

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

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Série:

MEMOIRE
PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER
EN PHYSIQUE
SPECIALITE : RAYONNEMENT ET APPLICATIONS

THEME

**Etude de la structure nucléaire des isobares
à trois nucléons de valence près des masses
 $A = 71, 135, 211$**

Par

Iftikhar BENCHIKH ELHOCINE

SOUTENU LE : / /2008

Devant le jury :

Président:	B. Bentag	M.C. Univ. Mentouri Constantine
Rapporteur:	F. Benrachi	Prof. Univ. Mentouri Constantine.
Examineurs:	A. Belafrites	M.C. Univ. Jijel
	T. Boudjedaa	Prof. Univ. Jijel

*A mon père, à qui je reste très attachée,
et bien qu'il se repose dans sa tombe, je continue à
suivre ses conseils.*

*A ma mère, qui m'a comblée de tendresse et
d'encouragements pour la poursuite de mes études,
et à laquelle je suis très redevable.*

*A ma soeur bien aimée, ainsi qu'à mon frère le plus
proche, auxquels, je souhaite la réussite dans leurs
vies.*

*A l'homme, à qui je porte beaucoup de respect et
d'estime, "Abdessamad".*

A mes amies

Remerciements

Ce travail de magister est réalisé durant deux années de recherches au niveau du Laboratoire de Physique Mathématique et Physique Subatomique du département de Physique à l'Université Mentouri -Constantine.

Tout d'abord, je voudrais remercier M^{me} F. Benrachi, Professeur à l'Université Mentouri –Constantine, pour avoir encadré mon travail de mémoire, pour sa gentillesse, son soutien constant, sa patience et pour tous ses efforts durant la réalisation de ce travail.

Je remercie également l'ensemble des membres de jury : M^{me} B. Bentag, Maître de Conférences à l'Université Mentouri Constantine, Mr. A. Belafrites, Maître de Conférences à l'Université de Jijel et Mr. T. Boudjedaa, Professeur à l'Université de Jijel, pour avoir accepté de faire parti de mon jury.

Je remercie tous mes collègues et les membres de notre laboratoire.

Je salue ma famille, tous mes amis, qu'ils soient de Constantine, ou d'autre région du pays.

Je voudrais terminer en embrassant ma chère mère, ma sœur, mon frère, et surtout mes chères et tendres amies Amel, Ikram, Lamia, Meriem, Nadjla, Hanane, Aïcha, Sabrina et Rafika.

Enfin, Je dédie ce mémoire spécialement à l'âme de mon père.

Table des matières

Introduction	4
1 Motivations	6
1.1 Nombres magiques dans les noyaux	6
1.1.1 Nombres magiques sur la vallée de stabilité	7
1.1.2 Pourquoi remettre en cause les nombres magiques?	7
1.1.3 Nombres magiques loin de la stabilité	8
1.2 Régions des noyaux doublements magiques ^{132}Sn et ^{208}Pb	9
1.3 Région du Nickel	11
1.3.1 La fermeture de sous couche $N=40$	11
1.3.2 La fermeture de sous couche $N=38$	16
2 Modélisation Microscopique	18
2.1 Modèle en couches et interactions effectives	18
2.1.1 Principe du calcul dans le cadre du modèle en couches	19
2.1.2 Potentiel nucléaire et approximations microscopiques	23
2.1.3 Interactions effectives	23
2.2 Système à N corps	26
2.2.1 Fonction d'onde à N particules	26
2.2.2 Élément de matrice à N particules	28
2.3 Espace Modèle	32
3 Extension de la similarité existante entre les régions du ^{208}Pb et de ^{132}Sn à celle du ^{68}Ni	34

3.1	Les énergies des états individuelles	35
3.2	Etude des noyaux à trois particules de valence	36
3.2.1	Noyaux à 3 nucléons non identiques	37
3.2.2	Noyaux ayant 3 nucléons identiques	42
3.3	Similarité	45
3.4	Discussion des résultats	51
4	Calculs Spectroscopiques au voisinage de $Z=28$	52
4.1	Code OXBASH	52
4.2	Espace rg et interactions effectives	54
4.2.1	Espace rg	54
4.2.2	Interactions effectives	54
4.2.3	Interactions effectives modifiées	55
4.3	Application pour les noyaux $A=71$	57
4.4	Discussion	63
	Conclusion	65
	Références	67
	Annexe A	69
	Annexe B	77

Introduction

La physique nucléaire est une science qui a tout au long du siècle passé bousculé notre façon de voir le monde, de le comprendre et de l'interroger. Au fur et à mesure que progressent nos connaissances sur le noyau atomique les modèles théoriques se perfectionnent et s'affinent. Il devient alors intéressant de pouvoir confronter ces modèles à des noyaux de plus en plus éloignés de la stabilité. C'est la raison pour laquelle les noyaux exotiques passionnent tant la communauté des physiciens nucléaires. Les noyaux exotiques sont des noyaux instables dont la durée de vie est trop courte pour exister encore aujourd'hui sur Terre, et représentent l'essentiel de la charte nucléaire. Il est donc important de cumuler des données expérimentales sur ces noyaux afin d'établir des modèles valables pour la globalité des noyaux. La production de ces noyaux « artificiels » renseigne sur l'édifice nucléaire, masse, états excités, durée de vie, mode de désintégration, forme. . .

La description théorique de la structure nucléaire très éloignée de la stabilité a fortement évolué ces dernières années. Un des fondements de cette description est constitué par les modèles à particules indépendantes, qui représentent le noyau comme une assemblée de nucléons indépendants les uns des autres en mouvement dans le champ moyen créé par l'ensemble. Ces modèles permettent entre autres de décrire la structure en couches des noyaux. Les nombres magiques, qui correspondent aux fermetures de couches, sont la manifestation la plus évidente de cette structure en couches. Dans l'apparition des nombres magiques expérimentalement observés, le couplage entre le spin intrinsèque et le moment angulaire orbital de chaque nucléon, dit couplage spin-orbite, joue un rôle décisif.

Avec l'avènement des faisceaux radioactifs se pose désormais la question de l'évolution de la structure en couches à mesure que l'on s'éloigne de la ligne de stabilité. Cette question en soulève nécessairement une autre, celle d'une éventuelle modification du couplage spin-orbite en fonction de l'isospin, prévue par certains modèles théoriques, et s'inscrit de manière plus générale dans la problématique de l'évolution de l'interaction effective nucléon-nucléon dans les noyaux exotiques. Les noyaux exotiques riches en neutrons occupent une place particulière dans la recherche de réponses à ces interrogations. Dans plusieurs régions de masse, il est en effet dorénavant et déjà possible d'atteindre expérimentalement la limite d'existence des noyaux, la « drip-line », au-delà de laquelle les forces nucléaires ne parviennent plus à lier ensemble les nucléons. Déjà, des modifications de la structure en couches semblent être mises en évidence, et de nouveaux phénomènes apparaissent.

Notre travail s'inscrit dans cette problématique ; puisqu'il porte sur l'étude des noyaux instables riches en neutrons. La détermination de la structure en couches des noyaux étudiés nécessite la réalisation de trois points suivants : un espace de valence, une interaction effective, la construction et la diagonalisation de la matrice d'énergie.

Dans le cadre de ce mémoire, on s'est intéressé à l'étude de la structure des noyaux riches

en neutrons au voisinage des noyaux doublement magiques ${}_{82}^{208}\text{Pb}$, ${}_{50}^{132}\text{Sn}$ et semi (doublement) magique ${}_{28}^{68}\text{Ni}$, afin d'extraire la similarité entre les trois régions d'une part et d'étudier la structure des noyaux au voisinage de $Z=28$ avec deux coeurs ${}_{28}^{68}\text{Ni}$ et ${}_{28}^{66}\text{Ni}$ d'autre part.

Ce manuscrit comprend quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous discutons sur les noyaux magiques ainsi que le comportement des nombres magique sur et loin de la vallée de stabilité. Après, nous exposons les preuves expérimentales des fermetures de sous couches à $N=40$ et $N=38$.

Le deuxième chapitre est consacré à l'introduction des notions de base du modèle en couches nucléaire et quelques approximations microscopiques de champ moyen utilisées pour les calculs spectroscopiques des régions étudiées.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les calculs des énergies d'excitation dans le cadre du modèle en couches à l'aide des interactions résiduelles schématiques Delta et MSDI pour les noyaux à trois nucléons de valence dans les régions du Plomb, de l'Etain et du Nickel. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales et à ceux publiés dans la littérature.

Dans le dernier chapitre, nous présentons les calculs des énergies d'excitation pour les noyaux de la région du Nickel de masse $A = 71$. Ces calculs sont faits à l'aide du code de structure nucléaire OXBASH sur la base d'interactions effectives connues avec la réalisation de certaines modifications. Les résultats obtenus sont comparés à l'expérience.

Chapitre 1

Motivations

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 est la séquence des nombres dits magiques en physique nucléaire. Ces nombres marquent la structure en couches de la matière nucléaire : lorsque le nombre de protons, ou de neutrons, d'un noyau stable est magique. Ce noyau présente une plus grande stabilité que ses voisins de la charte des noyaux. Mis en évidence expérimentalement à partir des années 1930 pour les noyaux stables, ils sont reproduits théoriquement pour la première fois en 1949 par Mayer et Jensen [1,2]. La théorie du modèle en couches prédit ces nombres magiques assurant la reproduction, au moins qualitative, de nombreuses observables liées à la stabilité des systèmes nucléaires et à leurs corrélations.

Depuis plusieurs d'années, l'étude des noyaux instables montre que la séquence des nombres magiques a évolué lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité, et d'autres nombres magiques ont apparu. C'est le cas de $N = 40$ à la drip line neutron, que certains résultats expérimentaux et théoriques conduisent à considérer comme magique [3,4,5,6].

Les motivations de l'étude des noyaux riches en neutron autour des noyaux magiques fournissent d'importantes informations sur la structure nucléaire, en particulier les noyaux des régions magiques Pb, Sn et Ni.

Dans ce chapitre, on discute d'abord pourquoi remettre en cause les nombres magiques ?. Puis, on présente les régions des noyaux doublement magique Sn et Pb. Et enfin, on étudie dans le cas particulier, les fermetures de sous couche $N = 40$ et $N=38$ qui sont présentées par différentes signatures expérimentales. Ces dernières montrent des changements importants de la structure des noyaux proches de la drip line neutron.

1.1 Nombres magiques dans les noyaux

Le nombre magique est la quantité la plus fondamentale gouvernant la structure nucléaire. L'identification de ces nombres et leur origine a permis à Mayer et Jensen d'élaborer le modèle en couches nucléaire [1,2]. L'étude de structure nucléaire a beaucoup avancé sur la

base de ce modèle. Cette étude a été faite d'une manière prédominante pour les noyaux stables constituant la ligne de stabilité β dans la charte nucléaire. Dans de tels noyaux, la structure en couches peut être présentée en termes de potentiel d'oscillateur harmonique avec une correction spin-orbite [7].

Les études sur les noyaux exotiques loin de la ligne de stabilité β ont avancé avec les développements de faisceaux nucléaires radioactifs. Les nombres magiques dans ces noyaux peuvent avoir une issue tout à fait intrigante. Des modifications importantes apparaissent dans la structure des noyaux exotiques en comparaison aux noyaux stables. Des nombres magiques peuvent disparaître, et de nouveaux peuvent apparaître.

Les noyaux à nombres magiques servent comme des repères importants dans la théorie nucléaire, en particulier, les noyaux riches en neutrons. Ces derniers jouent un rôle important dans la capture de neutron rapide et représentent un intérêt spécial pour l'étude du processus r astrophysique [8].

1.1.1 Nombres magiques sur la vallée de stabilité

Quand nous parlons de la confirmation expérimentale des nombres magiques, nous faisons référence aux données près de la vallée de la stabilité, comme il a été le point de départ pour n'importe quel travail expérimental dans la physique nucléaire. Le bon exemple des noyaux magiques sur la vallée de la stabilité sont les noyaux doublement magiques $^{16}_8\text{O}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$ et $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ auxquels les nombres de proton et de neutron sont magiques. Ils ont une énergie extrêmement élevée des premiers états excités.

1.1.2 Pourquoi remettre en cause les nombres magiques ?

Nos connaissances expérimentales reposent essentiellement sur les noyaux stables. On peut donc se demander si ces noyaux retiennent leur magie loin de la stabilité. En effet, les noyaux proches des drip-lines peuvent présenter des distributions de densité inhabituelles générées par leur grand excès de neutrons ou de protons. Dans le cas, d'un halo ou d'une peau de neutrons leur surface peut devenir plus diffuse. Or, les forces nucléaires étant de courte portée, le potentiel suit assez fidèlement la distribution de densité. Comme le potentiel spin-orbite possède un facteur de forme qui est proche de la dérivée du potentiel central $\frac{dU}{dr}$, on peut s'attendre à un affaiblissement du potentiel spin-orbite loin de la stabilité. Les calculs de Dobaczewski donnent l'effet d'un tel affaiblissement pour les nombres magiques 50 et 82, qui sont justement créés par la séparation des couches $j=l+\frac{1}{2}$ et $j=l-\frac{1}{2}$ due au potentiel spin-orbite (figure (1-1)), de forme généralement sphérique et sont difficiles à exciter. Ces calculs prédisent un affaiblissement des nombres magiques 50 et 82 au profit des gaps 40 et 70 qui sont ceux d'un pur potentiel harmonique.

Des raisonnements analogues peuvent être conduits dans d'autres régions de masse. D'autres approches peuvent également générer une érosion des gaps du modèle en couches. L'exemple dans le cas du ^{11}Be qui montre une inversion entre les couches $2s_{1/2}$ et $1p_{1/2}$, où un affaiblissement de la fermeture de couche $N=8$ a été mis en évidence [9].

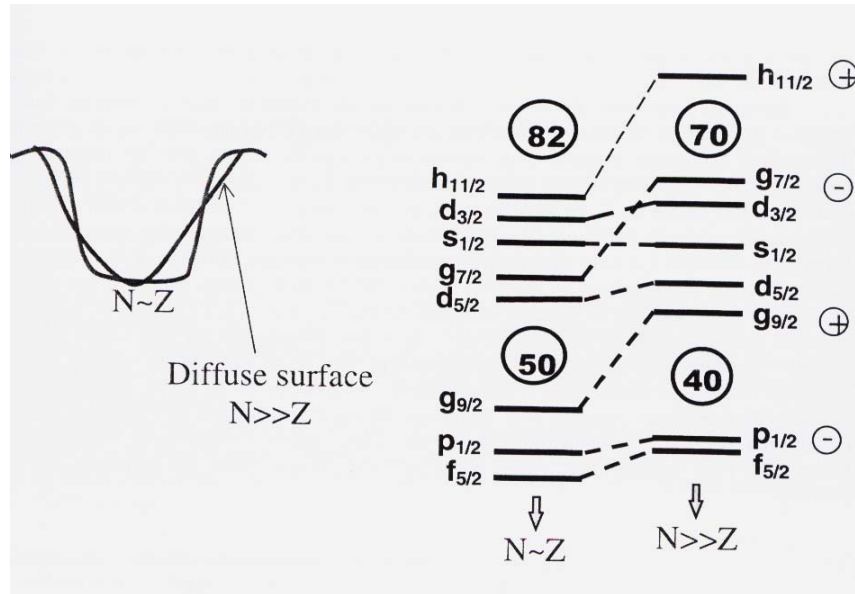


Figure (1-1) : Modification de la structure en couches loin de la stabilité autour des nombres magiques $N=50$ et $N=82$ dû à la surface diffuse [9].

1.1.3 Nombres magiques loin de la stabilité

L'étude de l'évolution des effets de couche très loin de la vallée de stabilité constitue un axe majeur de la recherche en physique nucléaire tant sur le plan expérimental que théorique. En particulier dans les noyaux contenant un nombre de neutrons en fort excès par rapport au nombre de protons, de nouveaux comportements de la matière nucléaire ont été observés : arrangement de l'excès de population neutronique, dilution de l'interaction spin-orbite et modification des nombres magiques [10].

Les fermetures de couches de l'oscillateur harmoniques pour les noyaux riches en neutron (^{11}Li et ^{12}Be à $N = 8$, ^{31}Na et ^{32}Mg à $N = 20$, ^{44}S à $N=28$ et ^{68}Ni à $N = 40$) aussi bien que pour les noyaux riches en proton (^{80}Zr à $N = Z = 40$) ne semblent plus valides. Par contre, la correction spin-orbite des fermetures (**28, 50, 82, 126**) est infaillible.

D'une manière simple, les effets de couche apparaissent dans l'accroissement du nombre des isotopes (isotones) stables avec les nombres de proton (neutron) magique (Figure (1-2)). En particulier, relativement à leurs éléments voisins, les chaînes des isotopes stables se prolongent pour le Calcium (^{40}Ca à ^{48}Ca), Nickel (^{58}Ni à ^{78}Ni) et l'Étain (^{112}Sn à ^{134}Sn) à cause des effets des nombres magiques à $Z=20, 28$ et 50 respectivement.

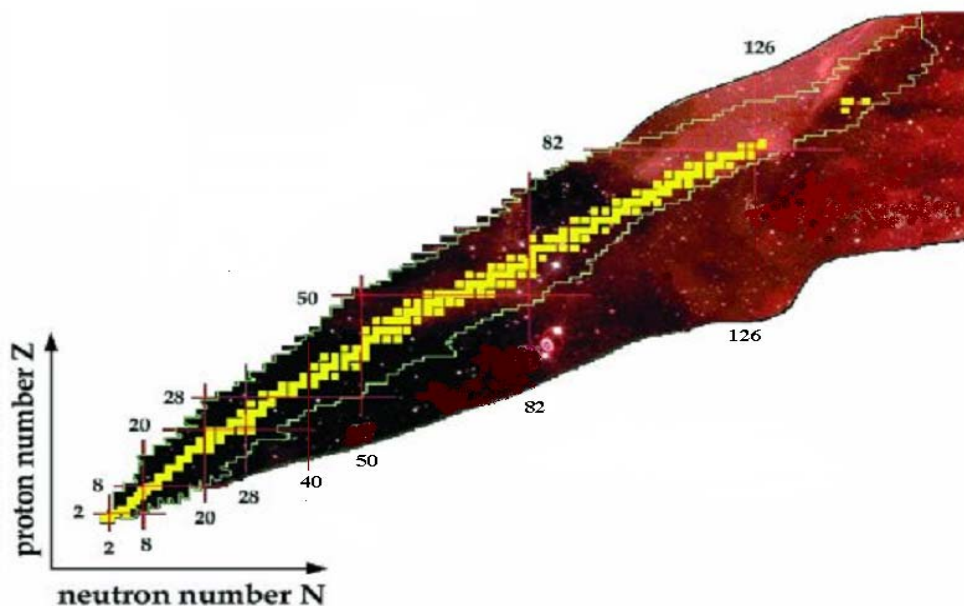


Figure (1-2) : La charte nucléaire.

Comment une fermeture de couche peut-elle disparaître?. Ceci dépend de l'équilibre de deux tendances opposées. Les nombres magiques sont associés aux intervalles d'énergie dans le champ moyen sphérique qui favorise les particules au dessus d'une couche fermée. Cependant, cette énergie peut être en partie récupérée, parce que les couches fermées n'ont aucune énergie de l'appariement, au contraire des configurations de couches ouvertes en neutrons et/ou en protons. Comme exemple, dans le ^{80}Zr , l'intervalle entre la couche pf et l'orbitale $1g_{9/2}$ est considérablement réduit par la très forte attractivité de l'interaction spin orbite.

1.2 Régions des noyaux doublements magiques ^{132}Sn et ^{208}Pb

L'étude des noyaux loin de la vallée de stabilité d'aujourd'hui est un des champs les plus actifs dans la physique nucléaire expérimental à cause de son importance intrinsèque pour la structure nucléaire et ainsi dans le domaine de l'astrophysique.

Parmi les noyaux de la charte nucléaire, les noyaux autour des couches doublement magiques jouent un rôle clef. Particulièrement, les noyaux à quelques nucléons de valence autour des noyaux ^{132}Sn et ^{208}Pb [11] présentent une structure similaire très intéressante. En effet, Blomqvist [12] découvrit qu'il existait une certaine similarité entre les propriétés spectroscopiques nucléaires des noyaux de ces régions. Les gaps des énergies individuelles dans les deux cas sont comparables et les orbitales au-dessus et en dessous de ces gaps sont similairement ordonnées. Chaque état individuel dans la région de ^{132}Sn a son homologue dans celle

de ^{208}Pb avec le même nombre quantique radial n , mais une unité plus grande en moments angulaires l et j .

La similarité entre la forte fermeture de couches du noyau ^{132}Sn et celle du ^{208}Pb ouvre la possibilité d'explorer les propriétés des états simples des noyaux de la région ^{132}Sn sous des conditions comparables mais non identiques à ceux de la région du ^{208}Pb . Les difficultés expérimentales rencontrées pour les études des noyaux autour de ^{132}Sn sont liées aux circonstances que ces noyaux se trouvent loin de la stabilité β du côté riche en neutrons, contrairement à ceux de ^{208}Pb qui en sont très proches (figure 1-3). Cette étude est basée sur l'identification de certaines homologues entre les noyaux ayant une structure de valence similaire : avoir des règles de similarité en ordre et en espacement énergétique, de spin et de parité des états.

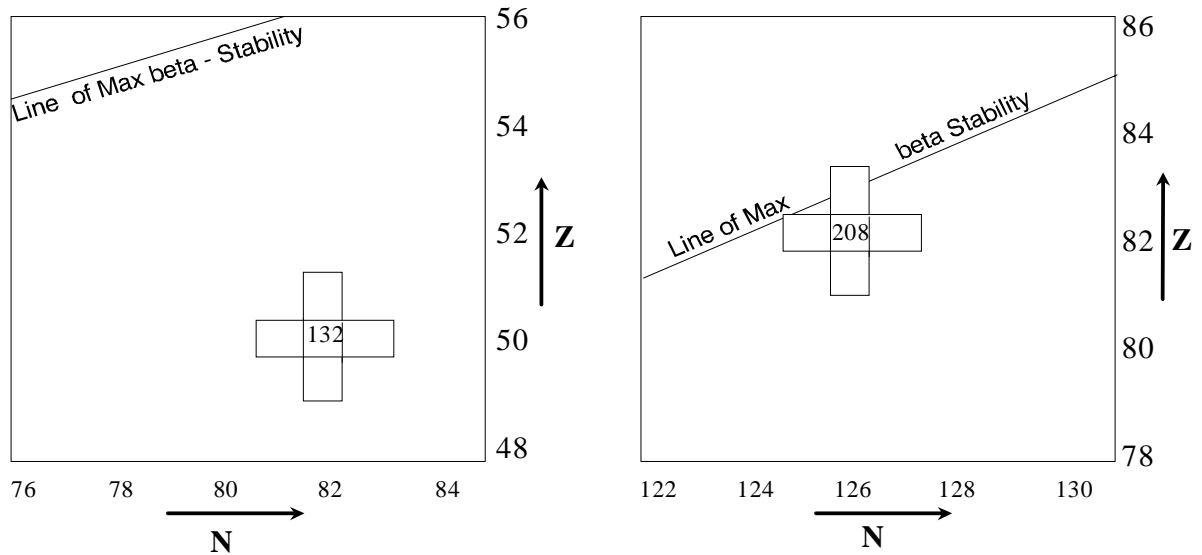


Figure (1- 3) : Régions de ^{132}Sn et de ^{208}Pb relatives à la ligne du stabilité β .

Cette similarité a conduit à établir une relation de liaison entre ces deux régions :

$$\Delta_{nlj}(^{132}\text{Sn}) = \left(\frac{208}{132}\right)^{\frac{1}{3}} \Delta_{nl+1j+1}(^{208}\text{Pb}) \quad (1.1)$$

Δ : est la différence entre l'énergie mesurée ε_{exp} et celle calculée ε_{cal} :

$$\Delta = \varepsilon_{cal} - \varepsilon_{exp} \quad (1.2)$$

Du fait de l'importance de la similarité existante entre ces deux régions, nous allons étudier certains noyaux à quelques nucléons de valence autour des deux régions afin d'élargir cette homologie à la région du Nickel.

1.3 Région du Nickel

La région riche en neutron du nickel a été le sujet de plusieurs études expérimentales ces dernières années. La plupart de ces recherches sont basées sur les noyaux autour de $N=40$ et $N=38$ à cause des limitations expérimentales, et peu d'informations existantes sur la région des isotopes du nickel spécialement autour de $N=50$, où ces régions des isotopes du nickel restent un sujet intéressant. Localisés loin de la ligne de stabilité, ces noyaux sont très difficiles à produire. Différentes méthodes sont utilisées pour leur production, la fission spontanée ou induites par neutrons thermiques, les processus de fragmentation ou profondément inélastiques à énergie intermédiaire ou relativiste.

Plusieurs études sont réalisées sur la région du nickel spécialement sur les masses (60-78), en particulier par le groupe des chercheurs à GANIL. Ces études sont basées sur les modes de désintégration des différentes isomères de cette région et aussi quelques recherches théoriques [4,5,13]. Les chercheurs sur cette région rencontrent des difficultés d'avoir plus d'informations sur ces noyaux parce qu'ils situent loin de la vallée de stabilité, (le dernier isotope du nickel à $A=78$).

