obtenu, mélange s'affaiblissant ensuite dans ce même état pour le ^{138}Sn . Il faut aussi souligner que le résultat obtenu par l'interaction mkh3 pour la configuration du premier état 8^+ dans l'isotope ^{134}Sn , principalement $(h_{9/2})^1(f_{7/2})^1$, change de caractère dans ^{136}Sn à un état dominé par $(f_{7/2})^4$, pour devenir $(p_{3/2})^1(f_{7/2})^5$ dans ^{138}Sn . Comme signalé le tableau (IV.5), et est identique à celui de Kartamyshev.

Enfin, nous pouvons aussi rapporter la remarque de la référence [139], que la violation du schéma de séniorité pur pour le ^{136}Sn est expliquée plutôt par le mélange de séniorité de l'état $4^+)_1$ montrant un affaiblissement de la force d'appariement neutron-neutron dans l'orbitale $f_{7/2}$.

Le tableau (IV.6) représente les pourcentages des configurations les plus dominantes obtenues par mkh3 pour les isotopes de Sn. On observe que tous les états sauf 8^+ sont dominés par la configuration $(f_{7/2})^n$ qui correspond à $v=0$ pour $J=0$ et $v=2$ pour les états 2^+ , 4^+ , 6^+ . Les pourcentages manquantes correspond $v=2$ pour $J=0$ et $v=4$ pour $J=2^+$, 4^+ , 6^+ et 8^+ .

IV.5.2 Les isotones N=82

➤ **Spectres énergétiques**

Nous avons tracé sur la figure (IV.4), les énergies expérimentales et calculées des niveaux (2^+ , 4^+ , 6^+ et 8^+) yrast des isotones ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce . Le deuxième état $4^+)_2$ est également représenté.

L'état fondamental expérimental du noyau ^{134}Te dans la région de masse ^{132}Sn est dominé par $\pi(1g_{7/2})^2$. Nos calculs spectroscopiques ont donné la même configuration pour l'état fondamental. La figure (IV.4) montre que l'interaction originale kh5082 et modifiée mkh3 reproduisent la séquence énergétique de l'isotope étudié. La nouvelle interaction a donné 1237 keV pour le premier état excité 2^+_1 , ce qui est en accord avec la valeur expérimentale de 1279 keV. Le premier état excité obtenu en utilisant l'interaction kh5082 est ~ 100 keV plus bas. Les résultats obtenus pour ^{136}Xe par l'interaction kh5082 sont proches que ceux de l'expérience, mais par l'interaction mkh3 restent éloignés.

Dans le cas du noyau ^{138}Ba , les résultats obtenus par l'interaction modifié mkh3 sont meilleurs que ceux par kh5082. Mais, nous remarquons une inversion entre 4^+ et 6^+ dans les calculs. Dans le cas du ^{140}Ce , aucune interaction ne produit les résultats expérimentaux.

Un paramètre empirique qui est le rapport des énergies d'excitation $R_{4/2}$ peut être utilisé pour distinguer la collectivité dans les noyaux. Sa diminution montre l'abaissement des effets collectifs. En effet, dans le cas d'un modèle rotationnel simple, on s'attend à $E(4^+) \approx (\frac{10}{3})E(2^+)$, alors que pour le cas vibrationnel $E(4^+) \approx 2E(2^+)$. Les rapports $R_{4/2}$ pour les trois isotones et avec les deux interactions ont des valeurs inférieures à 2. On peut dire que les états ont une faible collectivité (voir la figure IV.3)

✓ Les probabilités électromagnétiques

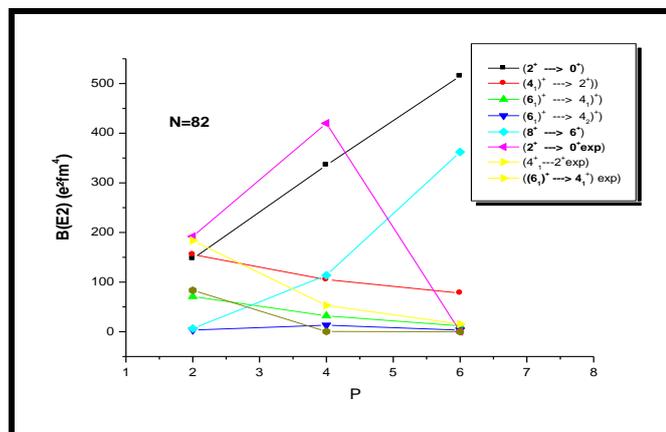


Figure IV.10: Valeurs des $B(E2)$ expérimentaux et calculées pour les 3 isotones pairs au-delà du cœur de ^{132}Sn .

Le tableau (IV.7) montre les propriétés électromagnétiques évaluées. Les valeurs calculées des probabilités de transition électrique réduites $B(E2)$ sont obtenues en utilisant les charges effectives 1.47e proton et 0.64e neutron. Avec ce choix, les résultats obtenus en tenant compte de deux interactions pour ^{134}Te , sont proches. Pour les autres noyaux, les deux interactions ne reproduisent pas les données expérimentales disponibles.

✓ Moments électromagnétiques

Dans le calcul des moments magnétiques μ_J , nous avons utilisé les facteurs libres. Notre résultat de calcul pour le moment magnétique dipolaire $\mu(6^+) = 3.0 \mu_N$ du noyau ^{134}Te est accepté raisonnablement avec la valeur expérimentale de $4.7(6) \mu_N$ rapporté dans [134]. Pour le ^{136}Xe , les valeurs obtenues sont positives et proches de celles obtenues expérimentalement.

