

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Bou
3779

N° d'ordre :

Série :

MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER
EN PHYSIQUE THEORIQUE
OPTION
PHYSIQUE NUCLEAIRE



PAR : Melle BOUHELAL MOUNA

ETUDE A L'AIDE D'INTERACTIONS EFFECTIVES DES
EXCITATIONS A PEU DE PARTICULES DES NOYAUX DANS
LES REGIONS DE L'ETAIN 132 ET DU PLOMB 208.
COMPARAISON ENTRE LES ETATS HOMOLOGUES.

SOUTENU LE : / / 2002

Devant le jury:

<u>Président:</u>	M. RAMDHANE	M.C. Univ. Mentouri Constantine
<u>Rapporteur:</u>	F. BENRACHI	Prof. Univ. Mentouri Constantine
<u>Examineurs:</u>	M. HAOUCHINE	M.C. Univ. Mentouri Constantine
	N. BOUKHEIT	M.C. Univ. Mentouri Constantine
	A. MAASMI	M.C. Centre. Univ. Tebessa



Remerciements

Je tiens en premier lieu à exprimer ma profonde gratitude envers Madame F. Benrachi, professeur à l'Université Mentouri Constantine de m'avoir encadré pendant ces deux années de magistère. Elle m'a proposée ce travail, et m'a permis, pas à pas, avec patience, de le mener progressivement à terme. Ses encouragements et l'attention portée sur mes travaux ont largement contribué au bon déroulement de ce mémoire. Je tiens à la remercier très chaleureusement.

Je remercie particulièrement Monsieur M. Ramdhane, Maître de Conférence à l'Université Mentouri Constantine, pour toute l'aide qu'il m'a apporté, pour toutes nos discussions. Je le remercie très sincèrement d'avoir accepté de présider le jury de ce mémoire.

Je remercie Messieurs : M. Haouchine, Maître de Conférence à l'Université Mentouri Constantine, N. Boukheit, Maître de Conférence à l'Université Mentouri Constantine, et A. Maasmi, Maître de Conférence au Centre Universitaire Tébessa, d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Un remerciement très sincère aux professeurs: S. Sarkar, B.A. Brown, M. Horoi, D. Rudolph et J. Blomqvist, pour leur aide par des informations utiles ou des documents.

Je remercie chaleureusement mes collègues: A. boukhalout, S. Khaled, M. H. Mansour, L. Boutarfa, L. Meghlaoui, S. Kaim, M. Berrehail, et N.H. Djrouni, pour tous ce qu'ils ont fait pour moi.

Enfin, je remercie tous ceux qui par leur bonne humeur et leur amitié ont contribué à rendre ces années inoubliables.

Table des matières

Introduction	3
1 Noyaux Exotiques	5
1.1 Introduction	5
1.2 Noyaux stables	6
1.3 Noyaux exotiques	6
1.4 Nucléosynthèse en laboratoire	7
1.5 Noyaux exotiques et nombres magiques	8
1.6 Modes de désintégration exotiques et nouvelles radioactivités	11
1.6.1 Emission de proton retardée	11
1.6.2 La radioactivité ${}^2\text{He}$	11
1.6.3 Outils spectroscopiques	12
1.6.4 les états moléculaires des noyaux à halo	13
1.7 Eléments super-lourds	16
1.7.1 Les effets des couches	16
1.7.2 Seconde carte postale depuis l'îlot de la stabilité	17
1.7.3 Stabilité croissante	18
1.8 Noyaux exotiques autour des régions de ${}^{132}\text{Sn}$ et ${}^{208}\text{Pb}$	19
2 Modèles de structures nucléaires et interaction N-N	21
2.1 Introduction	21
2.2 Modèles de structure nucléaire	21
2.2.1 La goutte liquide	22
2.2.2 Nombres magiques et le modèle en couches	22
2.2.3 Déformation et les modèles collectifs	26

2.3	Modèle en couches et interaction N-N	28
2.3.1	De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau	28
2.3.2	La notion d'interaction réaliste : système à quelques-nucléons	29
2.3.3	La notion d'interaction effective : système à plusieurs nucléons	30
2.3.4	Utilisation de l'interaction effective dans les calculs de modèle en couches	31
2.3.5	Système Proton-Neutron dans les noyaux lourds	36
2.3.6	L'interaction Delta	38
2.3.7	L'interaction Delta de surface modifiée (MSDI)	40
2.3.8	Exemple	43
2.4	Système à trois particules	44
2.4.1	Fonction d'onde à trois-particules	44
2.4.2	Élément de matrice à trois-corps	46
3	Étude des noyaux lourds riches en neutrons	50
3.1	Introduction	50
3.2	Étude des noyaux riches en neutrons près de ^{132}Sn et de ^{208}Pb	51
3.2.1	Noyaux à deux nucléons de valence	53
3.2.2	Noyaux à trois-nucléons	67
3.3	Comparaison entre la région de ^{132}Sn et celle de ^{208}Pb	79
3.3.1	Noyaux à deux nucléons de valence	80
3.3.2	Noyaux à trois-nucléons	81
3.4	Comparaison avec d'autres théories	83
3.4.1	Noyaux à deux nucléons de valence	84
3.4.2	Noyaux à trois nucléons de valence	88
	Conclusion	92
	A Calcul des éléments de matrice de l'interaction-δ (p-n)	94
	B Programme de trois nucléons non identiques	103
	Bibliographie	109

Introduction

Le marin qui navigue une nuit sans lune, glisse dans l'obscurité. La côte invisible lui est signalée par une lumière intermittente de phares. Comme l'intervalle régulier qui sépare deux éclats est caractéristique de phare observé, le marin peut les identifier et repérer sa position.

Le physicien n'a peut être pas le pied marin, mais dans l'obscurité du microscopique, il recherche également des rayonnements, émis cette fois par les atomes. Nos sens, inaptes à ces observations, sont alors remplacés par des instruments qui rendent ces rayonnements aussi familiers que le sont la lumière et la chaleur [1].

Depuis un siècle, nous étudions le noyau atomique, en le faisant interagir avec d'autres noyaux, créant de nouveaux éléments à la recherche de comportements particuliers et extrêmes. Ces noyaux sont loin de la stabilité ou exotiques. L'étude des noyaux et des phénomènes exotiques nous permet d'améliorer notre compréhension de la structure nucléaire.

Du point de vue théorique, nous disposons d'outils permettant une étude microscopique de la structure des noyaux loin de la stabilité. Parmi les modèles microscopiques principaux utilisés pour cette raison, le modèle en couches occupe une place de choix car il est capable de présenter toutes les propriétés spectroscopiques (énergies de liaison, spin, parité et énergies des états excités) d'une région de masses données. Ceci lui confère un pouvoir descriptif et prédictif indiscutables [2]. Ce modèle est basé sur l'hypothèse du champ moyen et utilise comme ingrédient l'interaction effective.

Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur l'étude des noyaux riches en neutrons. Nous nous sommes appliqués à l'étude des noyaux près de la magie de ${}_{50}^{132}\text{Sn}_{82}$ et de ${}_{82}^{208}\text{Pb}_{126}$.

Pourquoi, s'intéresse-t-on à ces deux régions ?

L'importance de ces deux régions est que la spectroscopie de ${}^{132}\text{Sn}$ et de ses voisins est similaire à celle de ${}^{208}\text{Pb}$ qui est bien définie. 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 ${}^{132}\text{Sn}$ a son contre partie ou état homologue dans la région de ${}^{208}\text{Pb}$ avec le même nombre quantique radial n , et une unité plus grande en moment angulaire l et j . L'interaction nucléon-nucléon dans

la région de ^{132}Sn peut être tirée de celle de la région de ^{208}Pb .

L'étude des noyaux choisis près de ces deux régions est faite en utilisant les interactions effectives : Delta et MSDI.

Ce mémoire s'articule en trois chapitres :

* Dans le premier chapitre sont citées quelques notions et propriétés ainsi que quelques comportements des noyaux loin de la stabilité .

* Le second chapitre est consacré à la présentation de certains modèles de structures nucléaires. La notion d'interactions effectives réalistes et leurs utilisations dans les calculs du modèle en couches sont également développées. Ce chapitre regroupe les expressions des interactions Delta et MSDI, ainsi que les formes des éléments de matrice des systèmes à deux et trois corps.

* Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats obtenus par l'étude de tous les noyaux à deux et trois nucléons de valence dans la région de l'étain et du plomb. Des interprétations sont proposées et une comparaison avec les données de la littérature est discutée.

Chapitre 1

Noyaux Exotiques

1.1 Introduction

Le noyau atomique est le seul système quantique à plusieurs corps constitué de nucléons. Pour comprendre ce système, des noyaux très perturbés dits "exotiques" sont créés, où la proportion entre le nombre de protons et de neutrons est très différente de celle des noyaux stables. Ces noyaux exotiques jouent un rôle clef pour tester les modèles de base établis à partir des noyaux ordinaires, et connaître ainsi les propriétés et les changements pouvant apparaître. Comme exemple, les états superdéformés du noyau ont des configurations très pures qui permettent en principe de tester les modèles nucléaires à grande déformation et à haut moment angulaire.

La connaissance de ce nouveau monde des noyaux a conduit plusieurs groupes de physiciens à consacrer leurs temps dans l'étude des caractéristiques des noyaux loin de la stabilité, arrivant ainsi à la découverte de différents types et comportement des noyaux exotiques. La découverte récente des noyaux entourés d'un large halo de neutrons et l'étude des propriétés de ce type de noyaux ont conduit les physiciens nucléaire à les imaginer comme des sortes d'atomes neutroniques, pouvant se combiner pour former des dimères, voire des polymères nucléaires. Voilà, malgré sa petite taille, le noyau atomique présente des caractéristiques analogues à ceux des objets plus grands.

1.2 Noyaux stables

Le noyau atomique est composé de deux sortes de nucléons de masses équivalentes : les protons, qui portent une charge positive et les neutrons qui n'en ont aucune. Les noyaux stables que l'on trouve dans la nature sont ceux qui ne se transforment pas en d'autres noyaux, par exemple : l'hydrogène de masse 1 et le carbone de masse 12. Le quotient de nombre de neutrons N par le nombre de protons Z pour ces noyaux évolue lentement, depuis $N/Z=1$ pour les noyaux légers jusqu'à $N/Z=1,6$ pour les noyaux les plus lourds. Il y a environ 300 noyaux stables regroupés dans ce que l'on appelle "vallée de la stabilité" (diagramme où sont placés tous les noyaux atomiques, voir figure(1-1) [3]).

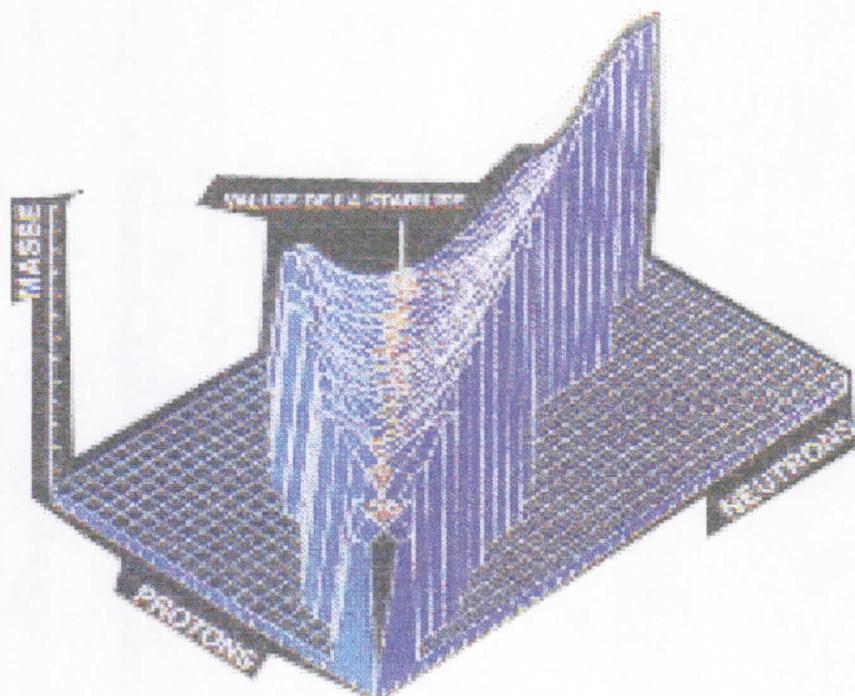


Figure (1-1) : vallée de La stabilité

1.3 Noyaux exotiques

Par opposition à un noyau stable, un noyau est dit exotique si la proportion de ses nombres de protons et de neutrons est très différente de celle des noyaux stables.

Les noyaux exotiques sont des noyaux radioactifs loin de la stabilité, qui se désintègrent en d'autres noyaux stables. Certains d'entre eux peuvent exister dans la nature si

leur durée de vie est suffisamment longue pour qu'ils soient présents aujourd'hui, comme l'uranium 235.

1.4 Nucléosynthèse en laboratoire

Les physiciens nucléaires ont pu créer artificiellement des radioéléments qui n'existent pas dans la nature en raison de leur courte durée de vie (instabilité) par trois méthodes, fondées sur le bombardement d'une cible par un faisceau de particules ou de noyaux accélérés. La première méthode est la fragmentation des noyaux stables : fragmentation de la cible ou du projectile. Des ions lourds incidents peuvent se fragmenter lors de leur collision violente avec une cible mince figure(1-2-a). Ou contrairement, c'est les noyaux des atomes constituant la cible qui se fragmentent, en bombardant celle-ci avec un faisceau très énergétique de protons ou de neutrons figure(1-2-b). Les produits de la réaction sont plus légers que les éléments du faisceau ou de la cible. Parmi eux quelques noyaux riches en protons ou en neutrons se forment.

La deuxième méthode utilise un dispositif expérimental analogue au précédent, mais pour des énergies de faisceau bien plus faibles. Cette méthode est consacrée à la fusion d'un noyau incident avec un noyau cible pour former en général un composé instable. Ce composé évacue de l'énergie en émettant des neutrons, des protons ou des particules alpha figure(1-2-c), d'où le nom de cette méthode de fusion/évaporation.

Une dernière méthode de synthèse utilise la fission spontanée des noyaux lourds, tel l'uranium. On déclenche cette fission en excitant faiblement les noyaux de la cible à l'aide d'un faisceau de neutrons thermiques. Comme les noyaux lourds stables contiennent de forts excès de neutrons et que, si on ne les excite pas avec une énergie suffisante pour que la voie émission de neutron soit plus probable, on obtient surtout des éléments légers eux aussi riches en neutrons figure(1-2-d) [4].

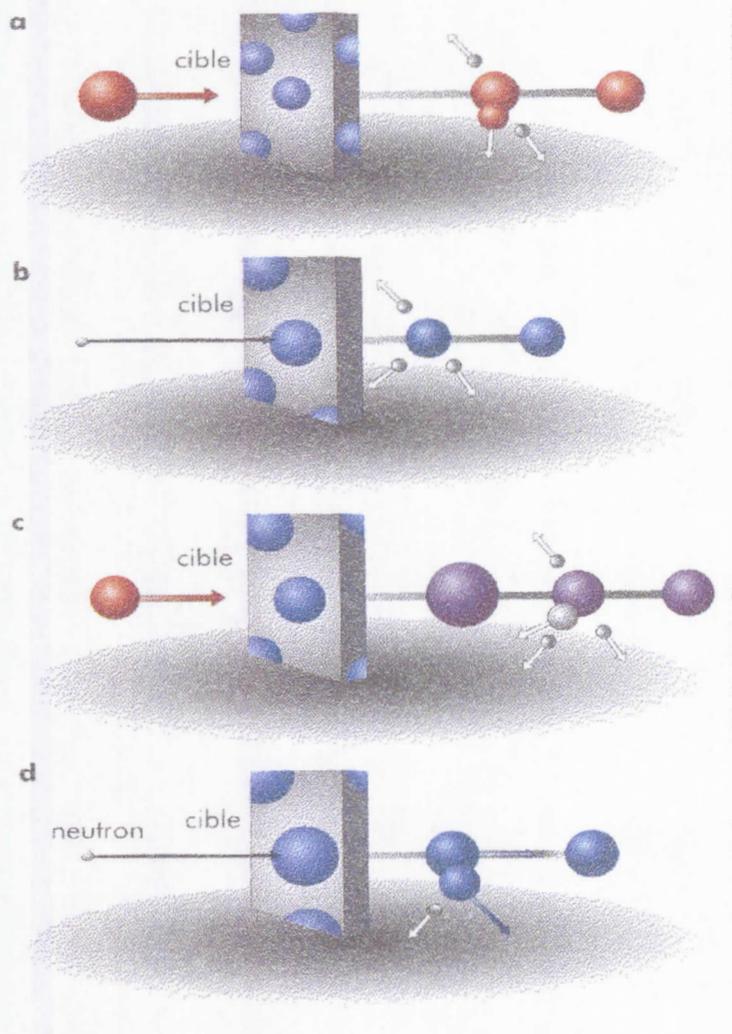


Figure (1-2) : Différents modes de production des noyaux exotiques :
 a) Fragmentation ; b) Spallation ; c) Fusion-evaporation ; d) Fission.

1.5 Noyaux exotiques et nombres magiques

Le but principal de la physique nucléaire est d'établir un modèle qui décrit l'ensemble de nucléons (protons et neutrons) au sein du noyau par des interactions fortes et de courte-portée. L'étude des noyaux stables montre la stabilité originale des noyaux ayant N et/ou Z égal à 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126 ; ces nombres sont nommés "magiques". Les noyaux magiques associés sont caractérisés par un apport important en énergie d'excitation pour

leur faire atteindre leur premier état excité. Cependant cette magie a disparu pour les noyaux exotiques par la découverte d'irrégularités au sein de ces nombres magiques, d'où de nouveaux nombres magiques sont apparus. Une étude récente marquante est l'exemple du Nickel 68, qui possède 28 protons et 40 neutrons. Or, comme nous le savions 28 est bien l'un des nombres magiques connus alors que 40 ne l'était pas.

En effet, une mesure récente de l'énergie du premier état excité 2^+ du ^{68}Ni et de son $B(E_2)$ (la probabilité réduite de la transition électrique d'ordre 2) révèle l'apparition d'un nouveau nombre "magique" $N=40$ qui n'existait pas pour les noyaux enrichis en neutrons. Leurs valeurs très grande (2033keV) est très faible ($240 \pm 40 e^2\text{fm}^4$) respectivement confirment que ce noyau est doublement magique parmi les isotopes du Ni .

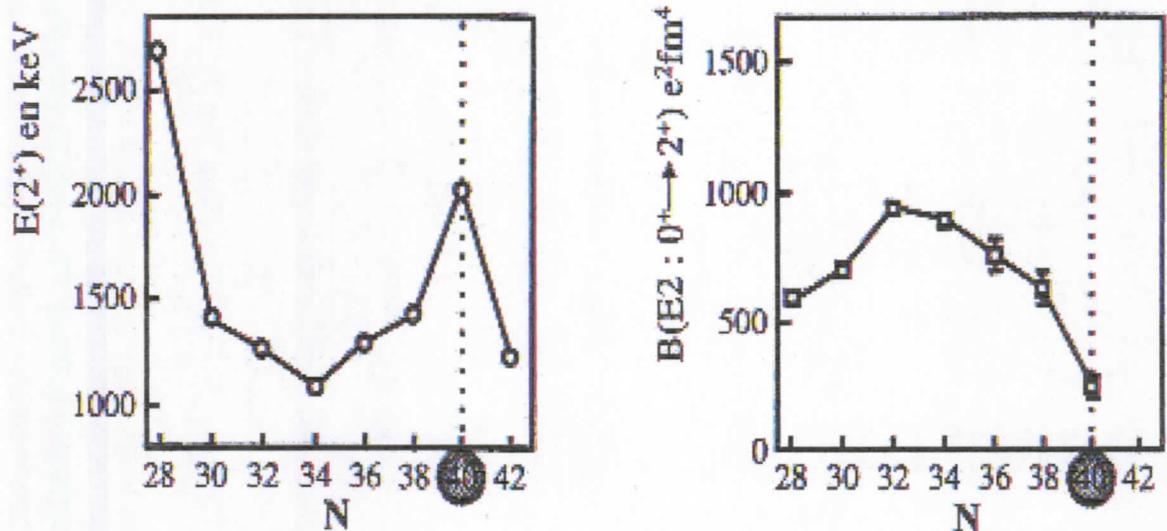


Figure (1-3) : Evolution de l'énergie 2^+ et du $B(E_2 \uparrow)$ le long de la chaîne isotopique de Nickel.

La figure (1-3) illustre l'évolution de l'énergie du premier état excité, et de l'évolution de la probabilité réduite de la transition électrique d'ordre 2 des isotopes du nickel [5]. Le $^{56}\text{Ni}_{28}$ présente une augmentation de cette énergie traduisant le fait que ce noyau est difficilement excitable. Cet effet de "magie" apparaît clairement pour le nombre de neutrons égale à 40 [6]. L'explication proposée est que ces noyaux riches en neutrons sont composés par une sorte de peau neutronique autour du noyau, qui modifie la structure ainsi que les énergies des couches.

Parallèlement à l'apparition de ces nouveaux nombres magiques, d'autres disparaissent !. Une étude qui s'intéresse à des noyaux légers riches en neutrons faite au (CERN), montre la surprise de ne pas observer le surcroît de stabilité prévu pour quelques noyaux magiques [4, 7].

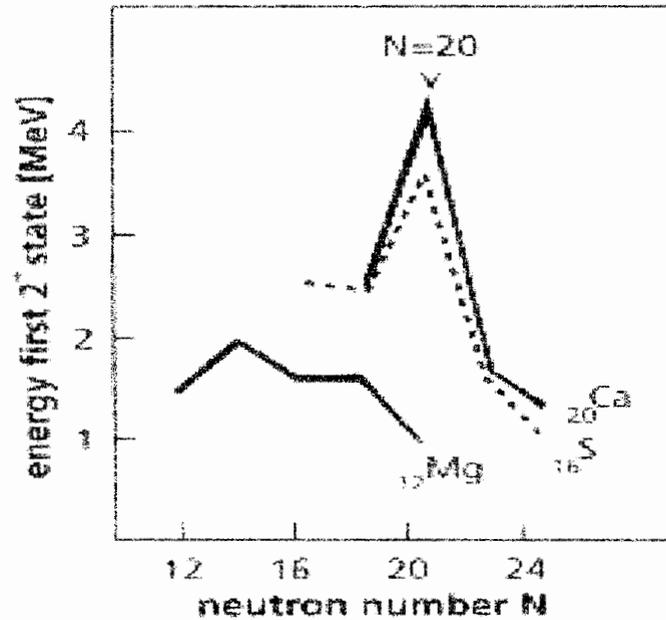


Figure (1-4) : Energies des premiers états excités des isotopes de $Mg(Z=12)$, $S(Z=16)$ et $Ca(Z=20)$ [7]

En effet, sur la figure(1-4) est illustrée l'énergie du premier état excité 2^+ des isotopes de ^{20}Ca , ^{16}S et ^{12}Mg en fonction de leur nombre de neutrons. ^{40}Ca , noyau doublement magique ($Z=20$, $N=20$) nécessite une grande énergie d'excitation pour atteindre le premier niveau excité 2^+ . Similairement, une énergie élevée est demandée pour exciter le ^{36}S ($Z=16$, $N=20$) qui est composé de quatre protons en moins que le ^{40}Ca et atteindre ainsi l'état 2^+ . Tandis que, la surprise se produit lorsqu'on descend de quatre autres protons vers le noyau ^{32}Mg ($Z=12$, $N=20$). En effet, ce noyau ayant un excès important en neutrons est instable par rapport à la décroissance β . Ce noyau a $N=20$ est facilement excitable par rapport à ces isotones, bien qu'il soit magique. Ceci est dû au fait qu'il contienne peu de nucléons et donc peu de degrés de liberté [7].

De même, dans une expérience au Ganil, l'exemple de démonstration de la déconcertante instabilité du noyau d'oxygène ^{28}O doublement magique ($Z=8$, $N=20$) et possédant

quatre protons de moins que ^{32}Mg vient conforter la conclusion suivante : il semble aujourd'hui acquis que la couche magique à 20 neutrons n'existe pas pour les noyaux déficients en protons [4].

Quelques interprétations théoriques mettent en évidence que ces noyaux minimisent leur énergie de potentiel intrinsèque par l'adaptation de forte déformation quadripolaire. Car comme dans les molécules, le mode rotationnel est le chemin le plus facile pour exciter une structure déformée [4, 7].

1.6 Modes de désintégration exotiques et nouvelles radioactivités

Proche de la ligne de stabilité, le mode de désintégration β est le mode de décroissance le plus dominant des deux côtés de la vallée de stabilité. En s'éloignant de celle-ci, le bilan énergétique Q de désintégration β atteint une grande valeur, et ainsi de nouveaux canaux de décroissance sont ouverts.

1.6.1 Emission de proton retardée

Du côté riche en protons, l'émission β suivie de l'émission de particules chargées retardée est observée. Le plus abondant de ces modes de désintégration est l'émission β suivie de l'émission de proton retardé avec plus de 120 cas connus. L'émission β suivie de l'émission de deux protons est observée dans 8 cas, tandis que l'émission β retardée est connue pour 30 noyaux. Ces modes de désintégration révèlent des informations sur la structure nucléaire pour les noyaux loin de la stabilité et contribuent à la compréhension des processus astrophysiques.