Les fermetures des sous couches $N=40$ et $N=38$ sont situées de part et d'autre de l'orbitale $1g_{9/2}$ qui est rappelons-le, une orbitale intruse dans cette région. Cette orbitale joue un rôle important avec des effets multiples qui agissent pour ou contre des fermetures de sous couches aux $N=40$ et $N=38$ qui motivent l'étude de cette région. Cette étude permet donc d'appréhender l'influence du remplissage de cette orbitale sur la structure du noyau.

Dans la suite de ce chapitre, on étudie les fermetures de sous couche $N = 40$ et $N=38$ qui sont montrées par des différentes signatures expérimentales.

1.3.1 La fermeture de sous couche $N=40$

La structure en couches des noyaux riches en neutrons présente des écarts en énergie entre orbitales (gap) différents de ceux des noyaux stables sur lesquels sont construits la plupart des modèles de structure nucléaire. L'étude des évolutions de couches avec l'isospin pose ainsi de fortes contraintes sur les modèles.

La sous couche $N=40$ est particulièrement intéressante à étudier puisqu'elle constitue une observable persistance du nombre magique 40, issue d'une description du noyau en termes d'oscillateur harmonique sans terme spin-orbite. De part et d'autre du nombre $N=40$, il y a changement de parité entre les orbitales, avec apparition d'une orbitale de valence de haut spin (appelée niveau intrus). Ces deux caractéristiques ont des conséquences importantes sur les comportements des noyaux autour de $N=40$ vis à vis de la conservation de la symétrie de parité et de l'apparition de la superfluidité. Les études entreprises au GANIL par excitation Coulombienne et par décroissance bêta permettent la mise en évidence de ces phénomènes et de leur impact sur la collectivité et la déformation des noyaux [14].

Preuves expérimentales

Plusieurs études expérimentales ont été effectuées à cette fermeture de sous couche $N = 40$ (dans la région du ^{68}Ni). En 1982, M. Bernas et al. [15] ont réalisé une des premières études sur les niveaux excités de ce noyau. Ils ont montré que le premier état excité du ^{68}Ni était 0_1^+ , établissant ainsi une inversion entre 2_1^+ et 0_1^+ et ont conclu que cette observation était reliée à la fermeture de la sous couche $N=40$.

Plus tard en 1995, Broda et al. [3] ont mesuré l'énergie du premier état excité de spin 2_1^+ . L'énergie mesurée était de 2033 keV, valeur beaucoup plus élevée que celles des noyaux $^{58-66}\text{Ni}$. Cette mesure indique une forte stabilité, dans la série des isotopes de Nickel, pour le nombre de neutrons $N=40$.

En 2002, Sorlin et al. [6] ont étudié la probabilité de transition $B(E_2 : 0_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ dans ^{68}Ni par excitation Coulombienne. La valeur mesurée était relativement faible par rapport aux autres isotopes du Nickel.

Dans ce concept, les observables expérimentales sur différentes chaînes isotopiques de cette région, en particulier les masses, les énergies des premiers niveaux 2^+ des noyaux pairs-pairs, les probabilités de transitions $B(E_2)$, la présence des états isomères ou les caractéristiques de leur désintégration β ont été mesurées.

Mesure d'excès de masse (Shell gap)

La signature la plus sensible et directe pour les fermetures d'une sous couche est dérivée des masses et plus particulièrement des énergies de liaison de 2 neutrons. La différence des énergies de séparation de deux neutrons δ_{2n} est définie comme suit [16] :

$$\delta_{2n}(Z, N) = S_{2n}(Z, N + 2) - S_{2n}(Z, N) \quad (1.3)$$

Où

$$S_{2n}(Z, N) = B(Z, N) - B(Z, N - 2) = [M(Z, N - 2) - M(Z, N) + 2m_n] \quad (1.4)$$

$B(Z,N)$ et $M(Z,N)$ sont respectivement l'énergie de liaison et la masse atomique du noyau (Z,N) . m_n est la masse du neutron.

La variation de δ_{2n} en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pairs – pairs du nickel est représentée dans la figure (1-4).

δ_{2n} présente un maximum quand les noyaux sont plus liés que leurs voisins. C'est entre autre le cas des noyaux ayant des couches fermées en neutrons. La fermeture de couche du noyau ^{56}Ni correspond bien à un maximum sur cette courbe. Par contre, cette différence des énergies de séparation de 2 neutrons ne présente pas de maximum pour le ^{68}Ni , indiquant

que du point de vue de cette observable il n'y a pas d'évidence de fermeture de couches à $N=40$.

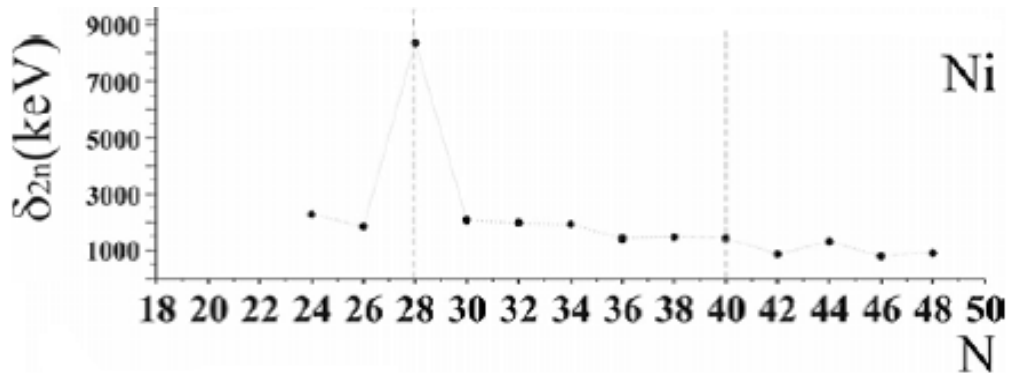


Figure (1-4) : L'évolution de δ_{2n} pour les isotopes riches en neutrons de $Z=28$ [17]

L'énergie $E(2^+)$

Une mesure indirecte de la magie des noyaux est donnée par les énergies des niveaux excités 2^+ dans les noyaux pairs-pairs.

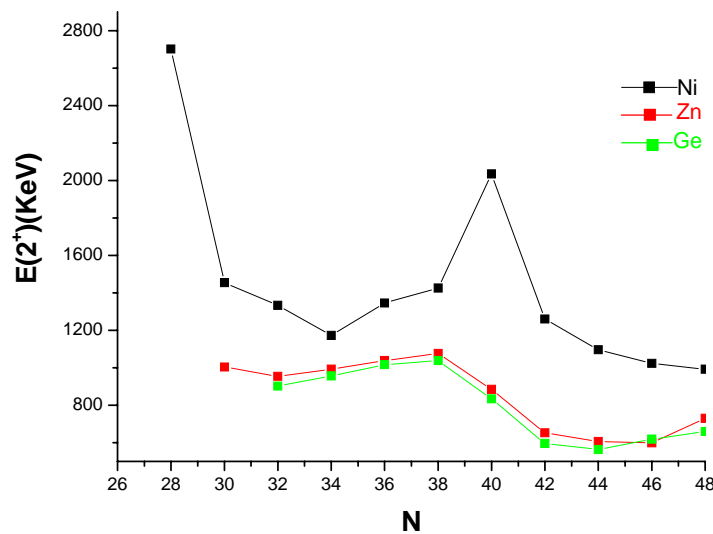


Figure (1-5) : Energies du premier niveau 2^+ dans les noyaux pair-pair des isotopes de Nickel aux isotopes de Germanium [11].

La figure (1-5) présente l'énergie des niveaux 2^+ des isotopes de Ni, Zn et Ge. On y observe que l'énergie de l'état 2^+ de ^{68}Ni est plus de 500 keV au dessus de celle des états 2^+ des isotopes pairs voisins. Dans la chaîne isotopique du Ni, l'énergie $E(2^+)$ présente deux maxima, l'un pour le ^{56}Ni ($N=Z=28$) et l'autre pour le ^{68}Ni ($N=40$, $Z=28$).

La probabilité de transition $B(E_2)$

Les probabilités de transition $B(E_2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ sont une indication de la persistance d'une couche fermée et de la rigidité de cette couche contre des excitations quadripolaires. Elles ont été mesurées pour les isotopes de Nickel de ^{56}Ni à ^{68}Ni [6,18]. Ces valeurs sont représentées dans la figure (1-6).

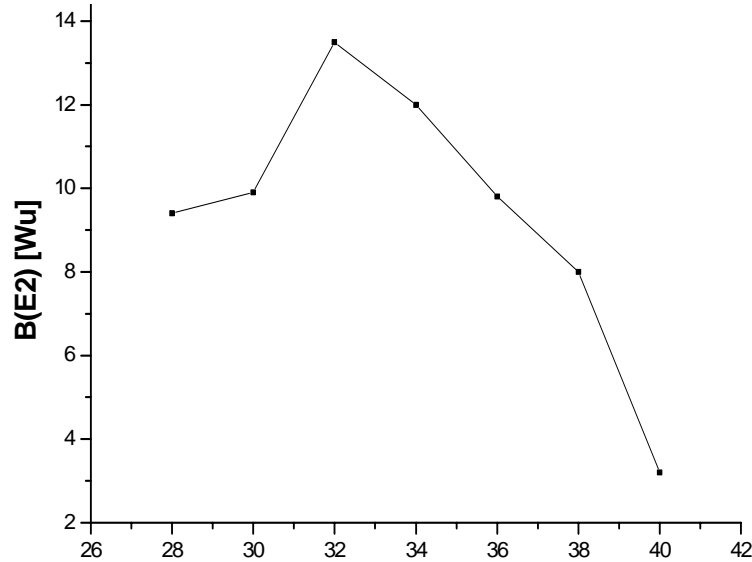


Figure (1-6) : Probabilités de transition $B(E_2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ pour les isotopes pair-pair de Nickel.

Le noyau de ^{68}Ni présente une valeur de $B(E_2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 3.2(7)$ Wu [6]. Elle est 3 fois plus faible que celle de ^{56}Ni et c'est une des plus petites valeurs pour un noyau semi doublement magique. Ceci est due au fait que la parité positive de l'orbital $1g_{9/2}$ interdit les excitations quadripolaires à partir de la couche fp de parité négative. Ce qui implique une forte réduction de $B(E_2)$ [19].

La décroissance β

Un autre outil pour sonder les propriétés des noyaux riches en neutrons est la désintégration β . Sa nature sélective rend possible la déduction de spins des niveaux du noyau fils. Un aspect très important dans ce type d'expérience est la mesure des coïncidences β - γ ou β - γ - γ . Comme exemple, nous pouvons donner la mesure de la décroissance $^{69}\text{Co} \rightarrow ^{69}\text{Ni} \rightarrow ^{69}\text{Cu}$ produit à LISOL (Leuven Isotope Separator On Line) par la réaction de fission de ^{238}U [4]. Cette mesure a permis l'estimation autour de 1 MeV du saut en énergie à $N = 40$ à partir de la différence entre les états $\frac{1}{2}^- (\nu g_{9/2}^2 p_{1/2}^{-1})$ et $\frac{9}{2}^+ (\nu g_{9/2}^1 p_{1/2}^2)$. Le schéma proposé est présenté dans la figure (1-7).

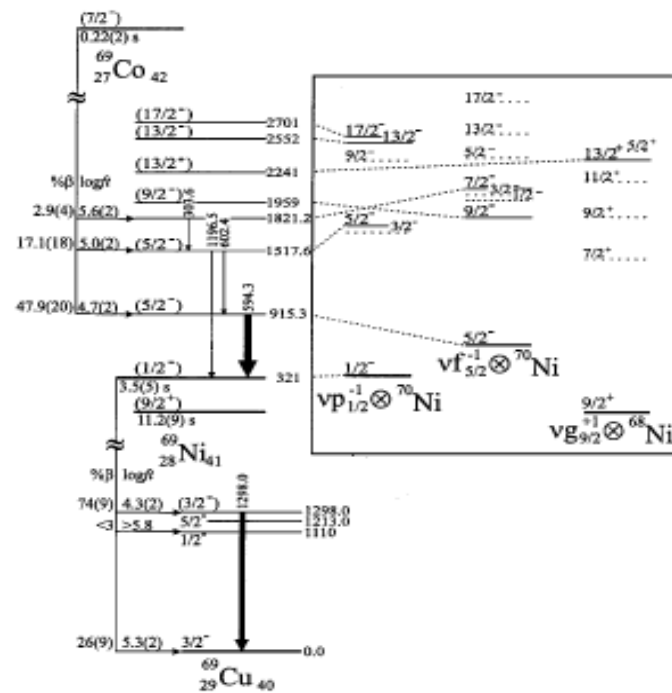


Figure (1-7) : Schéma de niveaux déduit de la décroissance du ^{69}Co [4]

Les niveaux de parité positive du ^{69}Ni sont interprétés comme résultant du couplage d'un neutron sur l'orbitale $g_{9/2}$ avec un coeur de ^{68}Ni . Par contre, les niveaux de parité négative sont présentés comme étant des excitations (2 particules -1 trou) dues au couplage d'un trou $p_{1/2}$ ou $f_{5/2}$ avec le coeur de ^{70}Ni .

L'étude des niveaux isomères

Plusieurs niveaux isomères ont été découverts dans des noyaux situés dans le voisinage d'une fermeture de couches $N=40$ [3,4,20,21]. L'origine des états isomères dans ces noyaux réside dans le caractère intrus de l'orbitale $g_{9/2}$ qui se trouve très proche en énergie de la couche "fp". L'étude systématique des premiers états $\frac{9}{2}^+$ rend compte de l'évolution de cette orbitale $g_{9/2}$. Dans la plus part des cas, ces niveaux devraient faire intervenir uniquement une particule dans l'orbitale $g_{9/2}$. Une compilation des énergies expérimentales du premier niveau $\frac{9}{2}^+$, disponibles dans la littérature, est présentée sur la Figure (1-8) pour les isotopes du Ti, Cr, Fe, Ni, Zn et Ge [17].

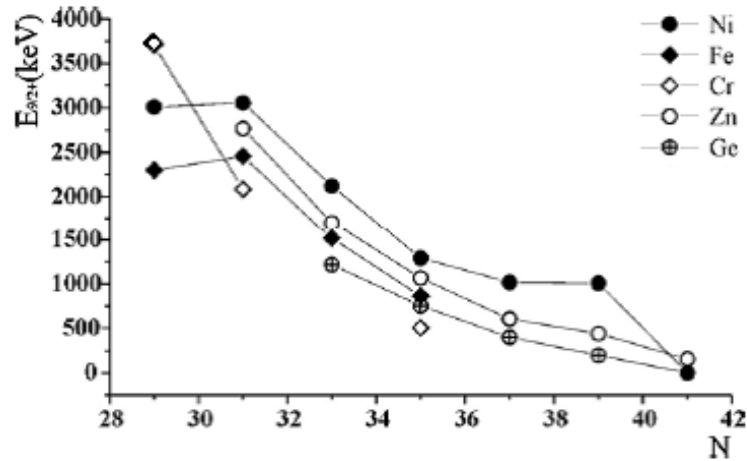


Figure (1-8) : Valeurs expérimentales des énergies de premier niveau $9/2^+$ dans des noyaux riches en neutrons autour de $N=40$ [17].

Il est intéressant de suivre le comportement de ces niveaux pour une chaîne d'isotopes. On peut voir que l'énergie $E(9/2^+)$ a une valeur maximale pour les isotopes de Ni et diminue pour les noyaux avec $Z > 28$ et $Z < 28$.

1.3.2 La fermeture de sous couche $N=38$

L'étude de la fermeture de sous couche à $N=38$ est réalisée dans le but de confirmer l'existence de la magie du ^{66}Ni .

Le premier signe de la présence d'une fermeture de couche neutron à $N=38$ comparé avec celle de $N=40$ est donné par l'évolution des mesures expérimentales du $B(E_2)$ pour les chaînes isotopiques du Ni et Zn, représentées sur la figure (1-9).

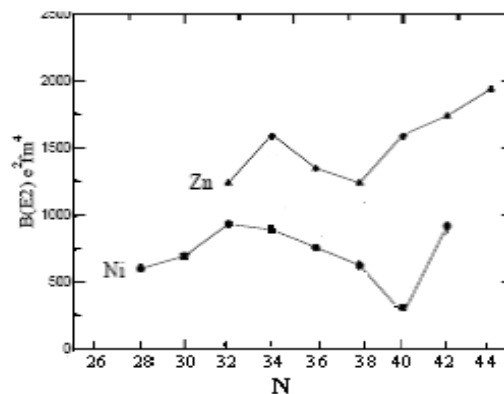


Figure (1-9) : Valeurs expérimentales et calculées du $B(E_2)$ pour les chaînes isotopiques Ni et Zn [13].

Cette courbe montre que la plus faible valeur de $B(E_2)$ est à $N=38$ pour la série du Zn et à $N=40$ pour la série du Ni.

Le deuxième signe le plus convainquant de la présence d'une fermeture de sous couche neutron à $N=38$ dans les isotopes du Ni et du Zn, peut être obtenu en suivant l'espacement en énergie des deux premiers états excités dans les isotopes impairs de Ni et de Zn avec $N=39$ et $N=41$ (figure 1-10).

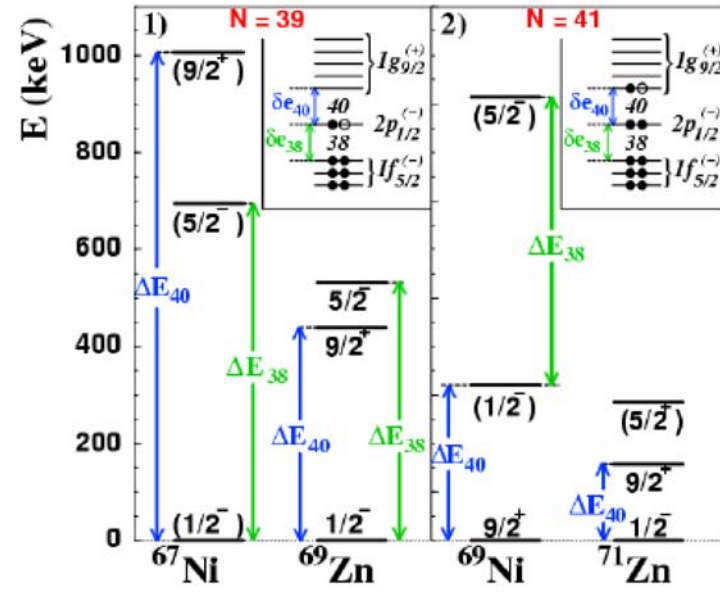


Figure (1-10) : Energies d'excitation expérimentales des trois premiers états pour les noyaux ($^{67}\text{Ni}_{39}$, $^{69}\text{Zn}_{39}$) et ($^{69}\text{Ni}_{41}$, $^{71}\text{Zn}_{41}$) [13].

Dans cette figure (1-10), les différences d'énergie d'excitation ΔE_{38} et ΔE_{40} sont liées respectivement à l'espacement δe_{38} à $N=38$ entre les couches $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ et δe_{40} à $N=40$ entre les couches $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. On peut voir que les δe_{38} et δe_{40} sont actifs dans les isotopes du Ni impair : les différences d'énergie d'excitation ΔE_{38} et ΔE_{40} sont aussi grandes que les spectres d'excitation $^{67,69}\text{Ni}$, avec seulement 2 états excités en-dessous du 1MeV (900keV pour ^{69}Ni) ayant une densité deux fois plus faible que dans les isotopes impairs de Zn correspondants. En effet, pour le ^{69}Zn le ΔE_{38} est plus petit (100keV) et le ΔE_{40} est deux fois plus petit qu'en ^{67}Ni . Et pour le ^{71}Zn , l'orbitale $1g_{9/2}$ est ainsi plus proche de $2p_{1/2}$ que $1f_{5/2}$ qui n'est pas impliqué dans les premiers états excités ; le ΔE_{38} ne peut plus être déduit [13].

Chapitre 2

Modélisation Microscopique

Les propriétés microscopiques ont été mises en évidence dès les années 40 par le biais de mesures de moment magnétique, des propriétés collectives (énergie du premier état rotationnel 2^+ dans les noyaux pair-pair ou temps de vie). Les systématiques révèlent une stabilité accrue et une sphéricité des noyaux présentant un nombre de protons et/ou de neutrons magique. La première description microscopique satisfaisante a été donnée par le modèle en couches, introduit indépendamment d'une part par Maria Goeppert Mayer [1] et d'autre part par Haxel, Jensen et Suess [2]. Ce modèle consiste à utiliser le potentiel de l'oscillateur harmonique auquel sont ajoutés les termes de couplage de moment angulaire l^2 et de couplage spin orbite $l \cdot s$ [22]. Ce dernier terme écartant les orbitales de mêmes nombres quantiques N, l permet de bien reproduire la séquence des nombres magiques jusqu'à $Z=82$ et $N=126$ correspondants au noyau doublement magique ^{208}Pb .

La séquence des nombres magiques peut bien entendu être perpétuée à l'infini (mais n'avait pas été envisagée lors du développement du modèle en couches). Ainsi, le nombre magique suivant en neutron devrait être 184. L'îlot de stabilité sphérique doit être localisé autour du noyau $Z=114$.

2.1 Modèle en couches et interactions effectives

Ce modèle élaboré à la fin des années 40, s'est révélé très efficace et plus général pour décrire simultanément toutes les propriétés physiques d'une région de masse donnée. Parmi elles, on peut citer les énergie de liaison, le spin, la parité, les énergies des états excités, la densité de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation et les valeurs des matrices d'opérateurs de transitions électromagnétiques, transitions β , etc...

L'un des buts importants de l'utilisation du modèle en couches est la détermination du spectre d'énergie d'un noyau. Pour y arriver il faut définir une interaction effective. Dans ce cas, deux approches sont connues : l'approche macroscopique et l'approche microscopique.

Cette dernière prend comme base le potentiel nucléon-nucléon. La théorie de perturbation indépendante du temps est utilisée pour trouver l'opérateur V_{res} .

2.1.1 Principe du calcul dans le cadre du modèle en couches

Le but des calculs microscopiques de la structure nucléaire est la détermination des différentes propriétés des noyaux finis à partir de l'Hamiltonien décrivant l'interaction entre ses nucléons. Dans le cadre du modèle en couches, on considère le noyau composé de A particules interagissant deux à deux, et obéissant à une équation non relativiste de type Schrodinger, de la forme suivante :

$$H \Psi = E \Psi \quad (2.1)$$

L'hamiltonien d'un système de A nucléons en mouvement indépendant s'écrit comme suit :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i < j=1}^A W(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (2.2)$$

Où $\frac{\vec{p}_i^2}{2m_i}$ est l'énergie cinétique du nucléon i et $W(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ est l'interaction à deux corps entre les nucléons i et j . Cette interaction possède un coeur répulsif et une grande partie consiste en un champ attractif moyen, créé par tous les nucléons.

Pour simplifier ce problème, on considère que chaque nucléon se déplace de manière indépendante dans un potentiel créé par les autres nucléons $U(\vec{r}_i)$. L'hamiltonien se réécrit sous la forme :

$$H = \sum_{i=1}^A \left[\frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U(\vec{r}_i) \right] + \left[\sum_{i < j=1}^A W(\vec{r}_i - \vec{r}_j) - \sum_{i=1}^A U(\vec{r}_i) \right] \quad (2.3)$$

$$H = H_0 + V_{res} \quad (2.4)$$

Par conséquent, l'hamiltonien H se divise en deux parties. La première partie H_0 , contient seulement les termes liés à une particule dans un mouvement indépendant défini par un potentiel à un corps. La deuxième partie V_{res} représente l'interaction résiduelle entre ce potentiel et le potentiel réel.

Le potentiel moyen central (puits carré infini ou fini, oscillateur harmonique, Woods-Saxon ou bien d'autres types) est pris de manière à reproduire les nombres magiques expérimentaux : 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Le choix classique de ce potentiel est celui de l'oscillateur harmonique isotrope, invariant par rotation :

$$U(r) = -U_0 + \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2 \quad (2.5)$$

Où U_0 est la profondeur du puits, μ la masse réduite du système : $\mu = m \cdot \frac{A-1}{A}$, m étant la masse du nucléon libre et r la distance entre les nucléons et l'origine du référentiel. La quantité $\hbar\omega$ est le quantum d'énergie de l'oscillateur harmonique.

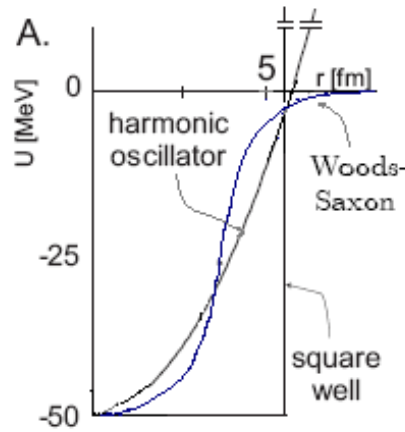


Figure (2-1) : Schéma du potentiel moyen : l'oscillateur harmonique, le Woods-Saxon et le puits carré ($A=100$, $R=1.25A^{1/3}$) [23].