Dans le cas des moments quadripolaires statiques, il n'y a pas aucune donnée expérimentale disponible. Nous pouvons seulement discuter les résultats obtenus. Nous pouvons remarquer que les valeurs des moments quadripolaires sont négatives pour tous les états des noyaux, et seul le noyau ^{134}Te a pour l'état 2^+ la valeur positive pour les deux interactions kh5082 et mkh3. Dans le cas du ^{138}Ba , les valeurs obtenues avec les deux interactions sont proches. Une conclusion sérieuse ne peut être tirée.

IV.5.3 Désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca

Sur la figure (IV.8), les occupations calculées des nucléons de valence dans les états du noyau parent ^{48}Ca et fils ^{48}Ti sont montrés. On remarque que, les différences dans les nombres d'occupation neutroniques et protoniques entre le noyau parent ^{48}Ca et le noyau fils ^{48}Ti restent les plus importantes dans l'état $1f_{7/2}$.

Les valeurs $B(GT)$ et la somme calculée de l'élément de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$ pour la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca , représentée sur la figure (IV.6), avec l'interaction gxlapn montre que les états intermédiaires les plus bas du noyau ^{48}Sc produisent la plus grande contribution à la valeur total de cet élément. Ceci peut être compris partiellement, par le terme en énergie se trouvant au dénominateur de l'équation (IV.23). Cependant, même sans ce terme, ces états sont les plus dominants comme on peut l'observer sur la figure, ou sont représentés les productions des deux éléments de matrices nucléaires ($^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$).

L'évaluation de l'élément de matrice nucléaire de la désintégration du ^{48}Ca et sa comparaison avec l'information expérimental extraite de la demi-vie mesurée pour $g_A = 1,269$ en fonction de l'énergie d'excitation de l'état intermédiaire. Les valeurs calculées tiennent compte du facteur de quenching, Le calcul surestime la valeur de l'élément de matrice.

Tous les résultats $2\beta 2\nu$ calculés sont listés dans les tableaux (IV.12) et (IV.13). Dans nos calculs, nous avons adoptés la valeur normalisée de $g_A = -1.26$ pour la constante de couplage axial-vectoriel. Les valeurs des demi-vies calculées augmentent (voir tableau IV.12).

En comparant la valeur expérimentale de la demi-vie du ^{48}Ca à celle calculée par la décroissance $2\beta 2\nu$ $T_{1/2}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ déduite par l'évaluation de l'élément de matrice nucléaire $|M_{GT}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)| = 0,100 \text{ MeV}^{-1}$, nous notons que l'interaction g_A tend à sous-estimée la valeur expérimental d'un facteur 4. Ainsi, la valeur de $M_{GT}^{2\nu}$ est trop élevée. En comparant nos résultats à ceux des référence [123], [126] et [127], nous notons que les calculs de Zhao, Brown et Richter sont effectués dans un espace modèle pf troncaté, et ils ont trouvé $M_{GT}^{2\nu}$ de $0,07 \text{ MeV}^{-1}$ comme leur meilleure valeur. De plus, en utilisant un facteur d'espace de phase légèrement différent du nôtre, ils obtiennent $T_{1/2}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 1.9 \times 10^{19} \text{ an}$. Cette demi-vie représente environ la moitié de la valeur de la référence [115] et est significativement inférieure à la valeur expérimentale. Caurier, Poves et Zuker trouvent $|M_{GT}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)| = 0,0402 \text{ MeV}^{-1}$ dans leur travail [126, 127].

Conclusion générale

Mon travail de thèse est consacré à l'étude de la structure nucléaire des noyaux pair-pairs riche en neutron autour du cœur doublement magique ^{132}Sn ($Z=50$; $^{134-136-138-140}\text{Sn}$) et ($N=82$, ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba , ^{140}Ce). Cette étude est basée sur la détermination des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transition électriques $B(E2)$, des moments magnétiques dipolaires et électriques quadripolaires et la séniorité. Les calculs sont réalisés au moyen du codes Oxbash et Antoine dans le cadre du modèle en couche nucléaires, en utilisant les interactions effectives kh5082 et mkh3. L'interaction mkh3 est obtenue par modifications de l'interaction originale kh5082, prenant en compte l'effet monopolaire neutron-neutron et proton-proton dans les noyaux étudiés.

Le but de ces calculs est d'essayer de reproduire au mieux les données expérimentales relatives à ces noyaux.

- ✚ Pour les noyaux de $Z=50$, L'interaction mkh3 améliore et réduit l'écart entre les valeurs calculées et les énergies expérimentales pour les isotopes de sn.
- ✚ Avec le choix de la charge effective, les valeurs de $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ dans l'isotope $^{134-136}\text{Sn}$ sont proche de l'expérience.
- ✚ Dans le cas des moments magnétiques, les valeurs obtenues sont négatives pour tous les noyaux. Dans le cas des moments quadripolaires statiques, il n'y a pas de donnée expérimentale disponible. Nous pouvons seulement remarquer que les valeurs des moments quadripolaires sont négatives pour tous les états des noyaux, et seul le noyau ^{138}Sn a pour l'état 6^+ la valeur positive pour les deux interactions kh5082 et mkh3.
- ✚ Les valeurs R_4 suggèrent que, dans les calculs utilisant les deux interactions, les isotopes de Sn montrent une tendance à l'apparition progressive de la collectivité.
- ✚ Les pourcentages des configurations sont plus dominants par la configuration $(f_{7/2})^n$ qui correspond $v=0$ pour l'état fondamental et $v=2$ pour $J \neq 0$.
- ✚ Les pourcentages des configurations sont plus dominants par la configuration $(f_{7/2})^n$ qui correspond $v=0$ pour l'état fondamental et $v=2$ pour $J \neq 0$.
- ✚ Un paramètre empirique qui est le rapport des énergies d'excitation $R_{4/2}$ peut être utilisé pour distinguer la collectivité dans les noyaux. Sa diminution montre l'abaissement des effets collectifs. En effet, dans le cas d'un modèle rotationnel simple, on s'attend à $E(4^+) \approx (\frac{10}{3})E(2^+)$, alors que pour le cas vibrationnel $E(4^+) \approx 2E(2^+)$. Les rapports