1.6.2 La radioactivité ^2He

Dans le cas de désintégration β suivie de l'émission de deux protons retardés, différents modes de désintégration sont théoriquement possibles. Le plus important d'entre eux et qui est observé est le canal de désintégration montré sur la figure (1-5) [7] qui représente l'émission séquentielle de deux protons après la désintégration β

Dans la désintégration β du noyau ^{22}Mg en ^{22}Al , les calculs du modèle en couches prévoient un rapport d'embranchement très faibles de 0.035% pour qu'un état nucléaire formé de ^2He préexistant dans ^{22}Al et sous l'effet de l'appariement puisse franchir la barrière coulombienne et finir en l'émission corrélée de deux protons.

De nouveaux canaux de désintégration plus exotique sont prédits par la théorie lorsqu'on atteint (la drip-line proton), mais ils ne sont pas encore observés. Ainsi une émission de trois protons retardés doit se produire dans les noyaux tels ^{27}S , ^{31}Al et ^{35}Ca .

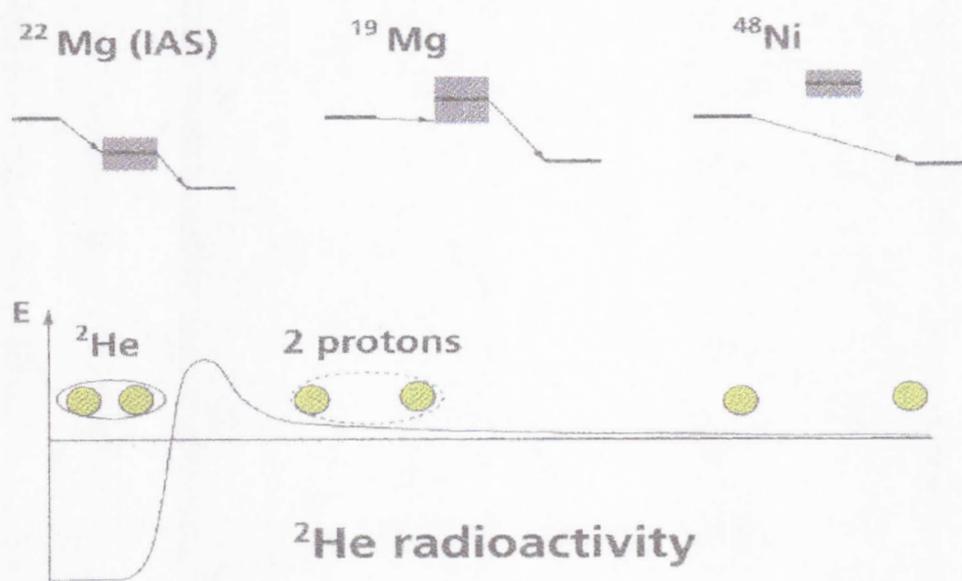


Figure (1-5) : Représentation schématique des différents modes d'émission de deux protons

1.6.3 Outils spectroscopiques

Loin de la drip-line proton, les noyaux restent instables. Cependant, due aux barrières coulombienne et centrifuge, ces noyaux peuvent avoir une demi de vie considérable, au bout de laquelle ils émettent à partir de leur état fondamental soit un proton pour les Z impairs soit deux protons pour les Z pairs.

L'émission d'un proton nous offre des informations sur la structure nucléaire (spin et parité des états fondamentaux et excités), et sur l'ordre des couches dans cette région de la charte nucléaire. L'émission de deux protons prédites théoriquement pour les noyaux

à Z pair, n'a lieu seulement que pour deux éléments légers ${}^6\text{Be}$ et le ${}^{12}\text{O}$ de demi de vie de l'ordre de 10^{-21} s. Ceci est expliqué par le fait que l'énergie d'appariement rend la drip-line proton éloignée de la ligne de stabilité pour les noyaux à Z pair.

De même pour la dip-line neutron, la radioactivité neutron se produit pour N impair, et l'émission de deux neutrons est probable pour les noyaux à N pair. L'observation de ces modes de désintégration non encore réalisée donnera des informations sur l'ordre de niveau d'énergie individuelles, sur l'interaction d'appariement loin de la stabilité et sur la masse de ces noyaux exotiques [7].

1.6.4 les états moléculaires des noyaux à halo

Cette hypothèse a été proposée après la surprise de la découverte des noyaux entourés d'un large halo de neutron. Ce phénomène a été observée à Berkeley par Isao Tanihata, lors de leurs expériences faites afin d'explorer les limites de la cohésion moléculaire pour pousser les modèles nucléaires. Puis, vient le rôle de P.G Hansen et B.Jonson qui ont proposé une structure nucléaire surprennante pour une explication de ces phénomènes : un halo est un nuage diffus formé d'un ou de plusieurs neutrons loin d'un cœur. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour confirmer cette hypothèse, parmi elles celle de la projection violente des noyaux à étudier contre les noyaux cibles. Il est observé que le cœur du noyau est éjecté avec la cible lors de la collision, tandis que le halo poursuit sa route sans perturbation.

Cette découverte des noyaux à halo, a introduit un grand changement dans la structure nucléaire qui ne semble plus être formée d'une matière homogène constituée de deux types de nucléons : neutrons et protons pour décrire ces noyaux à halo, il faut dépasser l'image d'un noyau diffus et s'orienter vers une structure dont la géométrie semble analogue à celle des molécules ce qui conduit à une structure de type nucléaire. Pour illustrer ceci, on cite un exemple très clair qui est le lithium 11 de taille anormale, possédant 11 nucléons seulement et apparaissant presque aussi gros que le plomb 208. Ce noyau est composé d'un cœur de lithium 9, avec 3 protons et 6 neutrons, et d'un halo de 2 neutrons. Si on enlève du cœur seulement l'un de deux neutrons, la structure restante est instable. Ce phénomène est impossible pour des particules classiques en interaction [4].

Le modèle qui décrit ce noyau le considère comme une molécule d'eau, l'agrégat de

lithium 9 et des 2 neutrons forment un triangle avec un angle de 108° entre les deux directions des deux neutrons du halo, similaire à celui existant entre les deux liaisons oxygène-hydrogène de la molécule d'eau (Figure (1-6)) [4].

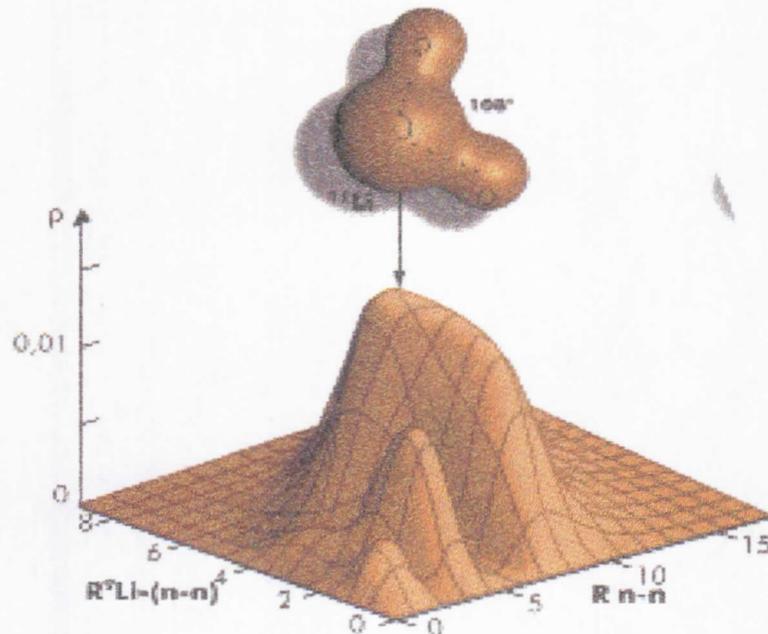


Figure (1-6) : Les halo du lithium 11

Dimères et polymères nucléaires

Par analogie à la physique moléculaire, l'existence de structure nucléaire de type moléculaire a été proposée pour décrire les systèmes composés de deux particules α et de quelques protons ou neutrons de valence (Figure(1-7) [7]).

En effet, le physicien berlinois Wofran Von Oertzen imagina que les noyaux à halo sont des sortes d'atomes neutroniques qui peuvent se combiner pour former par exemple des dimères, voire des polymères nucléaires. Leurs formes ainsi que leur comportement devraient être semblable à ceux des molécules.

Des expériences faites récemment au Ganil, montrent que les états moléculaires du ^{12}Be se cassent de façon privilégiée en 2 noyaux d'hélium 6, où un cœur d'hélium 4 est entouré d'un halo de 2 neutrons. C'est une indication supplémentaire de leur structure en dimère nucléaire formé de 2 hélium 6 liés par les neutrons de leurs halos (Figure(1-8) [4]).

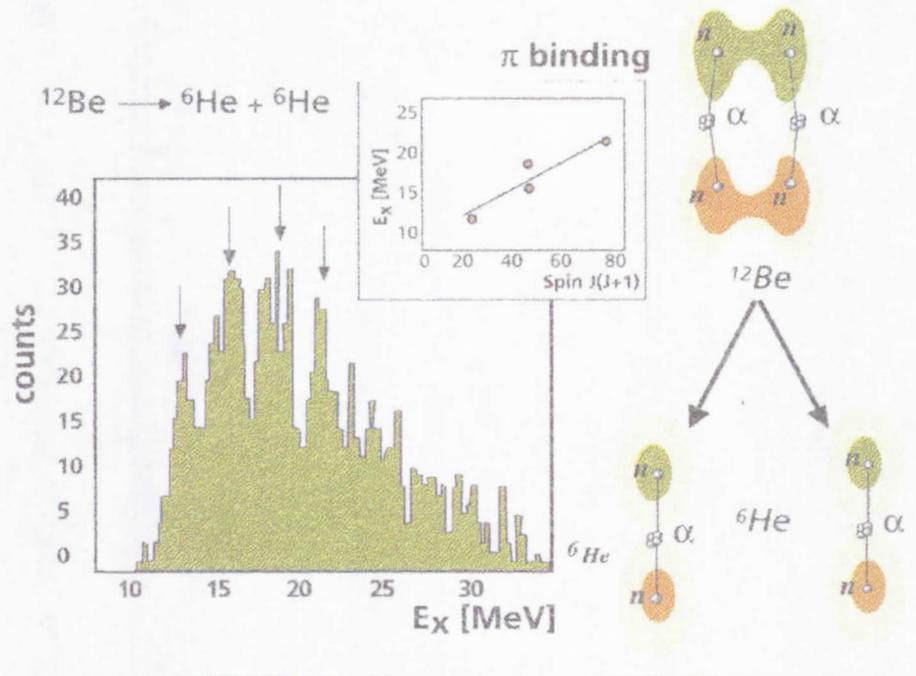


Figure (1-7) : Spectre en énergie d'excitation de la désintégration du ^{12}Be en deux noyaux à halo ^6He .

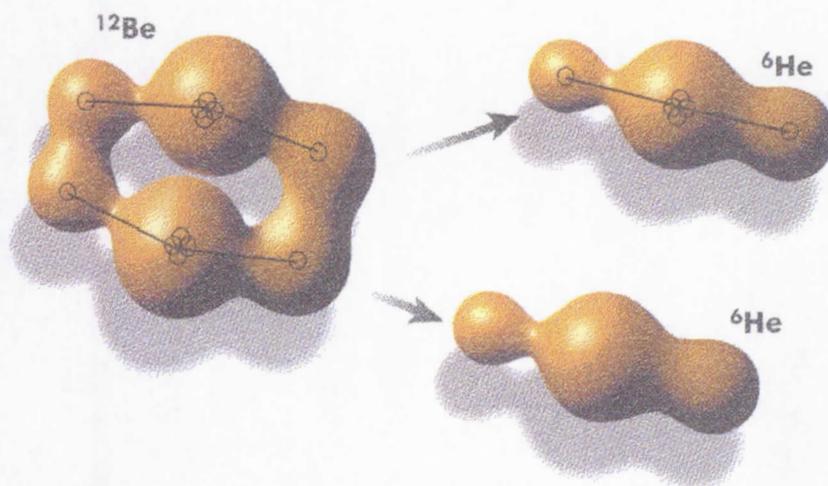


Figure (1-8) : Forme moléculaire de désintégration du ^{12}Be en noyaux à halo ^6He .

Toutes ces découvertes exigent une redéfinition de notre compréhension du noyau de l'atome, qui ne semble pas comme un groupe de nucléons auto-organisés dans des

structures quantiques seulement, mais encore un ensemble aux formes multiples de noyaux et de nucléons en interaction.

1.7 Eléments super-lourds

La synthèse de nouveaux noyaux lourds a un intérêt fondamental en physique et en chimie, car les noyaux les plus lourds permettent de tester nos connaissances sur la structure nucléaire aux limites des grands nombres de protons.

La production des nouveaux éléments se fait via les réactions nucléaires et ceci depuis la découverte de la fission induite. L'intérêt de cette étude est ainsi bien chimique que physique. La méthode expérimentale utilisée pour l'observation de ces éléments est plutôt physique et l'identification se fait par la mesure des caractéristiques physiques (vitesse, énergie, mode de décroissance, ...) de chaque noyau détecté. Les éléments 114 et 116 sont parmi les derniers noyaux observés ces dernières années [7].

1.7.1 Les effets des couches

L'existence des éléments au-dessus de Rutherfordium ($Z=104$) est la conséquence la plus spectaculaire du modèle en couches. Normalement, ces noyaux lourds fissionneraient dès leur formation, mais des effets de couches additionnels modifient la balance entre la répulsion coulombienne et l'attraction nucléaire comme une fonction de l'élongation et augmentent ainsi la hauteur de la barrière de fission permettant au noyau d'acquiescer une durée de vie plus longue. Il est aussi attendu que les noyaux lourds ne peuvent être formés qu'au delà d'une certaine valeur de Z grand et ceci conduirait à la formation d'un "îlot" autour des nombres magiques élevés de protons et de neutrons.

Cette quête des éléments superlourds a été couronnée de succès depuis quelques années par l'observation de nouveaux éléments. Citons le surcroît de stabilité de l'élément 112, la découverte de l'élément 114 dont la durée de vie serait de l'ordre de plusieurs secondes, et les éléments 116 et 118.

Enfin, au delà de l'attrait de la découverte, l'enjeu théorique est grand car les différents modèles en couches s'accordent sur la couche magique de neutron à $N=184$ mais ne s'accordent pas sur la position du nouveau nombre de proton entre 114 et 126.

1.7.2 Seconde carte postale depuis l'îlot de la stabilité

Au début des années 40, Edwin Mc Millan et Glenn Seaborg de Berkeley ont étudié la nature des premiers noyaux "transuraniens" : des noyaux radioactifs synthétiques plus lourds que l'uranium. De nouveaux travaux faits aux laboratoires européens ont permis de découvrir toute une série de noyaux super-lourds extrêmement instables. Mais une prédiction nucléaire fondamentale affirme que l'on devrait finir par atteindre un "îlot de stabilité" [8]. Pendant les expériences menées de juin à novembre 1999 à l'institut unifié de recherche nucléaire (IURN), Doubna, près de Moscou, sur la synthèse des noyaux super-lourds dans des réactions de fusion induites par un faisceau de Calcium 48. En frappant des cibles de plutonium 244 (dose totale du faisceau environ 10^{19} ions), certains nouveaux nucléides, en particulier avec 114 protons, ont été observés avec leurs désintégration alpha en cascade qui se terminaient par une fusion spontanée (Figure(1-9a) [8]).

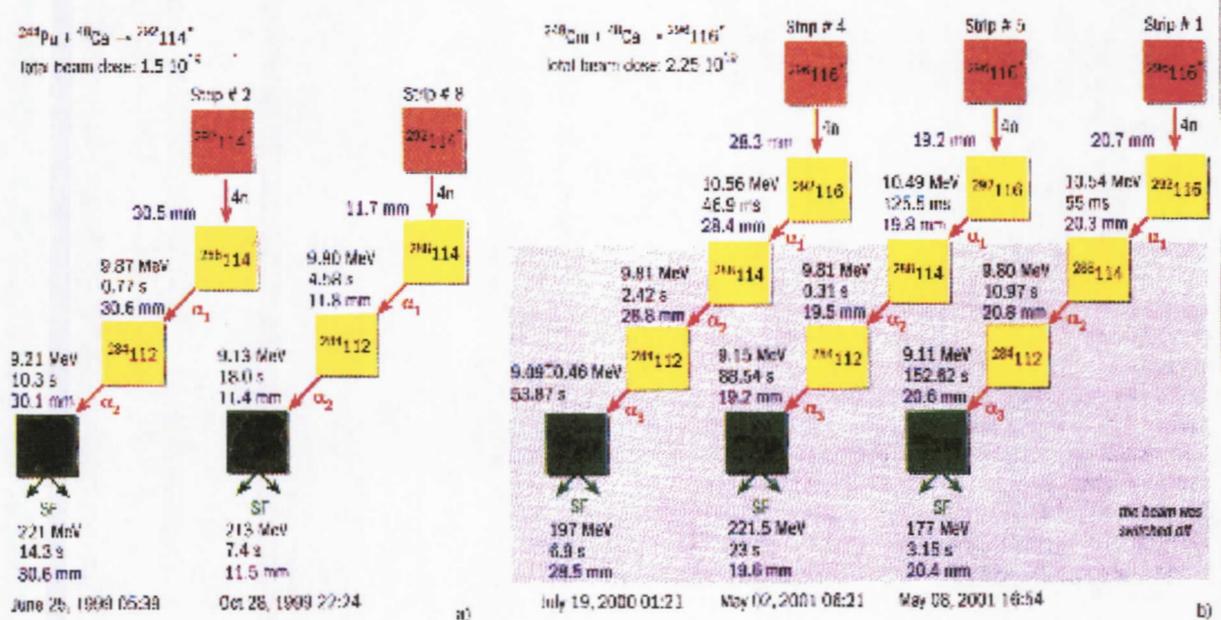


Figure (1-9) : Chaînes de désintégration remarquables observées dans les réactions

a) Calcium 48 sur plutonium 244

b) Calcium 48 sur curium 248. Le rectangle foncé correspond aux observations faites après l'arrêt du faisceau de l'accélérateur.

En passant du plutonium 244 au curium 248 tout en gardant les autres conditions

d'expérimentation, la réaction de fusion doit conduire, par la voie d'évaporation à quatre neutrons, à la formation d'un nouveau noyau plus lourd comportant cette fois 116 protons avec une masse de 292. Leurs chaînes de décroissances sont montrés sur (Figure(1-9a) [8]).

Cette figure présente les chaînes de désintégration observées dans les réactions du calcium 48 sur des cibles de plutonium 244, et de curium 248. On observe dans ces chaînes des désintégrations alpha qui se caractérisent par une énergie bien définie correspondant à la différence de masse entre les noyaux père et fils [8]. Le spectre en énergie des α des trois événements correspondant au noyau 292/116 et des cinq événements correspondant aux noyaux de filiation 288/114 et 284/112, ainsi que les énergies totales des fragments des cinq événement de fission spontanée du noyau 280/110, sont aussi présentés sur la figure ci-dessous [8] :

Cette figure indique également les vies moyennes pour chacun des noyaux.

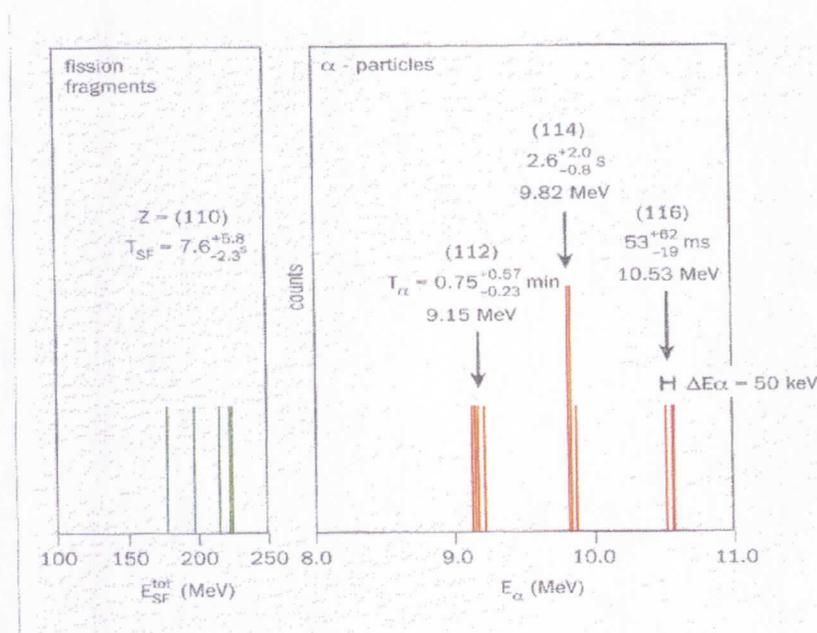


Figure (1-10) : spectre en énergie des particules alpha et des fragments de fission spontanée.

1.7.3 Stabilité croissante

La comparaison des vies moyennes vis-à-vis de la fission spontanée et de la désintégration- α pour des nucléides possédant 110 et 112 protons avec les données antérieures sur les

isotopes plus légers de ces éléments, montre une augmentation significative de la stabilité des noyaux lourds. En ajoutant dix neutrons au nucléide $270/110$, la vie moyenne est multipliée par cent mille. On observe un effet comparable pour les isotopes de masses 277 et 284 de l'élément 112.

Cette stabilité croissante permet une extension significative de la recherche dans la région des éléments super-lourds, avec l'étude de leurs propriétés chimiques et leurs masses atomiques. La progression vers la région des noyaux encore plus lourds, sera possible surtout avec le développement des techniques d'expérimentation [8]. et on s'attendra donc d'autres cartes postales dans le futur !

1.8 Noyaux exotiques autour des régions de ^{132}Sn et ^{208}Pb

L'étude des noyaux loin de la stabilité est un thème très important en physique nucléaire, surtout en structure nucléaire et en astrophysique [9]. Plusieurs tentatives sont consacrées à l'investigation des noyaux riches en neutrons, tels ceux autour des régions de ^{132}Sn et de ^{208}Pb .

Les noyaux à quelques nucléons de valence autour de ces deux régions fournissent des informations usuelles sur les énergies d'excitation individuelles et les interactions nucléon-nucléon dans ces parties importantes de la charte nucléaire. Alors il est intéressant de les étudiés théoriquement et expérimentalement.

Ces deux régions possèdent en plus une grande similarité, dans leurs structure. Cette similarité a été trouvée par Blomqvist [10].

Les informations expérimentales sur les propriétés spectroscopiques disponibles pour les noyaux près de la région de ^{132}Sn résultent de la production spectroscopique gamma de la fission. Plusieurs études sont réalisées dans ce cadre [11, 12, 13, 14, 15] sur les isobares 134 et 135. La région bien étudiée autour de $Z=82$, $N=126$ du ^{208}Pb a produit beaucoup d'informations empiriques accumulées sur la structure nucléaire [15]. Ce qui permet d'étudier la région similaire autour de $Z=50$, $N=82$ du ^{132}Sn , et d'utiliser les interactions nucléons-nucléon de la région de ^{208}Pb pour déduire les éléments de matrice de l'interaction nucléon-nucléon dans celle de ^{132}Sn .

L'étude théorique des deux régions est faite dans le cadre du modèle en couches au

moyen d'interaction effective. Coraggio et al [16] a employé une interaction effective réaliste dérivée du potentiel nucléon- nucléon Bonn A, dont le but est de trouver une théorie microscopique réelle de modèle en couches.

Cette interaction a été utilisée par Andreozzi et al [17] pour trouver les spectres de ^{134}Te et ^{135}I . Les interactions KII5082 et CW5082 sont employées par Sarkar et al [19], dans le but d'étudier les isotones N=82 et 84. Alexa a utilisé le modèle (GICM)[18] pour étudier le ^{210}Bi . Bhattacharyya et al [14], ainsi que Urban et al [12], ont fourni des calculs de modèle en couches pour les isotones N=83, en utilisant directement les éléments de matrice des interactions à deux particules p-p et p-n des états homologues dans la région de ^{208}Pb pour estimer ceux des noyaux dans la région de ^{132}Sn . Cette estimation a permis à Urban de calculer l'énergie d'excitation non observée du niveau $\nu i_{13/2}$ du noyau ^{133}Sn à partir de la position du niveau 2434 KeV du noyau ^{134}Sb en utilisant l'interaction p-n du noyau ^{210}Bi .

L'importance de ces deux régions, nous a poussé d'étudier des noyaux à quelques nucléons de valences autour des deux magicités, en utilisant les interactions effectives delta et MSDI et de faire une comparaison entre les états homologues, afin d'élargir la similarité existante entre les deux régions.

Chapitre 2

Modèles de structures nucléaires et interaction N-N

2.1 Introduction

La tentative de comprendre la structure microscopique des noyaux constitue l'objectif majeur de ce chapitre. Il s'agit bien sûr, de la compréhension de l'origine microscopique des différents termes de la formule de masse de Bethe-Weizsacker donnant l'énergie de liaison d'un noyaux en fonction de son numéro atomique A et de sa charge Z . Il est remarquable que cette description des noyaux ne s'arrête pas là, mais on doit aussi comprendre ses propriétés plus fine comme le décalage spin-orbite des orbitales $j = l \pm \frac{1}{2}$, ou la distribution spatiale des protons et des neutrons dans le noyau ainsi que ses déformations.

Pour cette raison, on va citer deux approches distinguées et complémentaires, l'une macroscopique ; il s'agit du modèle de la goutte liquide et des modèles collectifs ; l'autre, microscopique, qui consiste à décrire la structure nucléaire dans le cadre du modèle en couches sphérique et à partir d'interactions élémentaires entre nucléons (interaction nucléon-nucléon, interaction à plus de deux corps, etc...).