L'avantage de l'oscillateur harmonique est que l'équation de Schrodinger est alors séparable en une partie radiale et une autre angulaire. Par conséquent, les fonctions d'onde propres sont le produit de la fonction radiale $R_{nl}(\vec{r})$ et les harmoniques sphériques $Y_{ml}(\theta, \varphi)$.

Donc, les valeurs propres des énergies sont données par :

$$E_{nl} = (2n + l - \frac{1}{2})\hbar\omega = (N + \frac{3}{2})\hbar\omega \quad (2.6)$$

Avec $N = 2(n - 1) + l$ le nombre de quanta excités de l'oscillateur harmonique.

n est le nombre quantique principal et l prend des valeurs de 0 à N .

La séquence des nombres magiques est bien reproduite par le potentiel de Woods-Saxon auquel est ajoutée l'interaction spin-orbite (éq 2-9). Il est paramétrisé par :

$$U(r) = \frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad (2.7)$$

Les paramètres du potentiel $U(r)$ sont [17] :

U_0 : la profondeur du potentiel de woods-Saxon (dont la valeur typique est $U_0 = -50$ MeV)

$R_0 = r_0 A^{-1/3}$: le rayon du noyau (dont le rayon réduit r_0 a une valeur typique de 1.2 fm)

a : le paramètre de diffusivité qui caractérise l'étendue de la surface nucléaire (de l'ordre de 0.7 fm).

Le potentiel de Woods-Saxon est plus réaliste que celui de l'oscillateur harmonique car il ne tend pas à l'infini en fonction de rayon r . De plus, il modélise la forme aplatie du fond du puits de potentiel et ainsi reproduit mieux la forme du noyau.

Pour enlever le degré de dégénérescence en l , il faut introduire les termes de correction suivant :

- L'effet de bord donné par

$$U_{EB}(r) = -Dl^2 \quad (2.8)$$

- L'effet de couplage spin-orbite avec :

$$U_{so}(r) = f(r) \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.9)$$

Où

$$f(r) = -C \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial U(r)}{\partial r} \quad (2.10)$$

Pour un potentiel de woods-Saxon, la dérivée devient :

$$\frac{\partial U(r)}{\partial r} = \frac{U_0 e^{(r-R)/a}}{a [1 + e^{(r-R)/a}]^2} \quad (2.11)$$

Cette expression peut être rapprochée plutôt étroitement par un équivalent Gaussien :

$$\frac{\partial U(r)}{\partial r} = \frac{U_0}{4a} \exp \left[-\left(\frac{r-R}{2.10a} \right)^2 \right] \quad (2.12)$$

Donc le potentiel nucléaire est donné par la formule (2.13), comme la somme de trois termes : un potentiel harmonique $\hat{U}_{OH}(\mathbf{r})$, un terme de surface $-D\hat{l}^2$ et le potentiel de spin-orbite à un corps $f(\mathbf{r})\hat{l}\cdot\hat{s}$. La figure (2-2) si dessous, montre les séquences des couches obtenues avec un tel potentiel.

$$\hat{U}(r) = \hat{U}_{OH}(r) - D\hat{l}^2 + f(r)\hat{l}\cdot\hat{s} \quad (2.13)$$

L'équation de Schrodinger s'écrit alors sous la forme :

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hat{U}_{OH}(r) - D\hat{l}^2 + f(r)\hat{l}\cdot\hat{s} \right] \Psi = E \Psi \quad (2.14)$$

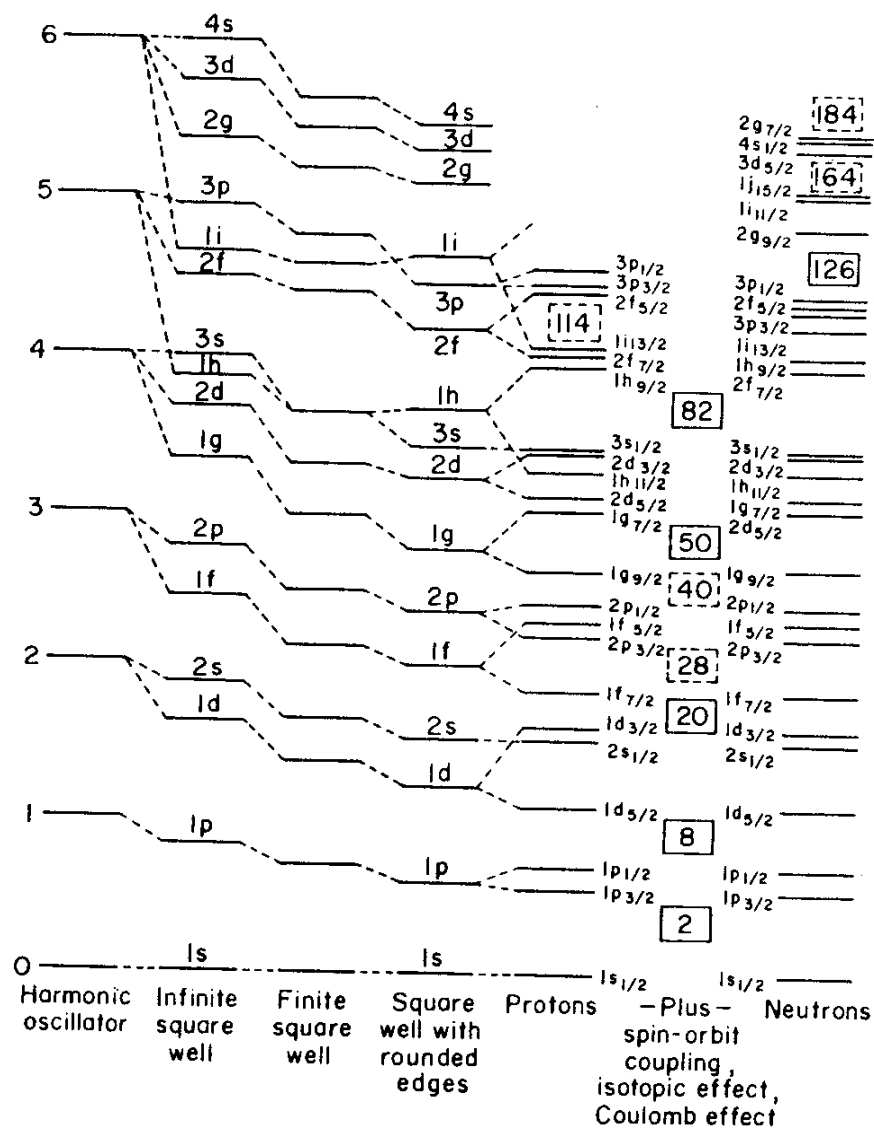


Figure (2-2) : Séquences des niveaux nucléaire du modèle en couches

La résolution de cette équation se ramène à une diagonalisation de H dans la base de l'oscillateur harmonique. Cette base offre plusieurs avantages : ses fonctions propres sont connues analytiquement et elle permet de traiter le problème des états. Pour ces états, le mouvement du centre de masse du noyau possède des excitations non physiques. Ceci provient du fait que, l'hamiltonien H étant calculé dans le référentiel fixe du laboratoire. Dans le cas de l'oscillateur harmonique on résout rigoureusement ce problème avec la méthode de Lawson [24].

On écrit les états à N_v nucléons de valence sous la forme de déterminants de Slater $|\phi_k\rangle$:

$$|\phi_k\rangle = |u_{k_1} \dots u_{k_{N_v}}\rangle \tag{2.15}$$

Où les $|u_k\rangle$ sont les états de particule individuelle. L'équation de Schrodinger s'écrit sous la forme :

$$\sum_{j=1}^d H_{kj} c_j = E c_k \quad (2.16)$$

Où d est la dimension de l'espace considéré, H_{kj} est l'élément de matrice $\langle \phi_k | H | \phi_j \rangle$ et c_k la composante de l'état propre $|\phi\rangle$ sur $|\phi_k\rangle$. Les termes H_{kj} se calculent à partir des éléments de matrice à un corps du type $\langle u_k | H_0 | u_{k'} \rangle$ et des éléments de matrice à deux corps du type $\langle u_{k_1} u_{k_2} | V_{res} | u_{k'_1} u_{k'_2} \rangle$.

2.1.2 Potentiel nucléaire et approximations microscopiques

Une grande partie des difficultés pratiques rencontrées dans les théories de champ-moyen est la définition (ou le calcul) du potentiel de champ-moyen lui-même. On distingue généralement deux types d'approches [25] :

- les modèles de champ moyen (approche phénoménologique) supposant un potentiel dans lequel les nucléons sont immergés. Varier la forme du potentiel permet de calculer la forme stable pour laquelle l'énergie est minimisée. Il s'agit des modèles de type Nilsson ou Woods-Saxon.

- les modèles de champ moyen auto-consistants (approche auto-cohérente). L'ingrédient du modèle est ici une interaction effective entre deux nucléons. Le champ moyen est dans ce cas un résultat du calcul et n'est donc pas fixé a priori. Deux sous-catégories peuvent être citées :

- le modèle Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B) utilisant une force de Skyrme de portée nulle ou de Gogny à portée finie

- le modèle de champ moyen relativiste (Relativistic Mean Field : R.M.F) dont l'interaction effective simule l'échange de mésons.

** Les méthodes auto-cohérentes, type HFB, par rapport à celles phénoménologiques, donnent un meilleur champ moyen pour un système donné ; leur pouvoir de prédiction est plus fort étant donné que ces calculs sont fondés sur un élément fondamental : l'interaction nucléon-nucléon. Néanmoins, dans le modèle en couches, les corrélations au-delà du champ moyen sont incluses naturellement. Ainsi ces deux théories sont complémentaires.

2.1.3 Interactions effectives

Les modèles nucléaires microscopiques sont basés sur l'interaction entre nucléons. Ici, nous nous concentrerons sur les modèles du champ moyen. Il est supposé que le nucléon se meut indépendamment dans un champ moyen créé par les autres nucléons.

Dans les calculs du modèle en couches, trois approches différentes existent pour la description de l'interaction effective :

1. Interactions effectives microscopiques (réalistes) : Ces interactions sont basées sur la Matrice G de la Théorie Brueckner. Elle traite deux nucléons dans le champ moyen nucléaire de façon analogue pour disperser les deux nucléons dans le vide [23]. La théorie de la matrice G prend le coeur dur répulsif de l'interaction nucléon-nucléon libre et construit l'interaction effective résultante pour des distances courtes. L'interaction dérivée par Hjorth-Jensen pour l'espace de valence [$2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$] et l'interaction GXPF1 pour la couche fermée pf [$1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$] par Honma [26]. Les versions ajustées de ces interactions existent, où les paramètres sont ajustés aux données expérimentales dans la région de masse considérée où l'interaction est appliquée. Un exemple est donné par les corrections de monopole dans l'interaction Hjorth-Jensen où l'interaction résultante donne une bonne description des propriétés spectroscopiques des isotopes du Ni et Cu.

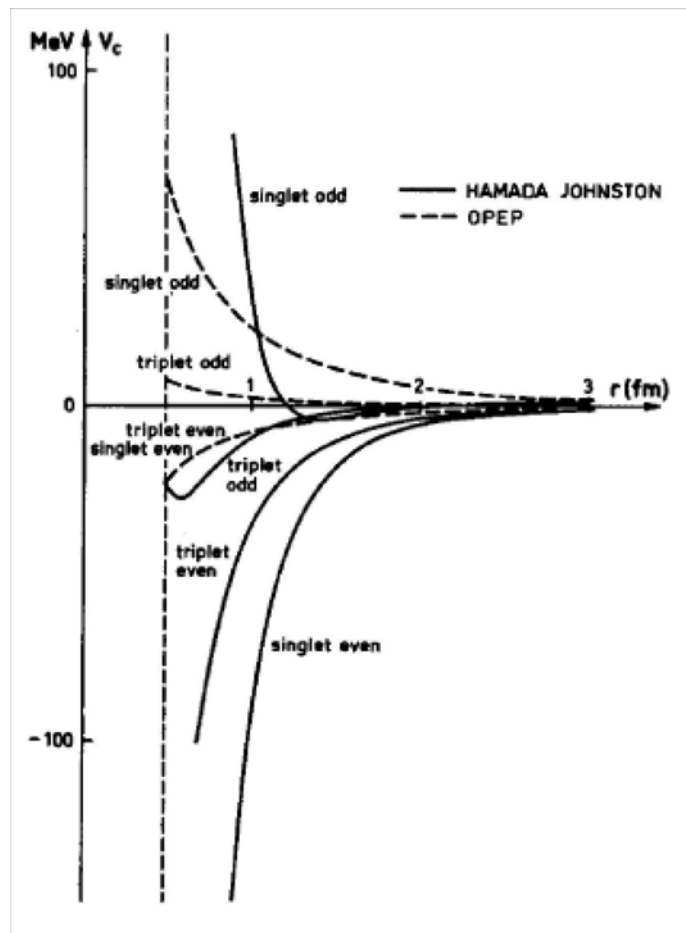


Figure (2-3) : Représentation du potentiel V_c de l'interaction réaliste nucléon-nucléon obtenu par T. Hamada et I.D Johnston [27]

2. Interactions effectives phénoménologiques : Les éléments de matrice de l'interaction à deux corps et les énergies individuelles sont obtenues par les données expérimentales dans la région de masse considérée. Les valeurs des paramètres sont ajustées par la méth-

ode des moindres carrés [27]. Une très bonne interaction pour la couche sd est obtenue par plusieurs interactions de Brown et de Wildenthal [23].

3. Interactions effectives schématiques : A partir des propriétés de base de la force nucléaire, tel que son caractère à courte distance, la forme simple du potentiel, les interactions effectives schématiques sont largement utilisées [27]. Les caractéristiques particulières de ces interactions fournissent une perspicacité dans la description des propriétés de la structure nucléaires.

On va donner deux types d'interactions schématiques :

L'interaction Delta

L'interaction Delta avec l'échange de spin fournit une forme analytique simple pour l'interaction nucléaire à deux corps, et peut être utilisée pour caractériser quelques traits saillants observés dans les spectres d'énergie des noyaux qui contiennent un système proton-neutron en dehors du coeur fermé. Elle est exprimée comme [28,29]:

$$V_{\delta}(1, 2) = -V(r)\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.17)$$

Son caractère attractif est assuré par le signe moins. De plus, la force δ peut être étendue en incluant le terme d'échange de spin :

$$V_{\delta}(1, 2) = -V_0(1 - \alpha + \alpha\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.18)$$

α varie entre 0 et 1 et V_0 la profondeur de l'interaction.

L'interaction MSDI

L'interaction Delta de surface modifiée MSDI est donnée par la relation [27] :

$$V^{MSDI}(1, 2) = -4\pi A'_T \delta(r(1) - r(2))\delta(r(1) - R_0) + B'(\tau(1) \cdot \tau(2)) + C' \quad (2.19)$$

avec

- A'_T ($T=0, 1$) est un paramètre de force déterminé expérimentalement.
- $r(1) - r(2)$ sont des vecteurs de positions des particules (1) et (2) en interaction.
- R_0 est le rayon nucléaire.
- Les deux derniers termes sont des constantes dépendant seulement des coordonnées d'isospin où :

$$\langle \tau(1) \cdot \tau(2) \rangle_T = 2T(T + 1) - 3 \quad (2.20)$$

La contribution de ces deux termes est donnée par :

$$\langle B'(\tau(1).\tau(2)) + C' \rangle = \begin{cases} -3B' + C' & \text{pour } T = 0 \\ B' + C' & \text{pour } T = 1 \end{cases} \quad (2.21)$$

On détermine les paramètres A'_T , B' et C' à partir de l'ajustement des données expérimentales des noyaux impair-impair de plusieurs régions de masse. L'interaction effective est un ingrédient clé pour le succès du modèle en couches nucléaire. Une fois une interaction fiable est obtenue, nous pouvons décrire correctement et systématiquement, plusieurs propriétés nucléaires qui nous aide à comprendre la structure sous-jacente, et faire des prédictions pour les propriétés inaperçues.

2.2 Système à N corps

2.2.1 Fonction d'onde à N particules

La fonction d'onde d'un système à \mathbf{N} nucléons prend la forme [29] :

$$\Psi(j^n \alpha; JM)_{nas} = \sum_{\alpha_1, J_1} [j^{n-1}(\alpha_1 J_1) j J \parallel j^n \alpha J] \Psi((j^{n-1}(\alpha_1 J_1) j); JM) \quad (2.22)$$

Où $[j^{n-1}(\alpha_1 J_1) j J \parallel J^n \alpha J]$ sont les coefficients de parentage fractionnel (**cfp**). Ils sont utilisés pour projeter la fonction d'onde antisymétrique de \mathbf{N} particules dans l'espace des fonctions d'ondes à $(\mathbf{N}-1)$ particules, couplées à la $n^{\text{ème}}$ particule en utilisant le couplage du moment angulaire.

On peut élargir ce processus en utilisant les coefficients **cfp** de deux particules où les fonctions d'onde $\Psi(j^n \alpha; JM)_{nas}$ sont construites d'un état antisymétrique de $(\mathbf{N}-2)$ particules et un état antisymétrique de $\mathbf{2}$ particules. Ce qui conduit à une expression de la forme :

$$\Psi(j^n \alpha; JM)_{nas} = \sum_{\alpha_1, J_1, J_2} [j^{n-2}(\alpha_1 J_1) j^2(J_2) J \parallel j^n \alpha J] \Psi((j^{n-2}(\alpha_1 J_1) j^2(J_2)); JM) \quad (2.23)$$

Les coefficients **cfp** du passage de $n \rightarrow n-2$ peuvent être exprimés en termes des coefficients **cfp** à une particule de $n \rightarrow n-1$ et $n-1 \rightarrow n-2$ et sont donnés par l'expression :

$$[j^{n-2}(\alpha_1 J_1) j^2(J_2) J \parallel J^n \alpha J] = \sum_{\alpha'_1, J'_1} [j^{n-2}(\alpha_1 J_1) j J'_1 \parallel j^{n-1} \alpha'_1 J'_1] \times [j^{n-1}(\alpha'_1 J'_1) j J \parallel j^n \alpha J] \hat{J}_2 \hat{J}'_1$$

$$(-1)^{2j+J+J_1} \times \left\{ \begin{matrix} J_1 & j & J'_1 \\ j & J & J_2 \end{matrix} \right\} \quad (2.24)$$

Cas particulier : système à 3 corps

Le système à trois nucléons présente un outil pour déterminer l'interaction **N-N** au voisinage des couches fermées. Pour ce système, nous pouvons déterminer la fonction d'onde non relativiste par la résolution exacte de l'équation de Schrodinger pour toute interaction effective à deux corps.

Fonction d'onde à trois particules

On considère un système à trois nucléons. Ces nucléons occupent les orbitales j_a, j_b, j_c avec la notation $j \equiv (n, l, j)$. On a trois situations différentes [29] :

▷ Le cas le plus simple correspond au ($j_a \neq j_b \neq j_c$) : la fonction d'onde normalisée et antisymétrique est donnée par :

$$\Psi(j_a j_b j_c; JM) = N \sum_p (-1)^p \Psi(j_a(1) j_b(2) J_{12}, j_c(3) J; JM) \quad (2.25)$$

N est le facteur de normalisation et p est la somme sur toutes les permutations possibles des coordonnées des trois nucléons.

L'équation (2.26) devient :

$$\Psi(j_a j_b j_c; JM) = \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \begin{array}{l} \Psi((j_a(1) j_b(2)) J_{12}, j_c(3); JM) - \Psi((j_a(2) j_b(1)) J_{12}, j_c(3); JM) \\ + \Psi((j_a(2) j_b(3)) J_{12}, j_c(1); JM) - \Psi((j_a(3) j_b(2)) J_{12}, j_c(1); JM) \\ + \Psi((j_a(3) j_b(1)) J_{12}, j_c(2); JM) - \Psi((j_a(1) j_b(3)) J_{12}, j_c(2); JM) \end{array} \right\} \quad (2.26)$$

▷ L'autre cas correspond au ($j_a = j_b = j$) $\neq j_c$: la fonction est donnée par :

$$\Psi(j^2 j_c; JM) = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \begin{array}{l} \Psi((j^2(12)) J_{12}, j_c(3); JM) - \Psi((j^2(13)) J_{12}, j_c(2); JM) \\ + \Psi((j^2(23)) J_{12}, j_c(1); JM) \end{array} \right\} \quad (2.27)$$

▷ Le cas le plus important correspond à ($j_a = j_b = j_c = j$) : il ya plusieurs possibilités pour coupler les moments angulaires en J_{12} dans l'équation précédente :

$$\begin{aligned} \Psi(j^2(23) J_{12}, j(1); JM) &= \sum_{J'_{12}} (-1)^{J_{12}} \widehat{J}_{12} \widehat{J}'_{12} \left\{ \begin{array}{ccc} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{array} \right\} \\ &\times \Psi((j^2(12)) J'_{12}, j(3); JM) \end{aligned} \quad (2.28)$$

et

$$\Psi(j^2(13) J_{12}, j(2); JM) = \sum_{J'_{12}} (-1)^{J_{12}+J'_{12}+1} \widehat{J}_{12} \widehat{J}'_{12} \left\{ \begin{array}{ccc} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{array} \right\}$$

$$\times \Psi((j^2(12))J'_{12}, j(3); JM) \quad (2.29)$$

On obtient la fonction d'onde dans ce cas, par le regroupement de ces termes, elle prend la forme :

$$\begin{aligned} \Psi(j^3; JM)_{nas} = N! \sum_{J'_{12} \text{ pair}} \left[\delta_{J_{12} J'_{12}} + 2\widehat{J}_{12}\widetilde{J}_{12} \begin{Bmatrix} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{Bmatrix} \right] \\ \times \Psi((j^2(12))J'_{12}, j(3); JM) \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\text{avec : } \widehat{J}_{12} = \sqrt{(2J_{12} + 1)}$$

Ou bien :

$$\Psi(j^3; JM)_{nas} = \sum_{J_1 \text{ pair}} [j^2(J_1)jJ \parallel j^3J] \Psi((j^2(J_1), j; JM) \quad (2.31)$$

avec $[j^2(J_1)jJ \parallel j^3J]$ les coefficients fractionnel de parentage (cfp) qui nous donnent la projection de l'état $\Psi(j^3; JM)_{nas}$ sur la base $\Psi((j^2(J_1), j; JM)$.

2.2.2 Élément de matrice à N particules

Dans ce cas, l'interaction totale entre les nucléons [29] :

$$V = \sum_{i < k=1}^n v(i, k) \quad (2.32)$$

Peut se mettre sous la forme :

$$V = V(1, 2) + V(1, 3) + \dots + V(2, 3) + \dots + V(n-1, n) \quad (2.33)$$

qui est bien symétrique vis-à-vis du changement des nucléons en interaction.

L'élément de matrice à N corps est donné par :

$$\langle j^n \alpha; JM \mid V \mid j^n \alpha; JM \rangle = \frac{n(n-1)}{2} \langle j^n \alpha; JM \mid V(n-1, n) \mid j^n \alpha; JM \rangle \quad (2.34)$$

Cette expression se réduit en une combinaison linéaire des éléments de matrice à deux corps seulement en introduisant les coefficients (cfp) à deux particules :

$$\langle j^n \alpha; JM \mid V \mid j^n \alpha; JM \rangle = \frac{n(n-1)}{2} \sum_{\alpha_2 J_2, J^4} \left[j^{n-2}(\alpha_2 J_2) j^2 \left(\begin{matrix} j \\ J \end{matrix} \parallel j^n \alpha J \right)^2 \times$$

$$\langle j^2; JM | V | j^2; JM \rangle \quad (2.35)$$

Le spectre des énergies pour le système est décrit par l'hamiltonien :

$$H = H_0 + H_{res} = \sum_{i=1}^N h_0(i) + \sum_{i < k=1}^N V(i, k) \quad (2.36)$$

avec l'élément de matrice hamiltonien donné par :

$$\begin{aligned} \langle j^n \alpha; JM | V | j^n; JM \rangle &= N \varepsilon_i + \frac{n(n-1)}{2} \sum_{\alpha_2, J_2, J^4} \left[j^{n-2}(\alpha_2 J_2) j^2(j) J \parallel j^n \alpha J \right]^2 \\ &\times \langle j^2; JM | V | j^2; JM \rangle \end{aligned} \quad (2.37)$$

et : $\varepsilon_i = \langle jm | h_0(i) | jm \rangle$ l'énergie individuelle du nucléon " i " .