$R_{4/2}$ pour les trois isotones et avec les deux interactions ont des valeurs inférieures à 2. On peut dire que les états ont une faible collectivité.

- ✚ Les valeurs calculées des probabilités de transition électrique réduites $B(E2)$ sont obtenues en utilisant les charges effectives 1.47e proton et 0.64e neutron. Avec ce choix, tous les résultats obtenus en tenant compte de deux interactions pour ^{134}Te , sont proches. Pour $B(E2)$, l'interaction originale et la nouvelle interaction reproduisent les données expérimentales disponibles.
- ✚ Dans le calcul des moments magnétiques μ_J nous avons utilisé les facteurs libres. Notre résultat de calcul pour le moment magnétique dipolaire $\mu(6^+) = 3.0 \mu_N$ du noyau ^{134}Te accepte raisonnablement avec la valeur expérimentale de $4.7(6) \mu_N$ rapporté dans [134]. Pour le ^{136}Xe , les valeurs obtenues sont positives et proches de celles obtenues expérimentalement.
- ✚ La valeur de la demi-vie et l'élément de matrice nucléaire $M_{GT}^{2\nu}$ du noyau ^{48}Ca au-dessus du cœur inerte ^{40}Ca sont calculés. Les valeurs nécessaires de $M_{GT}^{2\nu}$ ont été obtenues à partir des $B(GT^-)$ et $B(GT^+)$ correspondants aux transitions Gamow-Teller permises pour la désintégration double bêta. Les calculs ont été effectués dans l'espace modèle fp complet en utilisant le code Oxbash et l'interaction effective $gx1apn$. Nous avons utilisé 250 états intermédiaires 1^+ du noyau ^{48}Sc .
- ✚ Les occupations calculées des nucléons de valence dans les états fondamentaux du noyau parent ^{48}Ca et fils ^{48}Ti sont montrés. On remarque que Les différences dans les nombres d'occupation neutroniques et protoniques entre le noyau parent ^{48}Ca et le noyau fils ^{48}Ti restent les plus importantes dans l'état $1f_{7/2}$.
- ✚ Les valeurs calculées de tiennent compte du facteur de quenching, Le calcul surestime la valeur de l'élément de matrice.
- ✚ La valeur de demi-vie du ^{48}Ca correspondant à $M_{GT}^{2\nu}$ calculé avec l'interaction effective est loin de la valeur expérimentale.

Références

- [1] T. Engeland et al., Effective interactions in medium heavy nuclei, *Nucl. Phys. A* 701, 416 (2002).
- [2] S. Sarkar and M. S. Sarkar., Study of isomers in neutron-rich magic ^{132}Sn region, *nucl-th/0507034v1*(2005).
- [3] S. Borg et al., Proton particle states in the region around $^{132}_{50}\text{Sn}$, *Nucl. Phys. A* 212, 197 (1973).
- [4] K. Sistemich et al., The level scheme of ^{133}Sb , *Z. Phys. A* 285, 305 (1978).
- [5] J. Blomqvist et al., The single proton nucleus ^{133}Sb , *Z. Phys. A* 314, 199 (1983).
- [6] M. Sanchez-Vega et al., Single-proton and core-coupled states in ^{133}Sb , *Phys. Rev. C* 60, 024303 (1999).
- [7] F. Androzzi et al., Structure of neutron-rich nuclei around ^{132}Sn , *Phys. Rev. C* 56, R16 (1997).
- [8] B. H. Wildenthal et al., Study of the level structure of $N = 82$ nuclei via proton-transfer reactions, *Phys. Rev. C* 3, 1199 (1971).
- [9] Sorlin et al., Nuclear magic numbers : New features far from stability, *Prog. Part. Nuc. Phys.* 61, 602 (2008).
- [10] P. Hoff et al., Single-neutron states in ^{133}Sn , *Phys. Rev. Lett.* 77, 1020 (1996).
- [11] K. L. Jones et al., The magic nature of ^{132}Sn explored through the single-particle states of ^{133}Sn , *Nature* 465 (2010).
- [12] W. Urban et al., Neutron single-particle energies in the ^{132}Sn region, *Eur. Phys. J. A* 5, 239 (1999).
- [13] H. Wang et al., Structure of ^{136}Sn and the $Z = 50$ magicity, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 023D02 (2014).
- [14] S. Shalevt and G. Rudstam, Energy spectra of delayed neutrons from separated fission products: (I). The precursors ^{85}As , ^{87}Br , ^{134}Sn , ^{135}Sb , ^{136}Te and ^{137}I , *Nucl. Phys A* 230, 153 (1974).
- [15] C. Zhang et al., $(\nu f7/2)^2$ multiplet and E2 effective charge in $^{134}_{50}\text{Sn}$, *Z. Phys. A* 358, 9 (1997).