2.2 Modèles de structure nucléaire

Un modèle est une représentation abstraite simple, faite pour décrire et expliquer les différentes caractéristiques et propriétés d'un phénomène ou d'un processus expérimental.

Tout modèle repose sur des considérations et des images permettant de représenter une réalité physique . Pour que le modèle soit valable, il doit rendre compte des résultats expérimentaux observés, et être capable de prévoir des comportement non-encore observés.

Le modèle doit être capable d'une généralisation tout en conservant une souplesse suffisante pour être amélioré à tout moment. Les développement se font suivant une boucle itérative "Observation- Modélisation- Expérimentation".

Dans ce paragraphe on s'intéresse à certains modèles décrivant la structure nucléaire .

Le besoin d'un modèle représentant la structure du noyau est basé sur les deux points essentiels suivants :

1- Le noyau est composé de A nucléons, alors on doit résoudre un problème à A corps qui n'a pas de solutions analytiques et conduit à utiliser des approximations.

2- L'interaction entre les nucléons ou encore la force nucléaire n'est pas connue avec précision, ce qui conduit à proposer des paramétrisations phénoménologiques et à utiliser des interactions effectives [1].

2.2.1 La goutte liquide

Après la découverte du noyau atomique en 1911 par Ernest Rutherford, les physiciens ont consacré leur temps à étudier et à comprendre les différentes caractéristiques de celui-ci, surtout sa structure.

Von Weizäcker en 1935 a imaginé le noyau comme une sorte de goutte liquide, où les nucléons jouent le rôle de molécules au sein de la goutte et s'agitent de façon désordonnée. Ce modèle macroscopique a permis de reproduire certaines propriétés de base des noyaux, telle que l'énergie de liaison ou la masse nucléaire. La formule semi empirique représentant ce modèle et donnant l'énergie de liaison du noyau en fonction de son nombre de masse A , de sa charge Z , ainsi de quelques paramètres empiriques est bien connue et s'écrit :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A) \quad (2.1)$$

2.2.2 Nombres magiques et le modèle en couches

En 1949, Maria Geoppert-Mayer découvre des irrégularités étonnantes dans les propriétés du noyau, dont la cohésion est accrue lorsqu'il contient des nombres spécifiques

de protons ou de neutrons. Ces nombres sont vite qualifiés de magiques [4]. Cette découverte a montré que le modèle de la goutte liquide est incapable de décrire complètement la structure nucléaire et a conduit les physiciens à élaborer un autre modèle qui tient compte de ces nouvelles propriétés .

Modèle en couches nucléaire

Les noyaux possédant un "nombre magique" c'est à dire ayant N et/ou Z égale à (2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126) sont plus stables (plus liés). Ce comportement est similaire à celui des gaz rares caractérisés par des couches électroniques fermées. C'est la raison qui a conduit Maria Geoppert -Mayer et autres physiciens de proposer pour les noyaux une nouvelle structure comparable à celle de l'atome : à l'instar des électrons dans l'atome, les protons et les neutrons sont rangés, séparément les uns des autres, dans des couches correspondant à des énergies différentes. Chaque couche contient un nombre limité de nucléons, dû au principe de Pauli, qui interdit à deux protons, ou deux neutrons (fermions) d'occuper le même état quantique, c'est à dire, d'avoir un ensemble identique de nombres quantiques, et conduit au concept de couches fermées (ou remplies). Un nombre magique de protons ou de neutrons correspond au remplissage complet d'une couche. Cette célèbre découverte vaudra le prix Nobel de physique à Maria Geoppert -Mayer en 1963 [4].

Potentiel de modèle en couches nucléaire

Plutôt que les nucléons interagissent deux à deux, on les considère en première approximation comme des particules indépendantes plongées dans un champ de potentiel moyen un peu comme les électrons autour d'un noyau atomique, ou comme les planètes autour du soleil. La différence notable est que ce potentiel résulte ici de la présence des nucléons eux- mêmes. Le potentiel du modèle en couches nucléaire doit représenter l'interaction moyenne de tous les autres nucléons exercée sur un des nucléons dans le noyau . La formation d'un tel champ de potentiel dans tout le noyau est en contradiction avec le fait que chaque nucléon ne peut interagir qu'avec ses plus proches voisins (saturation de la force nucléaire). Seule la mécanique quantique fournit une explication acceptable de ce phénomène : un nucléon, particule quantique, n'est pas localisée en un seul point de l'espace, mais délocalisée dans tout le volume du noyau (dualité onde-corpuscule), ainsi le

principe de Pauli exclu la présence de plus d'une particule dans un état donné. Le nucléon peut donc interagir avec tous les autres nucléons, et la somme de ces interactions constitue un potentiel moyen.

Les calculs modernes de modèle en couches utilisent fréquemment le potentiel de Wood-Saxon (figure (2-1) [5]) comme forme approximée du potentiel de modèle en couches qui s'écrit :

$$V_{W.S} = \frac{1}{2}m\omega r^2 - DL^2 \quad (2.2)$$

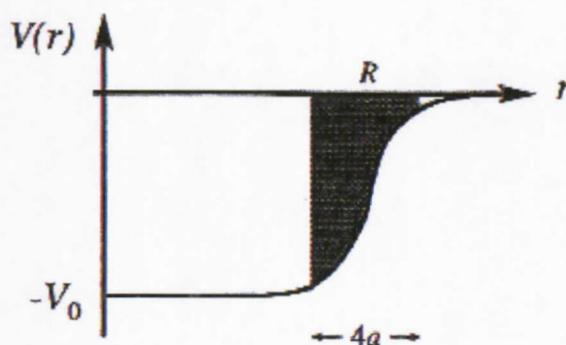


Figure (2-1) : Potentiel de Wood-Saxon

Néanmoins, ce potentiel ne reproduit que les trois premiers nombres magiques 2, 8 et 20. La prédiction de couches fermées supérieures par ce modèle n'est pas possible ; pas de niveaux remplis à 28, 50, 82 et 126 .

Le secours de la force spin-orbite

Une idée brillante avait jailli ; l'idée était de déplacer certains niveaux d'énergie en ajoutant un petit terme au potentiel Wood-Saxon qui dépend de l'orientation relative du spin du nucléon et de celle du moment angulaire orbital, c. à. d. $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ ou terme spin-orbite. le potentiel total devient alors [5] :

$$V(r) = V_{W.S} + V_{S.O}(r)\vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2.3)$$

Ou encore :

$$V(r) = V_{O.H} - DL^2 - f(r)\vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2.4)$$

Avec : $V_{O,H}$ est le potentiel de l'oscillateur harmonique

DL^2 est le terme d'effet de bord

$f(r)\vec{L}\cdot\vec{S}$ est le terme spin-orbite

Ce potentiel lève la dégénérescence du niveau j en $l \pm \frac{1}{2}$ et produit tous les nombres magiques (figure (2-2) [5]).

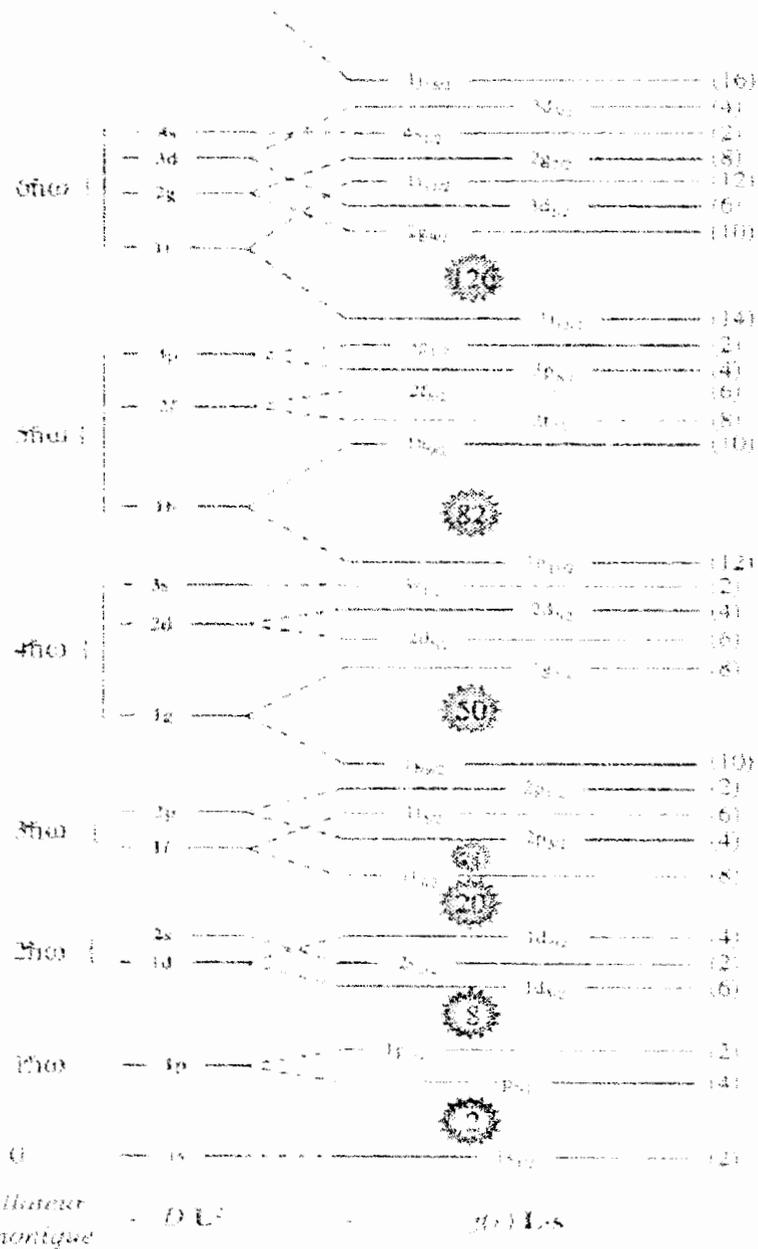


Figure (2-2) : Séquence de niveaux d'énergie du modèle en couches.

Les succès du modèle en couches

Ce modèle prédit parfaitement le spin et la parité de l'état fondamental des noyaux à A impair qui sont ceux du nucléon célibataire, car les autres nucléons sont appariés deux à deux et se couplent au spin 0, du fait de l'interaction résiduelle d'appariement. Ainsi, si le nucléon célibataire se situe sur l'orbitale (l, j) , alors le spin et la parité du noyau sont j et $(-1)^l$ respectivement. D'autre part, ce modèle permet de calculer les spins et les parités de certains états excités des noyaux, ainsi que l'espacement entre eux. Cependant, ce modèle a ses limites. La plus importante d'entre elles est que ce modèle ne prédit pas la possibilité de l'existence d'une déformation des noyaux dans leur état fondamental stable.

Dans le paragraphe suivant, on présente quelques modèles collectifs, qui vont nous aider à comprendre ces déformations.

2.2.3 Déformation et les modèles collectifs

Dans ce paragraphe nous allons voir que les noyaux ne possèdent pas seulement des états excités individuels (à une particule ou à un trou) développés par le modèle en couches sphérique, mais possèdent aussi des "états collectifs", dans lesquels participent plusieurs nucléons, interprétés par deux modes d'excitations distincts. Dès 1950, l'observation des schémas de niveaux des noyaux pair-pair suggéra la présence d'états collectifs à caractère soit rotationnel, soit vibrationnel [20]. Nous nous limitons au cas des noyaux pair-pair, car ils sont faciles à décrire du point de vue phénoménologique. Ces noyaux ont les caractéristiques suivantes : leur état fondamental a un spin nul et une parité positive ($J^\pi = 0^+$), leur premier état excité est un état 2^+ .

Modèle de Nilsson

Dans le cas des noyaux déformés, le modèle en couches sphérique ne peut pas être appliqué tel quel est. Ce qui a poussé les théoriciens, dès 1955, à élaborer un modèle en couches déformées [5]. C'est un modèle approché, dit modèle de Nilsson, qui consiste à remplacer le potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope $\frac{m\omega^2 r^2}{2}$ par un oscillateur harmonique à symétrie cylindrique ou anisotrope [20] :

Modèle rotationnel

Les noyaux ayant des bandes de rotation sont dits noyaux déformés, ils ont soit l'allure d'un ellipsoïde allongé (ballon de rugby), soit la forme d'un ellipsoïde aplati (soucoupe). Le spectre de basse énergie de ces noyaux suit une loi en $J(J+1)$. C'est à dire que leur état de spin J se trouve par rapport au fondamental à une énergie donnée par :

$$\begin{aligned} H_{rot} &= \frac{1}{2I} J^2 \\ E_J &= \frac{1}{2I} J(J+1) \end{aligned} \quad (2.5)$$

I : est le moment d'inertie du noyau par rapport à un axe perpendiculaire à son axe de symétrie.

On note que seuls les états de parité positive et de spin pair sont observés dans la bande construite sur le fondamental : les états $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$

Modèle vibrationnel

L'expérience révèle une accélération (par rapport à l'unité Weiskoff) des probabilités de transition E_2 dans les noyaux qui ne sont pas déformés d'une manière permanente. Bohr et Mottelson ont interprété cette accélération comme résultant des fluctuations de forme (vibration) du noyau autour de la forme sphérique. Par exemple pour les vibrations dites quadripolaires, la goutte nucléaire oscille autour de sa forme d'équilibre en passant alternativement d'une forme ellipsoïdale allongée à une forme ellipsoïdale aplatie.

L'hamiltonien vibrationnel quadripolaire est donné par :

$$\begin{aligned} H_{vib} &= \hbar\omega\left(\hat{N} + \frac{5}{2}\right) \\ E_n &= \hbar\omega\left(n + \frac{5}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

\hat{N} : nombre total de phonons.

2.3 Modèle en couches et interaction N-N

Le but fondamental de la théorie de la structure nucléaire est de comprendre les noyaux complexes, et de décrire leurs propriétés nucléaires telle que l'énergie de liaison expérimentale en terme de l'interaction nucléon-nucléon (NN).

La détermination de cette dernière reste un rêve majeur pour les théoriciens nucléaires.

2.3.1 De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau

La connaissance de la force nucléon-nucléons (NN) est un des plus anciens et plus importants problèmes de la physique hadronique théorique depuis 1930 et le reste encore à l'heure actuelle.

De nombreux travaux ont eu lieu pour décrire et élaborer des interactions aussi réalistes que possible basés sur la description de la diffusion NN et des propriétés des systèmes à peu de nucléons tel le deutéron. Ces travaux ont permis la construction d'interaction très sophistiquées [21], mais ne fournissent qu'une partie des éléments de matrice de l'interaction nucléaire, ceux à deux corps entre des états de nucléons particuliers [2].

Plusieurs tentatives font également partie de la description des nucléons en terme de quark-gluon à partir de la chromodynamique quantique en faisant appel à des modèles de sacs par exemple. Cependant, celle-ci ne permet pas d'effectuer de prévisions sur des noyaux de masse supérieure à 3 ou 4. Une autre description en terme de nucléon-méson a été faite, en utilisant les degrés de liberté de méson pour décrire l'interaction entre deux nucléons libres [22, 23].

Différentes approches ont été faites, basées sur ce processus nucléon-méson [22] : théorie de perturbation au second ordre (exemple : potentiel de Yukawa), théorie de dispersion (exemple : potentiel de Paris) [24], et interaction NN basée sur le modèle de champ théorique de mésons échangés (exemple : potentiel de Bonn et potentiel de Nijmegen). Il existe des approches plus phénoménologiques tel que : le potentiel de Hamada-Johnston (cœur dur) et le potentiel de Reid (cœur mou). Très réalistes, toutes ces approches se heurtent à un problème majeur : le passage de la situation nucléon-nucléon libre à la situation nucléon-nucléon dans le noyau. Ce passage ne se fait pas sans approximation. C'est dans ce cadre que l'on est amené à parler d'interactions effectives.

La force NN peut être divisée en trois portées d'interaction : une partie à longue-portée ($r \geq 2$ fm) due à l'échange d'un pion (O.P.E), une partie attractive de portée-intermédiaire ($1 \sim 2$ fm) représentée par l'échange de deux pions, et une partie répulsive de courte-portée ($r \leq 1$ fm). L'interaction nucléon-nucléon est bien connue à longue-portée, et plusieurs potentiels réalistes proposés sont très similaires dans cette région (figure(2-3) [23]). Le problème se situe en fait aux courtes distances, et en particulier dans la partie intermédiaire. Cette partie de l'interaction avait été décrite par les potentiels de Paris et de Bonn. Pour la partie de courte portée, il s'agit d'un cœur dur dans lequel les nucléons ne peuvent s'interpénétrer. Cette partie de l'interaction est traitée phénoménologiquement dans tous les modèles de potentiel [22, 23].

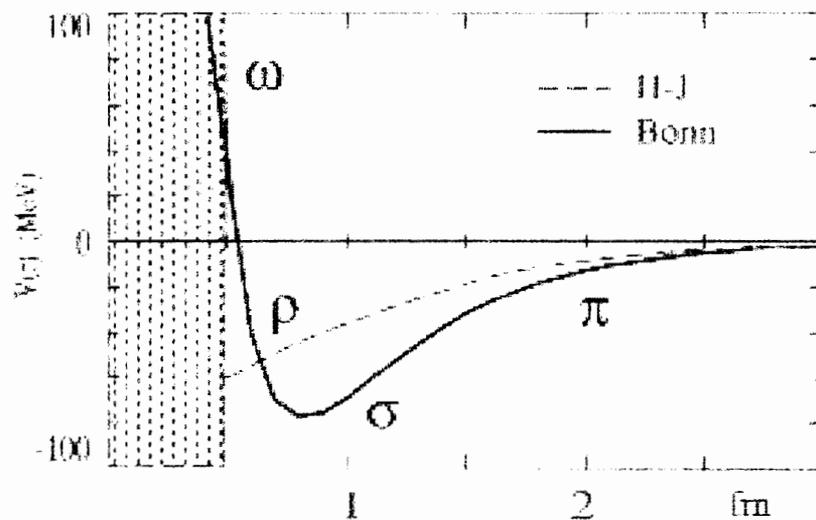


Figure (2-3) : Différentes parties de la force nucléaire présentées par quelques potentiels NN

2.3.2 La notion d'interaction réaliste : système à quelques-nucléons

Les constructions d'interaction NN réaliste à partir des potentiels basés sur l'analyse de diffusion $N\pi$ dans des régimes d'énergie données (par exemple, plus de 350 MeV, seuil de production π) et les propriétés de deuteron constituent un point de départ pour une étude microscopique des dynamiques nucléaires.

Ainsi les méthodes utilisées pour étudier les systèmes à peu-nucléons tels le deuteron ou les noyaux 3H et 3He dans un espace de configuration ou espace de moment fournissent

des solutions presque exactes pour le problème des états liés.

Les résultats de la solution des problèmes à peu de nucléons nous permet de se libérer des approximations et de se concentrer sur l'étude des dynamiques des nucléons [21, 23]. A partir de ces points de vu fondamentaux, on utilise des potentiels NN réalistes pour directement résoudre les équations de Faddeev-Noyes en raison de trouver les valeurs propres des systèmes à peu-nucléons pour les états liés.

La résolution de ces équations doit nous fournir de la valeur exacte de l'énergie de liaison pour les système à peu de nucléons .

L'étude des systèmes liés à trois nucléons, tel que 3H et 3He est important, puisqu'ils sont les systèmes les plus petits au-dessus de deutéron, et sont les premiers systèmes qui permettent d'examiner l'importance des interactions à trois-corps [23].

2.3.3 La notion d'interaction effective : système à plusieurs nucléons

Les interactions NN ne sont pas directement appliquées dans les systèmes nucléaires à plusieurs-nucléons, à cause des difficultés de calculs numériques, et les techniques de calcul à quelques nucléons ne sont pas applicables dans ce cas. Ce qui a conduit à trouver de nouvelles méthodologies pour faire la transition des systèmes à quelques-corps aux systèmes à plusieurs-corps. La nouvelle voie des théoriciens nucléaires est l'utilisation des interactions effectives soit "dérivées" ou "motivées" par des interactions fondamentales. Ainsi, l'introduction du concept de champ moyen dans l'étude des noyaux à plusieurs-nucléons a produit une efficacité suffisante pour obtenir une solution valide du problème à plusieurs-corps.

Basée sur la supposition de champ moyen, l'équation de Schrödinger nucléaire peut être réécrite comme :

$$\begin{aligned}
 H\Psi_\lambda(1, 2, \dots, A) &= \left(\sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij} \right) \Psi_\lambda(1, 2, \dots, A) \\
 &= (H_0 + H') \Psi_\lambda(1, 2, \dots, A) = E_\lambda \Psi_\lambda(1, 2, \dots, A) \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

Avec

$$H_0 \Phi_\mu(1, 2, \dots, A) = \sum_{i=1}^A (t_i + u_i) \Phi_\mu(1, 2, \dots, A) = E_\mu \Phi_\mu(1, 2, \dots, A) \quad (2.8)$$

H_0 : est l'hamiltonien non perturbé.

et

$$H' = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij} - \sum_{i=1}^A u_i \quad (2.9)$$

t_i : est l'énergie cinétique

u_i : est le champ moyen que ressent le $i^{ème}$ nucléon dans le système à plusieurs-corps, c'est le potentiel moyen produit par tous les nucléons dans le système à plusieurs- nucléons.

H' : est l'interaction résiduelle .

Il existe deux voie pour travailler avec ces équations à plusieurs-corps :

-la première est de se concentrer sur la détermination d'un champ moyen optimal à une particule H_0 , appelée, méthode Hartree-Fock.

-La deuxième est d'utiliser une interaction résiduelle réaliste à deux-corps H' pour produire la spectroscopie des systèmes à plusieurs-corps.

Cette dernière méthode suppose que la solution est un mélange de configuration des déterminants de Slater. Cette technique est appelée approche de modèle en couche conventionnelle.

2.3.4 Utilisation de l'interaction effective dans les calculs de modèle en couches

Le modèle en couche est la base des calculs de structure nucléaire en terme de nucléons.

Avant d'entreprendre tout calcul de modèle en couches, on commence par la définition d'un espace modèle (espace de valence), c'est à dire, par la spécification d'un ensemble d'orbitales individuelles actives. Cet espace consiste en général en une couche majeure d'oscillateur harmonique (dit espace $0\hbar\omega$) [2].

Son choix est bien sûr conditionné par la taille des matrices qu'on va traiter et diagonaliser. On note que les calculs de modèle en couches progressent par l'augmentation rapide de la puissance des ordinateurs, ainsi que le développement de codes de haute-qualité [25].

Puis on introduit une interaction effective.

Les théories microscopiques du noyau sont généralement basées sur les trois propriétés suivantes [26] :

- Le noyau est un système à N corps quantiques.
- Les vitesses dans le noyau sont suffisamment petites pour que l'on puisse négliger les effets relativistes.
- L'interaction entre les nucléons a un caractère à deux-corps .

★ Etude de l'interaction effective dans le cadre de la théorie de perturbation

Pour calculer les différentes propriétés nucléaires des états fondamentaux et excités, on doit connaître les fonctions d'onde de ces états. Les fonctions d'onde peuvent être obtenues par la résolution de l'équation de Schrödinger à plusieurs-corps :

$$H\Psi_\lambda(1, 2, \dots, A) = E_\lambda\Psi_\lambda(1, 2, \dots, A) \quad (2.10)$$

L'hamiltonien H est donné par :

$$H = \sum_{k=1}^A T(k) + \sum_{1 \leq k < l}^A V(k, l) \quad (2.11)$$

Où $V(k, l)$: est l'interaction nucléon-nucléon .

Comme on a vu précédemment, l'équation de Schrödinger peut être réécrite en introduisant le potentiel moyen $U(k)$ comme suit :

$$H = \sum_{k=1}^A [T(k) + U(k)] + \left[\sum_{1 \leq k < l}^A V(k, l) - \sum_{k=1}^A U(k) \right] = H^{(0)} + H^{(1)} \quad (2.12)$$

$H^{(1)}$ est traité comme une perturbation .

Il est usuel d'employer le potentiel de l'oscillateur harmonique ou de Wood-Saxon comme approximation pour U .

L'équation de Schrödinger non perturbée est :

$$H^{(0)}\phi_a^{(0)} = E_a^{(0)}\phi_a^{(0)} \quad (2.13)$$

Où $E_a^{(0)}$ est l'énergie non perturbée ; sa valeur est donnée par :

$$E_a^{(0)} = \sum_{k=1}^A c_{ak} \quad (2.14)$$

$\phi_a^{(0)}$ est le produit des fonctions d'onde individuelles, où a dénote l'état individuel $|nljm\rangle$. Cette fonction d'onde est symétrique. Les fonctions d'ondes antisymétriques de A -particules à l'énergie $E_a^{(0)}$ sont des déterminants de Slater construits à partir des combinaisons linéaires des fonctions $\phi_a^{(0)}(r(1), \dots, r(A))$.