Elément de matrice à trois particules

L'hamiltonien total à trois nucléons en dehors du coeur est donné par :

$$H = H_0 + H_{res} = \sum_{i=1}^3 h_0(i) + \sum_{i < k=1}^3 V(i, k) \quad (2.38)$$

▷ Pour le cas ($j_a=j_b=j_c=j$) : c-à-d les particules se trouvent dans la même orbitale : les éléments de matrice des trois particules en interaction peuvent se mettre sous la forme :

$$\langle j^3; JM | V | j^3; JM \rangle = 3 \sum_J \left[j^2(J') j J \parallel j^3 J \right]^2 A_J \quad (2.39)$$

où : $A_J = \langle j^2; J' M | V | j^2; J' M \rangle$: est l'interaction à deux corps

et $[j^2(J') j J \parallel j^3 J]$ sont les (c.f.p) normalisés avec :

$$\begin{aligned} [j^2(J') j J \parallel j^3 J] &= \left[\delta_{J_{12} J'_{12}} + 2 \widehat{J}_{12} \widehat{J}'_{12} \begin{Bmatrix} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{Bmatrix} \right] \times \\ &\left[3 + 6(2J_{12} + 1) \begin{Bmatrix} j & j & J_{12} \\ J & j & J_{12} \end{Bmatrix} \right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.40)$$

L'énergie total du système à trois nucléons devient :

$$E = \langle j^3; JM | H | j^3; JM \rangle = 3\varepsilon_j + 3 \sum_{J'} \left[j^2(J') j J \parallel j^3 J \right]^2 A_J \quad (2.41)$$

ε_j : l'énergie individuelle du nucléon ($i = 1, 2, 3$).

Les éléments de matrice à trois corps se réécrivent, en utilisant les interactions **MSDI** et **Delta** respectivement :

$$\langle V \rangle_J = 3 \sum_{J'_{12} \text{pair}} [j^2(J'_{12})jJ \parallel j^3J]^2 \left[-A_1 \frac{(2j+1)^2}{4(2J'_{12}+1)} \left\{ \begin{array}{c} \langle j \frac{-1}{2} j \frac{1}{2} \mid J'_{12} 0 \rangle^2 \\ \times \left[1 + (-1)^{J'_{12}} \right] \end{array} \right\} + B + C \right] \quad (2.42)$$

et :

$$\begin{aligned} \langle V \rangle_J = 3V_{eff}F_0 \sum_{J'_{12} \text{pair}} [j^2(J'_{12})jJ \parallel j^3J]^2 (2j'_{12}+1)^{-1} j^4 \left\langle j \frac{-1}{2} j \frac{1}{2} \mid J'_{12} 0 \right\rangle^2 \times \\ \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{(2j+1)^2}{4J'_{12}(J'_{12}+1)} \left(1 - (-1)^{J'_{12}} \right)^2 \right] - \alpha \left[1 + (-1)^{J'_{12}} \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.43)$$

▷ Pour le cas $(j_a=j_b=j) \neq j_c$: c-à-d les trois nucléons occupent deux orbitales différentes.

Dans ce cas, les moments angulaires et isospin des deux nucléons occupant l'état $\alpha(j, t)$ se couplent en J_β et T_β donnant l'état $\beta(J, T)$ et le troisième occupe l'état restant $\gamma(j', t')$. Le couplage des deux états β et γ donne l'état $\xi(J_\xi, T_\xi)$ de spin J_ξ et isospin T_ξ .

Dans ce cas, l'hamiltonien total prend la forme suivante :

$$H = H_1 + V_{\alpha\gamma} \quad (2.44)$$

avec

$$H_1 = \sum_{i=1}^3 h_{0i} + V(1, 2) \quad (2.45)$$

Où H_1 contient les énergies individuelles des trois nucléons de valence.

Et

$$V_{\alpha\gamma} = V(1, 3) + V(2, 3) \quad (2.46)$$

$V_{\alpha\gamma}$ contient l'interaction entre les deux nucléons dans l'état α et le nucléon restant dans l'état γ .

Donc l'interaction totale peut se regrouper dans un seul terme :

$$V_{total} = V(1, 2) + V(1, 3) + V(2, 3) \quad (2.47)$$

Les éléments de matrice de ces interactions sont donnés par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle V_\alpha \rangle = \langle \alpha^2 \mid V(1, 2) \mid \alpha^2 \rangle \\ \langle V_{\alpha\gamma} \rangle = \langle \alpha\gamma \mid V(1, 3) + V(2, 3) \mid \alpha\gamma \rangle \\ = 2(2J_\beta + 1) \times \sum_{J_\theta = |j_1 - j_2|}^{j_1 + j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_1 & J_\beta \\ j_2 & J_\xi & J_\theta \end{array} \right\}^2 \langle \alpha\gamma \mid V \mid \alpha\gamma \rangle_\theta \end{array} \right\} \quad (2.48)$$

Leur calcul revient au calcul des éléments de matrice à deux corps. Ces derniers doivent être calculés entre des fonctions d'onde antisymétriques en espace et spin si $T=1$, ou des fonctions d'onde symétriques en espace et spin si $T=0$ (nucléons non identiques).

– Pour l'interaction **MSDI** :

○ Système de nucléons identiques :

$$\begin{aligned} \langle V_\alpha \rangle &= \langle j_1^2 | V | j_1^2 \rangle_{J_\beta} \\ \langle V_\alpha \rangle &= -A_1 \frac{(2j_1 + 1)^2}{4(2J_\beta + 1)} \left\{ \left\langle j_1 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\beta 0 \right\rangle^2 [1 + (-1)^{J_\beta}] \right\} + B + C \end{aligned} \quad (2.49)$$

et

$$\begin{aligned} \langle V_{\alpha\gamma} \rangle &= \langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle = 2(2J_\beta + 1) \sum_{J_\theta=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\beta \\ j_2 & J_\xi & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 \\ &\left\{ -A_1 \frac{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}{2(2J_\theta + 1)} \left\langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\beta 0 \right\rangle^2 [1 + (-1)^{l_1+l_2+J_\theta}] + B + C \right\} \end{aligned} \quad (2.50)$$

○ Système de nucléons non identiques :

$$\begin{aligned} \langle V_\alpha \rangle &= \langle j_1^2 | V | j_1^2 \rangle_{J_\beta} \\ &= -A_1 \frac{(2j_1 + 1)^2}{4(2J_\beta + 1)} \left\{ \left\langle j_1 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\beta 0 \right\rangle^2 [1 + (-1)^{J_\beta}] \right\} + B + C \end{aligned} \quad (2.51)$$

et :

$$\begin{aligned} \langle V_{\alpha\gamma} \rangle &= \langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle = \frac{-2(2J_\alpha + 1)(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}{2} \sum_{J_\theta=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\beta \\ j_2 & J_\xi & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 \times \\ &\left\{ \begin{aligned} &A_1 \langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\theta 0 \rangle^2 [1 + (-1)^{l_1+l_2+J_\theta}] + A_0 \langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\theta 0 \rangle^2 [1 + (-1)^{l_1+l_2+J_\theta}] \\ &+ 2 \langle j_2 \frac{1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_1 \rangle^2 - 2(2J_\beta + 1) \sum_{J_\theta=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\beta \\ j_2 & J_\xi & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 (B - C) \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (2.52)$$

– Pour l'interaction **Delta** :

Les relations des éléments de matrice sont valables pour les systèmes de nucléons identiques et non identiques car l'interaction Delta est indépendante de l'isospin.

$$\langle V_\alpha \rangle = \langle j_1^2 | V | j_1^2 \rangle_{J_\beta} = V_{eff} F_0 \frac{(2j_1 + 1)^2}{2J_\beta + 1} \left\langle j_1 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\beta 0 \right\rangle^2 \left[\begin{array}{c} \frac{1}{2}(1 - (2j_1 + 1)^2 \cdot \frac{(1+(-1)^{J_\beta})^2}{4J_\beta(J_\beta+1)}) \\ -\alpha(1 + (-1)^{J_\beta}) \end{array} \right] \quad (2.53)$$

et :

$$\langle V_{\alpha\gamma} \rangle = \langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle = 2(2J_\alpha + 1) \sum_{J_\theta=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\beta \\ j_2 & J_\xi & J_\theta \end{matrix} \right\}^2$$

$$\times \left\{ V_{eff} F_0 \frac{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}{2(2J_\theta + 1)} \left\langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} \mid J_\beta 0 \right\rangle^2 \left[\begin{matrix} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{((2j_1+1)+(2j_2+1)(-1)^{j_1+j_2+J_\theta})^2}{4J_\theta(J_\theta+1)} \right) \\ -\alpha(1 + (-1)^{l_1+l_2+J_\theta}) \end{matrix} \right] \right\} \quad (2.54)$$

2.3 Espace Modèle

Le champ moyen sphérique fournit la base de la dynamique nucléaire. L'interaction régularisée est celle à deux corps qui gouverne le comportement détaillé des noyaux.

L'espace des orbitales généré par le champ moyen peut être divisé en trois parties (voir figure 2-4) :

1 – *Le coeur inerte*, où les orbitales sont forcées d'être toujours pleines. Pour un coeur constitué de N_c neutrons et Z_c protons, on a $n_v = N - N_c$ neutrons de valence et $z_v = Z - Z_c$ protons de valence dans un noyau de (N, Z) nucléon.

2 – *Espace de valence*, où les orbitales sont disponibles pour les nucléons de valence. Ces orbitales sont occupées partiellement par ces nucléons suivant l'interaction effective utilisée.

3 – *Espace extérieur*, où les orbitales sont toujours vides.

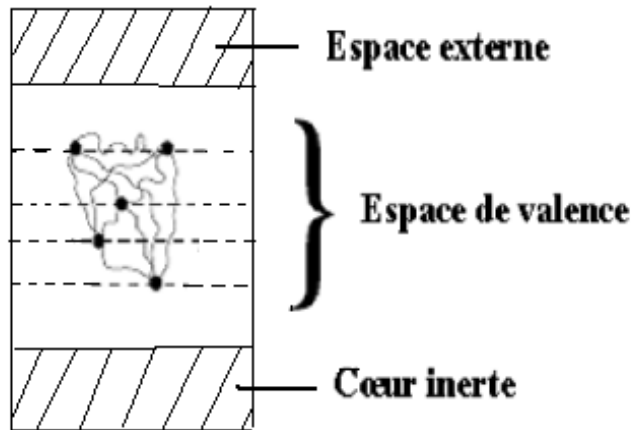


Figure (2-4) : Schématisation de l'espace modèle

A partir de la théorie de perturbation, on définit l'espace de valence qui contient les degrés de liberté appropriés pour un problème où l'interaction effective peut être appliquée. Les espaces de valence sont ceux compris entre les fermetures magiques (Figure 2.2). On examine chaque espace avec ces propriétés.

Le choix de l'espace de valence devrait refléter un effet de base physique. C'est que les composantes les plus significatives des états les moins liés des noyaux peuvent être expliqués par les états à plusieurs corps impliquant l'excitation des particules dans quelques orbitales autour du niveau de Fermi [30].

Dans l'exemple du Nickel, le coeur inerte ^{68}Ni est situé à la fermeture de couches $Z=28$, $N=40$, et l'espace de valence de proton est la couche $1f_{7/2}$. Et l'espace de valence des neutrons est la couche $2p_{1/2}$ qui est comprise entre les fermetures de couches correspondant aux nombres magiques 28 et 50.

L'espace de valence considéré dans les calculs du modèle en couches pour la région de l'étain ^{132}Sn tenant compte que ce dernier est un coeur inerte, est représenté généralement par les orbitales $(1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}, 3s_{1/2})$ pour les protons et les orbitales $(2f_{7/2}, 1h_{9/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2})$ pour les neutrons.

Pour la région du plomb ^{208}Pb , l'espace de valence considéré est donné par les orbitales $(1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 1i_{13/2}, 2g_{9/2}, 1i_{11/2})$ pour les protons et $(2g_{9/2}, 1i_{11/2}, 1j_{15/2}, 3d_{5/2}, 2g_{7/2})$ pour les neutrons (figure **(2-2)**).

Chapitre 3

Extension de la similarité existante entre les régions du ^{208}Pb et de ^{132}Sn à celle du ^{68}Ni

L'étude théorique et expérimentale des noyaux loin de la stabilité est un thème important aussi bien en physique nucléaire qu'en astrophysique. Les informations sur les énergies d'excitation des états individuels et sur l'interaction nucléon-nucléon que l'on peut tirer dans cette partie de la charte nucléaire permettront de tester les ingrédients de base des calculs de modèle en couches, particulièrement les éléments de matrice des interactions effectives dans un espace tronqué.

Parmi les noyaux de la charte nucléaire, les noyaux autour des couches doublement magiques jouent un rôle clef. Particulièrement, les noyaux à quelques nucléons de valence autour des noyaux ^{132}Sn [31,32,33,34,35] et ^{208}Pb [36,37,38], présentent une structure similaire très intéressante. En effet, Blomqvist [12] découvrit qu'il existait une certaine similarité entre les propriétés spectroscopiques nucléaires des noyaux de ces régions. Les gaps des énergies individuelles dans les deux cas sont comparables et les orbitales au-dessus et en dessous de ces gaps sont similairement ordonnées. Chaque état individuel dans la région de ^{132}Sn a son homologue dans celle de ^{208}Pb . Comme conséquence prédictive intéressante, les interactions de la région Sn, région difficile à atteindre expérimentalement, peuvent être estimées à partir de celles correspondantes construites pour décrire les noyaux de la région Pb.

A la base de cette similarité, on essaye de définir une homologie entre les états expérimentaux des noyaux similaires de ces deux régions et la région des noyaux au voisinage du ^{68}Ni , car il y'a peu d'information expérimentales sur cette dernière.

L'extension de la similarité existante entre les régions du Pb et Sn vers la région riche en neutrons des noyaux autour de ^{68}Ni [11] se base sur des données expérimentales récentes [5,39,40]. L'étude est réalisée pour les isobares à trois nucléons de valence.

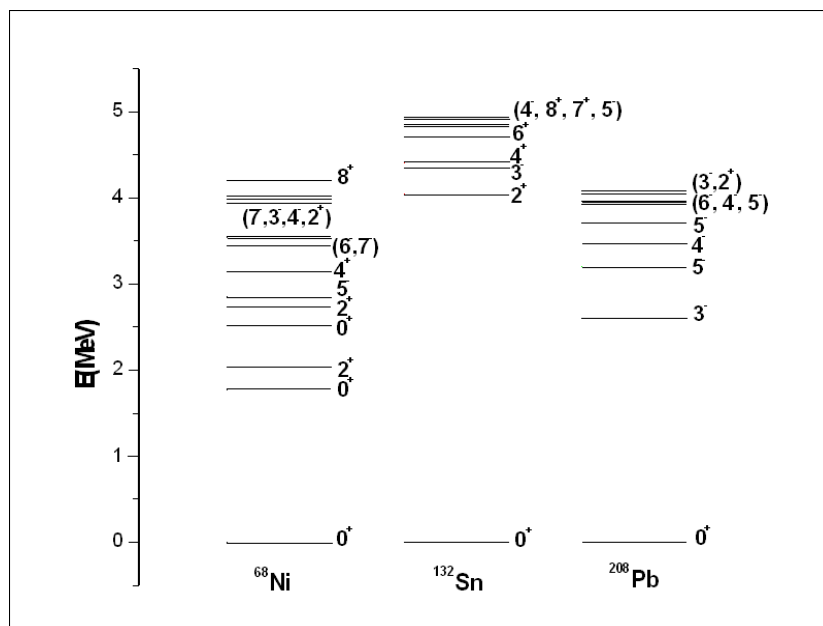


Figure (3-1) : Spectres énergétiques expérimentaux [11] des noyaux ^{68}Ni , ^{132}Sn et ^{208}Pb .

La figure (3-1) présente les spectres des énergies expérimentales des noyaux ^{68}Ni , ^{132}Sn et ^{208}Pb . On note que le premier état excité du nickel est situé à environ 2 MeV de son fondamental et en dessous de ceux de l'étain et du plomb. Signalons que les noyaux de cette région se situent comme ceux de Sn loin de la ligne de stabilité β .

3.1 Les énergies des états individuelles

Les coeurs inertes utilisés dans chaque région sont supposés être : ^{208}Pb pour la région du plomb, ^{132}Sn pour la région de l'étain et ^{68}Ni pour celle du nickel.

Les espaces modèles sont constitués des orbitales $[\pi(1h_{9/2}, 1i_{13/2}), \nu(2g_{9/2})]$ [41] pour les noyaux de la région du plomb, les orbitales $[\pi(1g_{7/2}, 1h_{11/2}), \nu(2f_{7/2})]$ [42] pour les noyaux de la région de l'étain et les orbitales $[\pi(2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1f_{5/2}, 1g_{9/2}), \nu(1g_{9/2})]$ [43] pour la région du nickel.

Les énergies individuelles nécessaires dans nos calculs sont prises des noyaux ayant un proton ou un neutron célibataire, tel ^{209}Bi , ^{133}Sb , ^{69}Cu , ^{209}Pb , ^{133}Sn et ^{69}Ni (Figure 3-2).

Afin de bien ressortir la similarité entre les trois régions, nous avons examiné seulement les niveaux dans les noyaux au voisinage de ^{208}Pb qui ont leurs états homologues dans ceux autour de ^{132}Sn et ^{68}Ni . Cette idée est inspirée de la référence [12]. De plus, nous avons fait plusieurs calculs en utilisant différentes configurations, et nous n'avons retenu que celles ayant donné les meilleurs résultats et prises de la théorie et dans la littérature.

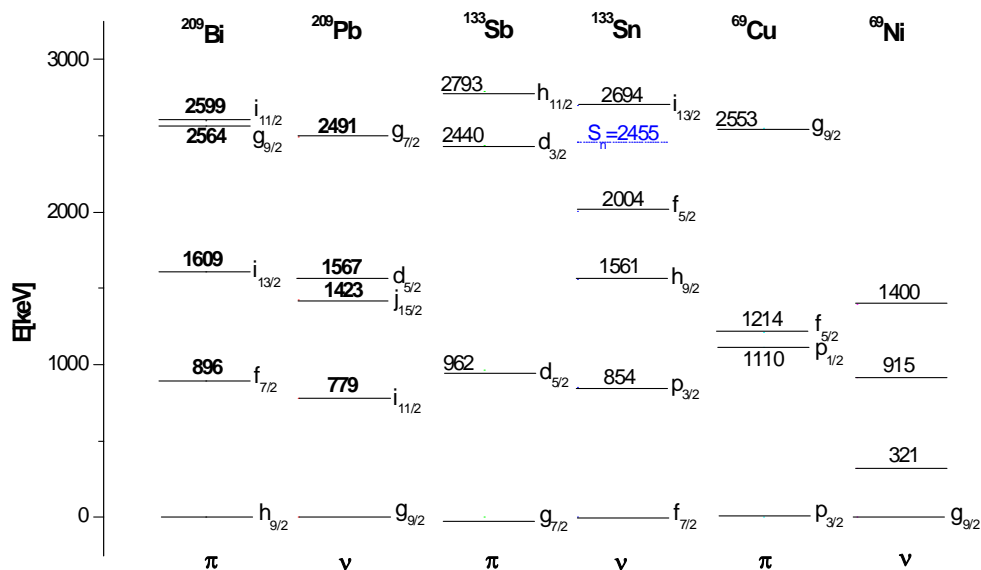


Figure (3-2) : Energies des états individuels à 1p et 1n célibataire (^{209}Bi , ^{209}Pb) [11], (^{133}Sb , ^{133}Sn) [31] et (^{69}Cu , ^{69}Ni) [43].

3.2 Etude des noyaux à trois particules de valence

Dans ce chapitre, on a traité les systèmes à trois particules : identiques (3n ou 3p) et non-identiques (2p-1n ou 1p-2n) dans le cadre du modèle en couches.

Les calculs des niveaux énergétiques sont réalisés en appliquant les interactions schématiques pour les noyaux des régions du ^{208}Pb , ^{132}Sn et ^{68}Ni . Ces régions sont très importantes parce qu'elles contiennent les noyaux doublement magiques $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$, $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$ et semi doublement magique $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$. L'utilisation de ces noyaux comme références (coeurs inertes) dans le cadre d'une étude spectroscopique apparaît évident.

La base de l'oscillateur est utilisée avec une énergie déterminée par la quantité $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$ [31,36] pour les noyaux au voisinage de ^{132}Sn et ^{208}Pb , et par $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ [44] pour les noyaux au voisinage du ^{68}Ni . Les éléments de matrices à deux corps sont calculés, en ajustant au mieux les paramètres des interactions utilisés de manière à satisfaire l'expérience. L'ensemble des études réalisées porte sur les noyaux ayant 3 nucléons non identiques (^{211}Bi , ^{135}Sb , ^{71}Cu), (^{211}Po , ^{135}Te , ^{71}Zn); et identiques (^{211}At , ^{135}I , ^{71}Ga), (^{211}Pb , ^{135}Sn , ^{71}Ni).

Le calcul des énergies d'excitation de ces noyaux est fait au moyen des interactions Delta et MSDI.

3.2.1 Noyaux à 3 nucléons non identiques

Le système à 3 nucléons non identiques est très important pour étudier l'interaction p-n spécialement dans la région du nickel, et l'effet du remplissage de l'orbitale intruse $1g_{9/2}$; sur la structure des couches des noyaux voisins. Dans ce concept, on a calculé les spectres énergétiques des noyaux ayant 1 proton-2 neutrons et 2 protons-1 neutron. Les configurations des états considérés sont obtenues à l'aide du modèle en couches et par d'autres auteurs.

▷ Système 1 proton-2 neutrons :

Pour le système 1 proton-2 neutrons de valence, nous avons le triplet des noyaux ^{211}Bi , ^{135}Sb et ^{71}Cu pour les trois régions. Les configurations utilisées pour ces trois noyaux correspondent à $[\pi 1h_{9/2}^1 \nu(2g_{9/2})^2]$ [11,38]; $[\pi 1g_{7/2}^1 \nu(2f_{7/2})^2]$ [11,35] et $[\pi 2p_{3/2} \nu(1g_{9/2})^2]$ [5,38,39,40] respectivement. Elles permettent d'obtenir les états donnés sur les tableaux (3-1), (3-2) et (3-3).

Les calculs des énergies d'excitation sont effectués au moyen des deux interactions Delta et MSDI. La détermination des valeurs des paramètres est réalisée de manière à avoir un accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience. Les valeurs obtenues sont reportées sur les tableaux ci-dessous.

Les spectres énergétiques calculés sont présentés sur les figures (3-3), (3-4) et (3-5).

	$\frac{9^-}{2}$	$\frac{13^-}{2}$	$\frac{9^-}{2}$	$\frac{17^-}{2}$	$\frac{15^-}{2}$	$\frac{21^-}{2}$
$E_{exp}(\text{keV})$	0	828	1110	1130	1150	1227
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	1090	1106	1093	1097	1238
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	828	895	1003	1006	1140

Tableau (3-1) : Energies expérimentales [11] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.3$, $V_{eff}=350$) et MSDI ($A_1=0.2$, $A_0=0.3$, $B=C=0$) pour le ^{211}Bi .

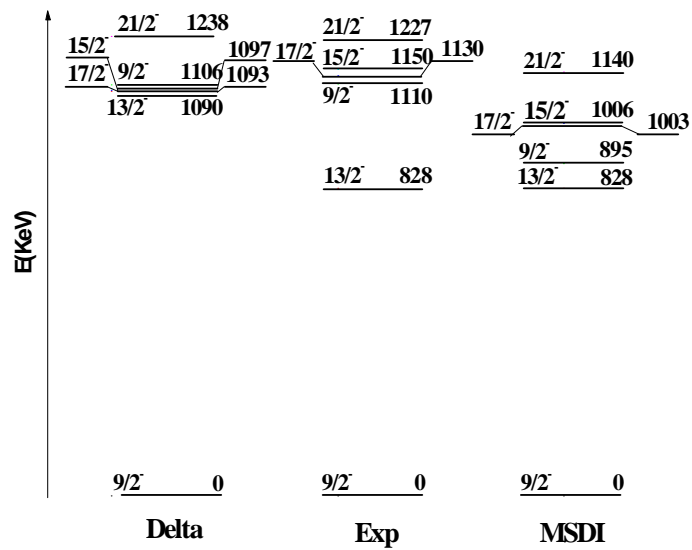


Figure (3-3) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{211}Bi .

	7^+ 2^-	11^+ 2^-	7^+ 2^-	15^+ 2^-	13^+ 2^-	19^+ 2^-
E_{exp} (keV)	0	707	1014	1117	—	1343
E_{Delta} (keV)	0	—	1064	1167	1184	1176
E_{MSDI} (keV)	0	815	826	1072	978	1233

Tableau (3-2) : Energies expérimentales [11,35,33,42] et calculées par les interaction Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=280$) et MSDI ($A_1=0.25$, $A_0=0.3$, $B=C=0$) pour le ^{135}Sb .