- [16] A. Korgul e. al., Properties of N=84, even-even nuclei populated in the spontaneous fission of ^{248}Cm , *Eur. Phys. J. A* 7, 167 (2000).
- [17] T. Kuo and G. Herling, *U. S. Naval Research Laboratory Report No. 22558* (1971).
- [18] J. Shergur et al., Level structure of odd-odd ^{134}Sb populated in the β^- decays of $^{134,135}\text{Sn}$, *Phys. Rev. C* 71, 064321 (2005).
- [19] L. Coraggio et al., Proton-neutron multiplets in exotic ^{134}Sb : Testing the shell-model, *Phys. Rev. C* 73, 031302 (2006).
- [20] L. Coraggio et al., Similarity of nuclear structure in the ^{132}Sn and ^{208}Pb regions : Proton-neutron multiplets, *Phys. Rev. C* 80, 021305 (2009).
- [21] A. Gargano et al., Shell-model study of exotic Sn isotopes with a realistic effective interaction, *J. Phys: Conf.* 267, 012019 (2011).
- [22] J. Beene et al., Coulomb excitation studies of $^{132,134}\text{Sn}$, *Nucl. Phys. A* 746, 471 (2004).
- [23] S. Amos, J. L. Gross and M. Thoennessen, Discovery of the calcium, indium, tin, and platinum isotopes, *At. Data and Nucl. Data Tables.* 97, 383 (2011).
- [24] M. Bernas et al, Projectile fission at relativistic velocities: a novel and powerful source of neutron-rich isotopes well suited for in-flight isotopic separation, *Phys. Lett. B* 331, 19 (1994).
- [25] J. Shergur et al., β -decay studies of $^{135-137}\text{Sn}$ using selective resonance laser ionization techniques, *Phys. Rev. C* 65, 034343 (2002).
- [26] A. Covello et al., Shell-model structure of exotic nuclei beyond ^{132}Sn , *Eur. Phys. J. ST* 149, 93 (2007).
- [27] G. S. Simpson et al., Yrast 6^+ Seniority Isomers of $^{136,138}\text{Sn}$, *Phys. Rev. Lett.* 113, 132502, (2014).
- [28] H. Wang et al., Nuclear structure study for the neutron-rich nuclei beyond ^{132}Sn : In-gamma-ray spectroscopy of ^{136}Sn and ^{132}Cd , *EPJ Web of Conferences*, 178, 02019, (2018).
- [29] S. Sarkar and M. S. Sarkar, Structure of A=138 isobars above the ^{132}Sn core and the N N interaction in the neutron-rich environment, *Phys. Rev. C* 78, 024308 (2008).
- [30] T. Ohnishi et al., Identification of 45 New Neutron-Rich Isotopes Produced by In-Flight Fission of a ^{238}U Beam at $^{345}\text{ MeV/nucleon}$, *J. Phys. Soc. Jpn.* 79, 073201 (2010).

- [31] H. Naïdja, F. Nowacki and K. Sieja, Spectroscopic properties of neutron rich nuclei beyond ^{132}Sn and seniority mixing, *J. Phys.: Conf. Ser.* 580, 012030 (2015).
- [32] M. S. Sarkar and S. Sarkar, ^{136}Sn and three-body forces, *J. Phys.* 85, 403 (2015).
- [33] J. Kathawa, C. Fry and M. Thoennessen, *At. Data and Nucl. Data Tables* 99, 22(2013)
- [34] S. Katcoff et al., Ranges in air and mass identification of plutonium fission fragments, *Phys. Rev.* 74, 631 (1948).
- [35] S. Sarkar et M. Sarkar, Shell model study of neutron-rich nuclei near ^{132}Sn , *Phys. Rev. C* 64, 014312 (2001).
- [36] D. C. Radford et al., Coulomb Excitation of Radioactive $^{132,134,136}\text{Te}$ Beams and the low $B(E2)$ of ^{136}Te , *Phys. Rev. Lett.* 88, 222501 (2002).
- [37] F. W. Aston, The constitution of the elements, *Nature.* 106, 468 (1920).
- [38] P. J. Daly et al., Yrast spectroscopy of $N=82,83$ isotopes ^{136}Xe and ^{137}Xe from ^{248}Cm fission, *Phys. Rev.* 59, 3066 (1999).
- [39] G. Jakob et al., Evidence for proton excitations in $^{130,132,134,136}\text{Xe}$ isotopes from measurements of g factors of 2^+_1 and 4^+_1 states, *Phys. Rev. C* 65, 024316 (2002).
- [40] H. V. Garrel et al., Low-lying $E1$, $M1$ and $E2$ strength distributions in $^{124,126,128,129,130,131,132,134,136}\text{Xe}$: Systematic photon scattering experiments in the mass region of a nuclear shape or phase transition, *Phys. Rev. C* 73, 054315 (2006).
- [41] D. Savran et al., Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable $N = 82$ isotones, *Phys. Rev. C* 84, 024326 (2011).
- [42] J. B. Albert et al., Search for $2\nu\beta\beta$ decay of ^{136}Xe to the 0^+_1 excited state of ^{136}Ba with the EXO-200 liquid xenon detector, *Phys. Rev. C* 93, 035501 (2016).
- [43] F. Aston, The Mass Spectra of Chemical Elements, Part VI. Accelerated Anode Rays Continued, *Proc. Roy. Soc. A* 134, 571 (1932).
- [44] A. Astier et al., High-spin structures of five $N=82$ isotopes: $^{136}_{54}\text{Xe}$, $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{138}_{56}\text{Ba}$, $^{139}_{57}\text{La}$, and $^{140}_{58}\text{Ce}$, *Phys. Rev. C* 85, 064316 (2012).
- [45] H. Naïdja et al., Shell-model investigation of spectroscopic properties and collectivity in the nuclei beyond ^{132}Sn , *Phys. Rev. C* 96, 034312 (2017).
- [46] F. Aston., CXIX. The mass-spectra of chemical elements-Part VI. Accelerated anode rays continued, *Phil. Mag.* 49, 1191 (1925).