♠ **Cas d'un noyau à deux nucléons de valence** L'Hamiltonien d'un noyau constitué d'un cœur inerte plus deux nucléons de valence peut être divisé en deux termes :

$$H = H_{\text{cœur}} + H_{12} \quad (2.15)$$

Avec :

$$H_{\text{Cœur}} = \sum_{k=3}^A [T(k) + U(k)] + \left[\sum_{3 \leq k < l}^A V(k, l) - \sum_{k=3}^A U(k) \right] \quad (2.16)$$

$$H_{12} = \sum_{k=1}^2 [T(k) + U(k)] + \left[\sum_{k=1}^2 \sum_{l=3}^A V(k, l) + V(1, 2) - \sum_{k=1}^2 U(k) \right] \quad (2.17)$$

$H_{\text{Cœur}}$ contient l'interaction entre les particules du cœur (numérotés $k = 3, \dots, A$). Ce cœur est supposé être inerte. Alors la contribution de $H_{\text{Cœur}}$ à l'énergie totale est constante. Le terme H_{12} décrit la contribution des deux particules extra-cœur. Ce terme peut être écrit spécifiquement comme :

$$H_{12} = H_{12}^{(0)} + H_{12}^{(1)} \quad (2.18)$$

Dans cette expression :

$$H_{12}^{(0)} = [T(1) + U(1)] + [T(2) + U(2)] = H_{s,p}^{(1)} + H_{s,p}^{(2)} \quad (2.19)$$

dénote l'hamiltonien individuel.

$$H_{12}^{(1)} = \left[\sum_{l=3}^A V(1, l) - U(1) \right] + \left[\sum_{l=3}^A V(2, l) - U(2) \right] + V(1, 2) \quad (2.20)$$

spécifie l'interaction résiduelle .

Dans la plus part des calculs du modèle en couche, le potentiel moyen est approché par un potentiel de Wood-Saxon ou un oscillateur harmonique comme une bonne approximation . Dans ce cas, $H_{12}^{(1)}$ est à peu près égal à $V(1, 2)$:

$$H_{12}^{(1)} = V(1, 2) \quad (2.21)$$

L'Hamiltonien total peut être s'écrit :

$$H = H_{Coeur} + H_{s,p}^{(1)} + H_{s,p}^{(2)} + V(1, 2) \quad (2.22)$$

Dans ce paragraphe nous allons étudier les systèmes à deux nucléons de valence qui sont soit identiques soit non identiques.

♠ **Systèmes à deux nucléons identiques** Pour un système constitué de deux-nucléons identiques : p-p ou n-n, le principe d'exclusion de Pauli exige que la fonction d'onde doit être antisymétrique dans tous les coordonnées de l'espace et de spin.

La valeur propre de l'hamiltonien (2.24) d'un tel système est donnée par :

$$E(j_1 j_2; J) = E_0 + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{j_2} + \langle j_1 j_2; JM | V(1, 2) | j_1 j_2; JM \rangle \quad (2.23)$$

L'écart en énergie induit par l'interaction résiduelle est donné par :

$$\Delta E(j_1 j_2; J) = \langle j_1 j_2; JM | V(1, 1) | j_1 j_2; JM \rangle \quad (2.24)$$

On mentionne que la fonction d'onde à deux-particules est défini comme :

$$\Psi(j_1(1)j_2(2); JM) = \sum_{m_1 m_2} \langle j m_1, j m_2 | JM \rangle \varphi_{j_1 m_1}(1) \varphi_{j_2 m_2}(2) \quad (2.25)$$

Cette fonction d'onde doit être antisymétrique sous l'échange des coordonnées des deux-nucléons.

On considère séparément les deux cas (i) : $j_1 \neq j_2$ et (ii) : $j_1 = j_2$.

(i) : $j_1 \neq j_2$: la fonction d'onde totale antisymétrique et normalisée a la forme suivante :

$$\Psi_{nas}(j_1 j_2; JM) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\Psi(j_1 j_2; JM) - (-1)^{j_1 + j_2 - J} \Psi(j_1 j_2; JM) \right] \quad (2.26)$$

(ii) : $j_1 = j_2$: la fonction d'onde normalisée et antisymétrique devient :

$$\Psi_{nas}(j^2; JM) = N \left(1 - (-1)^{2j - J} \right) \sum_{m_1 m_2} \langle j m_1, j m_2 | JM \rangle \varphi_{j m_1}(1) \varphi_{j m_2}(2) \quad (2.27)$$

N : est le facteur de normalisation.

♠ **Systèmes à deux nucléons non-identiques** Ce système est composé d'un proton et d'un neutron (p-n) à l'extérieur du cœur. Sa description diffère alors de la précédente. On introduit le concept du nombre quantique "charge" ou "isospin" , et on traite un tel noyau dans le formalisme d'isospin. Dans ce formalisme, proton et neutron sont considérés comme une seule particule "le nucléon" ayant des états de charge différente. Le principe de Pauli généralisé exige que la fonction d'onde totale doit être complètement antisymétrique dans les coordonnées d'espace, de spin et d'isospin [27].

Ce principe réduit alors le nombre des valeurs des spin et isospin. On discute premièrement la situation de deux-particules dans la même orbitale, puis occupant des orbitales différentes :

◆ Deux particules dans la même orbitale

Comme conséquence du principe de Pauli généralisé, la fonction d'onde symétrique de l'espace-spin doit se combiner avec une fonction d'onde antisymétrique de l'isospin ou vice versa. Dans les deux cas la fonction d'onde totale est antisymétrique sous l'échange des coordonnées des deux particules, ceci conduit à des états à deux-particules $|(lj)^2\rangle_{J+}$ permis seulement si : $J + T = \text{impair}$.

◆ Deux particules dans des orbitales différentes

La fonction d'onde à deux particules occupant deux orbitales différentes est toujours antisymétrique pour n'importe quelle combinaison des valeurs totales J et T .

Les deux valeurs possibles de l'isospin total sont $T = 0$ et $T = 1$; donc l'interaction entre le proton et le neutron peut être écrite comme la somme des éléments de matrice $T = 0$ et $T = 1$:

$$\langle \Phi_{JM}(r_p r_n) | V | \Phi_{JM}(r_p r_n) \rangle = \frac{1}{2} \{ \langle J, T = 1 | V | J, T = 1 \rangle + \langle J, T = 0 | V | J, T = 0 \rangle \} \quad (2.28)$$

★ Energies de liaison et d'excitation

L'énergie de liaison d'un état J à deux nucléons de valence est donné par :

$$E_J^b(\text{cœur} + j_1 + j_2) = E_0(\text{cœur}) + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{j_2} + \langle V \rangle_J \quad (2.29)$$

$\langle V \rangle_J$: est l'élément de matrice à deux-corps.

L'énergie d'excitation d'un état J est donné par :

$$E_J^x = E_J^b - E_f^b \quad (2.30)$$

E_f^b : est l'énergie de liaison de l'état fondamental.

2.3.5 Système Proton-Neutron dans les noyaux lourds

Un système constitué d'un proton et d'un neutron au-dessus d'un cœur inerte est appelé système de nucléons non identiques ou tous simplement système proton-neutron (p-n). Ce système a $t_z(i) = \pm \frac{1}{2}$, c'est à dire, si la particule (i) est un proton $t_z(i) = -\frac{1}{2}$, si (i) est un neutron $t_z(i) = \frac{1}{2}$, alors $T_z = 0$, et $T = 0, 1$.

L'indépendance de charge de la partie non-coulombienne de la force nucléaire implique que les forces p-p, n-n et p-n sont égales pour $T = 1$ (les systèmes p-p, n-n ont T=1 seulement). Dans le cas où T=0, on a pas besoin de cette égalité avec les forces p-p et n-n.

Dans le traitement du système p-n, on imagine qu'un tel système occupe les niveaux a et b . Si on traite le proton et le neutron comme deux états d'une même particule (le nucléon); (formalisme d'isospin), les orbitales s'échangent indiscernablement [28, 29].

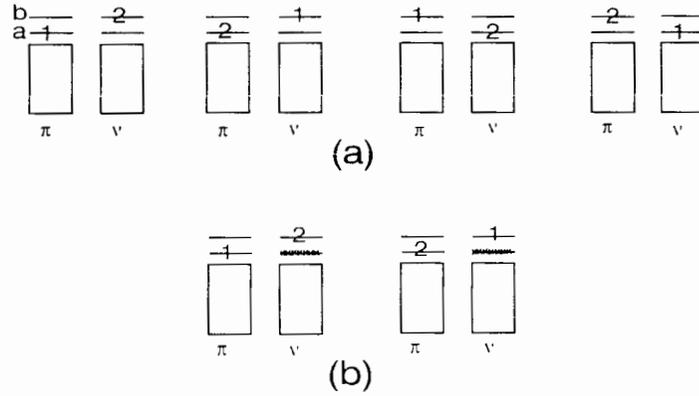


Figure (2-4) : Les configurations "directes" et "échangées" des protons et des neutrons, traités comme des particules indiscernables :

- a) occupant la même couche majeure
- b) la couche majeure de neutrons correspondant à celle des protons de valence est toujours occupée.

La fonction d'onde à deux -particules doit avoir les composantes de tous les types illustrés sur cette figure. Un élément de matrice d'une interaction contient, par exemple :

$$\langle \phi_1^a(p) \phi_2^b(n) | V_{12} | \alpha \phi_1^a(p) \phi_2^b(n) + \beta \phi_1^b(n) \phi_2^a(p) + \gamma \phi_1^b(p) \phi_2^a(n) + \delta \phi_1^a(n) \phi_2^b(p) \rangle$$

Ces quatre termes correspondent aux quatre cas des particules 1 et 2. Chacune occupant les niveaux a ou b, est identifiée soit par un proton ou un neutron. Le terme en α dans l'équation est un terme direct qui doit être relativement grand, puisque le recouvrement des fonctions d'onde dans les deux côtés est normalisé. Le dernier terme en δ garde les particules dans les mêmes orbitales (1 dans a, 2 dans b) mais change leur type ($p \rightarrow n, n \rightarrow p$). Ce terme peut être grand si l'interaction contient des termes qui change un proton en un neutron et vice versa. Le deuxième et le troisième terme impliquent des recouvrements dans lesquelles les particules changent leurs orbitales; alors ils sont petits.

Dans notre travail nous nous intéressons à des noyaux lourds dans lesquels les protons et les neutrons occupent des couches majeurs différentes. La situation est illustrée sur la figure (2-4-b), où les couches de neutrons qui correspondent aux couches de protons sont toujours remplies. Par conséquent, les termes d'échanges de l'équation (2.33) en

sont toujours remplies. Par conséquent, les termes d'échanges de l'équation (2.33) en γ et δ sont impossibles, puisque les orbitales de neutrons sont remplies. Le seul terme d'échange restant est petit, on peut considérer qu'en gardant seulement le terme direct et on a une bonne approximation dans ce cas. On pourra alors traiter les protons et les neutrons comme des particules discernables. Donc dans ce cas, et si les effets d'échange sont connus, il est simple d'utiliser le formalisme proton-neutron, et le principe de Pauli n'impose aucune restriction sur leur couplage. Leurs fonctions d'onde n'ont pas besoin d'être antisymétriques, et on écrit la fonction d'onde à deux-particules (p-n) comme suit :

$$\Psi_{pn} = \phi_p \phi_n$$

Dans l'approche d'isospin, cette fonction d'onde peut être écrite comme réécrite sous la forme :

$$\Psi_{pn} = \frac{1}{2} [(\phi_p \phi_n + \phi_n \phi_p)_{T=1} + (\phi_p \phi_n - \phi_n \phi_p)_{T=0}]$$

Le premier terme est symétrique par rapport à l'interchangeabilité des protons et neutrons, et correspond à $T = 1$. Le second terme est anti-symétrique et correspond au $T = 0$. Les déplacements d'énergie en présence d'une interaction résiduelle peuvent être écrits comme la moyenne de leurs valeurs dans les deux cas d'isospin :

$$E^x = \frac{1}{2} [\Delta E (T = 1) + \Delta E (T = 0)].$$

2.3.6 L'interaction Delta

♣ Système identique

Dans le cas d'un système de particules identiques (p-p, n-n), l'interaction Delta s'écrit :

$$V_{12}(\delta) = -V_0 \delta(r_1 - r_2) \quad (2.31)$$

Où V_0 est l'intensité de l'interaction.

Les éléments de matrice de l'interaction Delta d'un système de nucléons identiques sont donnés par la formule suivante :

$$M_J = -V_0 \hat{j}_\alpha^2 \hat{j}_\beta^2 \hat{j}^2 F^o \left[\frac{1 + (-1)^{l_\alpha + l_\beta - J}}{2} \right] \langle j_\alpha \frac{1}{2}; j_\beta \frac{-1}{2} | J0 \rangle^2 \quad (2.32)$$

La fonction d'onde totale (espace, spin et isospin) doit être antisymétrique. On dénote par $\phi_i(\vec{r}_i)$ la partie angulaire de la fonction d'onde de la $i^{\text{ème}}$ particule ; l'antisymétrisation dans les coordonnées angulaires est équivalente à :

$$\phi_{j_1}(\vec{r}_1) \phi_{j_2}(\vec{r}_2) = -\phi_{j_1}(\vec{r}_2) \phi_{j_2}(\vec{r}_1)$$

Cependant l'interaction Delta est seulement effective lorsque les particules sont en contact, quand $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$. Dans ce point, cette expression implique que la fonction d'onde égale son opposée $[\phi_{j_1}(\vec{r}) \phi_{j_2}(\vec{r}) = -\phi_{j_1}(\vec{r}) \phi_{j_2}(\vec{r})]$. Ceci n'est possible que si ce terme est nul. Ainsi la fonction d'onde s'annule en ce seul point de l'espace où l'interaction Delta agit. Ce qui exige que la partie spatiale de la fonction d'onde doit être symétrique.

Comme les systèmes (p-p, n-n) ont $t_z(1) = t_z(2)$, ainsi $T_z = \pm 1$ et $T = 1$, la partie isospin de la fonction d'onde est aussi symétrique, alors, la partie de spin doit être antisymétrique pour que la fonction d'onde totale soit antisymétrique. C'est l'argument prouvant que l'interaction Delta affecte seulement les états de $S = 0$. Les états $S = 1$ n'étant pas affecter par cette interaction. Malgré que l'interaction Delta ne dépend pas explicitement du spin, ces effets dépendent de l'orientation relative des spins des deux nucléons exigée par l'antisymétrisation.

♣ Système p-n

Pour un système p-n, ces limites n'existent pas, les deux états $S = 0$ et $S = 1$ peuvent être accompagnés par des fonctions d'onde spatiales symétriques, et être déplacés par l'interaction. Généralement, l'interaction n'a pas la même intensité dans les deux cas, et peut être introduite comme suit [29] :

$$V_{12} = \left[\frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4} V_t + \frac{1 - \sigma_1 \sigma_2}{4} V_s \right] \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \quad (2.33)$$

Les opérateurs $\frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4}$ et $\frac{1 - \sigma_1 \sigma_2}{4}$ sont les opérateurs de projection sur les états de spin triplet et singlet respectivement .

V_t et V_s sont les intensités relatives des deux interactions.

On peut obtenir les mêmes résultats en terme d'isospin. Puisque la partie isospin-spin doit être antisymétrique, on conclut que la partie $T = 0$ (antisymétrique) va avec $S = 1$ (symétrique), et $T = 1$ (symétrique) avec $S = 0$ (antisymétrique).

On note que l'interaction de $S=1(T=0)$ est plus attractive que l'interaction de $S=0(T=1)$ où les forces n-n, p-p, et p-n sont égales, alors $|V_T| > |V_S|$.

L'analyse de plusieurs interactions montre que la plupart d'entre elles sont caractérisées par : $V_s = 0, 6V_t$

Où tous simplement : $V_t = 2V_s$

Les éléments de matrice de l'interaction Delta d'un système p-n sont donnés par la formule suivante (voir l'annexe A) :

$$M_J = F^o \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \frac{(2J+1)^{-1}}{2} \langle j_p \frac{1}{2}; j_n \frac{-1}{2} | J0 \rangle \langle j'_p \frac{1}{2}; j'_n \frac{-1}{2} | J0 \rangle (-1)^{j_n + j'_n} \quad (2.34)$$

$$\left\{ -V_s \left(\frac{(-1)^{l_p + l'_p} + (-1)^{l_p + l'_n + J}}{2} \right) + V_t \left[\frac{(-1)^{l_p + l'_n + J} - (-1)^{l_p + l'_p}}{2} + (-1)^{j_n + j'_n} \right] \right.$$

$$\left. \frac{\left[(2j_p + 1) + (-1)^{j_p + j_n + J} (2j_n + 1) \right] \left[(2j'_p + 1) + (-1)^{j'_p + j'_n + J} (2j'_n + 1) \right]}{4J(J+1)} \right\}$$

si $j_p = j'_p$ et $j_n = j'_n$, M_J devient [28, 29]

$$M_J = \hat{j}_p^2 \hat{j}_n^2 (2J+1)^{-1} \frac{F^o}{2} \langle j_p \frac{1}{2}; j_n \frac{-1}{2} | J0 \rangle^2 \left\{ V_s \left(\frac{1 + (-1)^{l_p + l_n + J}}{2} \right) + V_t \right. \quad (2.35)$$

$$\left. \left[\frac{1 - (-1)^{l_p + l_n + J}}{2} + \frac{\left[(2j_p + 1) + (-1)^{l_p + l_n + J} (2j_n + 1) \right]^2}{4J(J+1)} \right] \right\}$$

2.3.7 L'interaction Delta de surface modifiée (MSDI)

Avant de présenter l'interaction MSDI, on donne quelques propriétés de l'interaction Delta de surface SDI.

- Cette interaction prend place seulement à la surface du noyau. Une justification qualitative de cette supposition est que l'énergie cinétique T d'un nucléon se mouvant dans un potentiel de modèle en couches $U(r)$ est plus grande à l'intérieur du noyau qu'à

la surface. Puisque on a :

$$T + U = \text{constante}$$

alors l'interaction entre nucléons près de la surface doit être plus importante.

• L'interaction nucléon-nucléon libre est bien une interaction de courte portée. Malgré que l'interaction effective n'est pas similaire à l'interaction nucléon-nucléon libre, le comportement de courte portée doit être un de ses caractéristiques. Par conséquent, on peut supposer que l'interaction effective peut être représentée par la force delta, qui a l'avantage d'être mathématiquement simple.

En tenant compte de ces deux propriétés, on peut écrire l'expression suivante pour l'interaction Delta de surface entre les particules 1 et 2 :

$$V^{SDI}(1, 2) = -4\pi A'_T \delta(r'(1) - r'(2)) \delta(r(1) - R_o) \quad (2.36)$$

Où $\vec{r}(1)$ et $\vec{r}(2)$ sont les vecteurs positions des particules en interaction.

R_o est le rayon nucléaire. Le facteur 4π est introduit pour remplacer $(4\pi)^{-1}$ dans l'expression finale de l'élément de matrice à deux-corps.

Cet élément de matrice est donné par la relation [27] :

$$\begin{aligned} \langle j_a j_b | V^{SDI} | j_c j_d \rangle &= (-1)^{n_a + n_b + n_c + n_d} \frac{A_T}{2(2J+1)} \sqrt{\frac{(2j_a+1)(2j_b+1)(2j_c+1)(2j_d+1)}{(1+\delta_{ab})(1+\delta_{cd})}} \\ &\quad \left\{ (-1)^{j_b + j_d + l_b + l_d} \left\langle j_b \frac{-1}{2}; j_a \frac{1}{2} \middle| J0 \right\rangle \left\langle j_d \frac{-1}{2}; j_c \frac{1}{2} \middle| J0 \right\rangle \right. \\ &\quad \left. \left[1 - (-1)^{l_a + l_b + J + T} \right] - \left\langle j_b \frac{1}{2}; j_a \frac{1}{2} \middle| J1 \right\rangle \left\langle j_d \frac{1}{2}; j_c \frac{1}{2} \middle| J1 \right\rangle \left[1 + (-1)^T \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.37)$$

A_T est l'intensité de SDI définie par :

$$A_T = A'_T C(R_o) \text{ avec } C(R_o) = R_{n_a l_a}^4(R_o) R_o^2 \quad (2.38)$$

L'indice T est l'sospin, alors on a deux paramètres, A_0 pour $T = 0$ et A_1 pour $T = 1$.

Cette interaction peut être modifiée pour bien reproduire les énergies de liaison expérimentales, en ajoutant deux termes indépendants de J donnés par :

$$B' (r (1) - r (2)) + C' \quad (2.39)$$

L'interaction Delta de surface modifiée a alors la forme suivante :

$$V^{MSDI}(1, 2) = V^{SDI} (1, 2) + B' (\tau (1) .\tau (2)) + C' \quad (2.40)$$

Les deux termes ajoutés sont constants dans les coordonnées d'espace, donc ils contribuent seulement aux éléments de matrice diagonaux. On mentionne que :

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

Ainsi la contribution des termes ajoutés est donnée par :

$$\langle B (\tau (1) .\tau (2)) + C \rangle = \begin{cases} -3B + C & \text{pour } T = 0 \\ B + C & \text{pour } T = 1 \end{cases} \quad (2.41)$$

où

$$\begin{cases} B = B' C (R_o) \\ C = C' C (R_o) \end{cases}$$

Pour les éléments de matrice diagonaux, c.à.d : $\{n_a, l_a, j_a\} = \{n_c, l_c, j_c\}$ et

$\{n_b, l_b, j_b\} = \{n_d, l_d, j_d\}$, on obtient à partir de la relation (2-41) et avec $(-1)^{j_b+j_d+l_b+l_d} = (-1)^{2j_b+2l_b} = -1$ [27] :

$$\begin{aligned} \langle j_a j_b | V^{MSDI}(1, 2) | j_a j_b \rangle_{J_T} &= -A_T \frac{(2j_a + 1)(2j_b + 1)}{2(2J + 1)(1 + \delta_{ab})} \left\{ \langle j_b \frac{-1}{2} j_a \frac{1}{2} | J0 \rangle^2 \right. \\ &\quad [1 - (-1)^{l_a+l_b+J+T}] + \langle j_b \frac{1}{2} j_a \frac{1}{2} | J1 \rangle^2 \\ &\quad \left. [1 + (-1)^T] \right\} + [2T(T + 1) - 3] B + C \end{aligned} \quad (2.42)$$

pour un système p-n l'énergie d'excitation d'un état J , comme on a vu est donnée par :

$$E^x = \frac{1}{2} \{ \Delta E (T = 0) + \Delta E (T = 1) \}$$

$$\begin{aligned} E^x &= (\varepsilon_J^1 - \varepsilon_f^1) + (\varepsilon_J^2 - \varepsilon_f^2) + \frac{1}{2} \{ \langle V^{MSDI} \rangle_J (T = 1) + \langle V^{MSDI} \rangle_J (T = 0) \} \\ &\quad - \frac{1}{2} \{ \langle V^{MSDI} \rangle_f (T = 1) + \langle V^{MSDI} \rangle_f (T = 0) \} \end{aligned} \quad (2.43)$$

ε_J^i : les énergies individuelles des deux particules occupant les états de la configuration qui donne J.

ε_f^i : les énergies individuelles des deux particules occupant les états de la configuration qui donne l'état fondamental.

$\langle V^{MSDI} \rangle_J(T)$ l'élément de matrice calculé dans l'état J.

$\langle V^{MSDI} \rangle_f(T)$ l'élément de matrice calculé dans l'état fondamental.

Ce calcul nous permet de prendre B=C=0, car ces deux paramètres disparaissent dans la dernière formule.

2.3.8 Exemple

Pour illustrer l'application de ces deux interactions, on considère l'exemple classique de ${}^{38}_{17}\text{Cl}_{21}$. On suppose que les bas états liés peuvent être décrits comme un coeur ${}^{36}_{16}\text{S}_{20}$ plus un proton dans la couche $1d_{3/2}$ et un neutron dans la couche $1f_{7/2}$. Puisque la couche de neutrons $N = 20$ est pleine, alors on peut négliger les termes d'échanges.

Les spectres d'énergies expérimental et calculé en utilisant les deux interactions sont illustrés sur la figure (2-5) :

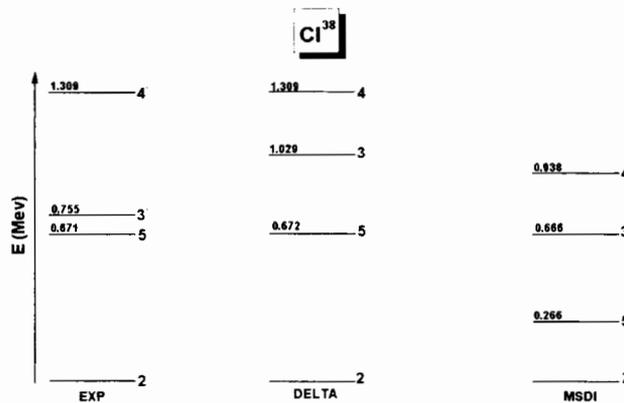


Figure (2.5) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés du noyau ${}^{38}\text{Cl}$ système p-n

Les énergies d'excitation dans cet espace de configuration ($1d_{3/2}, 1f_{7/2}$) sont indépendantes des énergies individuelles des particules. L'interaction Delta(p-n) est calculée

avec un choix de V_t et V_s donné dans la relation (2-37) . L'énergie d'excitation de l'état 4^- fixe les valeurs des paramètres V_t et V_s . Ces valeurs sont $-462,13$ et $-231,067$ MeV respectivement.

Lorsqu'on utilise l'interaction MSDI, les énergies d'excitation sont déterminées par les intensités A_o et A_1 , avec un choix de $A_1 = A_o = 25 \text{ MeV}/A = 0,7 \text{ MeV}$.