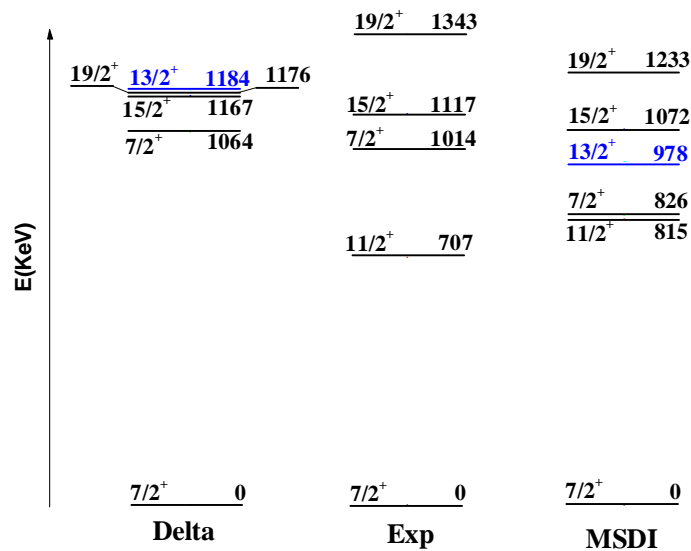


Figure (3-4) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{135}Sb .

	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{11}{2}^-$	$\frac{9}{2}^-$	$\frac{15}{2}^-$
E_{exp} (keV)	0	1189	–	2128	–	2622
E_{Delta} (keV)	0	2250	–	2246	2548	2600
E_{MSDI} (keV)	0	1471	1635	2074	1760	2204

Tableau (3-3) : Energies expérimentales [5,20,11,38,39,40] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=140$) et MSDI ($A_1=0.31$, $A_0=1.2$, $B=C=0$) pour le noyau ^{71}Cu .

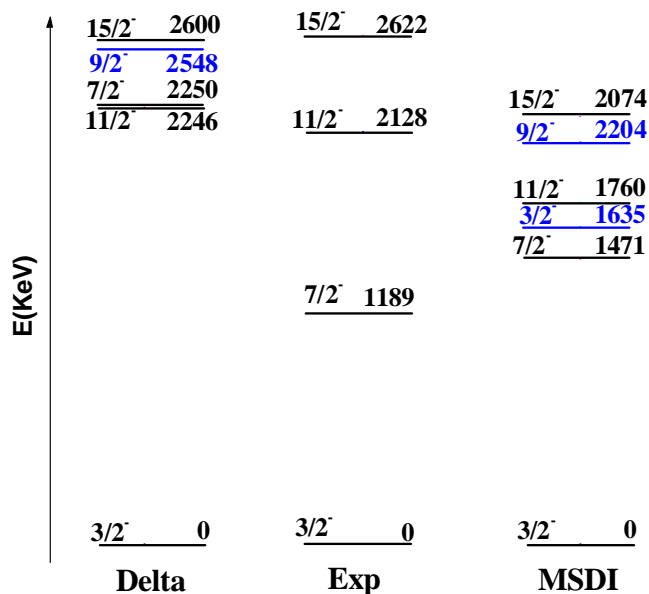


Figure (3-5) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{71}Cu .

Les spectres calculés par les deux interactions pour les noyaux ^{211}Bi , ^{135}Sb , ^{71}Cu montrent un accord satisfaisant avec l'expérience. Certaines valeurs des paramètres des deux interactions, reproduisent l'inversion d'ordre entre les états ($\frac{9}{2}^-$, $\frac{17}{2}^-$, $\frac{15}{2}^-$) pour le ^{211}Bi , entre ($\frac{13}{2}^+$, $\frac{19}{2}^+$) et ($\frac{15}{2}^+$, $\frac{13}{2}^+$) pour le ^{135}Sb et entre les états ($\frac{7}{2}^-$, $\frac{11}{2}^-$) et ($\frac{11}{2}^-$, $\frac{9}{2}^-$) pour le ^{71}Cu . Ceci n'est pas essentiel car Delta et MSDI sont des interactions schématiques.

Pour l'ensemble des trois noyaux, l'interaction MSDI reproduit correctement et dans l'ordre la séquence des niveaux.

▷ **Système 2 protons-1 neutrons**

Pour les noyaux ayant 2 protons-1 neutron de valence ^{211}Po , ^{135}Te et ^{71}Zn , les configurations des états énergétiques sont obtenus à partir des mélanges $[\pi 1h_{9/2}^1 \nu(2g_{9/2}^2)]$ [11,38]; $[\pi(1g_{7/2})^2 \nu(2f_{7/2})]$ [11,32] et $[\pi(1f_{5/2})^2 \nu(1g_{9/2})^1]$ respectivement. Les états obtenus et leurs

énergies calculées par les deux interactions sont reportés sur les tableaux (3-4), (3-5) et (3-6).

Les figures (3-6), (3-7) et (3-8) montrent la comparaison entre le spectre expérimental et les spectres calculés des noyaux ^{211}Po , ^{135}Te et ^{71}Zn .

	$\frac{9^+}{2}$	$\frac{7^+}{2}$	$\frac{13^+}{2}$	$\frac{11^+}{2}$	$\frac{17^+}{2}$	$\frac{21^+}{2}$
$E_{exp}(\text{keV})$	0	1129	1181	–	1428	–
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	1132	1117	1130	1261	1274
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	900	984	1207	1533	1839

Tableau (3-4) : Energies expérimentales [11,45] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=360$) et MSDI ($A_1=0.28$, $A_0=0.9$, $B=C=0$) pour le noyau ^{211}Po .

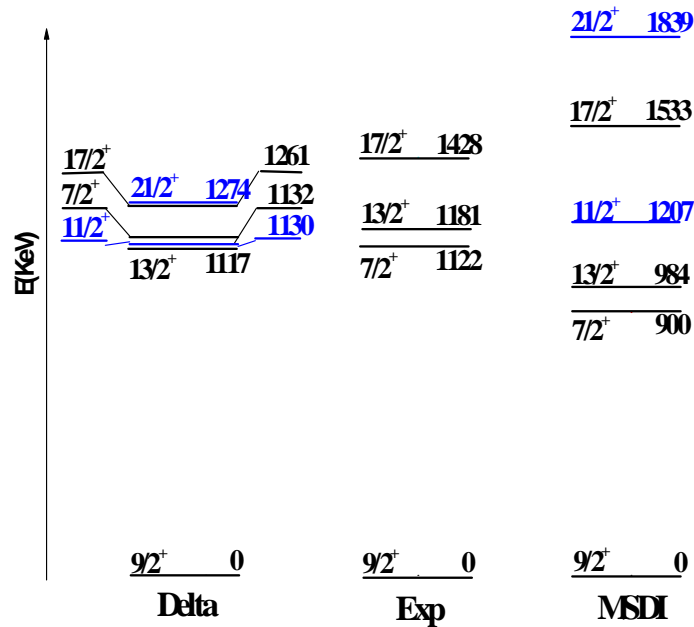


Figure (3-6) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{211}Po

	$\frac{7^-}{2}$	$\frac{5^-}{2}$	$\frac{11^-}{2}$	$\frac{9^-}{2}$	$\frac{15^-}{2}$	$\frac{19^-}{2}$
$E_{exp}(\text{keV})$	0	1127	1180	1246	1505	1555
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	1150	1203	1261	1249	1259
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	896	1182	1072	1462	1716

Tableau (3-5) : Energies expérimentales [11,32,31] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=300$) et MSDI ($A_1=0.33$, $A_0=0.5$, $B=C=0$) pour le noyau ^{135}Te .

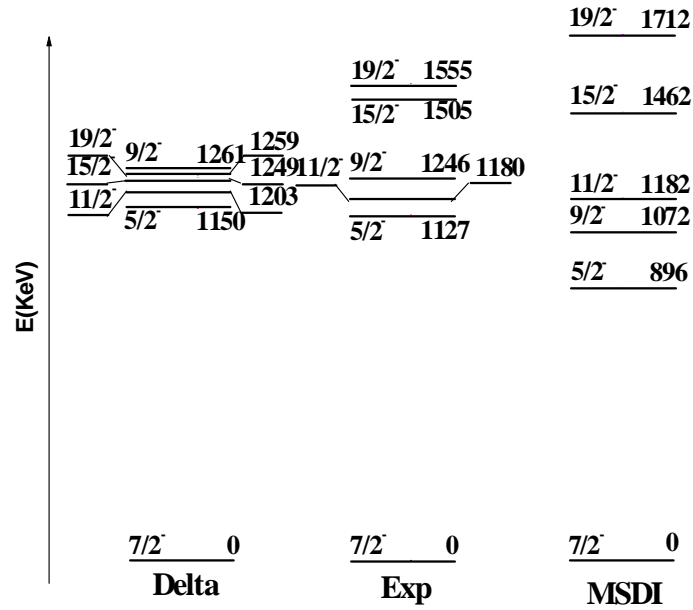


Figure (3-8) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{135}Te .

	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{11}{2}^+$	$\frac{15}{2}^+$
E_{exp} (keV)	0	520	—	1182	—	—
E_{Delta} (keV)	0	312	1141	1285	1295	1314
E_{MSDI} (keV)	0	483	830	1187	1512	2019

Tableau (3-6) : Energies expérimentales [11] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=-450$) et MSDI ($A_1=0.25$, $A_0=0.6$, $B=C=0$) pour le noyau ^{71}Zn .

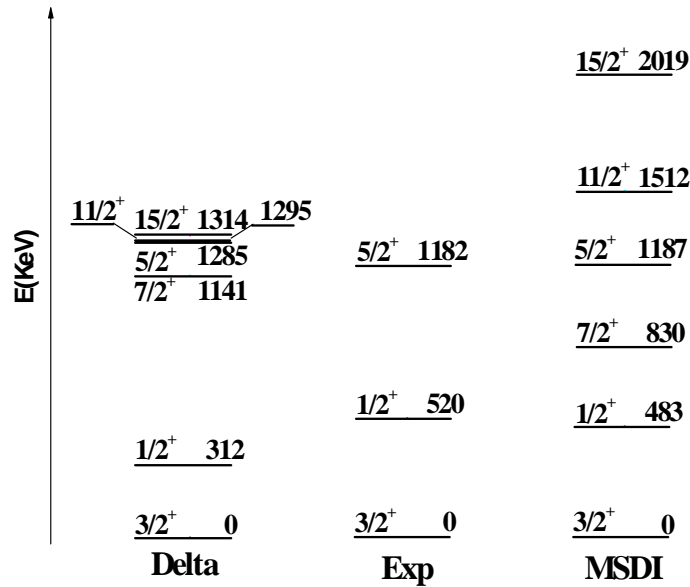


Figure (3-8) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{71}Zn .

Les énergies d'excitations calculées avec les deux interactions des noyaux de ce système, montrent un accord satisfaisant pour la plupart des niveaux énergétiques, mais il existe un écart important d'environ 200 keV avec l'expérience par l'interaction MSDI pour le premier état excité des noyaux ^{211}Po et ^{135}Te . La séquence des niveaux n'est pas toujours reproduite.

3.2.2 Noyaux ayant 3 nucléons identiques

Le système à 3 nucléons identiques est le plus simple car les nucléons de valence sont autour de la fermeture de couche magique.

▷ *Système 3 protons*

Les noyaux ayant trois protons de valence présentent le noyau idéal pour tester les éléments de matrices d'interaction résiduelle. Le spectre en énergie des états des noyaux ^{211}At , ^{135}I et ^{71}Ga sont calculés en ajustant au mieux les paramètres des deux interactions Delta et MSDI.

Les configurations des quatre premiers états utilisées pour ces trois noyaux correspondent à $[\pi(1h_{9/2})^3]$ [11,38]; $[\pi(1g_{7/2})^3]$ [11,46,47] et $[\pi(1f_{5/2})^3]$ et celles des deux derniers états correspondent à $[\pi(1h_{9/2})^2(1i_{13/2})^1]$; $[\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^1]$ [11,46] et $[\pi(1f_{5/2})^2(1g_{9/2})^1]$. Elles sont obtenues des mélanges et en couplant trois protons dans les espaces $(1h_{9/2}, 1i_{13/2})$, $(1g_{7/2}, 1h_{11/2})$ et $(2p_{3/2}, 1f_{5/2})$.

On utilise les noyaux ^{209}Bi , ^{133}Sb et ^{69}Cu à un proton de valence, pour obtenir la différence des énergies individuelles (figure (3-2)).

$\varepsilon\pi 1i_{13/2} - \varepsilon\pi 1h_{9/2} = 1609 \text{ keV}$; $\varepsilon\pi 1h_{11/2} - \varepsilon\pi 1g_{7/2} = 2793 \text{ keV}$ et $\varepsilon\pi 1g_{9/2} - \varepsilon\pi 1f_{5/2} = 1339 \text{ keV}$.

Les résultats obtenus avec les valeurs des paramètres pour les deux interactions sont présentés dans les tableaux (3-7), (3-8) et (3-9) et schématisés sur les figures (3-9), (3-10) et (3-11) :

	$\frac{9^-}{2}$	$\frac{7^-}{2}$	$\frac{13^-}{2}$	$\frac{11^-}{2}$	$\frac{21^+}{2}$	$\frac{23^+}{2}$
$E_{exp}(\text{keV})$	0	674	1067	1123	—	—
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	1047	813	972	1228	1249
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	466	765	1390	2003	2006

Tableau (3-7) : Energies expérimentales [11] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=30$) et MSDI ($A_1=0.0255$, $B=C=0$) pour le noyau ^{211}At .

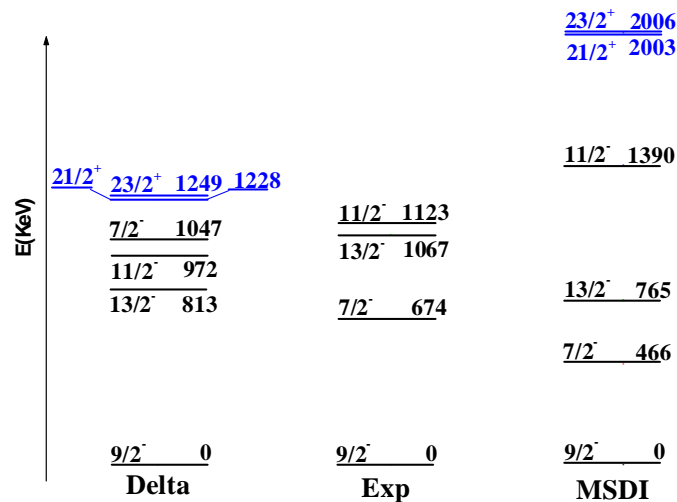


Figure (3-9) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{211}At .

	$\frac{7^+}{2}$	$\frac{5^+}{2}$	$\frac{11^+}{2}$	$\frac{9^+}{2}$	$\frac{19^-}{2}$	$\frac{21^-}{2}$
$E_{exp}(\text{keV})$	0	871	1134	1184	3654	3766
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	1180	2118	1258	3976	3980
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	556	1152	1330	3598	3614

Tableau (3-8) : Energies expérimentales [11,46,42] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=100$) et MSDI ($A_1=0.0652$, $B=C=0$) pour le noyau ^{135}I .

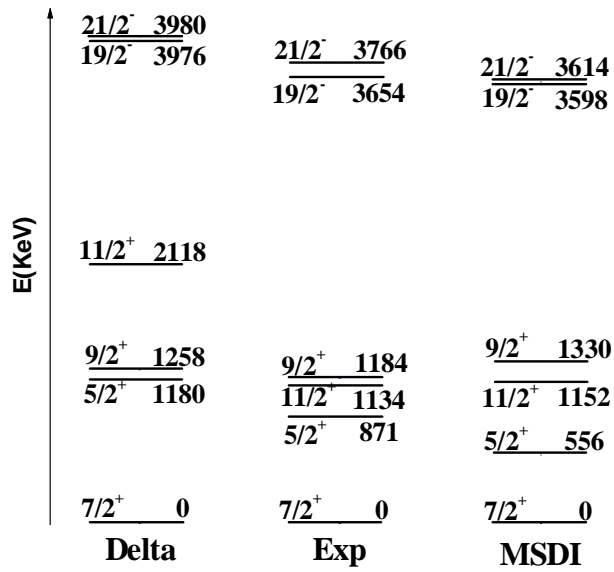


Figure (3-12) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{135}I .

	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{15}{2}^+$	$\frac{17}{2}^+$
E_{exp} (keV)	0	1109	1395	1476	—	—
E_{Delta} (keV)	0	1030	1153	2003	3246	3378
E_{MSDI} (keV)	0	1072	1445	1462	1834	1844

Tableau (3-9) : Energies expérimentales [11]et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2, V_{eff}=-350$) et MSDI ($A_1=-0.0655, B=C=0$) pour le noyau ^{71}Ga .

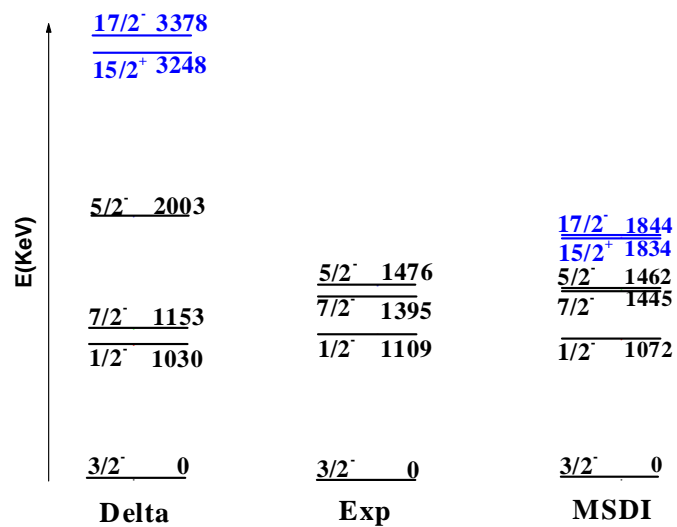


Figure (3-11) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{71}Ga .

Les deux interactions reproduisent correctement le spectre du noyau ^{71}Ga . Les niveaux énergétiques du ^{211}At et ^{135}I présentent un écart d'environ 200 keV avec l'expérience. Cet écart est aussi important pour les niveaux $\frac{7}{2}^-$ et $\frac{5}{2}^-$ respectivement. La séquence des niveaux est reproduit correctement par MSDI.

3.3 Similarité

Dans cette partie, on détermine les similarités entre les noyaux homologues des trois régions pour les systèmes précédents. La comparaison entre les spectres expérimentaux et calculés par l'interactions MSDI présentés sur les figures **(3-12)**, **(3-13)**, **(3-14)**, avec des configurations prises de la littérature, permet de déterminer les ressemblances présentées sur le tableau **(3-10)** suivant :

Similarité	1 proton-2 neutrons	2 protons-1 neutron	3 protons
système	$\begin{cases} \pi_{Bi} = -\pi_{Sb} = \pi_{Cu} \\ J_{Bi} - 1 = J_{Sb} = J_{Cu} + 2 \end{cases}$	$\begin{cases} \pi_{Po} = -\pi_{Te} = \pi_{Zn} \\ J_{Po} - 1 = J_{Te} = J_{Zn} + 2 \end{cases}$	$\begin{cases} \pi_{At} = -\pi_{I} = \pi_{Ga} \\ J_{At} - 1 = J_I = J_{Ga} + 2 \end{cases}$
protons	$\begin{cases} n_{Bi} = n_{Sb} = n_{Cu} - 1 \\ l_{Bi} - 1 = l_{Sb} = l_{Cu} + 3 \\ j_{Bi} - 1 = j_{Sb} = j_{Cu} + 3 \end{cases}$	$\begin{cases} n_{Po} = n_{Te} = n_{Zn} \\ l_{Po} - 1 = l_{Te} = l_{Zn} + 1 \\ j_{Po} - 1 = j_{Te} = j_{Zn} + 1 \end{cases}$	$\begin{cases} n_{At} = n_I = n_{Ga} \\ l_{At} - 1 = l_I = l_{Ga} + 1 \\ j_{At} - 1 = j_I = j_{Ga} + 1 \end{cases}$
neutrons	$\begin{cases} n_{Bi} = n_{Sb} = n_{Cu} + 1 \\ l_{Bi} - 1 = l_{Sb} = l_{Cu} - 1 \\ j_{Bi} - 1 = j_{Sb} = j_{Cu} - 1 \end{cases}$	$\begin{cases} n_{Po} = n_{Te} = n_{Zn} + 1 \\ l_{Po} - 1 = l_{Te} = l_{Zn} - 1 \\ j_{Po} - 1 = j_{Te} = j_{Zn} - 1 \end{cases}$	

Tableau (3-10) : Similarités déduites pour les trois systèmes.

L'étude de la similarité réalisée entre les noyaux homologues des trois régions de ces systèmes, nous a permis de postuler certaines configurations d'états expérimentaux qui n'existent pas dans la littérature (^{71}Zn et ^{71}Ga), et de proposer de nouveaux états théoriques ($\frac{13}{2}^+$ pour le ^{135}Sb et $\frac{3}{2}^-, \frac{9}{2}^-$ pour le ^{71}Cu); ($\frac{11}{2}^+, \frac{21}{2}^+$ de ^{211}Po et $\frac{7}{2}^+, \frac{11}{2}^+, \frac{15}{2}^+$ de ^{71}Zn) et ($\frac{21}{2}^+, \frac{23}{2}^+$ de ^{211}At et $\frac{15}{2}^+, \frac{17}{2}^+$ de ^{71}Ga).

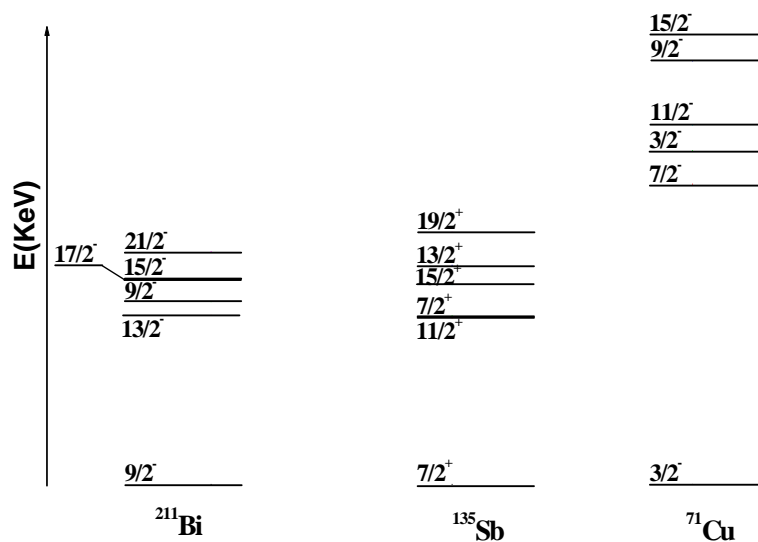


Figure (3-12) : Comparaison entre les spectres calculés par l'interaction MSDI des noyaux ^{211}Bi , ^{135}Sb et ^{71}Cu

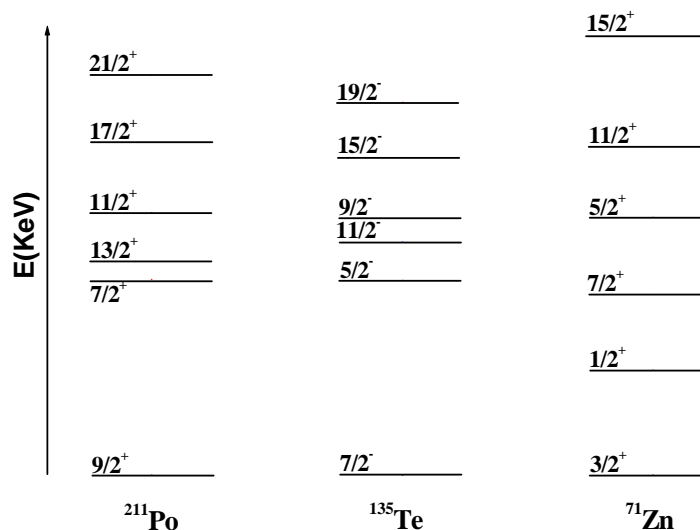


Figure (3-13) : Comparaison entre les spectres calculés des noyaux ^{211}Po , ^{135}Te et ^{71}Zn .

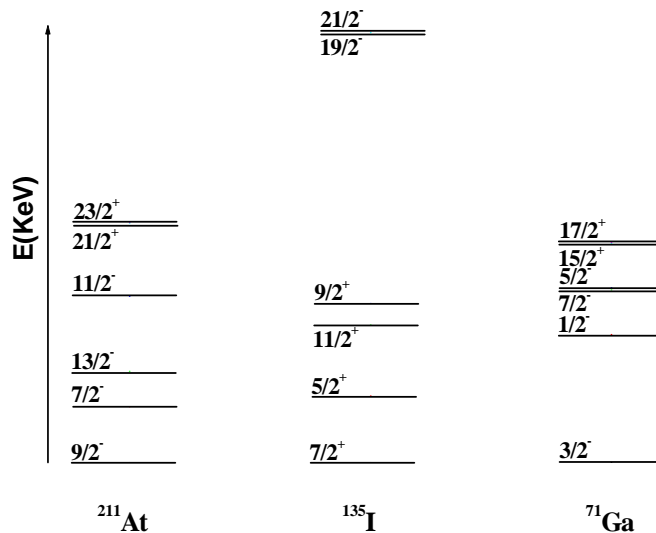


Figure (3-14) : Comparaison entre les spectres calculés des noyaux ^{211}At , ^{135}I et ^{71}Ga

▷ *Système 3 neutrons*

Pour ce système, les données expérimentales des noyaux ^{135}Sn et ^{71}Ni ne sont pas connues. L'étude de la structure des couches réalisée à la base de la similarité déduite entre les homologues précédents, nous a permis d'obtenir leurs spectres en énergie.