- [47] P. C. Srivastava, J. Ermamatov and I. O. Moral, High-spin structures of ^{136}Xe , ^{137}Cs , ^{138}Ba , ^{139}La and ^{140}Ce : a shell model description, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **40**, 035106 (2013).
- [48] S. K. Saha et al., Excitations of two-and three-valence-proton nuclei ^{134}Te and ^{135}I , *Phys. Rev. C* **65**, 017302 (2001).
- [49] J. Terasaki et al., Anomalous behavior of 2^+ excitations around ^{132}Sn , *Phys. Rev. C* **66**, 054313 (2002).
- [50] A. E. Stuchbery et al., Electromagnetic properties of the 2_1^+ state in ^{134}Te : Influence of core excitation on single-particle orbits beyond ^{132}Sn , *Phys. Rev. C* **88**, 051304 (2013).
- [51] A. Gottardo et al., New Isomers in the Full Seniority Scheme of Neutron-Rich Lead Isotopes : The Role of Effective Three-Body Forces, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 162502 (2012).
- [52] B.Pritychenko et al., Tables of E2 transition probabilities from the first 2^+ states in even-even nuclei, *Data Nucl.Data Tables*, **107**, 1 (2016).
- [53] S. Sarkar et al., New shell closure for neutron-rich Sn isotopes, *Phys. Rev. C* **81**, 064328, (2010).
- [54] M. Goeppert-Mayer., Nuclear Configurations in the Spin-Orbit Coupling model. I. Empirical Evidence, *Phys. Rev.* **78**, 16 (1950).
- [55] J. L. Basdevant, J. Rich and M. Spiro, Fundamentals In Nuclear Physics: from Nuclear Structure to Cosmology, *Springer Science+ Business Media* (2005).
- [56] J. Suhonen, Theoretical and Mathematical Physics, From Nucleons to Nucleus, *Springer* (2007).
- [57] K. Heyde et al., *Hype. Inter.* **43**, 15 (1988).
- [58] I. Isakov et al., Isomeric and Two-Quasiparticle States in the Neutron-Excess Odd-Odd Nucleus ^{134}Sb , *Phys. Atom. Nucl.* **70**, 818 (2007).
- [59] G. Racah, Theory of Complex Spectra. III, *Phys. Rev.* **63**, 367 (1943).
- [60] I. Talmi, Simple models of complex nuclei, *Harwood Academic Publishers* (1993).
- [61] R. F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective, *Oxford University Press* (1990).
- [62] A. P. Zuker, Three-body monopole corrections to the realistic interactions, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 042502 (2003).

- [63] D. J. Dean and M. H. Jensen., Pairing in nuclear systems: from neutron stars to finite nuclei, *Rev. Mod. Phys.* 75, 607 (2003).
- [64] R. B. Wiringa et al., Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking, *Phys. Rev. C* 51, 38 (1995).
- [65] N. A. Smirnova, Shell structure evolution and effective in-medium NN interaction, *École Juliot Curie* (2009).
- [66] J. G. Valatin, Sur la seconde quantification, *J. Phys. Rad.* 12, 131 (1951).
- [67] T. Otsuka et al., Three-Body Forces and the Limit of Oxygen Isotopes, *Phys. Rev. Lett.* 105, 032501 (2010).
- [68] A. Poves and A. P. Zuker, Theoretical Spectroscopy and The fp Shell, *Phys. Rep.* 71, 141 (1981).
- [69] A. Cortes and A. P. Zuker, Self-consistency and many-body monopole forces in shell model calculations, *Phys. Lett. B* 84, 25 (1979).
- [70] T. Otsuka et al., Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction, *Phys. Rev Lett.* 87, 082502 (2001).
- [71] M. O. Monnoye, Étude de la structure des noyaux exotiques semi-magiques en séniorité généralisée, *Thèse de Doctorat, Université Caen* (2001).
- [72] F. Nowacki, Description microscopique des processus faibles dans les noyaux sphériques, *Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg* (1996).
- [73] M. Bouhelal, Application du modèle en couche à l'étude des états intrus de parité négative des noyaux sd moyennant la nouvelle interaction PSDPF, *Thèse de Doctorat, Université Strasbourg* (2010).
- [74] M. Goeppert-Mayer, Double Beta Désintégration, *Phys. Rev.* 512 (1935).
- [75] W.H. Furry, On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration, *Phys. Rev.* 56, 1184 (1939).
- [76] W.C. Haxton and G.J. Stephenson, Double Beta Decay, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 409 (1984).
- [77] M.G. Inghram and J. H. Reynold, Double Beta-Decay of ^{130}Te , *Phys. Rev.* 78, 822 (1950).
- [78] R.K. Bardin et al., A Search for The Double Beta Decay Of ^{48}Ca and Lepton Conservation, *Nucl. Phys. A* 158, 337 (1970).