L'énergie de liaison d'un état J de ^{38}Cl par rapport au coeur ^{36}S est donnée par :

$$E_J^b(^{38}\text{Cl}) = \varepsilon_{1d_{3/2}} + \varepsilon_{1f_{7/2}} + E_J^{(1)}(p, n) = \varepsilon_{1d_{3/2}} + \varepsilon_{1f_{7/2}} + \frac{1}{2} \left\{ \langle 1d_{3/2}1f_{7/2} | V | 1d_{3/2}1f_{7/2} \rangle_{J,T=0} + \langle 1d_{3/2}1f_{7/2} | V | 1d_{3/2}1f_{7/2} \rangle_{J,T=1} \right\} \quad (2.44)$$

Dans la figure (2-5) on remarque que la séquence de spin des états bas est bien reproduite. L'interaction Delta(p-n) donne de bonnes valeurs d'énergie d'excitation ; cependant pour l'interaction MSDI, la reproduction des énergies d'excitation n'est pas suffisante, mais peut être améliorée en modifiant les intensités A_1 et A_o .

2.4 Système à trois particules

2.4.1 Fonction d'onde à trois-particules

On considère des systèmes à trois-particules, dont les nucléons se meuvent dans les orbitales j_a , j_b et j_c avec la notation, $j \equiv (n, l, j)$.

Trois cas peuvent se présenter [30] :

i) La situation la plus simple correspond à $(j_a \neq j_b \neq j_c)$. La fonction d'onde, antisymétrique et normalisée est construite suivant la procédure : $N \sum_p (-1)^p \Psi(j_a(1)j_b(2)J_{12}, j_c(3); JM)$

N : facteur de normalisation.

La somme se fait sur toutes les permutations des coordonnées des trois particules. L'équation (3.20) devient :

$$\Psi(j_a, j_b, j_c; JM)_{nas} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \begin{array}{l} \Psi(j_a(1)j_b(2)J_{12}, j_c(3); JM) - \Psi(j_a(2)j_b(1)J_{12}, j_c(3); JM) \\ + \Psi(j_a(2)j_b(3)J_{12}, j_c(1); JM) - \Psi(j_a(3)j_b(2)J_{12}, j_c(1); JM) \\ + \Psi(j_a(3)j_b(1)J_{12}, j_c(2); JM) - \Psi(j_a(1)j_b(3)J_{12}, j_c(2); JM) \end{array} \right\} \quad (2.45)$$

ii) Le deuxième cas a $(j_a = j_b = j) \neq j_c$. La fonction d'onde a la forme suivante :

$$\Psi(j^2, j_c; JM)_{nas} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \begin{array}{l} \Psi(j^2(12)J_{12}, j_c(3); JM) - \Psi(j^2(13)J_{12}, j_c(2); JM) \\ + \Psi(j^2(23)J_{12}, j_c(1); JM) \end{array} \right\} \quad (2.46)$$

iii) Le cas où $(j_a = j_b = j_c = j)$ est plus important. La fonction d'onde devient :

$$\Psi(j^2(23)J_{12}, j(1); JM) = \sum_{J'_{12}} (-1)^{J_{12}} \hat{J}_{12} \hat{J}'_{12} \left\{ \begin{array}{ccc} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{array} \right\} \Psi(j^2(12)J'_{12}, j(3); JM) \quad (2.47)$$

et, par permutation circulaire. Sinon,

$$\Psi(j^2(13)J_{12}, j(2); JM) = \sum_{J'_{12}} (-1)^{J_{12}+J'_{12}+1} \hat{J}_{12} \hat{J}'_{12} \left\{ \begin{array}{ccc} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{array} \right\} \Psi(j^2(12)J'_{12}, j(3); JM) \quad (2.48)$$

en utilisant la notation $\hat{J} \equiv (2J + 1)^{1/2}$

La fonction d'onde antisymétrique et normalisée des trois particules se mouvant dans la même orbitale- j et de moment angulaire total J , est écrite explicitement comme :

$$\Psi(j^3; JM)_{nas} = N \sum_{J'_{12}(\text{pair})} \left[\delta_{J_{12}J'_{12}} + 2\hat{J}_{12}\hat{J}'_{12} \left\{ \begin{array}{ccc} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{array} \right\} \Psi(j^2(12)J'_{12}, j(3); JM) \right]$$

ou bien :

$$\Psi(j^3; JM)_{nas} = N \sum_{J_1^*(\text{pair})} [j^2(J_1)jJ] \{j^3J\} \Psi(j^2(J_1), j; JM) \quad (2.49)$$

Le coefficient $[j^2(J_1)jJ] \{j^3J\}$ est appelé le coefficient de parentage fractionnel (c.f.p) donnant la projection de l'état $\Psi(j^3; JM)_{nas}$ sur la base $\Psi(j^2(J_1), j; JM)$.

2.4.2 Elément de matrice à trois-corps

L'hamiltonien total à trois-particules :

$$H = H_0 + H_{res} = \sum_{i=1}^3 h_0(i) + \sum_{i < k=1}^3 V(i, k) \quad (2.50)$$

où l'opérateur à deux-corps est défini par :

$$V = \sum_{i < k=1}^3 V(i, k) \quad (2.51)$$

i) Eléments de matrice des nucléons dans la même orbitales : $j_a = j_b = j_c = j$:

Les éléments de matrice des trois-nucléons en interaction peuvent être écrits sous la forme :

$$\langle j^3; JM | V | j^3; JM \rangle = 3 \sum_{J'} [j^2(J')jJ] \{j^3 J\}^2 A_{J'} \quad (2.52)$$

où : $A_{J'} \equiv \langle j^2; J'M | V | j^2; J'M \rangle$

et l'énergie totale devient :

$$\langle j^3; JM | H | j^3; JM \rangle = 3\varepsilon_j + 3 \sum_{J'} [j^2(J')jJ] \{j^3 J\}^2 A_{J'} \quad (2.53)$$

On utilise les coefficients de parentage fractionnel (c.f.p) normalisés :

$$[j^2(J'_{12})jJ] \{j^3 J\} = \left[\delta_{J_{12}J'_{12}} + 2\hat{J}_{12}\hat{J}'_{12} \left\{ \begin{matrix} j & j & J_{12} \\ J & j & J'_{12} \end{matrix} \right\} \right] \delta_c \quad (2.54)$$

$$\times \left[3 + 6(2J_{12} + 1) \left\{ \begin{matrix} j & j & J_{12} \\ J & j & J_{12} \end{matrix} \right\} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

En utilisant l'interaction MSDI, Les éléments de matrice se réécrivent :

$$\langle V \rangle_J = 3 \sum_{J'_{12} \text{ pair}} [j^2(J'_{12})jJ] \{j^3 J\}^2 \left[-A_1 \frac{(2j+1)^2}{4(2J'_{12}+1)} \left\{ \left\langle j \frac{-1}{2} j \frac{1}{2} \middle| J'_{12} 0 \right\rangle^2 \right\} \right] \quad (2.55)$$

$$\left[1 + (-1)^{J'_{12}} \right] \} + B + C]$$

ii) Eléments de matrice de nucléons occupant deux orbitales différentes : $(j_a = j_b = j) \neq j_c$

Dans un tel cas, les moments angulaire et isospin des deux nucléons occupant l'état $\rho \equiv (jt)$, se couplent en J_α et T_α , c-à-d, donnant l'état $\alpha \equiv (J_\alpha T_\alpha)$, et le troisième nucléon occupe l'état $\lambda \equiv (j't')$. Le couplage des deux états α et λ donne l'état $\Gamma \equiv (J_\Gamma T_\Gamma)$ de spin et isospin total J_Γ et T_Γ , respectivement.

L'Hamiltonien de ce cas est divisé en deux parties :

La première contient les énergies individuelles et l'interaction à deux-corps des nucléons dans l'état ρ : $\langle V_\rho \rangle$. Cet hamiltonien a la forme suivante :

$$H_1 = \sum_{i=1}^3 h_{0i} + V(1, 2) \quad (2.56)$$

La deuxième partie inclue l'interaction entre les deux nucléons dans l'état ρ et le nucléon dans l'état λ , l'expression de cette interaction est :

$$V_{\rho\lambda} = V(1, 3) + V(2, 3) \quad (2.57)$$

où les particules 1,2 occupent l'état ρ et la particule 3 occupe l'état λ . L'interaction totale peut être écrit sous la forme :

$$V_\Gamma = V_\rho + V_{\rho\lambda} = V(1, 2) + V(1, 3) + V(2, 3) \quad (2.58)$$

Les éléments de matrice de ces interactions sont donnés par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle V_\rho \rangle = \langle \rho^2 | V(1, 2) | \rho^2 \rangle_\alpha \\ \langle V_{\rho\lambda} \rangle = \langle \rho\lambda | V(1, 3) + V(2, 3) | \rho\lambda \rangle = 2(2J_\alpha + 1) \\ \sum_{J_\theta = |j_1 - j_2|}^{j_1 + j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_1 & J_\alpha \\ j_2 & J_\Gamma & J_\theta \end{array} \right\}^2 \langle \rho\lambda | V | \rho\lambda \rangle_\theta \end{array} \right. \quad (2.59)$$

Leur calcul revient au calcul des élément 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) [31].

◆◆ Cas de particules identiques :

En utilisant l'interaction MSDI, on obtient :

$$\begin{aligned}\langle V_\rho \rangle &= \langle j_1^2 | V | j_1^2 \rangle_{J_\alpha} \\ &= -A_1 \frac{(2j_1 + 1)^2}{4(2J_\alpha + 1)} \left\{ \langle j_1 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} | J_\alpha 0 \rangle^2 [1 + (-1)^{J_\alpha}] \right\} + B + C\end{aligned}\quad (2.60)$$

et

$$\begin{aligned}\langle V_{\rho\lambda} \rangle &= \langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle = 2(2J_\alpha + 1) \sum_{J_\theta = |j_1 - j_2|}^{j_1 + j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\alpha \\ j_2 & J_\Gamma & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 \\ &\quad \left\{ -A_1 \frac{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}{2(2J_\theta + 1)} \langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} | J_0 \rangle^2 [1 + (-1)^{l_1 + l_2 + J_\theta}] + B + C \right\}\end{aligned}\quad (2.61)$$

◆◆ Cas de particules non-identiques :

Comme pour les noyaux lourds que nous allons étudier, les couches de neutrons correspondant aux couches de protons de valence sont remplies, et les neutrons de valence occupent des couches plus hautes (noyaux riches en neutrons), ni symétrisation ni anti-symétrisation ne doivent être appliquées pour la fonction d'onde totale pour calculer les éléments de matrice $j_1 j_2$. Ils se révèlent être égales aux moyennes des éléments de matrice correspondants à $T=1$ et $T=0$.

$$\langle V \rangle_{J_\theta} = \frac{1}{2} \left(\langle V \rangle_{T=0}^{J_\theta} + \langle V \rangle_{T=1}^{J_\theta} \right) \quad (2.62)$$

avec $\vec{J}_\theta = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$

Les éléments de matrices précédents (Eq 2-59) sont réécrit sous la forme :

$$\langle V_{\rho\lambda} \rangle = (2J_\alpha + 1) \sum_{J_\theta = |j_1 - j_2|}^{j_1 + j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\alpha \\ j_2 & J_\Gamma & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 \left(\langle V \rangle_{T=0}^{J_\theta} + \langle V \rangle_{T=1}^{J_\theta} \right) \quad (2.63)$$

Dans notre travail, nous utilisons l'interaction MSDI comme interaction à deux-corps. Les éléments de matrice $\langle V_\rho \rangle$ et $\langle V_{\rho\lambda} \rangle$ prennent les formes suivantes :

$$\begin{aligned}
\langle V_\rho \rangle &= \langle j_1^2 | V | j_1^2 \rangle_{J_\alpha} \\
&= -A_1 \frac{(2j_1 + 1)^2}{4(2J_\alpha + 1)} \left\{ \langle j_1 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} | J_\alpha 0 \rangle^2 [1 + (-1)^{J_\alpha}] \right\} + B + C
\end{aligned} \tag{2.64}$$

et :

$$\begin{aligned}
\langle V_{\rho\lambda} \rangle &= \langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle = \frac{-(2J_\alpha + 1)(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}{2} \\
&\sum_{J_\theta=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\alpha \\ j_2 & J_\Gamma & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 \times \left\{ A_1 \langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} | J_\theta 0 \rangle^2 [1 + (-1)^{l_1+l_2+J_\theta}] \right. \\
&+ A_0 \left(\langle j_2 \frac{-1}{2} j_1 \frac{1}{2} | J_\theta 0 \rangle^2 [1 - (-1)^{l_1+l_2+J_\theta}] + 2 \langle j_2 \frac{1}{2} j_1 \frac{1}{2} | J_1 \rangle^2 \right) \left. \right\} \\
&- 2(2J_\alpha + 1) \sum_{J_\theta=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (2J_\theta + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J_\alpha \\ j_2 & J_\Gamma & J_\theta \end{matrix} \right\}^2 (B - C)
\end{aligned} \tag{2.65}$$

Chapitre 3

Etude des noyaux lourds riches en neutrons

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, il est montré que pour calculer un spectre en énergie d'un noyau, on doit résoudre l'équation de Schrödinger à plusieurs-corps (relation 2-9) :

$$H\Psi = E\Psi$$

Pour ce but l'élément de matrice $\langle \phi_k^{(o)} | H | \phi_l^{(o)} \rangle$ doit être construit puis diagonalisé. Les valeurs propres obtenues produisent les niveaux d'énergie demandés. On a vu que les éléments de matrice d'une interaction donnée entre des états à plusieurs-particules peuvent être exprimés en terme des éléments de matrice à deux-corps . On a présenté quelques interactions réalistes et on a évalué les éléments de matrice à deux-corps.

Dans ce chapitre, et comme illustration, on applique ces interactions pour le calcul des niveaux d'énergie des noyaux dans les régions de ${}_{50}^{132}\text{Sn}$ et ${}_{82}^{208}\text{Pb}$.

3.2 Etude des noyaux riches en neutrons près de ^{132}Sn et de ^{208}Pb

L'étude des noyaux ayant quelques nucléons de valence autour des noyaux doublements magiques ^{132}Sn et ^{208}Pb fournit des informations utiles sur les énergies d'excitation à une-particule, et l'interaction nucléon-nucléon [19, 13]. Il est alors important d'étudier ces noyaux théoriquement et expérimentalement. Ces régions présentent une excellente occasion d'appliquer le modèle en couches sphériques dans des espaces tronqués et de tester les interactions nucléaires effectives disponibles dans ces régions. Les limites d'information disponible concernant la structure de ces noyaux viennent surtout des études de décroissance β^- des produits de fission, supplémentées en quelques cas par les données de décroissance de rayonnement- γ pour des isomères de demi de vie de l'ordre de la μs [14]. Blomqvist [10] a noté qu'il existe des points de ressemblance entre la spectroscopie de la région de ^{132}Sn et celle bien étudiée et connue de ^{208}Pb [14, 15]. Ceci a ouvert la possibilité d'explorer les propriétés des états simples des noyaux de la région de ^{132}Sn sous des conditions comparables mais non identiques à ceux de la région de ^{208}Pb .

Les difficultés expérimentales rencontrées pour les études des noyaux autour de ^{132}Sn sont reliées au circonstance que ces noyaux se trouvent loin de la ligne de la stabilité- β du côté riche en neutrons, contrairement à ceux de ^{208}Pb qui en sont très proches [10].

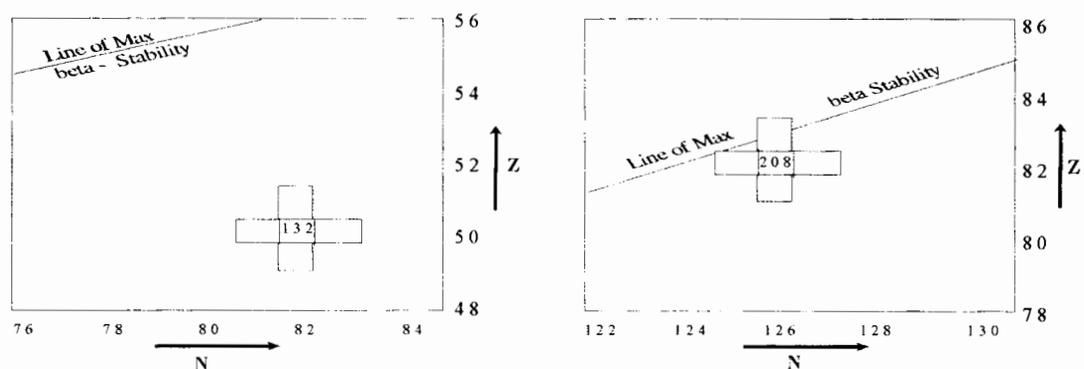


Figure (3-1) : Régions de ^{132}Sn et de ^{208}Pb relatives à la ligne du stabilité- β

Sur la figure(3-2) sont regroupés les spectres des énergies des bas niveaux de ^{132}Sn et ^{208}Pb [10].

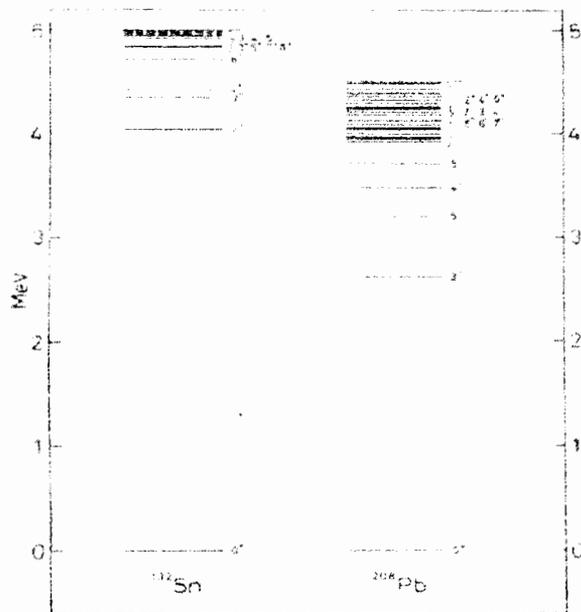
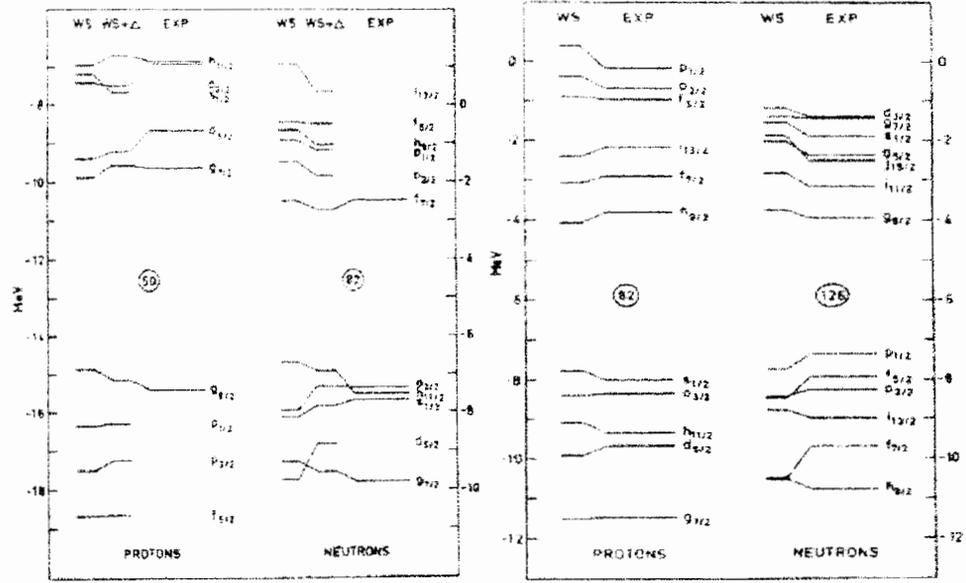


Figure (3-2) : Spectres des énergies d'excitation de ^{132}Sn et ^{208}Pb .

Le comportement remarquable dans cette figure est que le gap entre l'état fondamental et le premier état excité est considérablement plus grand dans ^{132}Sn que dans ^{208}Pb . A partir de ce point de vue, le noyau ^{132}Sn possède la fermeture de couches la plus forte.

Pour illustrer la similarité entre les deux régions, Blomqvist a effectué des calculs théoriques en utilisant le potentiel de Wood-Saxon (WS), et les a comparé à ceux de l'expérience. L'ensemble des résultats est illustré sur la figure(3-3) [10] :

De ces deux figures, il a ressorti une similarité entre les structures de couches dans les deux régions. Chaque état dans la région de ^{132}Sn a sa contrepartie (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 . A quelques exceptions près, cette correspondance s'applique aussi à l'ordre et l'espacement des énergies des états individuels.



tion $\pi - \nu$ [19]. Pour cette raison, on calcule les spectres d'énergie des noyaux ^{134}Sb et ^{210}Bi , en utilisant les deux interactions : Delta et MSDI.

Le noyau $^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$

Ce noyau a deux isomères de $I^\pi = 0^-$ et 7^- . Les configurations des différents états sont identifiées à partir des considérations du modèle en couches et par la structure de niveaux d'un noyau bien connu, le ^{210}Bi ayant lui aussi 1p1n. Les configurations considérées sont semblables à celles utilisées dans les références [13, 14, 12, 11] :

$$\begin{aligned} \pi 1g_{7/2}\nu 2f_{7/2} &: 7^- \\ \pi 1g_{7/2}\nu 1h_{9/2} &: 8^- \\ \pi 1h_{11/2}\nu 2f_{7/2} &: 9^+ \\ \pi 1g_{7/2}\nu 1i_{13/2} &: 10^+ \\ \pi 1h_{11/2}\nu 1i_{13/2} &: 12^- \end{aligned}$$

► Tous ces états sont liés [11], et chacun a un J maximum.

Les énergies d'excitation de ce noyau se calculent comme suit (voir Chap 2) :

$$\text{l'énergie du fondamental } 7^- : E_{7^-}^f = 0$$

les énergies des états excités :

$$\begin{aligned} E_{8^-}^x &= E_{8^-}^b - E_{7^-}^b \\ &= \varepsilon_{\nu 1h_{9/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}} + \langle 1g_{7/2}1h_{9/2} | V | 1g_{7/2}1h_{9/2} \rangle_8 - \langle 1g_{7/2}2f_{7/2} | V | 1g_{7/2}2f_{7/2} \rangle_{7^-} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{9^+}^x &= E_{9^+}^b - E_{7^-}^b \\ &= \varepsilon_{\pi 1h_{11/2}} - \varepsilon_{\pi 1g_{7/2}} + \langle 1h_{11/2}2f_{7/2} | V | 1h_{11/2}2f_{7/2} \rangle_{9^+} - \langle 1g_{7/2}2f_{7/2} | V | 1g_{7/2}2f_{7/2} \rangle_{7^-} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{10^+}^x &= E_{10^+}^b - E_{7^-}^b \\ &= \varepsilon_{\nu 1i_{13/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}} + \langle 1g_{7/2}1i_{13/2} | V | 1g_{7/2}1i_{13/2} \rangle_{10^+} - \langle 1g_{7/2}2f_{7/2} | V | 1g_{7/2}2f_{7/2} \rangle_{7^-} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{12^-}^x &= E_{12^-}^b - E_{7^-}^b \\ &= (\varepsilon_{\pi 1h_{11/2}} - \varepsilon_{\pi 1g_{7/2}}) + (\varepsilon_{\nu 1i_{13/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}}) \\ &\quad + \langle 1h_{11/2}1i_{13/2} | V | 1h_{11/2}1i_{13/2} \rangle_{12^-} - \langle 1g_{7/2}2f_{7/2} | V | 1g_{7/2}2f_{7/2} \rangle_{7^-} \end{aligned}$$

Les différences des énergies individuelles sont prises des noyaux ayant un-proton et un-neutron célibataires : ${}_{51}^{133}\text{Sb}_{82}$ et ${}_{50}^{133}\text{Sn}_{83}$, respectivement. Leurs valeurs sont montrées sur la figure ci-dessous :

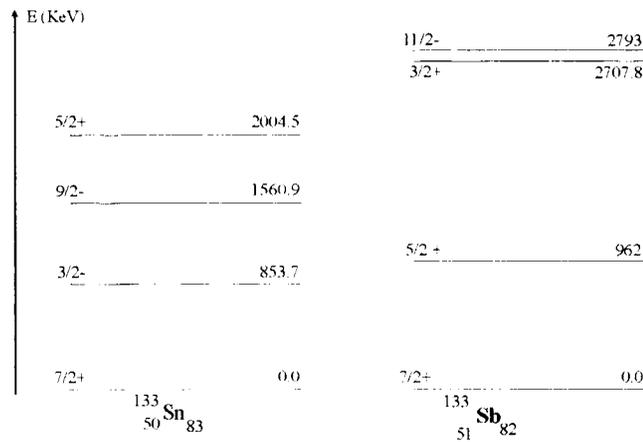


Figure (3-4) : Spectres expérimentaux des noyaux : ${}_{50}^{133}\text{Sn}_{83}$ et de ${}_{51}^{133}\text{Sb}_{82}$.

$$\varepsilon_{\nu 1h_{9/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}} = 1.561 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon_{\pi 1h_{11/2}} - \varepsilon_{\pi 1g_{7/2}} = 2.793 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon_{\nu 1i_{13/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}} = 2.694 \text{ MeV}$$

On note que l'état excité de neutron $1i_{13/2}$ dans le noyau ${}_{50}^{133}\text{Sn}_{83}$ est un état non lié [32]. Son énergie n'en est pas déterminé expérimentalement. Néanmoins, cette énergie peut être estimée à partir de la position du niveau 2.434 MeV dans ${}^{134}\text{Sb}$, sa configuration est supposée être $(\pi 1g_{7/2} \nu 1i_{13/2})_{10^+}$, comme il est montré dans [12]. Cette énergie est calculée de la façon suivante :

L'élément de matrice $\langle V \rangle_{10^+}$ calculé à partir de ${}^{210}\text{Bi}$ est égal à -0.722 MeV. On suppose que l'énergie d'excitation individuelle de $1i_{13/2}$ est Y (avec $Y = \varepsilon_{\nu 1i_{13/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}}$).