Les configurations des états théoriques des noyaux ^{135}Sn et ^{71}Ni sont déduites à partir du noyau ^{211}Pb en utilisant l'équation [12] :

$$\langle V \rangle_{^{132}\text{Sn}} = \left(\frac{208}{132} \right)^{\frac{1}{3}} \langle V \rangle_{^{208}\text{Pb}} \quad (3.1)$$

Et aussi l'équation déduite dans ce travail :

$$\langle V \rangle_{^{68}\text{Ni}} = \left(\frac{132}{68} \right)^{\frac{1}{3}} \langle V \rangle_{^{132}\text{Sn}} \quad (3.2)$$

Pour le calcul des éléments de matrice, on détermine l'espace modèle à partir des relations tirées lors de l'étude précédente c-à-d les similarités globales et les similarités fines des neutrons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi_{Sn} = -\pi_{Pb} \\ J_{Sn} = J_{Pb} - 1 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} n_{Sn} = n_{Pb} \\ l_{Sn} = l_{Pb} - 1 \\ j_{Sn} = j_{Pb} - 1 \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \pi_{Ni} = -\pi_{Sn} \\ J_{Ni} + 2 = J_{Sn} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} n_{Ni} + 1 = n_{Sn} \\ l_{Ni} - 1 = l_{Sn} \\ j_{Ni} - 1 = j_{Sn} \end{array} \right.$$

Les configurations utilisés pour les noyaux ^{211}Pb , ^{135}Sn et ^{71}Ni correspondent à $[\nu(2g_{9/2})^3]$ [11,38], $[\nu(2f_{7/2})^3]$ et $[\nu(1g_{9/2})^3]$ respectivement.

Les calculs des énergies d'excitation sont effectués au moyen des deux interactions Delta et MSDI.

Les résultats obtenus avec les valeurs des paramètres pour Delta et MSDI sont reportés dans les tableaux (3-11), (3-12) et (3-13) et montrés sur les figures (3-15), (3-16) et (3-17) :

	$\frac{9^+}{2}$	$\frac{7^+}{2}$	$\frac{13^+}{2}$	$\frac{11^+}{2}$	$\frac{9^+}{2}$
$E_{exp}(\text{keV})$	0	439	733	894	1681
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	480	741	985	1439
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	448	735	1336	1664

Tableau (3-11) : Energies expérimentales [11] et calculées par les interactions Delta ($\alpha=0.2$, $V_{eff}=10$) et MSDI ($A_1=-0.0245$, $B=C=0$) pour le noyau ^{211}Pb .

Pour les deux interactions, les énergies d'excitation et l'ordre des niveaux sont reproduits d'une manière satisfaisante.

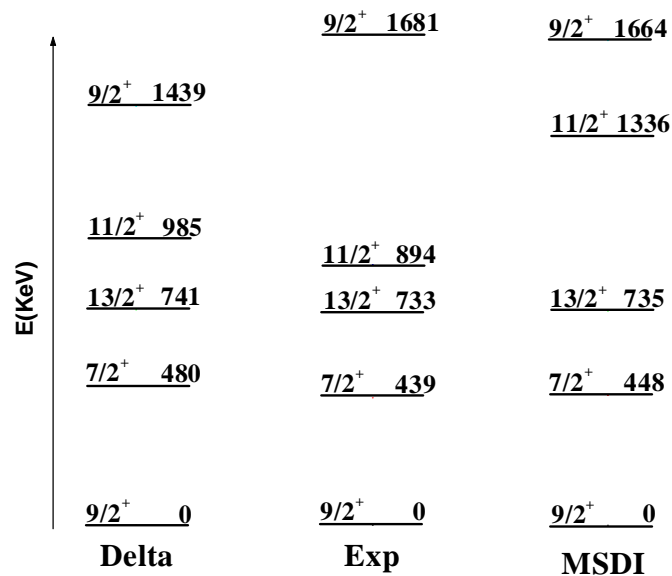


Figure (3-15) : Spectres énergétiques expérimental et calculés du noyau ^{211}Pb .

	$\frac{7^-}{2}$	$\frac{5^-}{2}$	$\frac{11^-}{2}$	$\frac{9^-}{2}$	$\frac{7^-}{2}$
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	558	861	1145	1672
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	520	854	1552	1934

Tableau (3-12) : Energies calculées par les interactions Delta et MSDI pour le noyau ^{135}Sn .

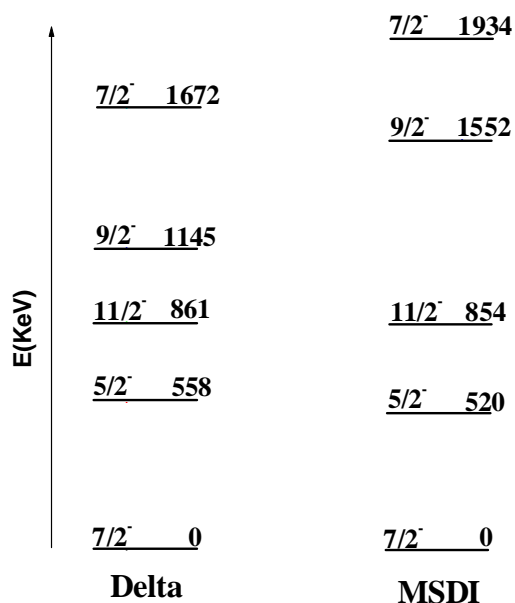


Figure (3-16) : Spectres énergétiques calculés du noyau ^{135}Sn .

	$\frac{3^+}{2}$	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{5^+}{2}$	$\frac{7^+}{2}$	$\frac{3^+}{2}$
$E_{Delta}(\text{keV})$	0	695	1072	1425	2081
$E_{MSDI}(\text{keV})$	0	647	1063	1932	2408

Tableau (3-13) : Energies calculées par les interactions Delta et MSDI pour le noyau ^{71}Ni .

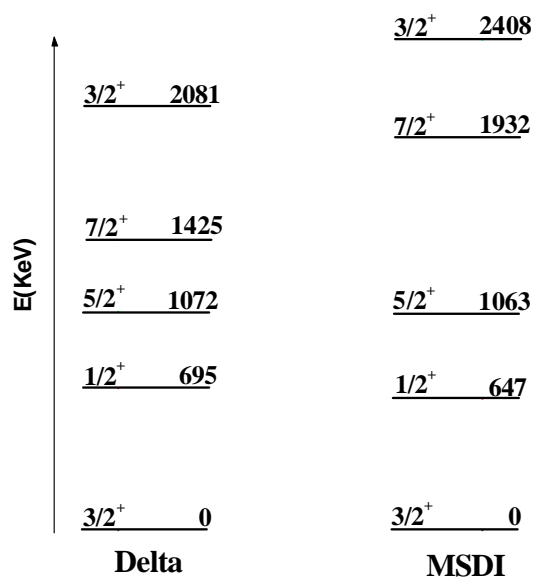


Figure (3-17) : Spectre énergétique calculés du noyau ^{71}Ni .

Pour les noyaux ^{211}Pb , ^{135}Sn et ^{71}Ni , la comparaison entre les spectres calculés par l'interaction MSDI est représentée sur la Figure (3-18).

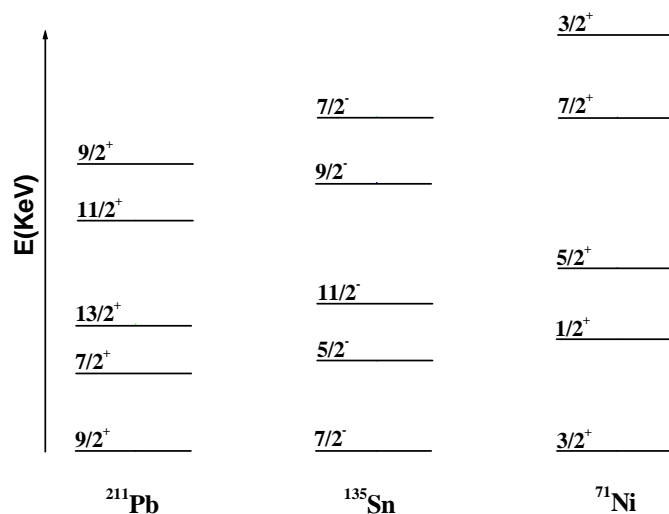


Figure (3-18) : Comparaison entre les spectres calculés des noyaux ^{211}Pb , ^{135}Sn et ^{71}Ni .

Pour le système **(3n)**, on a déterminé les similarités suivantes :

Similarité du système

Pour les neutrons

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi_{Pb} = -\pi_{Sn} = \pi_{Ni} \\ J_{Pb} - 1 = J_{Sn} = J_{Ni} + 2 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} n_{Pb} = n_{Sn} = n_{Ni} + 1 \\ l_{Pb} - 1 = l_{Sn} = l_{Ni} - 1 \\ j_{Pb} - 1 = j_{Sn} = j_{Ni} - 1 \end{array} \right.$$

3.4 Discussion des résultats

L'étude réalisée sur les isobars de **A= 71, 135 et 211** au moyen des interactions Delta et MSDI, à la base des données expérimentales des noyaux des trois régions, nous a permis d'élaborer une certaine homologie entre les états expérimentaux au moyen de leurs configurations prises de la littérature. Ceci dans le but de calculer les spectres énergétiques des noyaux étudiés n'ayant pas de correspondants déterminés expérimentalement.

L'interaction MSDI donne les meilleures reproductions des spectres en énergie.

Les spectres énergétiques expérimentaux et calculés des noyaux ayant trois nucléons de valence montrent que chaque état à trois particules dans la région de l'étain à son homologue dans la région du plomb avec une parité opposée et une unité de moins en spin. Ce qui confirme la similarité déduite par Blomqvist. D'autres part, on a réussi à étendre cette similarité à la région du nickel : les états similaires des noyaux de la région du nickel ont leurs homologues dans les deux autres régions : avec une parité opposée et deux unités de plus en spin. Cette similarité est globale et respectée par tous les noyaux. Par contre, les homologies en n, l et j ; spécialement dans le cas du système (1p-2n), par exemple les configurations des états du noyau ^{71}Cu ne respectent pas les homologies en n, l et j de protons.

Les prédictions du modèle en couches des noyaux ayant trois nucléons de valence, montrent un accord satisfaisant avec l'expérience pour la majorité des noyaux étudiés. Ces valeurs donnent des informations sur les interactions $\pi - \pi$, $\nu - \nu$ et $\pi - \nu$, en particulier les interactions entre les couches pf et la couches $1g_{9/2}$.

La comparaison entre nos résultats avec certaines théories prises de la littérature, montre généralement un meilleur accord avec les spectres obtenus par nos interactions.

Chapitre 4

Calculs Spectroscopiques au voisinage de $Z=28$

Les études spectroscopiques autour des noyaux magiques avec un rapport exotique en N/Z fournissent un excellent test pour les ingrédients de base des calculs du modèle en couches nucléaire, en particulier pour les interactions effectives entre les nucléons, loin de la vallée de stabilité. Des interactions effectives, réalistes et schématiques sont utilisées pour décrire certaines propriétés nucléaires de ces noyaux et de ceux dans leur voisinage. Dans ce chapitre, on s'intéresse aux isobares de $A=71$ riches en neutrons.

L'étude théorique est réalisée dans le cadre du modèle en couches au moyen d'interactions effectives réalistes à l'aide du code Oxbash. Les spectres énergétiques des noyaux à trois et cinq nucléons de valence autour des coeurs inertes semi doublements magiques ^{68}Ni , ^{66}Ni [3] respectivement sont calculés.

4.1 Code OXBASH

Il est important de noter qu'un code de simulation ne se développe que sous la pression d'un problème physique à résoudre. En effet, les progrès dans la technologie des ordinateurs ont permis d'élargir la description du paysage nucléaire par le modèle en couches, la qualité des codes de simulation de structure nucléaire disponibles aujourd'hui est excellente. Il est clair que ces codes doivent être bien adaptés à la performance des ordinateurs récents, en jouant sur les deux aspects : espace mémoire et temps de calcul. Dans les codes de calculs standards, les éléments de la matrice non nuls sont pré-calculés et stocker dans le disque. La diagonalisation de la matrice hamiltonienne se fait par la suite par la méthode de Lanczos. Cependant l'augmentation de la dimension de la matrice rend le nombres de termes non nuls plus élevé, ce qui conduit à une forte limitation des possibilités de calcul.

Le code OXBASH (OXford-Buenos Aires Shell model) est un code informatique de sim-

ulation écrit en langage Fortran qui fait des calculs dans le cadre du modèle en couches nucléaire avec des dimensions d'environ 50.000 dans l'arrangement JT et 2.000.000 dans le schéma-m. Oxbash contient une bibliothèque des espaces modèles et des interactions. OXBASH dont l'organigramme est schématisé dans la figure (4-1) utilise des programmes comme suit [48] :

BASIS : Ce programme construit la liste de schéma-m de tous les états possible pour A nucléons de valence c'est-à-dire le déterminant de Slater.

PROJ : Le but de ce programme est de faire les combinaisons linéaires des états de schéma-m qui ont une bonne valeur de $J(J > J_z)$ pour le formalisme proton-neutron, et une bonne valeur de $T(T > T_z)$ pour le formalisme isospin.

MATRIX : MATRIX crée la matrice de l'hamiltonien du système dans la base des états de bons nombres quantiques J et T .

LANCZOS : C'est le programme qui diagonalise la matrice construite par le programme MATRIX pour calculer les énergies et les vecteurs propres.

MVEC : Ce programme utilise les sorties de PROJ et LANCZOS pour construire les vecteurs du schéma-m.

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

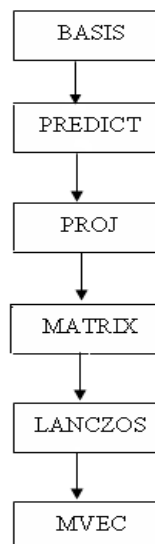


Figure (4-1) : Organigramme succinct du code OXBASH.

4.2 Espace rg et interactions effectives

4.2.1 Espace rg

L'espace modèle de proton a été pris comprenant les orbitales **rg** ($2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$) en dehors du coeur fermé $1f_{7/2}$ à Z=28. L'espace de neutron a été pris comprenant les orbitales $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ à N=38 et comprenant l'orbitale $1g_{9/2}$ à N=40 en dehors du coeur fermé $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ (Figure (4-2)) .

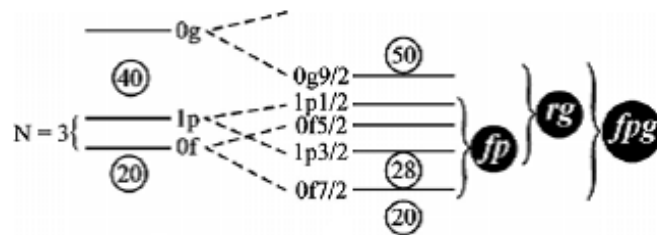


Figure (4-2) : Espace rg.

4.2.2 Interactions effectives

L'étude des noyaux loin de la stabilité dans la région du Nickel est très intéressante, car elle fournit une source d'informations relatives à la structure nucléaire et à l'astrophysique [49].

Les interactions de cette région sont prises à partir des éléments de matrice des interactions de la région du Nickel, avec des modifications sur les énergies d'une seule particule (spe) pour les états de proton et les états de neutron.

Les interactions de départ sont **N50J** de Ji-Wildenthal, **SLGM** de Serduke, Lawson et Gloeckner et **GWB** de Brown [48] et les interactions Ni66-a, Ni66-b, Ni66-c, Ni66-d, Ni66-e, Ni66-f, Ni68-g, Ni68-h, Ni68-i sont celles que nous proposons.

N50J

Cette interaction utilise les éléments de matrice à deux corps (65 TBME) de l'interaction X. Ji et B. H. Wildenthal. L'espace de valence **N50J** se compose de quatre orbitales : $\pi(1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$: Z=28) avec les énergies individuelles (spe) en MeV (-14.386, -13.233, -11.831 et -7.121) et de deux orbitales : $\nu(3s_{1/2}$, $2d_{5/2}$: N = 50) avec les spe en MeV (-1.51, -0.78.)[50].

SLGM

L'interaction SLGM utilise les éléments de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction F.J.D.Serduke, R.D.Lawson et D.H.Gloeckner dérivée d'un "fit d'énergie totale de Séniorité" en prenant les TBME neutron-neutron et proton-neutron de l'interaction SLG comme point de départ.

L'espace de valence **SLG** se compose de deux orbitales protons : $\pi(2p_{1/2}, 1g_{9/2} : Z=38)$ avec les énergies individuelles (spe) en MeV (0.766, -0.378) et de deux orbitales neutrons : $\nu(2p_{1/2}, 1g_{9/2} : N = 38)$ avec les spe en MeV (-8.699, -9.271) [48].

GWBB

Cette interaction est valable pour la région du Nickel dont l'espace modèle **GWB** est constitué par quatre orbitales protons $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ pour $Z=28$ et six orbitales neutrons $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$ pour $N = 38$ avec un coeur inerte ^{66}Ni .

Le potentiel utilisé dans l'interaction GWBB pour calculer les éléments de matrice à deux corps est un oscillateur harmonique de valeur $\hbar\omega = 8.64$ MeV. Ces éléments de matrice (TBME) peut être représenté par la relation suivante :

$$TBME \simeq G_{bare} \quad (4.1)$$

Où : G_{bare} : éléments de matrice G bare du potentiel Hosaka (H7B) [51].

4.2.3 Interactions effectives modifiées

Les modifications portent sur les éléments de matrice à deux corps **TBME** et sur les énergies à une seule particule **SPE** pour les états de proton et les états de neutron. Dans la littérature plusieurs modifications ont été proposées [49,52], comme celles de :

- L'interaction (**N50J**) de Ji-Wildenthal sur des états proton-proton.
- L'interaction (**GWB**) de Brown sur des états proton-neutron.
- L'interaction (**SLGM**) de Serduke, Lawson et Gloeckner, faite sur des états proton-neutron et neutron-neutron.

Dans le même esprit de travail, nous avons obtenu de nouvelles interactions modifiées, extraites à partir de ces trois interactions, en ajustant :

∇ TBME

L'ensemble des éléments de matrices de ces nouvelles interactions est composé par les éléments de matrice à deux corps proton-proton de l'interaction (**N50J**) multipliés par le facteur **0.7** proposé par winger [49] et des éléments de matrice neutron-neutron et proton-neutron originaux des deux interactions (**SLGM**) et (**GWB**).

∇ SPE

De même l'ensemble des énergies de particules individuelles (spe) de ces nouvelles interactions est composé par :

Les Spe qui sont prises des spectres expérimentaux des noyaux ayant 1 proton ou 1 neutron en dehors des couches fermées 28, 38 et 40. Pour ceci, les énergies des couches protons $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ sont tirées des spectres des noyaux $^{67,69}\text{Cu}$ [11], et les énergies des couches neutrons sont prise des noyaux $^{68,69}\text{Zn}$ et $^{66,67}\text{Ni}$ [11].

Les autres interactions sont réalisés en utilisant les spe des Winger [49], Windenthal [50] et Zhang [53]. Ceci est montre sur les tableaux (4-1) et (4-2).

Les tableaux (4-1) et (4-2) suivants montrent les énergies de la particule individuelle **SPE** pour les différentes interactions modifiées pour les coeurs ^{66}Ni et ^{68}Ni respectivement :

Interaction	Ref.	P1 $f_{5/2}$	P2 $p_{3/2}$	P2 $p_{1/2}$	P1 $g_{9/2}$	N2 $p_{1/2}$	N1 $g_{9/2}$
Ni66-a	^{67}Cu - ^{69}Zn [11]	-7.487	-8.602	-6.330	-6.099	-6.482	-6.043
Ni66-b	^{67}Cu - ^{67}Ni [11]	-7.487	-8.602	-6.330	-6.099	-5.808	-4.801
Ni66-c	^{69}Cu - ^{69}Zn [11]	-8.347	-9.561	-8.451	-7.008	-6.482	-6.043
Ni66-d	[50]	-14.386	-13.233	-11.831	-7.121	-6.482	-6.043
Ni66-e	[53]	-5.322	-6.144	-3.941	-1.250	-6.482	-6.043
Ni66-f	[49]	-8.333	-9.547	-8.437	-6.994	-6.482	-6.043

Tableau (4-1) : Energies de la particule individuelle **SPE** en MeV

pour les différentes interactions modifiées par le coeur ^{66}Ni .

(P :Proton, N :Neutron)

Couches	Ref.	P1 $f_{5/2}$	P2 $p_{3/2}$	P2 $p_{1/2}$	P1 $g_{9/2}$	N1 $g_{9/2}$
Ni68-g	[49]	-8.333	-9.547	-8.437	-6.994	-5.050
Ni68-h	^{69}Cu - ^{69}Ni [11]	-8.347	-9.561	-8.451	-7.008	-4.586
Ni68-i	[50]	-14.386	-13.233	-11.831	-7.121	-5.050

Tableau (4-2) : Energies de la particule individuelle **SPE** en MeV

pour les différentes interactions modifiées par le coeur ^{68}Ni .

(P :Proton, N :Neutron)

4.3 Application pour les noyaux A=71

Les spectres en énergie des noyaux riches en neutrons au voisinage de la couche fermée Z=28, ^{71}Cu , ^{71}Zn , ^{71}Ga et ^{71}Ni avec cinq nucléons de valence en dehors du ^{66}Ni et trois nucléons de valence en dehors du ^{68}Ni sont calculés en utilisant le code **OXBASH** du modèle en couches.

En premier lieu, on considère que dans la référence du coeur ^{66}Ni , les noyaux étudiés ont cinq nucléons de valence sur les couches $\pi(2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$, $\nu(2p_{1/2}, 1g_{9/2})$. Alors que dans la référence du coeur ^{68}Ni , ces noyaux étudiés ont trois nucléons de valence sur les couches $\pi(2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$, $\nu(1g_{9/2})$.

Les résultats calculés par les différentes interactions modifiées sont reportés sur les tableaux et schématisés sur les figures ci-dessous.

◇ ^{71}Cu :

Ce noyau a un proton en dehors de la couche fermée de $1f_{7/2}$ et deux neutrons en dehors de la sous couche semi fermée $2p_{1/2}$ du coeur ^{68}Ni et quatre neutrons en dehors de la sous couche semi fermée $1g_{9/2}$ du coeur ^{66}Ni . Ce noyau est un élément idéal pour les calculs de modèle en couches, car il peut fournir des informations sur l'interaction proton-neutron.

Les tableaux (4-3) et (4-4) regroupent les valeurs des énergies d'excitation expérimentales et calculées par les différentes interactions au moyen du code Oxbash par les deux coeurs ^{66}Ni et ^{68}Ni successivement.

Les résultats obtenus sont reportés dans les tableaux (4-3), (4-4) et représenté sur les figures (4-3) et (4-4) :

^{71}Cu	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2_1^-$	$7/2_2^-$	$9/2^-$	$11/2^-$	$15/2^-$	$19/2^-$
E_{exp}	0	534	981	1190	1453	2128	2623	2756
Ni66-a	0	800	1041	2085	2131	2085	2522	2514
Ni66-b	0	814	981	2280	2093	2015	2459	2445
Ni66-c	0	865	1036	2189	2173	2058	2444	2545
Ni66-d	1125	0	1156	2088	1387	2248	3084	3471
Ni66-e	0	603	1043	1813	1969	2086	2525	2519
Ni66-f	0	865	1036	2189	2173	2058	2444	2545

Tableau (4-3) : Illustration des énergies expérimentales, calculées du noyau ^{71}Cu des états excités par le coeur ^{66}Ni .