- [79] B.T. Cleveland et al., Lepton Conservation in the Double β Decay of ^{82}Se , *Phys. Rev. Lett.* *35*, 757 (1975).
- [80] T. Kirsten, Geochemical double beta decay experiments, *AIP Conf. Proc.* *96*, 396 (1983).
- [81] H. Georgi, S. Glashow and S. Nussinov, Unconventional Model of Neutrino Masses, *Nucl. Phys. B* *193*, 297 (1981).
- [82] S.R. Elliott, A.A. Hahn, and M. K. Moe, Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in ^{82}Se , *Phys. Rev.* *59*, 2020 (1987).
- [83] A. A. Vasenko et al., New Results in the Itep/Yepi Double Beta Decay Experiment With Enriched Germanium Detector, *Mod. Phys. Lett. A* *5*, 1299 (1990).
- [84] J. Schechter and J. W. F. Valle, Neutrinoless double- β decay in $\text{SU}(2)\times\text{U}(1)$, *Phys. Rev. D* *25*, 2951(1982).
- [85] E. Fiorini and T.d. Niinikoski, Low-temperature. Calorimetry for Rare Decays, *Nucl. Instr. Meth.* *224*, 83 (1984).
- [86] M. Doi et al., Double Beta decay and Majorana Neutrino, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* *83*, 1 (1985).
- [87] P. Vogel and M. R. Zirnbauer, Suppression of the two-neutrino double-beta decay by nuclear structure effects, *Phys. Rev. Lett.* *57*, 3148 (1986).
- [88] A. S. Barabash et al., Two neutrino double-beta decay of ^{100}Mo to the first excited 0^+ state in ^{100}Ru , *Phys. Lett. B* *345*, 408 (1995).
- [89] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment, *Eur. Phys. J. A* *12*, 147 (2001).
- [90] C.E. Aalseth, IGEX ^{76}Ge neutrinoless double-beta decay experiment: Prospects for next generation experiments, *Phys. Rev. D* *65*, 092007 (2002).
- [91] R. Arnold et al., Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of ^{48}Ca with the NEMO-3 detector, *Phys. Rev. D* *93*, 112008 (2016).
- [92] M. Agostini et al., Measurement of the half-life of the two-neutrino double beta decay of ^{76}Ge with the Gerda experiment, *J. Phys. G* *40*, 035110 (2013).
- [93] R. Arnold et al., First results of the search of neutrinoless double beta decay with the NEMO 3 detector, *Phys. Rev.Lett.* *95*, 82302 (2005).

- [94] J. Argyriades et al., Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO-3 detector, *Nucl. Phys. A* 847, 168 (2010).
- [95] L. Simard on behalf of the NEMO-3 collaboration, The NEMO-3 results after completion of data taking, *Journal of Physics: Conf. Ser.* 375, 042011 (2012).
- [96] H. V. Thomas et al., Geochemical constraints on the half-life of ^{130}Te , *Phys. Rev. C* 78, 054606 (2008).
- [97] R. Arnold et al., Measurement of the Double Beta Decay Half-life of ^{130}Te with the NEMO-3 Detector, *Phys. Rev. Lett.* 107, 062504 (2011).
- [98] J. Albert et al., An improved measurement of the $2\nu\beta\beta$ half-life of Xe-136 with EXO-200, *Phys. Rev. C* 89, 015502 (2014).
- [99] J. Argyriades et al., Measurement of the double- β decay half-life of ^{150}Nd and search for neutrinoless decay modes with the NEMO-3 detector, *Phys. Rev. C* 80, 032501 (2009).
- [100] M. F. Kidd, Two-neutrino double- β decay of ^{150}Nd to excited final states in ^{150}Sm , *Phys. Rev. C* 90, 055501 (2014).
- [101] A. L. Turkevich, T. E. Economou and G. A. Cowan, Double-beta decay of ^{238}U , *Phys. Rev. Lett.* 67, 3211 (1991).
- [102] M. Pujol et al., *Geoch. Cosm. Acta.* 73, 6834 (2009).
- [103] S. Umehara, Neutrino-less double- β decay of ^{48}Ca studied by $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillators, *Phys. Rev. C* 78, 058501 (2008).
- [104] M. Agostini et al., Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment, *Phys. Rev. Lett.* 111, 122503 (2013).
- [105] J. Mott, Search for double beta decay of ^{82}Se with the NEMO-3 detector and development of apparatus for low-level radon measurements for the SuperNEMO experiment, *Thèse de Doctorat, University College London* (2013).
- [106] R. Arnold, Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{100}Mo with the NEMO-3 Detector, *Phys. Rev. D* 89, 111101 (2014).
- [107] F. A. Danevich, Search for 2β decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment, *Phys. Rev. C* 68, 035501 (2003).
- [108] A. S. Barabash, Average and recommended half-life values for two neutrino double beta decay, *Nucl. Phys. A* 935, 52 (2015).