L'énergie d'excitation de l'état 10^+ est donnée par : $E_{10^+}^x = Y + \langle V \rangle_{10^+} - \langle V \rangle_{7^-}$

où $\langle V \rangle_{7^-}$ est l'élément de matrice du niveau 7⁻ calculé à partir de ${}^{210}\text{Bi}$, sa valeur est égale à -0.462 MeV, alors :

$$E_{10^+}^x = Y - 0.722 + 0.462 = Y - 0.26 = 2.434 \text{ MeV}$$

Y prend donc la valeur 2.694 MeV.

L'énergie d'excitation du $1i_{13/2}$ obtenue par cette méthode est $E_{s,p} = 2.694 \text{ MeV}$. Cette énergie est plus grande que l'énergie de séparation de neutron dans $^{133}_{50}\text{Sn}_{83}$ ($S_n = 2.45(5) \text{ MeV}$) [32]. Ce qui explique la non-observation de ce niveau.

♣ Calcul avec l'interaction Delta :

Le calcul des énergies d'excitation du ^{134}Sb en utilisant l'interaction Delta est réalisé pour plusieurs valeurs du paramètre V_t (avec $V_t = 2V_s$), dans le but de reproduire le spectre expérimentale. La figure (3.5) illustre les différentes valeurs des énergies d'excitation de chaque niveau, calculées pour différentes valeurs du paramètre V_t .

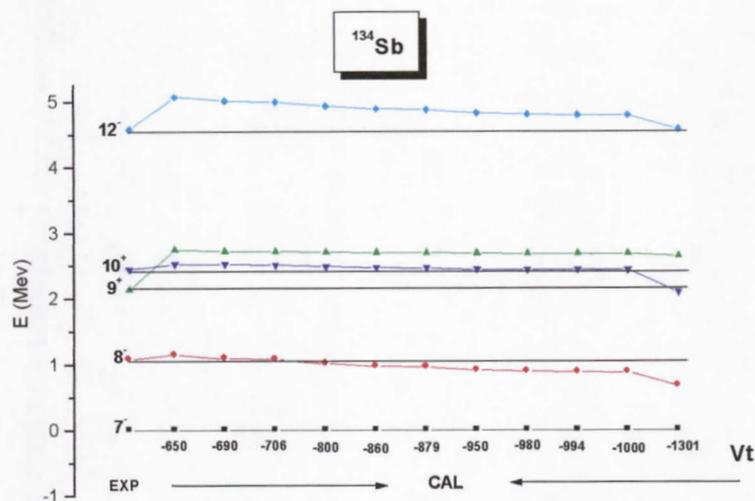


Figure (3.5) : Energies d'excitation du noyau ^{134}Sb calculées par l'interaction Delta pour différentes valeurs de V_t .

On remarque que l'ordre des niveaux 9^+ et 10^+ n'est jamais reproduit pour toutes les valeurs du V_t : le 9^+ est toujours au-dessus du 10^+ , bien que les valeurs des énergies d'excitation du 10^+ soient bien reproduites pour toute valeur de V_t .

En ce qui concerne les niveaux 8^- et 12^- , la situation est compliquée, car les valeurs des énergies pour les deux niveaux sont inversées. Les basses valeurs de V_t reproduisent bien les énergies de l'état 8^- mais pas le niveau 12^- . Par contre les hautes valeurs de V_t reproduisent le niveau 12^- et pas le niveau 8^- , ce qui complique le choix de V_t qui donne la bonne estimation de tous les niveaux du ^{134}Sb .

Un compromis, pour reproduire l'ensemble des valeurs des niveaux d'énergie nous a

poussé à prendre pour V_t la valeur de -980MeV .

Les valeurs des énergies d'excitation correspondantes à cette valeur de V_t sont regroupées sur le tableau (3-1) :

	7^-	8^-	9^+	10^+	12^-
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	0.884	2.678	2.432	4.796
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	1.073	2.127	2.434	4.570

Tableau (3-1) : Energies expérimentales [11] et calculées par l'interaction Delta pour $V_t=-980\text{MeV}$ du noyau ^{134}Sb .

On remarque qu'en dehors de l'inversion entre l'ordre des états 9^+ et 10^+ , nous reproduisons de manière approximative les énergies des tous les niveaux ; les valeurs expérimentales correspondantes sont aussi portées.

♣ Calcul avec l'interaction MSDI :

Nous avons utilisé aussi dans notre calcul du spectre de ^{134}Sb l'interaction MSDI. Celle-ci dépend de deux paramètres A_0 et A_1 . Nous avons fait varier ces derniers afin de reproduire le spectre expérimentale de ce noyau. Les meilleurs valeurs de ces paramètres sont respectivement : 1.5 et 1 MeV. Les énergies d'excitation calculées avec ces paramètres sont illustrées dans le Tableau (3-2).

	7^-	8^-	9^+	10^+	12^-
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	1.058	2.2	2.464	4.476
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	1.073	2.127	2.434	4.570

Tableau (3-2) : Energies expérimentales [11] et calculées par l'interaction MSDI pour($A_0=1.5\text{MeV}$, $A_1=1\text{MeV}$) du noyau ^{134}Sb .

Nous remarquons que l'utilisation de l'interaction MSDI permet de reproduite correctement et dans l'ordre la séquence des niveaux. En outre, une bonne corrélation entre les valeurs expérimentales et celles calculées est obtenue.

Le noyau ${}_{83}^{210}\text{Bi}_{127}$

Ce noyau est bien connu expérimentalement. Avec, seulement, un-proton et un-neutron au-dessus du noyau doublement magiques ${}^{208}\text{Pb}$, le ${}^{210}\text{Bi}$ est un noyau idéal pour tester les calculs du modèle en couches sur les noyaux sphériques impair-impair [18].

Dans notre étude de ce noyau nous avons utilisé les deux interactions précédentes : Delta et MSDI. Les niveaux auxquels, nous nous intéressons sont ceux qui ont une ressemblance à ceux de ${}^{134}\text{Sb}$. Ceci afin de bien voir la similarité entre les régions de ${}^{132}\text{Sn}$ et ${}^{208}\text{Pb}$. Ces niveaux sont alors :

$$\begin{aligned} \pi 1h_{9/2} \nu 2g_{9/2} &: 9^- \\ \pi 1h_{9/2} \nu 1i_{11/2} &: 10^- \\ \pi 1i_{13/2} \nu 2g_{9/2} &: 11^+ \\ \pi 1h_{9/2} \nu 1j_{15/2} &: 12^+ \\ \pi 1i_{13/2} \nu 1j_{15/2} &: 14^- \end{aligned}$$

► Tous ces états sont liés, et chacun a un J maximum.

Comme nous remarquons :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{\text{Bi}} = n_{\text{Sb}} \\ l_{\text{Bi}} = l_{\text{Sb}} + 1 \\ j_{\text{Bi}} = j_{\text{Sb}} + 1 \\ \pi_{\text{Bi}} = \pi_{\text{Sb}} \\ \text{► } \mathbf{J}_{\text{Bi}} = \mathbf{J}_{\text{Sb}} + \mathbf{2} \end{array} \right. \quad (*)$$

On utilise les noyaux : ${}^{209}\text{Bi}$ et ${}^{209}\text{Pb}$, pour obtenir les différences des énergies individuelles (figure (3-6)) :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pi 1i_{13/2}} - \varepsilon_{\pi 1h_{11/2}} &= 1.609 \text{ MeV} \\ \varepsilon_{\nu 1i_{11/2}} - \varepsilon_{\nu 2g_{9/2}} &= 0.779 \text{ MeV} \\ \varepsilon_{\nu 1j_{15/2}} - \varepsilon_{\nu 2g_{9/2}} &= 1.423 \text{ MeV} \end{aligned}$$

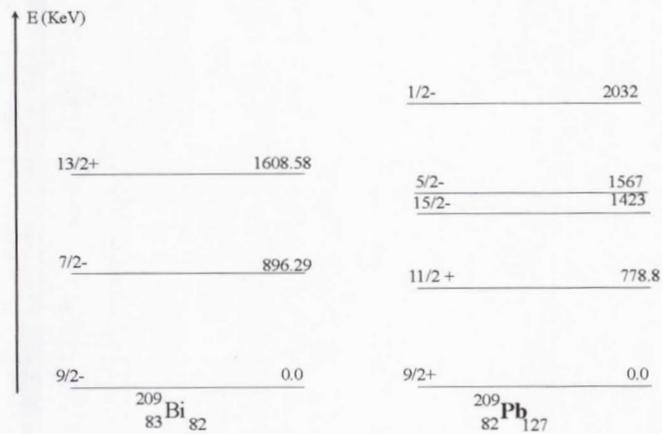
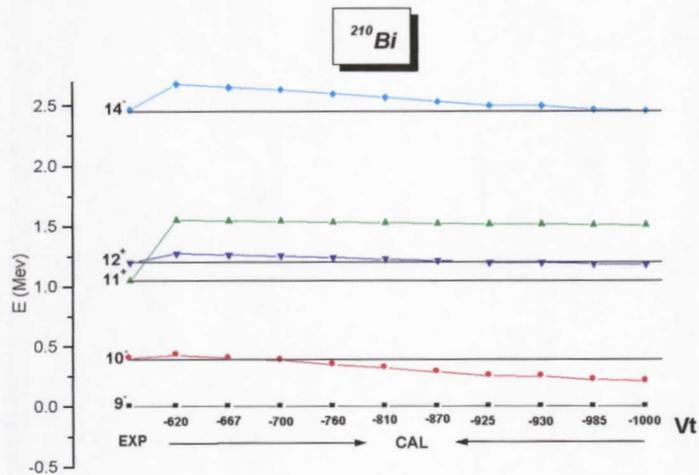


Figure (3-6) : Spectres expérimentaux des noyaux : $^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$ et de $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$.

♣ Calcul avec l'interaction Delta :

Le spectre en énergie du noyau ^{210}Bi calculé par l'interaction Delta est aussi testé pour plusieurs valeurs de V_t .



Figure(3-7) : Energies d'excitation du ^{210}Bi calculées par l'interaction Delta pour différentes valeurs de V_t .

Cette figure montre une grande similarité entre le ^{210}Bi et ^{134}Sb , soit pour l'ordre

des niveaux 11^+ et 12^+ qui sont les contre-parties des niveaux 9^+ et 10^+ , soit pour le comportement des niveaux 10^- et 14^- .

Similairement au 10^+ de ^{134}Sb , le 12^+ est bien reproduit pour toutes les valeurs de V_t .

La valeur de V_t qu'on a choisi dans ce cas est de -810 MeV. Les énergies d'excitation qui correspondent à cette valeur sont regroupées dans le tableau (3-3).

	9^-	10^-	11^+	12^+	14^-
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	0.318	1.526	1.226	2.564
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	0.399	1.045	1.198	2.462

Tableau (3-3) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction Delta pour $V_t=-810\text{MeV}$ du noyau ^{210}Bi .

♣ Calcul avec l'interaction MSDI :

Les énergies d'excitation calculées en utilisant les valeurs 1.6 et 1.3 MeV pour les paramètres A_0 et A_1 sont regroupées dans le tableau(3-4) :

	9^-	10^-	11^+	12^+	14^-
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	0.399	1.133	1.157	2.153
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	0.399	1.045	1.198	2.462

Tableau (3-4) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI pour($A_0=1.6\text{MeV}$, $A_1=1.3\text{MeV}$) du noyau ^{210}Bi .

On observe que l'interaction MSDI reproduit bien les bas niveaux (10^- , 11^+ , 12^+) contrairement au niveau 14^- .

Pour ce dernier l'écart en énergies entre l'expérience et notre calcul est de l'ordre de 300 keV.

D'autres tentatives ont été fait afin de reproduire au mieux le niveau 14^- .

Nous proposons de donner dans le tableau (3-5) un autre résultat utilisant pour A_0 et A_1 les valeurs 1.2 et 0.9 MeV respectivement.

Nous remarquons que lorsque l'énergie calculée du 14^- s'approche de celle expérimentale, les énergies des autres niveaux s'en éloignent.

	9 ⁻	10 ⁻	11 ⁺	12 ⁺	14 ⁻
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	0.43	1.188	1.231	2.309
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	0.399	1.045	1.198	2.462

Tableau (3-5) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI pour($A_0=1.2\text{MeV}$, $A_1=0.9\text{MeV}$) du noyau ^{210}Bi .

Le fait important à souligner est que l'interaction MSDI reproduit l'ordre de tous les niveaux.

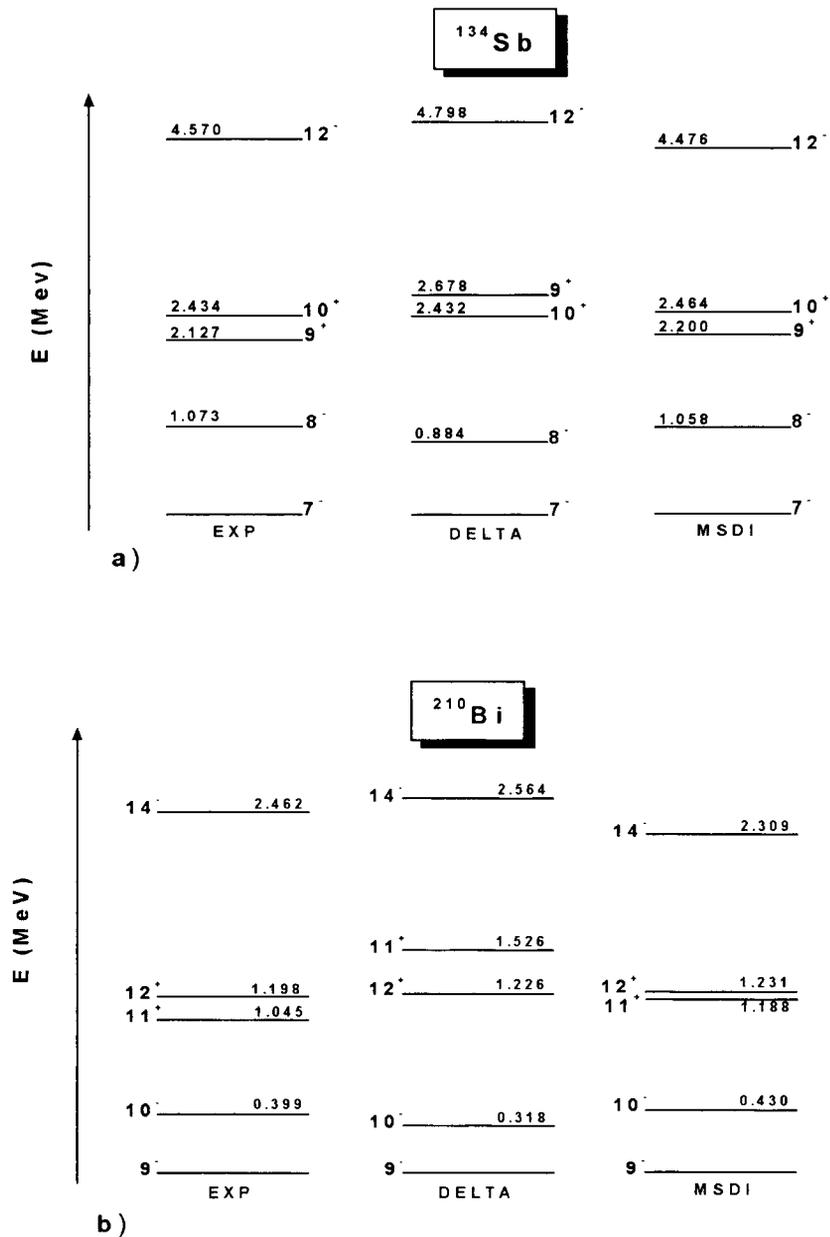
Nous allons utiliser l'interaction MSDI seulement dans le reste de nos calculs, du fait de sa meilleure évaluation comme illustré dans le traitement des noyaux à deux nucléons non identiques de valence.

Comparaison entre les deux interactions

Les spectres en énergies d'excitation calculés par les deux interactions pour les deux noyaux ^{134}Sb et ^{210}Bi sont présentés sur la Figure (3.8) :

Comme il est remarqué sur ces figures. L'interaction MSDI reproduit les séquences de niveaux, alors, qu'ils ne sont pas reproduits par l'interaction Delta (9⁺ et 10⁺ dans ^{134}Sb , 11⁺ et 12⁺ dans ^{210}Bi). Les valeurs des énergies d'excitation de l'ensemble des niveaux sont plus proches de celles expérimentales dans MSDI que dans Delta.

On conclut alors, que l'interaction MSDI est mieux adaptée que l'interaction Delta.



Figure(3-8) : Spectres expérimentaux et calculés

a) noyau ^{134}Sb : MSDI : $A_0=1.5\text{MeV}$, $A_1=1\text{MeV}$

b) noyau ^{210}Bi : MSDI : $A_0=1.2\text{MeV}$, $A_1=0.9\text{MeV}$

Noyaux à deux nucléons identiques

◆ Cas de deux protons

Le noyau ${}^{134}_{52}\text{Te}_{82}$ Ce noyau à deux protons de valences autour du cœur doublement magique ${}^{132}\text{Sn}$.

Le spectre calculé du ${}^{134}\text{Te}$ est obtenu en utilisant l'espace modèle $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})$ c.à.d les configurations :

$$(\pi 1g_{7/2})^2 : 0^+, 2^+, 4^+ \text{ et } 6^+)_1.$$

$$\pi 1g_{7/2}2d_{5/2} : 6^+)_2.$$

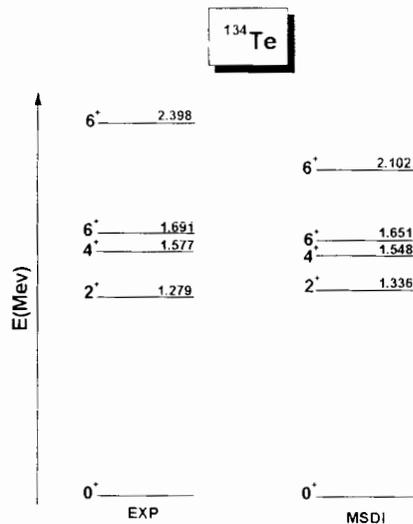
Puisque ce noyau a deux nucléons identiques, alors nous n'avons que le seul paramètre A_1 à ajuster. La valeur de ce dernier qui donne la séquence de niveaux et les énergies d'excitation vaut : 0.4383MeV. les résultats sont présentés dans le tableau (3-6) et les spectres en énergies expérimentaux et calculés sont comparés sur la figure (3-9) :

	0^+	2^+	4^+	$6^+)_1$	$6^+)_2$
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	1.336	1.548	1.651	2.102
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	1.279	1.577	1.691	2.398

Tableau (3-6) : Energies expérimentales [15] et calculées par l'interaction

MSDI pour($A_1=0.4383\text{MeV}$) du noyau ${}^{134}\text{Te}$.

Les résultats obtenus par l'interaction MSDI sont en bon accord avec l'expérience, la séquence de niveaux est trouvée et les énergies d'excitation sont bien reproduites, excepté pour le niveaux $6^+)_2$.



Figure(3-9) : Spectre expérimental et calculé du noyau ^{134}Te

Le noyau ^{210}Po Analogiquement au noyau précédent, l'espace modèle utilisé dans notre calcul est $(1h_{9/2}, 2f_{7/2})$, et les configurations donnant les différents états sont :

$$(\pi 1h_{9/2})^2 : 2^+, 4^+, 6^+ \text{ et } 8^+)_1.$$

$$\pi 1g_{7/2} 2d_{5/2} : 8^+)_2 .$$

Nous notons que l'état fondamental de ce noyau est le 0^+ , mais nous avons pris que les états homologues à ceux du noyau ^{134}Te .

Comme nous le remarquons, les relations entre les nombres quantiques sont identiques au relations (*) :

Les énergies d'excitation expérimentales et calculées sont illustrées dans le tableau(3-7) et sur la figure(3-10).

La valeur du paramètre qui donne la séquence de niveaux et les énergies d'excitation vaut : 0.3808MeV.

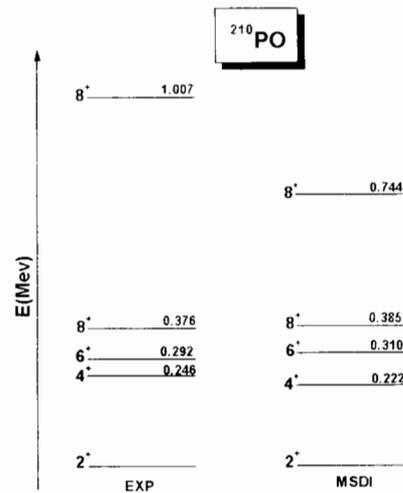
Nous remarquons que la séquence de niveaux est obtenue et les énergies d'excitation sont reproduite à l'exception du niveau $8^+)_2$.

De cette figure nous tirons aussi la grande ressemblance entre les spectres expérimental et théorique de ^{210}Po et de son homologue ^{134}Te . Ce qui confirme la similarité existante

entre la région de ^{132}Sn et de ^{208}Pb .

	2^+	4^+	6^+	$8^+)_1$	$8^+)_2$
$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$	0	0.222	0.310	0.385	0.744
$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	0	0.246	0.292	0.376	1.007

Tableau (3-7) : Energies expérimentales [16] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_1=0.3808\text{MeV}$) du noyau ^{210}Po .



Figure(3-10) : Spectre expérimental et calculé du noyau ^{210}Po

◆ Cas de deux neutrons

Le noyau ^{134}Sn : Nous savons que les isotopes de ^{134}Sn jouent un rôle essentiel dans la description de la structure nucléaire par le modèle en couches. Ils nous fournissent l'occasion pour étudier les changements des propriétés nucléaires lorsque le nombre de neutrons varie [34]. Alors, il est intéressant d'essayer de trouver la structure de ces isotopes dont le but est de tester les prédictions de modèle en couches lorsque les neutrons de valence sont dans la couche 82-126. Pour cette raison, nous avons étudié l'isotope ^{134}Sn .

L'espace modèle donnant la séquence de niveaux et les énergies d'excitation est : $(2f_{7/2})$ qui donnent tous les états : 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ .

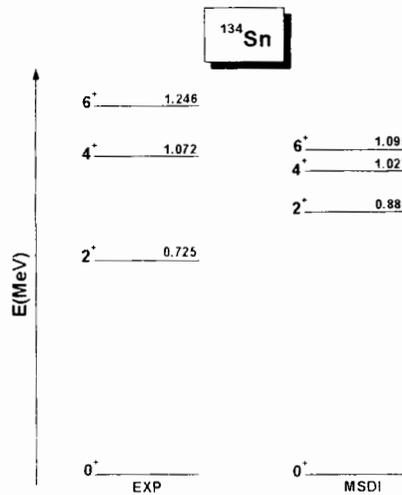
Nos résultats de calcul sont établis pour la valeur : 0.2907 MeV de A_1 .

Dans le tableau (3-8) et sur la figure (3-11), nous avons comparé le spectre obtenu par l'interaction MSDI à celui expérimental.

	0^+	2^+	4^+	6^+
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	0.886	1.027	1.095
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	0.725	1.072	1.246

Tableau (3-8) : Energies expérimentales [13] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_1=0.2907\text{MeV}$) du noyau ^{134}Sn .

Nous remarquons à partir de cette figure que la séquence est retrouvée avec un écart en énergie légèrement élevé.



Figure(3-11) : Spectre expérimental et calculé du noyau ^{134}Sn

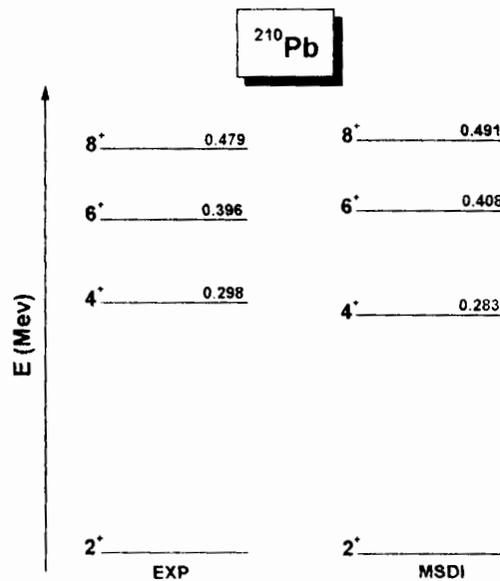
Le noyau $^{210}_{82}\text{Pb}_{128}$ Le calcul du spectre de ce noyau est réalisé en utilisant l'espace modèle : ($2g_{9/2}$) qui donne tous les états de ce noyau (2^+ , 4^+ , 6^+ , et 8^+).

Les résultats de calcul sont obtenus pour le paramètre $A_1=0.4859$ Mev et ils sont regroupés dans le tableau(3-9). Une comparaison entre le spectre expérimental est calculé est illustrée sur la figure(3-12) :

	2	4	6	8
$E_{cal}(\text{MeV})$	0	0.283	0.408	0.491
$E_{exp}(\text{MeV})$	0	0.298	0.396	0.479

Tableau (3-9) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_1=0.4859\text{MeV}$) du noyau ^{210}Pb .