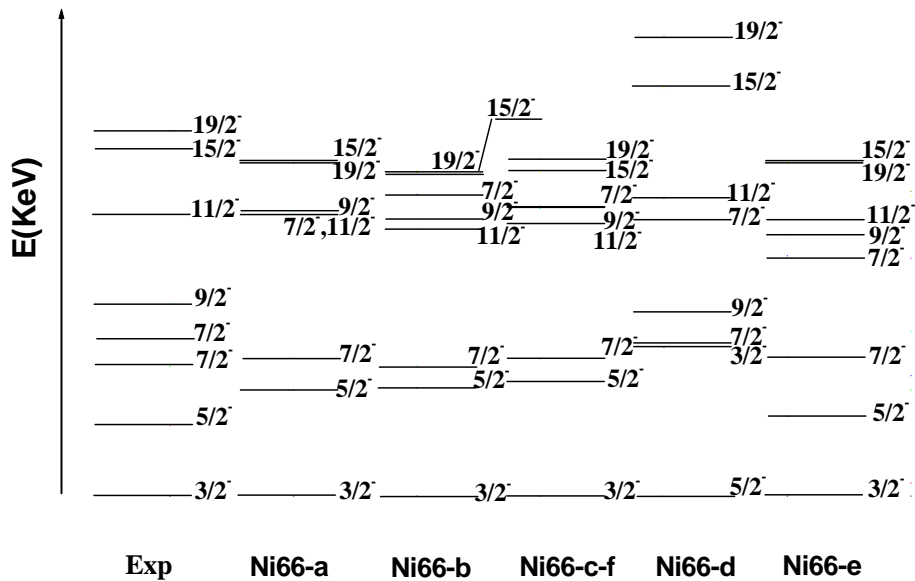
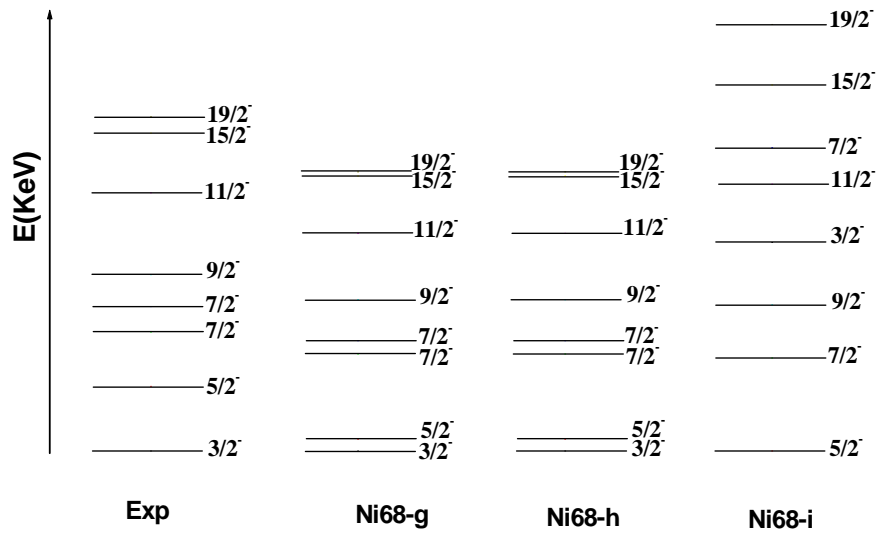


Figure (4-3) : Spectres en énergie expérimentals et calculés de ^{71}Cu par le coeur ^{66}Ni .

En comparant les valeurs expérimentales des énergies d’excitations pour le ^{71}Cu avec les prédictions théoriques, on observe clairement que les spectres calculés par toutes les interactions sont reproduit d’une manière satisfaisante avec quelques inversions d’ordre.

^{71}Cu	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2_1^-$	$7/2_2^-$	$9/2^-$	$11/2^-$	$15/2^-$	$19/2^-$
E_{exp}	0	534	981	1190	1453	2128	2623	2756
Ni68-g	0	98	800	909	1245	1796	2269	2302
Ni68-h	0	98	800	909	1245	1796	2269	2302
Ni68-i	1721	0	766	2502	1207	2200	3021	3520

Tableau (4-4) : Illustration des énergies expérimentales, calculées du noyau ^{71}Cu des états excités par le coeur ^{68}Ni .



Figure(4-4) : Spectres en énergie expérimentals et calculés de ^{71}Cu par le coeur ^{68}Ni .

◇ ^{71}Ga :

Dans les tableaux (4-5) et (4-6), les valeurs des énergies d'excitation calculées avec les différentes interactions modifiées, sont comparées avec celles obtenues expérimentalement dans le noyau ^{71}Ga .

Les figures (4-5) et (4-6) présentent la comparaison entre le spectre expérimental de ^{71}Ga et les spectres d'excitations calculés avec les interactions modifiées par les deux coeurs ^{66}Ni et ^{68}Ni .

^{71}Ga	$3/2_1^-$	$1/2_1^-$	$5/2_1^-$	$3/2_2^-$	$3/2_3^-$	$5/2_2^-$	$7/2^-$	$1/2_2^-$
exp	0	390	487	512	910	965	1107	1395
Ni66-a	0	1606	1730	2326	2930	1815	2618	2589
Ni66-b	0	1641	1795	2625	3225	1972	2779	2825
Ni66-c	0	671	811	1445	2757	1788	2619	2458
Ni66-d	0	544	51	627	1456	1347	1105	1783
Ni66-e	0	1545	1546	1861	2514	1699	2296	2251
Ni66-f	0	671	811	1445	2757	1788	2619	2458

Tableau (4-5) : Illustration des énergies expérimentales, calculées du noyau ^{71}Ga des états excités par le coeur ^{66}Ni .

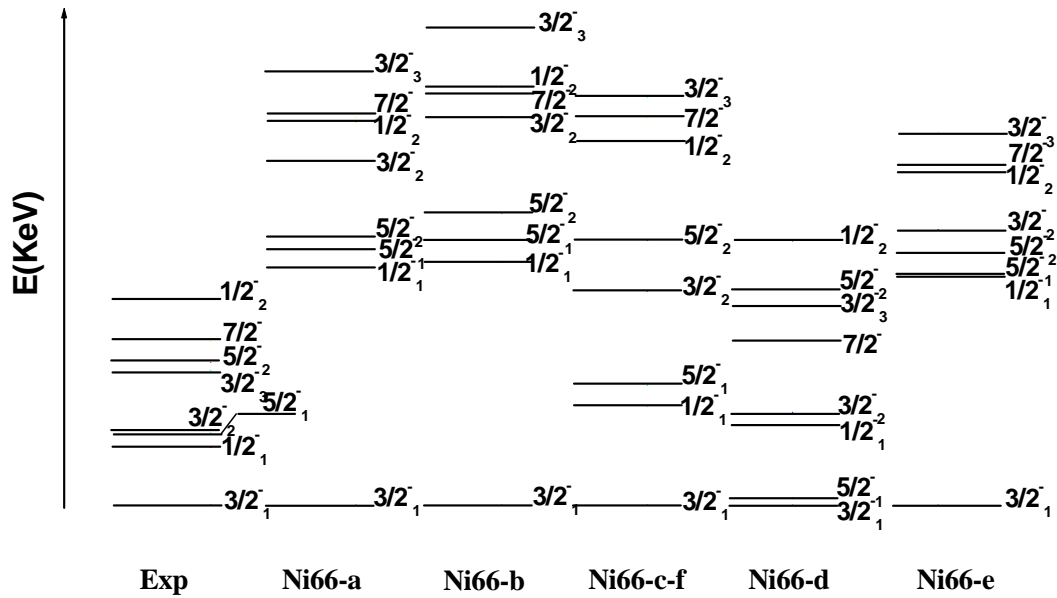


Figure (4-5) : Spectres en énergie expérimentals et calculés de ⁷¹Ga par le coeur ⁶⁶Ni.

On remarque que l'interaction Ni66-d reproduit bien le spectre expérimental par le coeur ⁶⁶Ni et l'interaction Ni68-g par le coeur ⁶⁸Ni avec quelques inversions, par contre les autres interactions donnent des résultats non encourageant, où la déviation des valeurs calculés par rapport à celles expérimentales est de 400 keV à 1200 keV.

⁷¹ Ga	3/2 ₁ ⁻	1/2 ₁ ⁻	5/2 ₁ ⁻	3/2 ₂ ⁻	3/2 ₃ ⁻	5/2 ₂ ⁻	7/2 ⁻	1/2 ₂ ⁻
exp	0	390	487	512	910	965	1107	1395
Ni68-g	0	972	645	1478	1948	1343	1542	1647
Ni68-h	0	972	645	1478	1948	1343	1542	1647
Ni68-i	0	1233	385	1148	1762	1276	1505	2673

Tableau (4-6) : Illustration des énergies expérimentales, calculées du noyau ⁷¹Ga des états excités par le coeur ⁶⁸Ni.

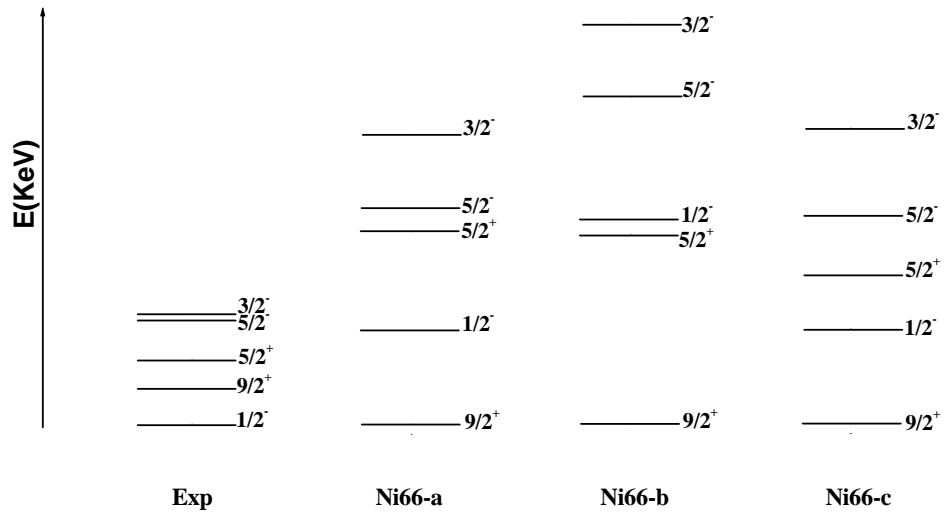


Figure (4-7) : Spectres en énergie expérimentals et calculés de ^{71}Zn par le coeur ^{66}Ni .

Pour ce noyau, les résultats sont très loin de l'expérience, en plus des inversions existent en particulier entre l'état fondamental et le premier état excité.

◇ ^{71}Ni :

Le tableau (4-8) comporte les valeurs des énergies d'excitation calculées à partir des interactions du coeur ^{66}Ni .

La figure (4-8) représente la comparaison entre le spectre de ^{71}Ni calculés par des différentes interactions.

^{71}Ni	$9/2^+$	$5/2_1^+$	$1/2^-$	$5/2^-$	$5/2_2^+$	$3/2^-$
Ni66-a	0	10	278	876	1082	1137
Ni66-b	81	0	757	1356	1100	1617
Ni66-c	0	10	278	876	1082	1137
Ni66-d	0	10	278	876	1082	1137

Tableau (4-8) : Illustration des énergies calculées du noyau ^{71}Ni des états excités par le coeur ^{66}Ni .

Les énergies d'excitation de ce noyau ne sont pas connus expérimentalement. Les calculs de notre travail montrent que sauf les interactions du coeur ^{66}Ni donnent des valeurs des énergies, en plus la majorité donne les mêmes résultats.

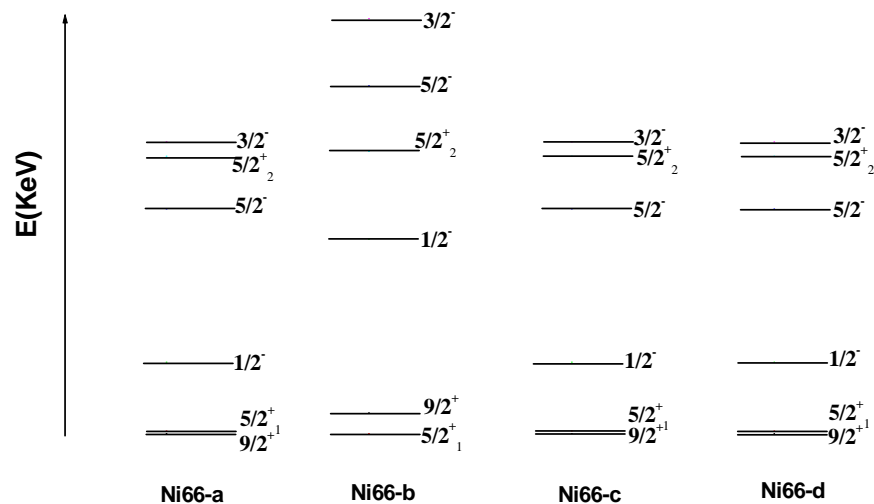


Figure (4-8) : Spectres en énergie calculés de ^{71}Ni par le coeur ^{66}Ni .

4.4 Discussion

Dans cette partie de notre étude, nous avons déterminé les spectres énergétiques des noyaux : ^{71}Cu , ^{71}Ga , ^{71}Zn et ^{71}Ni à trois et cinq nucléons de valence. Les calculs sont réalisés à l'aide des interactions effectives (Ji-Wildenthal), (Brown) et (Serduke, Lawson et Gloeckner) de ceux de la littérature et les interactions Ni66-a, Ni66-b, Ni66-c, Ni66-d, Ni66-e, Ni66-f, Ni68-g, Ni68-h et Ni68-i que nous avons tenté d'établir.

Les modifications de ces interactions portent sur les énergies à une seule particule **SPE** pour les états de proton et les états de neutron, et sur les éléments de matrice à deux corps **TBME**.

^{71}Cu

Les calculs utilisant les deux coeurs montrent que tous les états énergétiques sont globalement proches de l'expérimental, spécialement l'interaction Ni66-e avec le coeur ^{66}Ni . Cet élément possède un espace de valence **n-p**, l'interaction **p-n** entre **1p-2n** ou **1p-4n** peuvent être bien expliqué dans notre cas.

^{71}Ga

Généralement, les énergies obtenues sont partiellement reproduites.

^{71}Ni , ^{71}Zn

Les spectres théoriques calculés montrent que le coeur ^{68}Ni ne permet pas d'avoir des résultats ou parfois donne des résultats complètement loin de l'expérience pour le ^{71}Zn . Dans le cas du ^{71}Ni les interactions donnent des résultats pareils.

On conclut que le coeur ^{66}Ni produit des résultats mieux que le coeur ^{68}Ni parce que l'espace de valence neutrons pour le ^{66}Ni est partiellement large par rapport ceux de ^{68}Ni qui est réduit à l'orbitale intruse $1g_{9/2}$ seulement.

Conclusion

Dans ce travail, on s'intéresse d'une part à l'étude de la structure des noyaux exotiques riches en neutrons autour des couches fermées $Z=28, 50, 82$ dans le cadre du modèle en couche à l'aide des interactions schématiques Delta et MSDI et d'autre part aux calculs réalisés par le code Oxbach des énergies d'excitation pour les noyaux de la région du Nickel de masse $A = 71$.

Θ Dans la première partie de cette étude, on a élaboré plusieurs programmes de calculs : $\langle \text{Delta} \rangle$, $\langle \text{MSDI} \rangle$ pour trois configurations différentes : 3 particules identiques et trois particules différentes (1-2) et (2-1). Ces programmes sont utilisés pour la détermination des spectres d'énergie des noyaux à trois nucléons de valence. Ils contiennent comme base des interactions phénoménologiques dont les expressions sont formulées à l'aide de paramètres ajustables. Il faut alors plusieurs fits pour arriver à des résultats proches de l'expérience et reproduire ainsi les séquences des niveaux.

Dans l'interaction Delta, le paramètre α a une valeur unique prise de hw alors que la valeur de V_{eff} varie selon le noyau étudié. Pour l'interaction MSDI, les niveaux d'énergie sont obtenus par des valeurs différentes des paramètres A_0 et A_1 .

L'étude menée porte sur des noyaux excédentaires en neutron loin de la stabilité de masses $A= 71, 135$ et 211 (^{71}Ni , ^{71}Cu , ^{71}Zn , ^{71}Ga ; ^{135}Sn , ^{135}Sb , ^{135}Te , ^{135}I ; ^{211}Pb , ^{211}Bi , ^{211}Po , ^{211}At) et ayant trois nucléons de valence en dehors des coeurs inertes ^{68}Ni , ^{132}Sn et ^{208}Pb . Les motivations de ce choix sont liées au fait que ces noyaux présentent une bonne source d'information sur l'interaction **N-N** et ont un intérêt incontestable pour l'astrophysique. De plus, les similarités existantes entre les deux régions de ^{132}Sn et ^{208}Pb jouent un rôle clef pour tester les ingrédients de base des calculs de modèle en couches, particulièrement les éléments de matrice des interactions effectives.

D'après l'ensemble de ces résultats obtenus, nous avons remarqué que toutes les données expérimentales disponibles sont reproduites par nos calculs avec parfois certaines déviations et inversions de niveaux. Mais, on peut conclure que l'interaction MSDI donne une meilleure reproduction des spectres en énergie et de la séquence des niveaux. Par ailleurs, on a tenté d'élargir la similarité entre les deux régions de l'étain et du plomb vers la région du nickel sur la base des données expérimentales (spin, parité et énergie des états...). Celle-ci est validée et complétée théoriquement au moyen de calcul de modèle en couches par l'interaction MSDI. Toutes les similarités sont exploitées, soit pour l'ordre et l'espacement en énergie des états des noyaux, soit pour leurs correspondances dans les trois régions. Les résultats obtenus correspondent à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi_{Pb} = -\pi_{Sn} = \pi_{Ni} \\ J_{Pb} - 1 = J_{Sn} = J_{Ni} + 2 \end{array} \right.$$

Notons que l'homologie en n , l , et j pour les neutrons est totale. Elle consiste en les expressions :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{Pb} = n_{Sn} = n_{Ni} + 1 \\ l_{Pb} - 1 = l_{Sn} = l_{Ni} - 1 \\ j_{Pb} - 1 = j_{Sn} = j_{Ni} - 1. \end{array} \right.$$

Par contre l'homologie en n , l , et j pour les protons n'est que partielle. Ceci est probablement dû au fait que les noyaux ^{132}Sn et ^{208}Pb possèdent des double fermetures de couches et sont favorables à cette similarité au contraire de celle du noyau semi fermé ^{68}Ni .

Θ Dans la deuxième partie de cette étude, nous nous sommes intéressés particulièrement aux noyaux de masse $A=71$ de la région du nickel très importante du côté riche en neutrons de la vallée de stabilité. Les calculs sont faits dans le cadre du modèle en couches à l'aide du code structure nucléaire OXBASH. Ce code fonctionnant sous le système d'exploitation Windows est constitué de plusieurs fichiers et programmes structurés sous forme de répertoires.

Pour cette étude, les interactions du départ sont celles de Ji-Wildenthal (N50J), Brown (GWB) et Serduke-Lawson-Gloeckner (SLGM), subissant différentes modifications proposées dans la littérature. Ces modifications sont faites pour reproduire les résultats expérimentaux. Elles prennent pour base :

- Les énergies expérimentales de la particule singulière SPE.
- Les éléments de matrice à deux corps TBME.
- l'espace modèle.

Les calculs des spectres énergétiques sont faits à l'aide de toutes ces interactions sur la base des espaces modèles associés aux cœurs inertes ^{66}Ni ou ^{68}Ni .

Généralement, le coeur ^{66}Ni produit des résultats mieux que le coeur ^{68}Ni parce que l'espace de valence neutrons pour ^{66}Ni est partiellement large par rapport à ceux de ^{68}Ni qui est réduit à l'orbitale intruse $1g_{9/2}$ seulement.

Le spectre en énergie du noyau ^{71}Cu est bien reproduit par la majorité des interactions, par contre les spectres en énergies des autres noyaux sont peu reproduits.

Références

- [1] M. Goeppert Mayer., Phys. Rev. 78, 16 (1950).
- [2] O. Haxel et al., Phys. Rev. 75, 1766L (1949).
- [3] R. Broda et al., Phys. Rev. Lett. 74, 6, 868 (1995).
- [4] W. F. Muller et al., Phys. Rev. C 83, 3613 (1999).
- [5] A. M. Oros-Peusquens and P.F. Mantica , Nucl. Phys. A 669, 81 (2000).
- [6] O. Sorlin et al., Phys. Rev. Lett. 88, 092501 (2002)
- [7] T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. 87, 082502 (2001).
- [8] L. S. Geng et al., J. Phys. G30, 1915 (2004).
- [9] J. Dobaczewski et al., Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p62 (2002).
- [10] J. Dobaczewski et al., Phys. Rev. Lett.72, 981 (1994).
- [11] Data extracted using the NNDC On-line Data service from ENSDF database, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>
- [12] J. Blomqvist, Proceedings of the 4th International Conference on Nuclei Far from Stability, Helsingor, Denmark, report N° 81-09, CERN, p. 536, CERN, Geneva (1981).
- [13] I. Deloncle and B. Roussière, xxx.arxiv.org, arXiv : nucl-th/ 0405037 v2 (2004).
- [14]http://ipnweb.in2p3.fr/communication/communication/rapport/rapact_200102/pdf/actscien/1-Noyaux.pdf
- [15] C. Guénaut, Thèse de Doctorat, Université PARIS XI, ORSAY, France (2005).
- [16] H. Grawe et al., Nucl. Phys. A 693, 116 (2001).
- [17] I. Matea, Thèse de Doctorat, Université de CAEN, U.F.R. Science, Ecole doctorale SIMEM (2003).
- [18] O. Kenn et al., Phys. Rev. C65, 034308 (2001).
- [19] A. Lisetskiy et al., Phys. Rev. C 70, 044314 (2004).
- [20] R. Grzywacz et al., Phys. Rev. Lett. 81, 766 (1998).
- [21] T. Ishii et al., Phys. Rev. Lett. 84, 1, 39 (2000).
- [22] B. Blank, Nucl. Phys. News, Vol.10, N° 4 (2000).
- [23] J. Van de Walle, thèse de Doctorat, Université Katholique LEUVEN (2006).
- [24] J. Rotureau, thèse de Doctorat, Université de CAEN, U.F.R. Science, Ecole doctorale SIMEM (2005).
- [25] Ch. Theisen, Cours de l'école Internationale Joliot Curie de Physique Nucléaire. IN2P3-CNRS, p9 (2003).
- [26] M. Honma et al., xxx.arxiv.org, arXiv :nucl-th/0402079 v1(2004).
- [27] P. J. Brussard et al., "Shell model application in nuclear spectroscopy", North Holland Publishing company,pp.100(1977).

- [28] A. De Maesschalck, thèse de Doctorat, Université de Ghent (2006).
- [29] K. G. Heyde, "The nuclear shell model", Springer -Verlag (1990).
- [30] E. Caurier et al., xxx.arxiv.org, arXiv :nucl-th/0402046 v1(2004).
- [31] S. Sarkar and M. S. Sarkar, Phys. Rev. C64, 014312 (2001).
- [32] B. Fornal et al., Phys. Rev. C 63, 024322 (2001)
- [33] J. Shergur et al., Phys. Rev. C 72, 024305 (2005)
- [34] A. Korgul et al., Eur. Phys. J. A25, 123 (2005)
- [35] L. Coraggio et al., xxx.arxiv.org, arXiv : nucl-th/ 0510028 (2006)
- [36] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C60, 064306 (1999).
- [37] E. K. Warbuton et al, Phys. Rev. C43, 602(1991).
- [38] H. Grawe, Lect. Notes Phys. 651, 33 (2004) [http ://www.springerlink.com](http://www.springerlink.com).
- [39] S. Franchoo et al., Phys. Rev. C 64, 054308 (2001)
- [40] J. A. Pinston and J. Genevey, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 30, R57-R82 (2004)
- [41] J. Van. Roosbroeck et al, Phys. Rev. C69, 034313 (2004).
- [42] S. Sarkar and M. S. Saha, Eur. Phys. J. A 21, 61 (2004).
- [43] A. Covello et al., Phys. Atom. Nucl. 67, 1611 (2004).
- [44] A. Deshalit and H. Feshbach, "Theoretical Nuclear Physics Vol.1", Ed. Wiley (1990).
- [45] E. K. Warbuton, Phys. Rev. C44, 1500 (1991).
- [46] S. K. Saha et al., Phys. Rev. C 65,017302 (2001).
- [47] J. Shergur et al., Phys. Rev. C 65, 034313 (2002).
- [48] B. A. Brown et al., MSU-NSCL report No. 1289 (2004)
- [49] J.A.Winger et al., Phys. Rev. C 39, 1980 (1989).
- [50] Ji-Wildenthal et B. H. Xiangdong, Phys. Rev. C 37 N°3, 1256 (1988).
- [51] A. Hosaka et al., Nucl. Phys. A444, 78 (1985).
- [52] D. Verney et al., xxx.arxiv.org, arXiv : nucl-th/ 0701066 v1 (2007)
- [53] H. Zhang et al., Eur. Phys. J. A30, 519 (2006).

Annexe A

Programme Delta :

```

REAL NU
REAL INT1,INT2
COMMON/PARAM/ALFA,VEFF
COMMON/VN06FC/FCT(40)
COMMON/VN07CB/NU,AKNL(4,4,8),ANL(4,8),INT1(20),INT2(20)
    OPEN(1,file='d.dat')
    OPEN(2,file='r.dat')
C
C
CALL VN07AL
WRITE(2,360)NU
360 FORMAT(1H , 'NU=',F10.8/)
READ(1,500)ALFA,VEFF,J1,JA,J
500 FORMAT(F7.4,F9.4,3I2)
WRITE(2,105)ALFA,VEFF,J1,JA,J
105 FORMAT(1H , 'ALFA=',F6.4/'VEFF=',F9.4/'J1=',I2/'JA=',I3/'J=',I2)
FCT(1)=1.
DO 50 I=2,40
FCT(I)=FCT(I-1)*(I-1.)/10.
50 CONTINUE
S=VN02B9(J1,J1,2*JA,J,J1,2*JA)
Y1=(2.*JA+1.)*S
Y2=1.+2*Y1
    F0=SLATER(N1,L1,N2,L2,N3,L3,N4,L4)
C1=VEFF*F0
Z0=(J1+1.)*(J1+1.)
    C=C1*Z0
    Y=C/Y2
    WRITE(2,204)S,Y,F0,C1,Z0,C,Y
204   FORMAT(1H,'VN02B9(JA)=',E16.6/'Y=',E16.6/'slater=',E16.6/'C1=',
1F10.4/'Z0=',F10.4/'C=',F10.4/'Y=',E16.6/'*****')
Z2=0.
W0=0.
DO 150 I=0,6,2
IF(I.EQ.JA)A=1.
IF(I.NE.JA)A=0.