- [109] C. Alduino et al., Analysis techniques for the evaluation of the neutrinoless double- β decay lifetime in ^{130}Te with the CUORE-0 detector, *Phys. Rev. C* 93, 045503 (2016).
- [110] A. Gando et al., Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen, *Phys. Rev. Lett.* 117, 082503 (2016).
- [111] R. Arnold et al., Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life of ^{150}Nd and a search for $0\nu\beta\beta$ decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector, *Phys. Rev. D* 94, 072003 (2016).
- [112] R. Saakyan, Two-Neutrino Double-Beta Decay, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 503 (2013).
- [113] M. Hirsch et al., Nuclear structure calculation of $\beta\beta^+$, β^+/EC and EC/EC decay matrix elements, *Z. Phys. A* 347, 151 (1994).
- [114] S. Stoica, Introduction to Double Beta Decay, *AIP Conference Proceedings*. 1304, 65 (2010).
- [115] M. Horoi, S. Stoica and B. A. Brown, Shell-model calculations of two-neutrino double-beta decay rates of ^{48}Ca with GXPF1A interaction, *Phys. Rev. C* 75, 034303 (2007).
- [116] A. Bakalyarov et al., Search for β^- and $\beta^-\beta^-$ decays of ^{48}Ca , *Nucl. Phys. A* 700, 17 (2002).
- [117] E. d. Mateosian and M. Goldhaber, Limits for Lepton-Conserving and Lepton-Nonconserving Double Beta Decay in ^{48}Ca , *Phys. Rev.* 146, 810 (1966).
- [118] K. You et al., A search for neutrinoless double β decay of ^{48}Ca , *Phys. Lett. B* 265, 53 (1991).
- [119] A. Balysh et al., Double Beta Decay of ^{48}Ca , *Phys. Rev. Lett.* 77, 5186 (1996).
- [120] V. Brudanin et al., Search for double beta decay of ^{48}Ca in the TGV experiment, *Phys. Lett. B* 495, 63 (2000).
- [121] I. Ogawa et al., Search for neutrino-less double beta decay of ^{48}Ca by CaF_2 scintillator, *Nucl. Phys. A* 730, 215 (2004).
- [122] S. Umehara et al., *J. Phys. Conf. series*. 39, 256 (2006).
- [123] L. Zhao et al., Shell-model calculation for two-neutrino double beta decay of ^{48}Ca , *Phys. Rev. C* 42, 1120 (1990).
- [124] K. Muto and H. Horie, Shell-model study on $m1$ strength distributions in $n = 28$ isotones, *Phys. Lett. B* 138, 9 (1984).

- [125] W. A. Richter et al., New effective interactions for the oflp shell, *Nucl. Phys. A* 523, 325 (1990)
- [126] E. Caurier, A. Poves and A.P. Zuker, A full $0\hbar\omega$ description of the $2\nu\beta\beta$ decay of ^{48}Ca , *Phys. Lett. B* 252, 13 (1990).
- [127] E. Caurier et al., Shell Model Studies of the Double Beta Decays of ^{76}Ge , ^{82}Se , and ^{136}Xe , *Phys. Rev. Lett.* 77, 1954 (1996).
- [128] B. A. Brown, Oxbash for windows, *MSU-NSCL Report*. 1289 (2004).
- [129] E. Caurier et al., The shell model as a unified view of nuclear structure, *Rev. Mod. Phys.* 77, 427 (2005).
- [130] S. I. Sukhoruchkin and Z. N. Soroko, Landolt-Börnstein-Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms, *H. Schopper (ed) , Springer materials* (2013).
- [131] M. Wang et al., The AME2012 atomic mass evaluation, *Chinese Phys C* 36, 1603 (2012).
- [132] W. T. Chou and E. K. Warburton., Construction of Shell-Model Interactions for $Z \approx 50$, $N \approx 82$ Nuclei: Predictions for $A = 133$ - 134 β^- decays, *Phys. Rev. C* 45, 1720 (1992).
- [133] L. Coraggio et al., Calculation of Gamow-Teller and Two-Neutrino Double- β Decay Properties for ^{130}Te and ^{136}Xe with a realistic nucleon-nucleon potential, *Phys. Rev. C* 95, 064324 (2017).
- [134] B.A. Brown et al., Magnetic moments of the 2^+_{1} states around ^{132}Sn , *Phys. Rev. C* 71, 044317 (2005).
- [135] M. Honma et al., Shell-model description of neutron-rich pf-shell nuclei with a new effective interaction GXPF1, *Eur. Phys. J. A* 25, 499 (2005).
- [136] J. Suhonen and O. Civitarese, Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay, *Phys. Rep.* 300, 123 (1998).
- [137] J. Suhonen and M. Kortelainen., Double beta decay of light nuclei in the shell model framework, *Rev. Mex. Fis.* S2, 112 (2004).
- [138] M. P. Kartamyshev et al., Effective interactions and shell model studies of heavy tin isotopes, *Phys. Rev. C* 76, 024313 (2007).
- [139] G. Guillaume, Etude de noyaux riches en neutrons dans la région du coeur doublement magique de ^{132}Sn , *Thèse de Doctorat, Université de Grenoble* (2014).

Study of the nuclear structure of even-even nuclei in the vicinity of tin-132 using Oxbash code

Abstract

Nowadays, the role of the monopole interaction between the core and the valence particles in the description of the properties of the nuclear structure is a main subject in the field of microscopic calculations of many nucleons.

In order to reproduce the experimental data of even-even nuclei ($Z=50$ and $N=82$) with two, four, six and eight valence nucleons: $^{134-136-138-140}\text{Sn}$ and ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba et ^{140}Ce respectively in the region of ^{132}Sn mass region, and to provide new information on this type of nuclei, we have made some modifications on the kh5082 original interaction based of monopole effect that we use as a starting point to get the mkh3 interaction in the Z50N82 model space. Recent experimental values of the individual particle energies are used. Calculations are made in the spherical shell model using the Oxbash nuclear structure code.