Nous remarquons de cette figure que les résultats sont en bon accord avec l'expérience, soit pour la séquence de niveaux, soit pour les énergies d'excitation. Nous voyons bien aussi la similarité entre les résultats de ^{134}Sn et de son homologue ^{210}Pb , l'ordre des états homologues est le même ainsi pour l'espacement en énergies.



Figure(3-12) : Spectre expérimental et calculé du noyau ^{210}Pb

3.2.2 Noyaux à trois-nucléons

Afin d'élargir l'illustration de la similarité entre ces deux régions, nous avons étudié quelques noyaux à trois nucléons de valence dans ces deux régions.

Le noyau ${}_{53}^{135}\text{I}_{82}$

Les propriétés de ce noyau ont une importance pour tester les ingrédients de base du calcul de modèle en couches. Le ${}^{135}\text{I}$ présente une source directe des informations concernant l'interaction effective proton-proton dans la région de ${}^{132}\text{Sn}$ [17].

Les énergies d'excitation sont calculées en utilisant les relations (2-31) et (2-53). Nous avons fait plusieurs calculs avec différentes configurations et divers paramètres, et nous avons obtenu l'ordre des couches pour l'espace modèle $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})$:

La configuration $\left[(1g_{7/2})^3 \right]$ donne les états : $\frac{7}{2}^+$ et $\left(\frac{5}{2}^+ \right)_2$.

La configuration $\left[(1g_{7/2})^2 2d_{5/2} \right]$ donne l'état : $\left(\frac{5}{2}^+ \right)_1$.

La configuration $\left[1g_{7/2} (2d_{5/2})^2 \right]$ donne les états : $\frac{3}{2}^+$, $\frac{11}{2}^+$, $\frac{9}{2}^+$ et $\frac{15}{2}^+$.

La différence des énergies individuelles $(\varepsilon_{\pi 2d_{5/2}} - \varepsilon_{\pi 1g_{7/2}})$ est prise du noyau à un proton de valence ${}_{51}^{133}\text{Sb}_{82}$:

$$\varepsilon_{\pi 2d_{5/2}} - \varepsilon_{\pi 1g_{7/2}} = 0.962 \text{ MeV}$$

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les éléments de matrice à trois particules s'écrivent en fonction de ceux à deux-particules. Puisque ce noyau a trois nucléons de valence identiques, l'utilisation de l'interaction MSDI ne fait intervenir qu'un seul paramètre A_1 qui dépend de l'isospin. La valeur de ce dernier qui donne l'ordre des niveaux d'énergies est -0.0548 MeV . Les résultats sont présentés sur le tableau (3-10) et le spectre est montré sur la figure(3-13) :

Sur la figure(3-13), nous comparons le spectre calculé du ${}^{135}\text{I}$ avec celui expérimental [33] d'énergie d'excitation de moins de 1.5 MeV. Comme nous avons cité précédemment, la séquence de niveaux est en accord avec l'expérience. Nous voyons aussi que les énergies d'excitation sont partiellement reproduites, les différences entre les énergies expérimentales est celles calculées varient entre 33 keV dans l'état $\frac{9}{2}^+$ et 291 keV dans l'état $\frac{5}{2}^+$. L'état théorique $\frac{3}{2}^+$ d'énergie d'excitation 1.199 MeV sera associé au niveau expérimental 1.010 MeV. Ce résultat est soutenu par ceux portés dans les références [17, 25, 36]. De plus, nous pouvons confirmer cette correspondance par la similarité entre le noyau ${}^{135}\text{I}$ et le noyau ${}^{211}\text{At}$ à trois protons de valence. Ce dernier a son niveau $\frac{5}{2}^-$ comme troisième état excité, comme nous allons le montrer dans le paragraphe suivant.

	config. proposée	$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$
$\frac{7}{2}^+$	$0^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	0	0
$\left(\frac{5}{2}^+\right)_1$	$2^+ \otimes \frac{5}{2}^+$	0.604	0.313
$\left(\frac{5}{2}^+\right)_2$	$2^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	0.870	0.705
$\frac{3}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	1.010	1.199
$\frac{11}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	1.134	1.212
$\frac{9}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	1.181	1.217
$\frac{15}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	1.422	1.297

Tableaux (3-10) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_1=-0.0548$ MeV) du noyau ^{135}I .

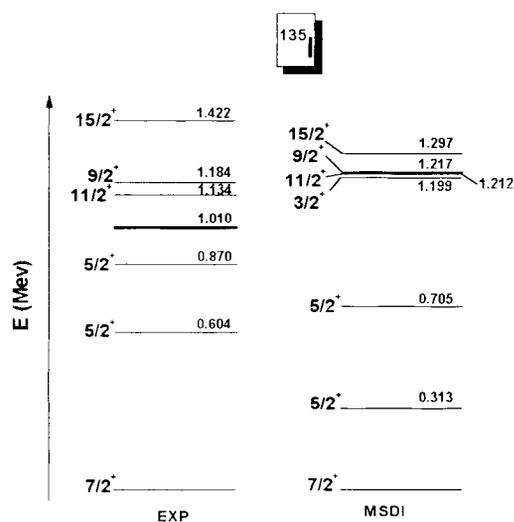


Figure (3-13) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés du noyau ^{135}I .

Le noyau $^{211}_{85}\text{At}_{126}$

Ce noyau a aussi trois protons de valence autour du cœur doublement magique ^{208}Pb .

Le spectre calculé du ^{211}At est obtenu en utilisant l'espace modèle $(1h_{9/2}, 2f_{7/2})$:

La configuration $\left[(1h_{9/2})^3\right]$ donne les états : $\frac{9}{2}^+$ et $\left(\frac{7}{2}^+\right)_2$.

La configuration $\left[(1h_{9/2})^2 2f_{7/2} \right]$ donne l'état : $\left(\frac{7}{2} \right)_1$.

La configuration $\left[1h_{9/2} (2f_{7/2})^2 \right]$ donne les états : $\frac{5}{2}$, $\frac{13}{2}$, $\frac{11}{2}$ et $\frac{17}{2}$

Nous remarquons :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{At} = n_I \\ l_{At} = l_I + 1 \\ j_{At} = j_I + 1 \quad (**) \\ \pi_{At} = -\pi_I \\ \blacktriangleright \mathbf{J}_{At} = \mathbf{J}_I + 1 \end{array} \right.$$

La différence des énergies individuelles $\left(\varepsilon_{\pi 2f_{7/2}} - \varepsilon_{\pi 1h_{9/2}} \right)$ nécessaire dans les calculs des énergies d'excitation est prise du noyau à un proton de valence ${}^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$:

$$\varepsilon_{\pi 2f_{7/2}} - \varepsilon_{\pi 1h_{9/2}} = 0.896 \text{ MeV}$$

Le tableau (3-11) et la figure (3-14) montrent la comparaison entre le spectre expérimental [33] et celui calculé pour A_1 égale à -0.0432 MeV.

	config. proposée	$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$
$\frac{9}{2}^-$	$0^+ \circ \frac{9}{2}$	0	0
$\left(\frac{7}{2} \right)_1$	$0^+ \circ \frac{7}{2}$	0.674	0.458
$\left(\frac{7}{2} \right)_2$	$2^+ \circ \frac{9}{2}$	0.866	0.790
$\frac{5}{2}^-$	$6^+ \circ \frac{9}{2}$	0.949	1.113
$\frac{13}{2}^-$	$6^+ \circ \frac{9}{2}$	1.067	1.129
$\frac{11}{2}^-$	$4^+ \circ \frac{9}{2}$	1.123	1.133
$\frac{17}{2}$	$4^+ \circ \frac{9}{2}$	1.321	1.178

Tableaux(3-11) : Energies expérimentale [33] et calculée par l'interaction MSDI pour($A_1=-0.0432$ MeV) du noyau ${}^{211}\text{At}$.

Nous remarquons que les niveaux observés en-dessous de 1.4 MeV sont retrouvés, et que leur séquence est reproduite. La même conclusion entre expérience et calcul est obtenue comme dans le cas du noyau ${}^{135}\text{I}$.

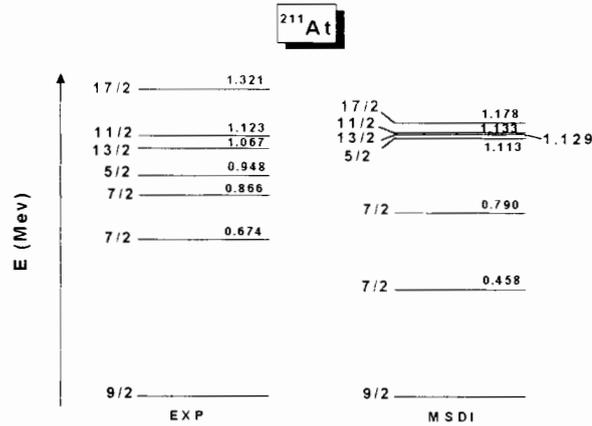


Figure (3-14) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés de ^{211}At .

Le noyau $^{135}_{51}\text{Sb}_{84}$

Ce noyau a deux neutrons en plus d'un proton. L'étude de ce noyau a une grande importance, car elle nous fournit des informations sur l'interaction proton-neutron.

L'espace modèle pris pour ce calcul est $(1g_{7/2}, 1h_{9/2})$ c-à-d, la configuration : $[\pi 1g_{7/2} (\nu 1h_{9/2})^2]$.

Le spectre en énergies est obtenu pour les valeurs des paramètres suivantes :

$A_0=0.5$, $A_1=0.2$ MeV. les résultats sont donnés dans le tableau (3-12) :

	config. proposée	$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$
$\frac{7}{2}^+$	$0^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	0	0
$\frac{11}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	0.707	0.727
$\frac{15}{2}^+$	$6^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	1.118	1.050
$\frac{19}{2}^+$	$8^+ \otimes \frac{7}{2}^+$	1.343	1.430

Tableaux(3-12) : Énergies expérimentales [13] et calculées par l'interaction

MSDI pour $(A_0=0.5, A_1=0.2$ MeV) du noyau ^{135}Sb .

la comparaison entre les spectres expérimental et calculé du noyau ^{135}Sb est illustrée

sur la figure(3-15) :

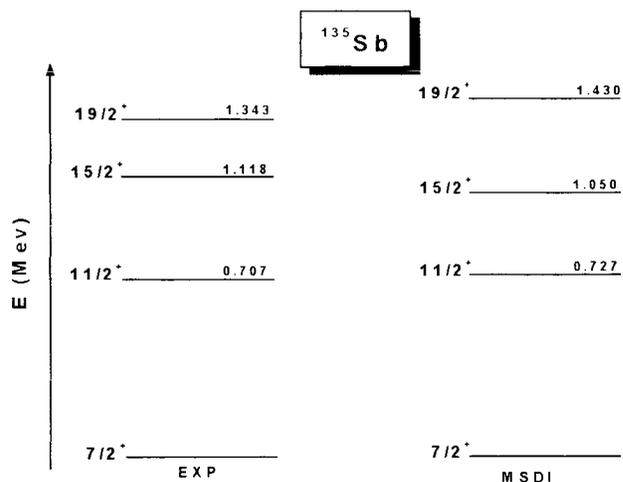


Figure (3.15) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés de ^{135}Sb .

La figure (3-15) montre que l'interaction MSDI reproduit bien l'ordre des niveaux d'énergie, et le spectre calculé apparaît très similaire à celui expérimental.

Le noyau $^{211}_{83}\text{Bi}_{128}$

Similairement aux noyau ^{135}Sb , le spectre en énergies est obtenu en utilisant l'espace modèle $(1h_{9/2}, 1i_{11/2})$, c-à-d la configuration $[\pi 1h_{9/2} (\nu 1i_{11/2})^2]$.

Comme nous le remarquons, les relations entre les nombres quantiques sont identiques au relations (**):

Les valeurs des paramètres qui donnent l'ordre et les énergies d'excitation sont :

$A_0=0.3$, $A_1=0.2$ MeV. Les résultats sont présentés dans le tableau (3-13) :

Les spectres expérimental et calculé sont illustrés sur la figure(3-16) :

Nous remarquons que l'ordre des niveaux calculés est reproduit, et les valeurs des énergies d'excitation sont en bon accord avec celles expérimentales.

	config. proposée	$E_{exp}(MeV)$	$E_{cal}(MeV)$
$\frac{9}{2}$	$0^+ \otimes \frac{9}{2}$	0	0
$\frac{13}{2}$	$4^+ \otimes \frac{9}{2}$	0.828	0.901
$\frac{17}{2}$	$6^+ \otimes \frac{9}{2}$	1.130	1.012
$\frac{21}{2}$	$8^+ \otimes \frac{9}{2}$	1.227	1.194

Tableaux(3-13) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_0=0.3$, $A_1=0.2$ MeV) du noyau ^{211}Bi .

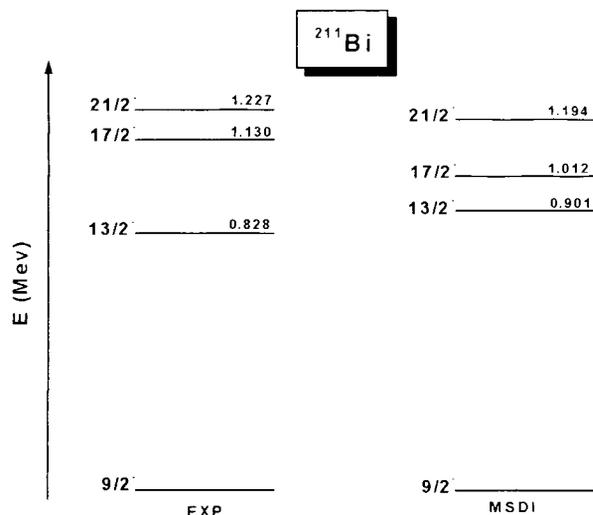


Figure (3.16) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés du noyau ^{211}Bi .

Le noyau $^{135}_{52}Te_{83}$

Ce noyau a deux protons plus d'un neutron, l'étude de ce noyau nous fournit aussi des informations sur l'interaction proton-neutron.

L'espace modèle qui nous a donné l'ordre et les énergies d'excitation est $(2d_{5/2}, 2f_{7/2}, 3p_{3/2})$.

La configuration $\left[(\pi 2d_{5/2})^2 \nu 2f_{7/2} \right]$ donne les états : $\frac{7}{2}$ et $\frac{3}{2}$.

La configuration $\left[(\pi 2d_{5/2})^2 \nu 3p_{3/2} \right]$ donne les états : $\left(\frac{5}{2} \right)_1, \frac{11}{2}$ et $\left(\frac{5}{2} \right)_2$.

Les résultats obtenus pour les valeurs des paramètres : $A_0=0.4$, $A_1=0.2$ MeV. sont

présentés dans le tableau (3-14) :

	config. proposée	$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$
$\frac{7}{2}^-$	$0^+ \otimes \frac{7}{2}^-$	0	0
$\frac{3}{2}^-$	$2^+ \otimes \frac{7}{2}^-$	0.659	0.590
$\frac{5}{2}^-)_1$	$2^+ \otimes \frac{3}{2}^-$	1.127	1.142
$\frac{11}{2}^-$	$4^+ \otimes \frac{3}{2}^-$	1.180	1.231
$\frac{5}{2}^-)_2$	$4^+ \otimes \frac{3}{2}^-$	1.400	1.338

Tableaux(3-14) : Energies expérimentales [37] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_0=0.4$, $A_1=0.2$ MeV) du noyau ^{135}Te .

Les spectres en énergies calculé et expérimental sont comparés sur la figure(3-17) :

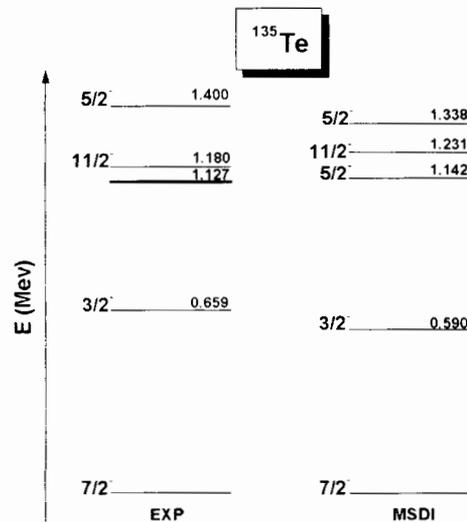


Figure (3.17) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés du noyau ^{135}Te .

La figure (3-17) illustre la grande similarité entre le spectre calculé et celui expérimental: la séquence et les valeurs des énergies sont bien reproduites.

La différence entre les énergies expérimentales et celles calculées est de quelques dizaines de keV. Le spin et la parité du niveau expérimental 1.127 MeV sont prédits d'être le $\frac{5}{2}^-$ dans notre travail, par similarité à son homologue dans $^{211}_{84}\text{Po}$ qui est le $\frac{7}{2}^+$. Ce qui

confirme la proposition du Hoff [37].

Le noyau ${}_{84}^{211}\text{Po}_{127}$

Le spectre de ce noyau est calculé en utilisant l'espace modèle : $(2g_{9/2}, 3d_{5/2}, 4s_{1/2}, 1j_{15/2})$

La configuration $\left[(\pi 2f_{7/2})^2 \nu 2g_{9/2} \right]$ donne les états : $\frac{9}{2}^+$ et $\frac{5}{2}^+$.

La configuration $\left[(\pi 2f_{7/2})^2 \nu 3d_{5/2} \right]$ donne les états : $\frac{7}{2}^+)_1$, $\frac{13}{2}^+$ et $\frac{7}{2}^+)_2$.

Comme nous le remarquons, les relations entre les nombres quantiques sont identiques au relations (**):

Puisque la différence des énergies individuelles : $\varepsilon_{\nu 3d_{5/2}} - \varepsilon_{\nu 2g_{9/2}} = 1.567 \text{ MeV}$ est supérieure aux énergies d'excitation des niveaux $\frac{5}{2}^+$, $\frac{7}{2}^+)_1$, $\frac{13}{2}^+$ et $\frac{7}{2}^+)_2$: nous avons alors utilisé le calcul de valeurs ($A_0=0.9$ et $A_1=0.2$ MeV) pour le calcul du niveau $\frac{5}{2}^+$, et les valeurs ($A_0=0.9$ et $A_1=0.0001$ MeV) pour les autres niveaux, ceci afin de reproduire tout le spectre du noyau. Comme nous remarquons la valeur de A_0 est fixée mais la valeur de A_1 est changée.

Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau (3-15) :

	config. proposée	$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$
$\frac{9}{2}^+$	$0^+ \otimes \frac{9}{2}^+$	0	0
$\frac{5}{2}^+$	$2^+ \otimes \frac{9}{2}^+$	1.051	1.000
$\frac{7}{2}^+)_1$	$2^+ \otimes \frac{5}{2}^+$	1.122	1.123
$\frac{13}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{5}{2}^+$	1.181	1.382
$\frac{7}{2}^+)_2$	$6^+ \otimes \frac{5}{2}^+$	1.437	1.556

Tableaux(3-15) : Énergies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI du noyau ${}^{135}\text{Te}$.

Les spectres en énergies expérimentale et calculé sont comparés sur la figure(3-18) :

Cette figure illustre la grande similarité entre le spectre calculé et celui expérimental : la séquence et les valeurs des énergies des deux premiers niveaux excités sont bien reproduits, mais les deux derniers ne le sont que partiellement.

On observe aussi la similarité entre le spectre expérimental et calculé : l'ordre et les énergies d'excitation sont bien reproduits.

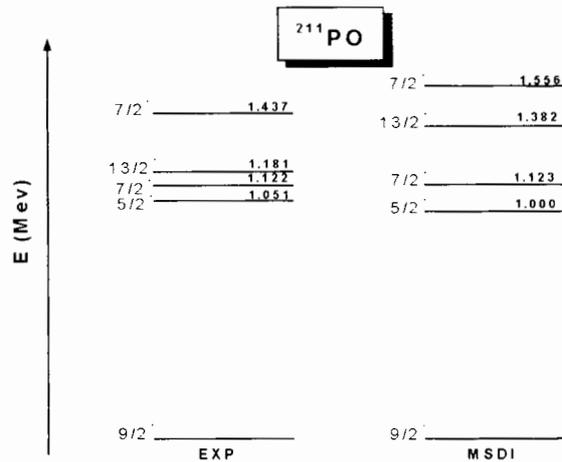


Figure (3.18) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés du noyau ^{211}Po .

Le noyau $^{211}_{82}\text{Pb}_{129}$

Ce noyau a trois neutrons de valence. Son étude nous permet de déduire le spectre en énergies non observé de l'isotope ^{135}Sn .

Le calcul des énergies d'excitation se fait en utilisant l'espace modèle $(2g_{9/2}, 3d_{5/2}, 4s_{1/2}, 1j_{15/2})$.

La configuration $\left[(2g_{9/2})^3 \right]$ donne les états : $\frac{9}{2}^+$, $\frac{11}{2}^+$ et $\frac{3}{2}^+$.

La configuration $\left[(2g_{9/2})^2 1j_{15/2} \right]$ donne l'état : $\frac{15}{2}^+$.

La configuration $\left[(2g_{9/2})^2 3d_{5/2} \right]$ donne le état : $\frac{5}{2}^+$.

La configuration $\left[(2g_{9/2})^2 4s_{1/2} \right]$ donne le état : $\frac{9}{2}^+$.

Les différences des énergies individuelles sont prises du noyau ^{209}Pb :

$$\varepsilon_{\nu 1j_{15/2}} - \varepsilon_{\nu 2g_{9/2}} = 1.423 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon_{\nu 3d_{5/2}} - \varepsilon_{\nu 2g_{9/2}} = 1.567 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon_{\nu 4s_{1/2}} - \varepsilon_{\nu 2g_{9/2}} = 2.032 \text{ MeV}$$

Les résultats obtenus sont montrés dans le tableau (3-16) :

	config. proposée	$E_{exp}(MeV)$	$E_{cal}(MeV)$
$\frac{9}{2}^+$	$0^+ \otimes \frac{9}{2}^+$	0	0
$\frac{11}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{9}{2}^+$	0.639	0.621
$\frac{15}{2}^-$	$0^+ \otimes \frac{15}{2}^-$	1.303	1.307
$\frac{5}{2}^+$	$2^+ \otimes \frac{5}{2}^+$	1.412	1.417
$\frac{9}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{1}{2}^+$	1.681	1.861
$\frac{3}{2}^+$	$4^+ \otimes \frac{9}{2}^+$	1.899	1.887

Tableaux(3-16) : Energies expérimentales [33] et calculées par l'interaction MSDI pour ($A_1=-0.0114$ MeV) du noyau ^{211}Pb .

Les spectres expérimental et calculé sont comparés sur la figure(3-19).

Le spectre calculé est en bon accord avec celui expérimental : la séquence de niveaux est reproduite, et les énergies d'excitation sont bien affinées. à l'exception du niveau $\frac{9}{2}^+$ où la différence avec la valeur expérimentale est de 180 keV.

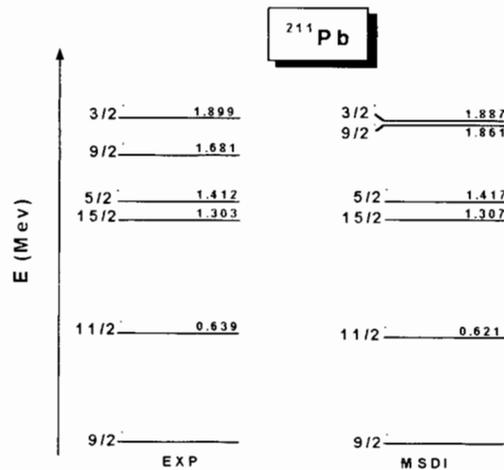


Figure (3.19) : Niveaux d'énergie expérimentaux et calculés du noyau ^{211}Pb .

Le noyau ${}^{135}_{50}\text{Sn}_{85}$

Le spectre des énergies d'excitation de ce noyau à trois neutrons de valence est déduit à partir de son contrepartie le ${}^{211}\text{Pb}$ étudié précédemment en utilisant l'équation :

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

pour le calcul des éléments de matrice. On déduit l'espace modèle à partir des relations tirées lors de notre étude précédente :

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

Cet espace modèle est : $(2f_{7/2}, 3p_{3/2}, 1i_{13/2})$.

La configuration $\left[(2f_{7/2})^3 \right]$ donne les états : $\frac{7}{2}$, $\frac{9}{2}$ et $\frac{1}{2}$.

La configuration $\left[(2f_{7/2})^2 1i_{13/2} \right]$ donne l'état : $\frac{13}{2}^1$.

La configuration $\left[(2f_{7/2})^2 3p_{3/2} \right]$ donne le état : $\frac{3}{2}$.

Les différences des énergies individuelles sont prises du noyau ${}^{133}\text{Sn}$:

$$\varepsilon_{\nu 3p_{3/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}} = 0.854 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon_{\nu 1i_{13/2}} - \varepsilon_{\nu 2f_{7/2}} = 2.694 \text{ MeV}$$

Les résultats obtenus sont montrés dans le tableau (3-17) et sur la figure (3-20) :

	$E_{\text{cal}}(\text{MeV})$
$\frac{7}{2}$	0
$\frac{9}{2}$	0.721
$\frac{13}{2}^1$	1.517
$\frac{3}{2}$	1.644
$\frac{1}{2}$	2.190

Tableaux(3-17) : Energies d'excitation calculées du ${}^{135}\text{Sn}$

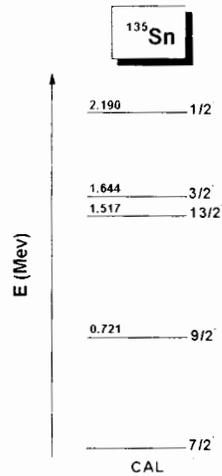


Figure (3.20) : Niveaux d'énergie calculés du noyau ^{135}Sn à partir du noyau ^{211}Pb .