```

```

S1=VN02BA(J1,J1,2*I,-1,1,0)
S2=VN02B9(J1,J1,2*JA,J,J1,2*I)
WRITE(2,116)S1,S2
116 FORMAT(1H,'S1=',E16.6/'S2=',E16.6)
S3=4.*I*(I+1.)
S4= (2.*I+1.)
S5=(1.+(-1)**(I))
S6= (2.*JA+1.)
S7=1./(2.*I+1.)
A1=0.5
IF(JA.EQ.0)GOTO 173
IF(JA.GE.1)GOTO 175
173 ZL=0.
GOTO 175
Z0=(J1+1.)*(J1+1.)
ZL=Z0*S5*S5/S3
175 X0=A1*(1-ZL)
Z2=Z2+(A+2.*S6*S4*S2)*(A+2.*S6*S4*S2)*S7*S1*S1*X0
W0=W0+(A+2.*S6*S4*S2)*(A+2.*S6*S4*S2)*S7*S1*S1*S5
WRITE(2,119)S3,S4,S5,S6,Z0,W0,ZL,Z2
119 FORMAT(1H,'S3=',F10.4/'S4=',F10.4/'S5=',F10.4/'S6=',F10.4/'Z0=',
1F10.4/'W0=',E16.6/'ZL=',E16.6/'Z2=',E16.6/'*****')
150 CONTINUE
WRITE(2,127)Z2,W0
127 FORMAT(1H,'sommeZ2=',E16.6/'sommeW0=',E16.6)
X2=Z2-(ALFA*W0)
XL=Y*X2
WRITE(2,112)Y,X2
112 FORMAT(1H,'Y=',E20.7/'X2=',E20.7)

WRITE(2,311)J,XL
311 FORMAT(1H,'J=',I2,'XL=',E20.8)
WRITE(2,117)ALFA,VEFF,J1,JA,J
117 FORMAT(1H,'ALFA=',F6.4/'VEFF=',F9.4/'J1=',I2/'JA=',I3/'J=',I2/
1'*****')
STOP
END
C

```



```
C calcul des coefficients cfp's
C
FUNCTION VN02B9(J1,J2,J3,L1,L2,L3)
COMMON/VN06FC/FCT(40)
CC=0.0
IF(J1+J2-J3) 20,1,1
1 IF(IABS( J1-J2)-J3) 2,2,20
2 IF (J1+J2+J3-2*((J1+J2+J3)/2)) 20,3,20
3 IF(J1+L2-L3) 20,4,4
4 IF (IABS(J1-L2)-L3) 5,5,20
5 IF (J1+L2+L3-2*((J1+L2+L3)/2)) 20,6,20
6 IF(L1+J2-L3) 20,7,7
7 IF(IABS(L1-J2)-L3) 8,8,20
8 IF(L1+J2+L3-2*((L1+J2+L3)/2)) 20,9,20
9 IF(L1+L2-J3) 20,10,10
10 IF(IABS(L1-L2)-J3) 11,11,20
11 IF(L1+L2+J3-2*((L1+L2+J3)/2)) 20,12,20
12 OMEGA=0.0
IF(J3) 37,38,37
37 IF(L3) 40,39,40
38 VN02B9=(-1.)**((J1+L2+L3)/2)/SQRT((FLOAT(J1)+1.)*(FLOAT(L2)+1.))
GO TO 41
39 VN02B9=(-1.)**((J1+J2+J3)/2)/SQRT((FLOAT(J1)+1.)*(FLOAT(J2)+1.))
GO TO 41
40 IWMIN=J1+J2+J3
IF(IWMIN-J1-L2-L3) 13,14,14
13 IWMIN=J1+L2+L3
14 IF(IWMIN-L1-J2-L3) 15,16,16
15 IWMIN=L1+J2+L3
16 IF(IWMIN-L1-L2-J3) 17,18,18
17 IWMIN=L1+L2+J3
18 IWMAX=J1+J2+L1+L2
IF(IWMAX-J2-J3-L2-L3) 22,22,23
23 IWMAX=J2+J3+L2+L3
22 IF (IWMAX-J1-J3-L1-L3) 24,24,25
25 IWMAX=J1+J3+L1+L3
24 IF(IWMIN-IWMAX) 26,26,20
26 DO 701 IW = IWMIN,IWMAX,2
```

```

IW1=IW/2+2
IW2=(IW-J1-J2-J3)/2+1
IW3=(IW-J1-L2-L3)/2+1
IW4=(IW-L1-J2-L3)/2+1
IW5=(IW-L1-L2-J3)/2+1
IW6=(J1+J2+L1+L2-IW)/2+1
IW7=(J1+J3+L1+L3-IW)/2+1
IW8=(J2+J3+L2+L3-IW)/2+1
IF(IW-4*(IW/4)) 30,31,30
31 PH=1.0
GO TO 35
30 PH=-1.0
35 OMEGA=OMEGA+PH*FCT(IW1)/FCT(IW2)/FCT(IW3)/FCT(IW4)/FCT(IW5)
1/FCT(IW6)/FCT(IW7)/FCT(IW8)
701 CONTINUE
CC=OMEGA*VN02BB(J1,J2,J3,FCT)*VN02BB(J1,L2,L3,FCT)*VN02BB(L1,J2,L3
1,FCT)*VN02BB(L1,L2,J3,FCT)
20 VN02B9=CC*10.0
41 RETURN
END
FUNCTION VN02BB(J1,J2,J3,FCT)
DIMENSION FCT(40)
IW1=(J1+J2-J3)/2+1
IW2=(J1-J2+J3)/2+1
IW3=(-J1+J2+J3)/2+1
IW4=(J1+J2+J3+2)/2+1
FDELTA=SQRT(FCT(IW1)*FCT(IW2)*FCT(IW3)/FCT(IW4))
VN02BB=FDELTA/3.16227765
RETURN
END
FUNCTION VN02BA(J1,J2,J,M1,M2,M)
COMMON/VN06FC/FCT(40)
INTEGER Z,ZMIN,ZMAX,FASE
CCC VN02BA DENOTES THE CLEBSCH-GORDAN COEFFICIENT
CCC <J1,M1,J2,M2 I J1,J2,J,M>
CC=0.
IF(M1+M2-M)20,1,20
1 IF(IABS(M1)-IABS(J1))2,2,20

```

```

2 IF(IABS(M2)-IABS(J2))3,3,20
3 IF(IABS(M)-IABS(J))4,4,20
4 IF(J-J1-J2)5,5,20
5 IF(J-IABS(J1-J2))20,6,6
6 ZMIN=0
IF(J-J2+M1)7,8,8
7 ZMIN=-J+J2-M1
8 IF(J-J1-M2+ZMIN)9,10,10
9 ZMIN=-J+J1+M2
10 ZMAX=J1+J2-J
IF(J2+M2-ZMAX)11,12,12
11 ZMAX=J2+M2
12 IF(J1-M1-ZMAX)13,14,14
13 ZMAX=J1-M1
14 DO 15 Z=ZMIN,ZMAX,2
JA=Z/2+1
JB=(J1+J2-J-Z)/2+1
JC=(J1-M1-Z)/2+1
JD=(J2+M2-Z)/2+1
JE=(J-J2+M1+Z)/2+1
JF=(J-J1-M2+Z)/2+1
FASE=(-1)**(Z/2)
F2=FASE
15 CC=CC+F2/(FCT(JA)*FCT(JB)*FCT(JC)*FCT(JD)*FCT(JE)*
1FCT(JF))
JA=(J1+J2-J)/2+1
JB=(J1-J2+J)/2+1
JC=(-J1+J2+J)/2+1
JD=(J1+M1)/2+1
JE=(J1-M1)/2+1
JF=(J2+M2)/2+1
JG=(J2-M2)/2+1
JH=(J+M)/2+1
JI=(J-M)/2+1
JJ=(J1+J2+J+2)/2+1
F1=J+1
CC=SQRT(F1*FCT(JA)*FCT(JB)*FCT(JC)*FCT(JD)*FCT(JE)*
1FCT(JF)*FCT(JG)*FCT(JH)*FCT(JI)/FCT(JJ))*CC

```

```

20 VN02BA=CC /SQRT(10.)
RETURN
END
FUNCTION SLATER(NI,LI,NII,LII,NK,LK,NKK,LKK)
C
C FUNCTION SLATER CALCULATES SLATER-INTEGRALS WITH A DELTA-FORCE
C USING FOUR RADIAL HARMONIC OSCILLATOR WAVEFUNCTIONS WITH
QUANTUM
C NUMBERS (NI,LI),(NII,LII),(NK,LK),(NKK,LKK) AND N=0,1,2,3.
C
C (NI,LI),(NII,LII),(NK,LK),(NKK,LKK) : THE FOUR SETS OF QUANTUM
C NUMBERS OF THE 4 RADIAL WAVEFUNCTIONS WITH N=0,1,2,3 AND
C L=0,1,2,3,4,5,6,7
C INT : THE SLATER-INTEGRAL (DIVISION BY 4*PI INCLUDED)
C
COMMON/VN07CB/NU,AKNL(4,4,8),ANL(4,8),INT1(20),INT2(20)
REAL NU
REAL INT1,INT2
ROM=0.
L=LI+LII+LK+LKK
NII=NI+1
NII1=NII+1
NK1=NK+1
NKK1=NKK+1
LI1=LI+1
LII1=LII+1
LK1=LK+1
LKK1=LKK+1
L1=(L+1)/2
IF(L/2.EQ.L/2.) GO TO 1
DO 2 I=1,NII1
DO 2 II=1,NII1
DO 2 K=1,NK1
DO 2 KK=1,NKK1
L2=L1+I+II+K+KK-4
2 ROM=ROM+AKNL(I,NII1,LI1)*AKNL(II,NII1,LII1)*AKNL(K,NK1,LK1)*AKNL(KK
1,NKK1,LKK1)*INT1(L2)
GO TO 3

```

```

1 DO 4 I=1,NI1
DO 4 II=1,NII1
DO 4 K=1,NK1
DO 4 KK=1,NKK1
L2=L/2+I+II+K+KK-3
4 ROM=ROM+AKNL(I,NI1,LI1)*AKNL(II,NII1,LII1)*AKNL(K,NK1,LK1)*AKNL(KK
1,NKK1,LKK1)*INT2(L2)
3 SOM=ROM
SLATER=ANL(NI1,LI1)*ANL(NII1,LII1)*ANL(NK1,LK1)*ANL(NKK1,LKK1)*SOM
1*(2*NU)**1.5/78.95683523
RETURN
END
SUBROUTINE VN07AL
C
C SUBROUTINE CALCULATES A NUMBER OF COEFFICIENTS NECESSARY
FOR THE
C CALCULATIONS OF THE SLATER-INTEGRALS
C
C FAK1(N),N=1,4 : FAK1(N)=(N-1)!
C FAK2(N),N=1,11 : FAK2(N)=(2N-1)!!
C ANL(N,L),N=1,4, L=1,8 :
C ANL(N,L)=SQRT(2**(L-N+2)*(2*NU)**(L+1/2)*(2L+2N-3)!!)/SQRT(SQRT(PI)
C *((2L-1)!!)**2*(N-1)!)
C AKNL(K,N,L),K=1,4, N=1,4, L=1,8 :
C AKNL(K,N,L)=(-2)**(K-1)*(N-1)!*(2L-1)!!/(K-1)!*(N-K)!*(2L+2K-3)!!
C INT1(I),I=1,20 : INT1(I)=I!/2**(I+1)
C INT2(I),I=1,20 : INT2(I)=SQRT(PI)*(2I-1)!!/2**(2I+1/2)
C NU=M*OMEGA/2*H-BAAR
C
REAL NU
REAL INT1,INT2
COMMON/VN07CB/NU,AKNL(4,4,8),ANL(4,8),INT1(20),INT2(20)
DIMENSION FAK1(21),FAK2(20)
READ(1,1) NU
1 FORMAT(F10.8)
FAK1(1)=1.
DO 2 IR=1,20
2 FAK1(IR+1)=FAK1(IR)*IR

```

```

FAK2(1)=1.
DO 3 IR=1,19
3 FAK2(IR+1)=FAK2(IR)*(2*IR+1)
DO 4 N=1,4
DO 4 L=1,8
LNS=L+N
F1=FAK2(LNS-1)/(FAK2(L)**2*FAK1(N))
ANL(N,L)=SQRT(2.**(L-N+2.)*F1)
DO 4 K=1,N
KNS=N-K
LKS=L+K
4 AKNL(K,N,L)=(-2)**(K-1)*FAK1(N)*FAK2(L)/(FAK1(K)*FAK1(KNS+1)*FAK2(
1LKS-1))
DO 5 I=1,20
INT1(I)=FAK1(I+1)/2**(I+1)
5 INT2(I)=1.25331413731550*FAK2(I)/4.**I
RETURN
END
C A=135 nu=0.0938732641526
C A=71 nu=0.118827826 hw=41A**(-1/3)
C nu=0.1129227937 hw=45A**(-1/3)-25A**(-2/3)

```

Annexe B

Programme MSDI :

```

COMMON/VN06FC/FCT(40)
FCT(1)=1.
DO 1 I=2,40
1 FCT(I)=FCT(I-1)*(I-1.)/10.
c 1 CONTINUE
OPEN(1,file='d.dat')
OPEN(2,file='r.dat')
READ(1,100)A1,B,J,JA,J1
100 FORMAT(2F8.4,3I3)
WRITE(2,200)A1,B,J1
200 FORMAT('A1=', 'B=', 2F8.4, 'J1=', I2)
S1=VN02B9(J1,J1,2*JA,J,J1,2*JA)
Y1=(2.*JA+1.)*S1
Y=1.+3*Y1
Z0=(J1+1.)*(J1+1.)
Z1=-A1*Z0/4.
Z2=0.
W0=0.
DO 150 I=0,8,2
IF(I.EQ.JA)A=1.
IF(I.NE.JA)A=0.
S2=VN02B9(J1,J1,2*JA,J,J1,2*I)
S3=VN02BA(J1,J1,2*I,-1,1,0)
S4=(2.*I+1.)
S5=(1.+(-1)**(I))
S6=(2.*JA+1.)*S4
Z2=Z2+(A+2.*S6*S2)*(A+2.*S6*S2)*(S3*S3*S5)/S4
W0=W0+(A+2.*S6*S2)*(A+2.*S6*S2)
150 CONTINUE
W1=W0/Y
W=W1*B
Z=(Z1*Z2)/Y
XL=Z+W
WRITE(2,300)JA
300 FORMAT(1H,'JA=', I2)
WRITE(2,311)J,XL

```

```
311 FORMAT(1H,'J=',I2,'XL=',F8.4)
STOP
END
FUNCTION VN02B9(J1,J2,J3,L1,L2,L3)
COMMON/VN06FC/FCT(40)
CC=0.0
IF(J1+J2-J3) 20,1,1
1 IF(IABS( J1-J2)-J3) 2,2,20
2 IF (J1+J2+J3-2*((J1+J2+J3)/2)) 20,3,20
3 IF(J1+L2-L3) 20,4,4
4 IF (IABS(J1-L2)-L3) 5,5,20
5 IF (J1+L2+L3-2*((J1+L2+L3)/2)) 20,6,20
6 IF(L1+J2-L3) 20,7,7
7 IF(IABS(L1-J2)-L3) 8,8,20
8 IF(L1+J2+L3-2*((L1+J2+L3)/2)) 20,9,20
9 IF(L1+L2-J3) 20,10,10
10 IF(IABS(L1-L2)-J3) 11,11,20
11 IF(L1+L2+J3-2*((L1+L2+J3)/2)) 20,12,20
12 OMEGA=0.0
IF(J3) 37,38,37
37 IF(L3) 40,39,40
38 VN02B9=(-1.)**((J1+L2+L3)/2)/SQRT((FLOAT(J1)+1.)*(FLOAT(L2)+1.))
GO TO 41
39 VN02B9=(-1.)**((J1+J2+J3)/2)/SQRT((FLOAT(J1)+1.)*(FLOAT(J2)+1.))
GO TO 41
40 IWMIN=J1+J2+J3
IF(IWMIN-J1-L2-L3) 13,14,14
13 IWMIN=J1+L2+L3
14 IF(IWMIN-L1-J2-L3) 15,16,16
15 IWMIN=L1+J2+L3
16 IF(IWMIN-L1-L2-J3) 17,18,18
17 IWMIN=L1+L2+J3
18 IWMAX=J1+J2+L1+L2
IF(IWMAX-J2-J3-L2-L3) 22,22,23
23 IWMAX=J2+J3+L2+L3
22 IF (IWMAX-J1-J3-L1-L3) 24,24,25
25 IWMAX=J1+J3+L1+L3
24 IF(IWMIN-IWMAX) 26,26,20
```



```

26 DO 701 IW = IWMIN,IWMAX,2
IW1=IW/2+2
IW2=(IW-J1-J2-J3)/2+1
IW3=(IW-J1-L2-L3)/2+1
IW4=(IW-L1-J2-L3)/2+1
IW5=(IW-L1-L2-J3)/2+1
IW6=(J1+J2+L1+L2-IW)/2+1
IW7=(J1+J3+L1+L3-IW)/2+1
IW8=(J2+J3+L2+L3-IW)/2+1
IF(IW-4*(IW/4)) 30,31,30
31 PH=1.0
GO TO 35
30 PH=-1.0
35 OMEGA=OMEGA+PH*FCT(IW1)/FCT(IW2)/FCT(IW3)/FCT(IW4)/FCT(IW5)
1/FCT(IW6)/FCT(IW7)/FCT(IW8)
701 CONTINUE
CC=OMEGA*VN02BB(J1,J2,J3,FCT)*VN02BB(J1,L2,L3,FCT)*VN02BB(L1,J2,L3
1,FCT)*VN02BB(L1,L2,J3,FCT)
20 VN02B9=CC*10.0
41 RETURN
END
FUNCTION VN02BB(J1,J2,J3,FCT)
DIMENSION FCT(40)
IW1=(J1+J2-J3)/2+1
IW2=(J1-J2+J3)/2+1
IW3=(-J1+J2+J3)/2+1
IW4=(J1+J2+J3+2)/2+1
FDELTA=SQRT(FCT(IW1)*FCT(IW2)*FCT(IW3)/FCT(IW4))
VN02BB=FDELTA/3.16227765
RETURN
END
FUNCTION VN02BA(J1,J2,J,M1,M2,M)
COMMON/VN06FC/FCT(40)
INTEGER Z,ZMIN,ZMAX,FASE
CCC VN02BA DENOTES THE CLEBSCH-GORDAN COEFFICIENT
CCC <J1,M1,J2,M2 I J1,J2,J,M>
CC=0.
IF(M1+M2-M)20,1,20

```

```

1 IF(IABS(M1)-IABS(J1))2,2,20
2 IF(IABS(M2)-IABS(J2))3,3,20
3 IF(IABS(M)-IABS(J))4,4,20
4 IF(J-J1-J2)5,5,20
5 IF(J-IABS(J1-J2))20,6,6
6 ZMIN=0
IF(J-J2+M1)7,8,8
7 ZMIN=-J+J2-M1
8 IF(J-J1-M2+ZMIN)9,10,10
9 ZMIN=-J+J1+M2
10 ZMAX=J1+J2-J
IF(J2+M2-ZMAX)11,12,12
11 ZMAX=J2+M2
12 IF(J1-M1-ZMAX)13,14,14
13 ZMAX=J1-M1
14 DO 15 Z=ZMIN,ZMAX,2
JA=Z/2+1
JB=(J1+J2-J-Z)/2+1
JC=(J1-M1-Z)/2+1
JD=(J2+M2-Z)/2+1
JE=(J-J2+M1+Z)/2+1
JF=(J-J1-M2+Z)/2+1
FASE=((-1)**(Z/2))
F2=FASE
15 CC=CC+F2/(FCT(JA)*FCT(JB)*FCT(JC)*FCT(JD)*FCT(JE)*
1FCT(JF))
JA=(J1+J2-J)/2+1
JB=(J1-J2+J)/2+1
JC=(-J1+J2+J)/2+1
JD=(J1+M1)/2+1
JE=(J1-M1)/2+1
JF=(J2+M2)/2+1
JG=(J2-M2)/2+1
JH=(J+M)/2+1
JI=(J-M)/2+1
JJ=(J1+J2+J+2)/2+1
F1=J+1
CC=SQRT(F1*FCT(JA)*FCT(JB)*FCT(JC)*FCT(JD)*FCT(JE)*

```

```
1FCT(JF)*FCT(JG)*FCT(JH)*FCT(JI)/FCT(JJ))*CC  
20 VN02BA=CC /SQRT(10.)  
RETURN
```

ملخص :

تتركز هذه المذكرة على تطبيقات النموذج الطبقي للأنوية الغنية بالنيوترونات ذوات ثلاثة نيكليونات التكافؤ المتمركزة حول الأنوية مضاعفة السحرية ^{208}Pb , ^{132}Sn و نصف المضاعفة السحرية ^{68}Ni .

تمائل بين الطبقات قوية الإغلاق للأنوية ^{132}Sn و ^{208}Pb يعطي الفرصة باستخدام خصائص المستويات البسيطة لأنوية منطقة القصدير.

الهدف الأساسي لهذا العمل هو تمديد هذا التماثل نحو منطقة النيكل على أساس المعطيات التجريبية (سبين، الزوجية، طاقات المستويات...). في هذا الإطار، استعملنا تفاعلين Delta و MSDI من أجل معالجة الأنظمة ذات ثلاث نكليونات تكافؤ للكتل $A = 71, 135$ و 211 من أجل تحديد أطيافها الطاقوية.

إضافة، درسنا البنية النووية للايزوبارات $A=71$ بواسطة التفاعلات الفعالة لبرنامج Oxbash باستعمال القلبين الصلبين ^{68}Ni و ^{66}Ni . النتائج المحصل عليها تبين أن هذا الأخير يعطي أحسن تقر ييات لأطياف الطاقة.

الكلمات المفتاحية:

النموذج الطبقي، الأعداد السحرية، الأنوية الشاذة، التفاعلات الفعالة Delta و MSDI، القلوب الصلبة ^{208}Pb ، ^{132}Sn ، ^{68}Ni و ^{66}Ni ، التماثل ، البرنامج Oxbash .

Abstract :

This memory carries on the shell model applications on the neutron-rich nuclei with three valence nucleons surround doubly magic nuclei: ^{208}Pb , ^{132}Sn and semi-doubly magic ^{68}Ni .

The similarity between the strong shell closure of ^{132}Sn nucleus and their of ^{208}Pb , open the possibility to explore the simple states proprieties of the tin region nuclei.

The principal aim of this work is to widen this similarity toward Nickel region on the experimental data base (spin, parity and energy of states.....). In this framework, we have used two schematics interactions Delta and MSDI for treating the three valence nucleons systems of A=71, 135 and 211 masses to determine their energetic spectra.

Moreover, we have studied the nuclear structure of A=71 isobars using the effective interactions of the Oxbash code, with the two inert cores ^{68}Ni and ^{66}Ni . The results show that this last gives the best reproductions of the energies spectra.

Key words:

Shell model, Magic number, Exotic nuclei, Effective interactions Delta and MSDI, Inert cores ^{208}Pb , ^{132}Sn , ^{68}Ni and ^{66}Ni , Similarity, Oxbash Code.

Résumé:

Ce mémoire porte sur les applications du modèle en couches sur les noyaux riches en neutron à trois nucléons de valence autour des noyaux doublement magiques ^{132}Sn , ^{208}Pb et semi doublement magique ^{68}Ni .

La similarité entre les fortes fermetures de couches du noyau ^{132}Sn et celles de ^{208}Pb , ouvre la possibilité d'explorer les propriétés des états simples des noyaux de la région de l'Etain.

Le but principal de ce travail est d'élargir cette similarité vers la région du Nickel sur la base des données expérimentales (spin, parité et énergie des états...). Dans ce cadre, nous avons utilisé deux interactions schématiques Delta et MSDI pour traiter les systèmes à trois nucléons de valence de masse $A=71$, 135 et 211 pour déterminer leurs spectres énergétiques. De plus, nous avons étudié la structure nucléaire des isobares $A=71$ au moyen des interactions effective du code Oxbash, avec les deux cœurs ^{68}Ni et ^{66}Ni . Les résultats obtenus montrent que ce dernier donne les meilleurs reproductions des spectres en énergie.

Mots clés:

Modèle en couches, nombres magiques, noyaux exotiques, interactions effectives Delta et MSDI, cœurs inertes ^{208}Pb , ^{132}Sn , ^{68}Ni et ^{66}Ni , Similarité, Code Oxbash.