In this context, we calculated excitation energies, reduced electric transition probabilities $B(E2)$ and electromagnetic multipole moments μ and Q , for studied nuclei. The getting results are in agreements with the existing experimental data. In these calculations, we used the single particle Landau factors and and the free proton charge of the individual particle.

The half-life and nuclear matrix element $M^{2\nu}$ of ^{48}Ca nucleus by double beta decay are calculated. The value we propose for $M_{GT}^{2\nu}$ is $|M_{GT}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)| = 0,100 \text{ MeV}^{-1}$. They correspond to $T_{1/2}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.9 \times 10^{19}$.

Keywords:

Shell Model, Three body effects, Code Oxbash, Electromagnetic probabilities, Electromagnetic moments Q_J and μ_J .

دراسة البنية النووية للأنوية زوجي-زوجي بالقرب من القصدير-132 بواسطة البرنامج Oxbash

ملخص

في الوقت الحاضر، دور الفعل احادي القطب في وصف خصائص البنية النووية هو الموضوع الرئيسي في مجال الحسابات المجهرية للعديد من النويات.

من أجل إعادة إنتاج المعطيات التجريبية للأنوية زوجي زوجي ($N = 50$) و ($Z = 82$) الغنية بالنيوترونات التي تملك اثنان، اربعة، ستة وثمانية نيوكلونات تكافؤ: $^{134-140}\text{Sn}$ و ^{134}Te ، ^{136}Xe ، ^{138}Ba ، ^{140}Ce على التوالي في المنطقة ^{132}Sn ، ولإعطاء بعض المعلومات الجديدة عن هذا النوع من النوى، أجرينا بعض التعديلات على التفاعل الاصيلي kh5082 القائم على التأثير احادي القطب الذي نستخدمه كنقطة انطلاق للحصول على التفاعل mkh3 في النموذج Z50N82. القيم التجريبية الأخيرة من طاقات الجسيمات الفردية. استخدمت. يتم إجراء الحسابات في النموذج الطبقي باستخدام برنامج البنية النووية Oxbash.

في هذا السياق، قمنا بحساب طاقات الإثارة، والاحتمالات الانتقالي الكهربي المختصرة $B(E2)$ وكذلك العزوم المغناطيسية ثنائية القطب و العزوم الكهربية رباعية الأقطاب μ و Q للأنوية المدروسة. النتائج التي تم الحصول عليها متفقة مع البيانات التجريبية الحالية. في هذه الحسابات، استخدمنا معاملات Landau وشحنة البروتون الخاصة بالجسيمة الحرة.

يتم حساب نصف العمر وعنصر المصفوفة النووية $M^{2\nu}$ للنواة ^{48}Ca بواسطة الاضمحلال بيتا المزدوج.

القيمة التي نقتربها لـ $M_{GT}^{2\nu}$ هي $0,100 \text{ MeV}^{-1}$ $|M_{GT}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)|$ وهي تتوافق مع

$$T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+) = 0.9 \times 10^{19} \text{ an}$$

الكلمات المفتاحية:

النموذج الطبقي، المفعول ثلاثي الاجسام، البرنامج Oxbash، الانتقالات $B(E2)$ ، العزوم الكهرومغناطيسية

متعددة الأقطاب Q_J و μ_J

Résumé

De nos jours, le rôle de l'interaction monopolaire entre le cœur et les particules de valence dans la description des propriétés de la structure nucléaire est un sujet principal dans le domaine des calculs microscopiques de nombreux nucléons.

Afin de reproduire les données expérimentales des noyaux pair-pairs ($N=50$ et $Z=82$) riches en neutrons à deux, quatre six et huit nucléons de valence : $^{134-136-138-140}\text{Sn}$ et ^{134}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba , ^{140}Ce respectivement dans la région de ^{132}Sn , et de prévoir de nouvelles informations sur ce type de noyaux, nous avons effectué certaines modifications sur l'interaction originale kh5082 basées sur l'effet monopolaire que nous l'utilisons comme point de départ pour obtenir l'interaction mkh3 dans l'espace modèle Z50N82. Les valeurs expérimentales récentes des énergies de la particule individuelle sont utilisées. Les calculs sont réalisés dans le cadre du modèle en couches sphériques au moyen du code de structure nucléaire Oxbash.

Dans ce contexte, nous avons calculé les énergies d'excitation, les probabilités réduites de transition électriques $B(E2)$ ainsi que les moments multipolaires électromagnétiques μ et Q , pour les noyaux étudiés. Les résultats obtenus sont en accord avec les données expérimentales existantes. Dans ces calculs, nous avons utilisé les facteurs de Landau et la charge libre proton de la particule individuelle.

La demi-vie et l'élément de matrice nucléaire $M^{2\nu}$ du noyau ^{48}Ca par décroissance double béta sont calculés. La valeur obtenue pour $M^{2\nu}$ est $|M_{GT}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)| = 0,100 \text{ MeV}^{-1}$. Elle correspond à $T_{1/2}^{2\nu}(0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.9 \times 10^{19} \text{ an}$.

Mots clés :

Modèle en couches, Interaction monopolaire, Code Oxbash, Région de ^{132}Sn , Probabilités de transition, Moments électromagnétiques μ_J et Q_J , Désintégration $2\beta 2\nu$, Probabilités $B(GT)$.