Les niveaux prédits du ^{135}Sn (qui sont les homologues de ceux du ^{211}Pb) sont calculés, à l'exception du niveau $9/2^+$ qui n'a pas d'homologue. Car ce dernier est calculé à partir de la configuration : $\left[(2g_{9/2})^2 4s_{1/2} \right]$.

3.3 Comparaison entre la région de ^{132}Sn et celle de ^{208}Pb

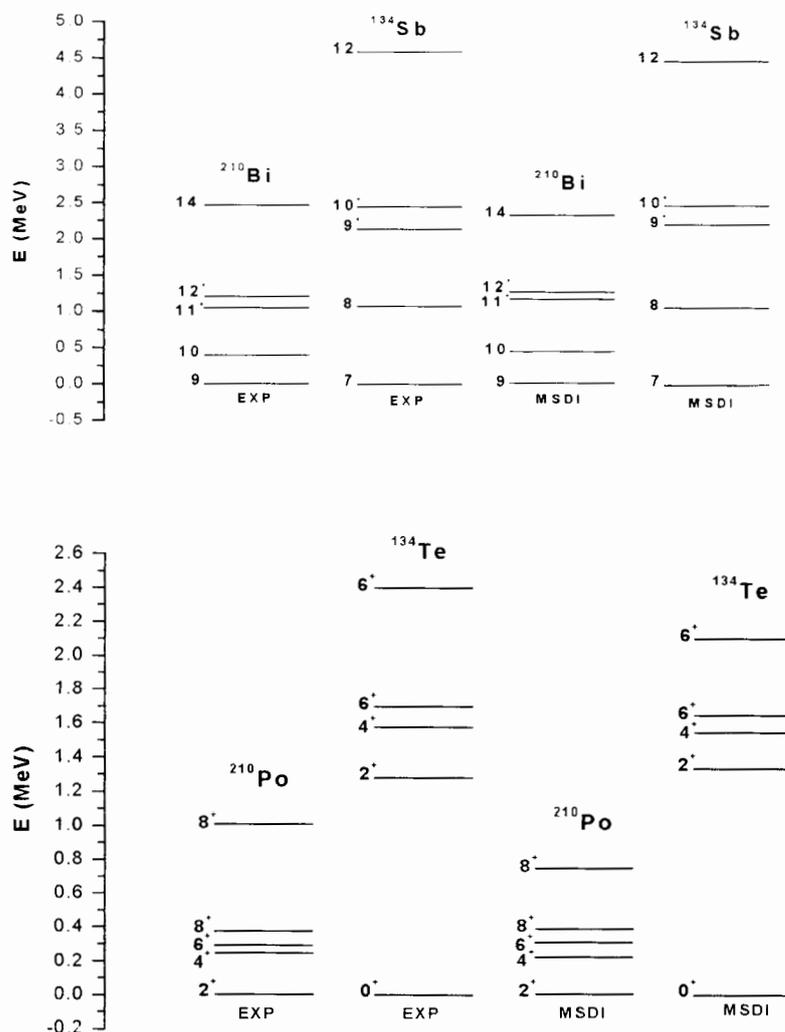
Il est établi que la spectroscopie de la région de ^{132}Sn ressemble à celle bien connue des noyaux autour de ^{208}Pb [10]. Les orbitales au-dessus et en-dessous des gaps d'énergie dans les deux cas sont ordonnées similairement, et chaque état individuel dans la région de ^{132}Sn a sa contrepartie autour de ^{208}Pb , avec le même nombre quantique radial n , et une unité plus grande en moment angulaire l et j . De plus, les interactions nucléon-nucléon exigées pour les calculs de la région de ^{132}Sn peuvent être estimées à partir des interactions empiriques correspondantes comme dans les noyaux à quelques nucléons de valence autour de ^{208}Pb [11].

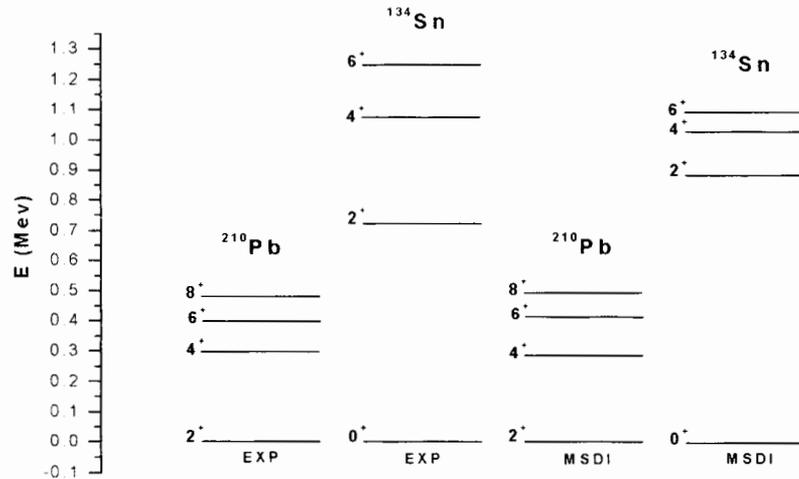
3.3.1 Noyaux à deux nucléons de valence

Les spectres en énergie expérimentaux des noyaux à deux nucléons de valence montrent que chaque état à deux-particules dans la région de ^{132}Sb a sa homologue dans la région de ^{208}Pb avec la même parité et moins de deux unités en spin.

De plus, l'ordre des états correspondants est le même, et l'espacement en énergie est similaire dans les deux régions.

Théoriquement, en utilisant l'interaction MSDI, toutes ces similarités sont remarquées, soit pour l'ordre et l'espacement en énergie, soit pour la correspondance existante en chaque état dans les noyaux des deux régions.

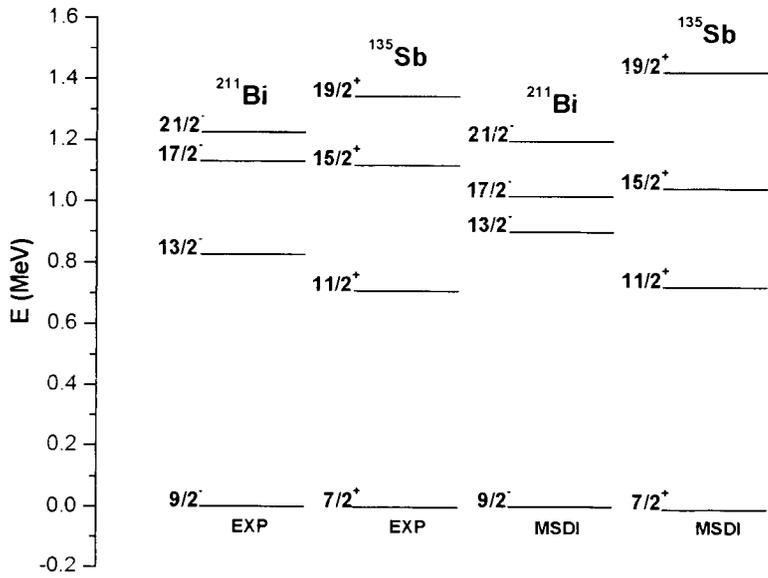
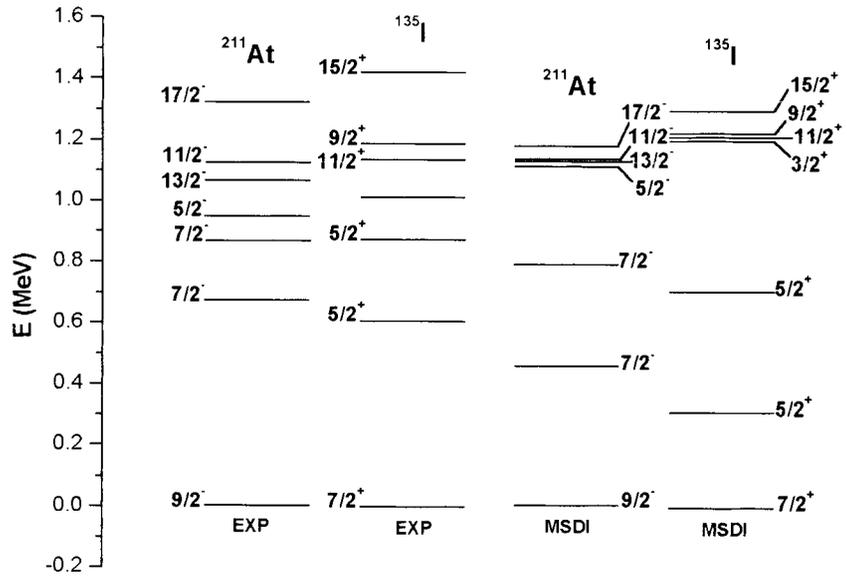


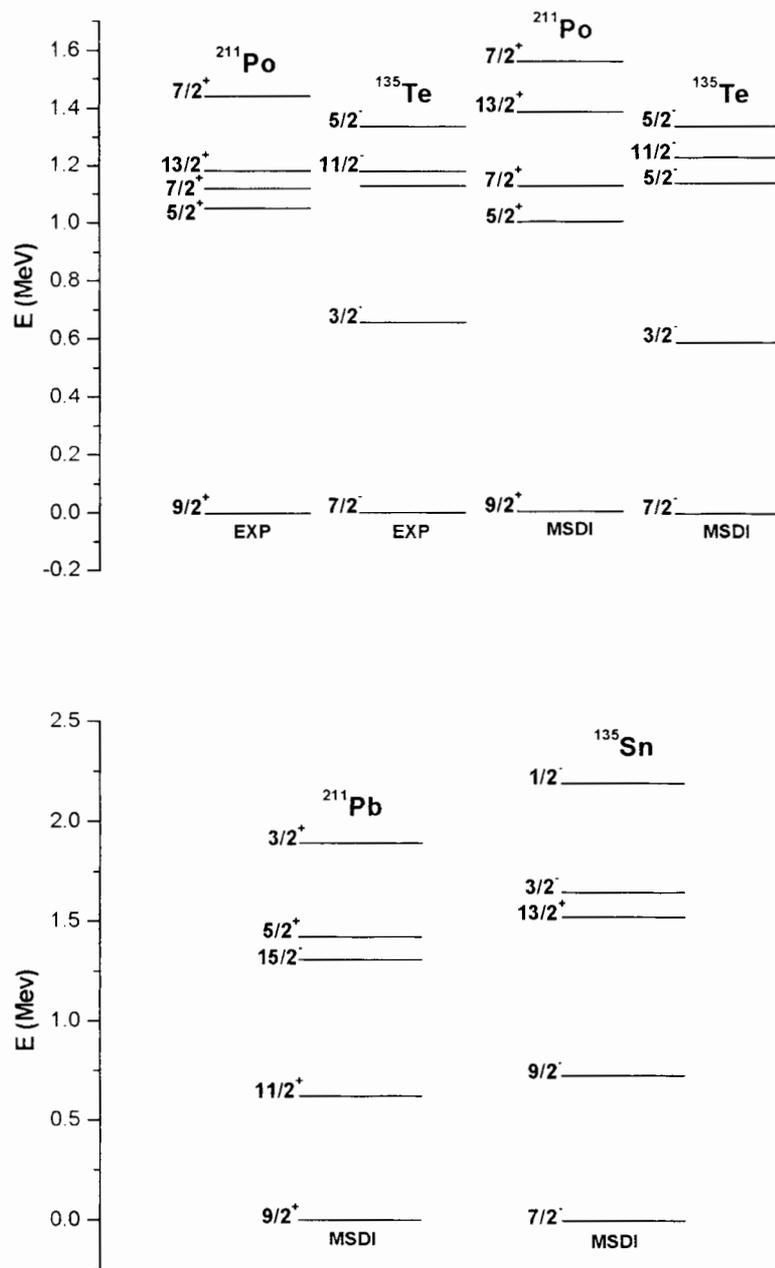


Figure(3-21) : Comparaison entre les spectres expérimentaux et calculés des noyaux à deux nucléons

3.3.2 Noyaux à trois-nucléons

Les mêmes ressemblances existantes dans les noyaux à deux nucléons sont remarquées aussi dans le cas des noyaux à trois nucléons près des deux régions, sauf que ces derniers possèdent des parités opposées, et diffèrent d'une unité en spin. Les spectres expérimentaux et calculés de ces noyaux semblent être similaires. Malgré, qu'il existe des différences entre les spectres expérimentaux et calculés, les états homologues sont ordonnés analogiquement, et ont le même espacement en énergie (voir les figures ci-dessous).





Figure(3-22) : Comparaison entre les spectres expérimentaux et calculés des noyaux à trois nucléons (sauf le cas du ^{211}Pb et ^{135}Sn)

3.4 Comparaison avec d'autres théories

En vue d'estimer la validité des interactions utilisées dans nos calculs, et leur étendue application dans les deux régions étudiées, nous comparons nos résultats avec certaines

théories. Nous commençons par les noyaux à deux nucléons, puis les noyaux à trois nucléons.

3.4.1 Noyaux à deux nucléons de valence

Le noyau $^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$

Nos résultats obtenus par les interactions Delta et MSDI, seront comparés à ceux acquis par les deux interactions kh5082 et cw5082 [19] en utilisant le code OXBASH [38, 39].

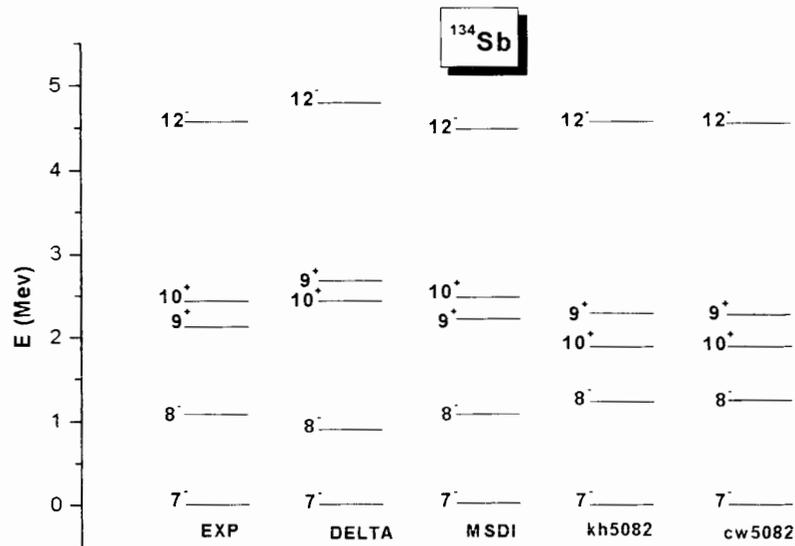


Figure (3-23) : comparaison entre les spectres calculés et celui expérimental .

La figure (3-23) présente la comparaison entre les spectres expérimental et calculés par les différentes interactions mentionnées précédemment. Nous remarquons que la séquence des niveaux est bien reproduite par l'interaction MSDI, alors que l'ordre des niveaux 9^+ et 10^+ n'est pas acquis par les interactions kh5082, cw5082, ainsi que par l'interaction Delta. Et que les niveaux 8^- et 12^- sont en accord avec ceux de l'expérience dans les interactions MSDI, kh5082 et cw5082.

Nous concluons que l'interaction MSDI est mieux que les autres interactions, soit pour la reproduction de la séquence de niveaux, soit pour les valeurs des énergies d'excitation.

Le noyau $^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$

Les calculs que nous avons fait sur le $^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$ en utilisant les interactions Delta et MSDI sont comparés à ceux obtenus par Warburton et al [40] et à ceux du Alexa et al [18], qui ont utilisé les interactions KHP et GCM(E_D), respectivement.

La figure (3-24) illustre cette comparaison. La remarque attirante est que à l'exception de l'interaction MSDI toutes les trois autres interactions ne reproduisent pas l'ordre des niveaux 11^+ et 12^+ . Tandis que pour les niveaux 10^- et 14^- , les résultats acquis par les interactions MSDI et E_D sont en bon accord avec l'expérience. L'interaction KHP ne reproduit ni la séquence des niveaux 11^+ et 12^+ , ni les énergies d'excitation.

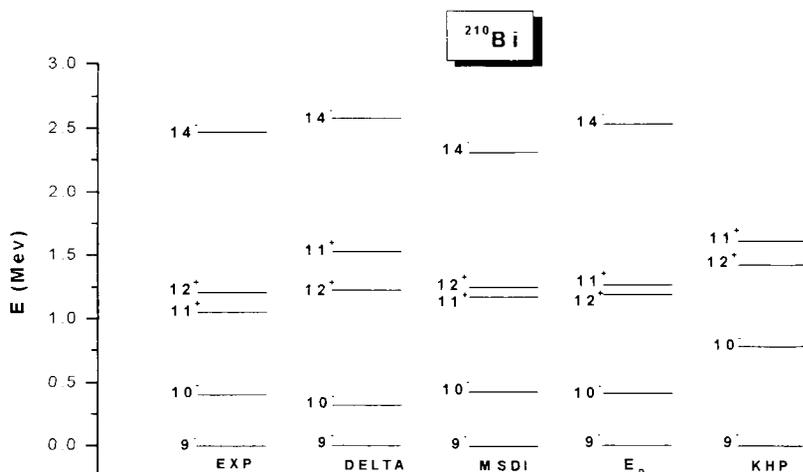


Figure (3-24) : comparaison entre les spectres calculés et celui expérimental .

Le noyau ^{134}Te

Le spectre de ^{134}Te calculé par l'interaction MSDI est comparé à ceux calculé par l'interactions : Kh5082 et CW 5082 [35] et l'interaction dérivée du potentiel Nucléon-Nucléon libre Bonn A [17]. Cette comparaison est montrée sur la figure (3-25) ci-dessous :

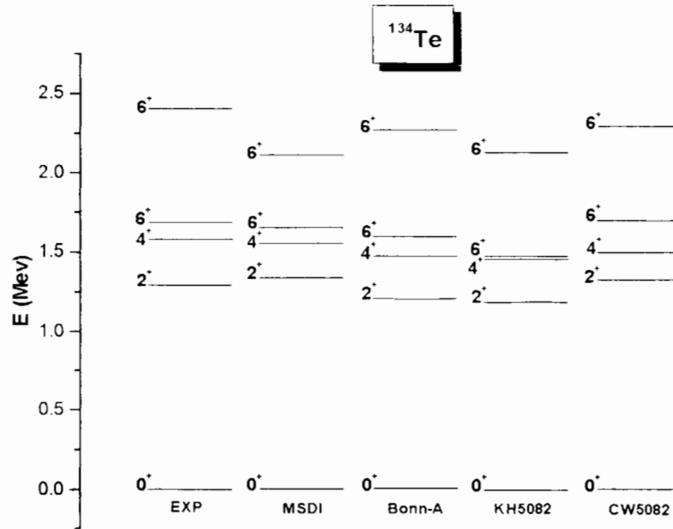


Figure (3-25) : comparaison entre les spectres expérimental et calculés.

Toutes ces interactions reproduisent bien la séquence de niveaux. En ce qui concerne les énergies d'excitations, nous remarquons que les interactions MSDI et CW5082 les reproduisent bien, sauf pour le niveau $6^+)_2$. Les résultats obtenus par l'interaction dérivée du potentiel Bonn A sont partiellement reproduits, tandis que ceux obtenus par l'interaction KH5082 sont loin de l'expérience.

Le noyau ^{210}Po

Les résultats de ce noyau sont comparés à ceux obtenus par l'interaction KHIP [40] et l'interaction dérivée du potentiel nucléon-nucléon Bonn A [16].

La figure (3-26) illustre cette comparaison. Comme nous remarquons, l'interaction MSDI reproduit bien la séquence de niveaux et les énergies d'excitation, excepté pour le niveau $8^+)_2$. Les résultats des autres théories sont en bon accord avec l'expérience.

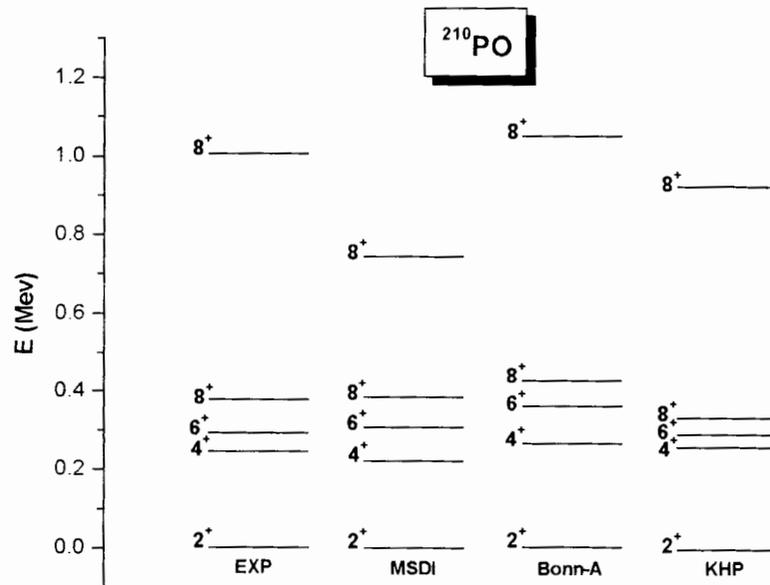


Figure (3-26) : comparaison entre les spectres expérimental et calculés.

Le noyau ^{134}Sn

Notre calcul de la structure de ce noyau est comparé à deux interactions : la première est l'interaction CW5082, l'autre est une interaction dérivée du potentiel NN libre CD-Bonn [34]. Cette comparaison est figurée ci-dessous :

Les spectres obtenus par l'interaction MSDI et l'interaction dérivée potentiel CD-Bonn sont partiellement reproduits, tandis que celui de l'interaction CW5082 est très élevés par rapport à l'expérience.

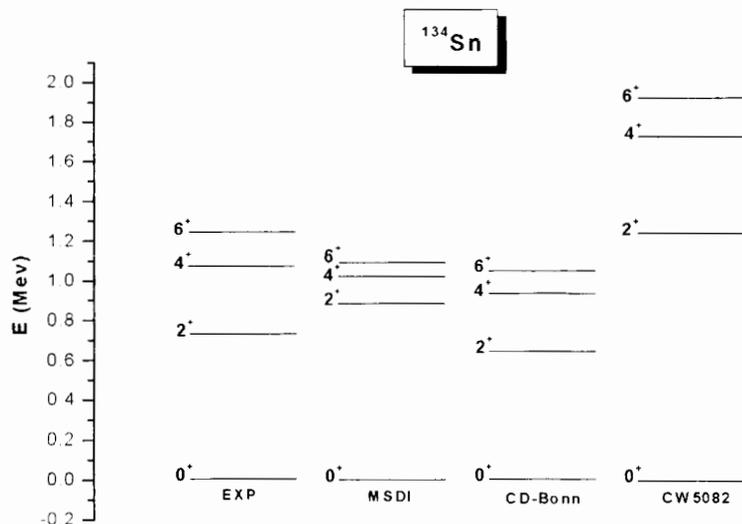


Figure (3-27) : comparaison entre les spectres expérimental et calculés.

3.4.2 Noyaux à trois nucléons de valence

Le noyau $^{135}_{53}\text{I}_{82}$

Le spectre en énergie d'excitation du noyau $^{135}_{53}\text{I}_{82}$ calculé par l'interaction MSDI est comparé avec deux interactions distinguées, la première est dérivée du potentiel Bonn A [17], la deuxième est l'interaction MQPM [36].

Nous tirons de la figure(3-28) que l'interaction effective réaliste dérivée du potentiel Bonn A montre le meilleur accord avec l'expérience. En plus de la reproduction de la séquence de niveaux, cette interaction affine bien les énergies d'excitation de ce noyau. Notre calcul représente bien la séquence de niveaux, mais partiellement les énergies d'excitation. Tandis que l'interaction MQPM ne reproduit ni la séquence, ni les énergies d'excitation. A l'exception du niveau $\left(\frac{5}{2}^+\right)_1$, tous les autres états sont loin de l'expérience, et l'ordre des niveaux $\frac{3}{2}^+$, $\frac{11}{2}^+$ et $\frac{9}{2}^+$ n'est pas retrouvé.

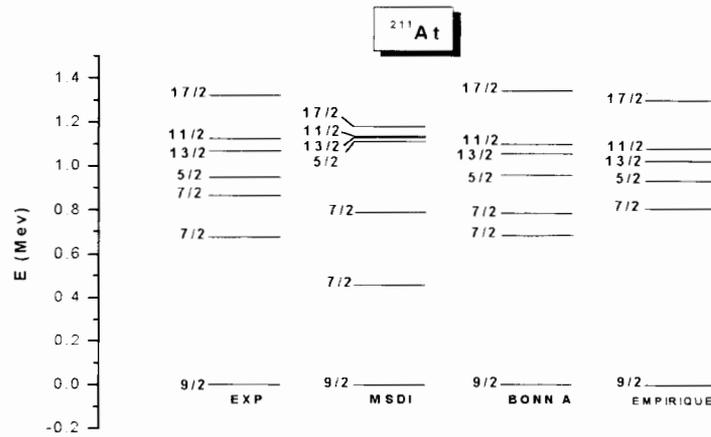


Figure (3-29) : comparaison entre les spectres expérimental et calculés.

Le noyau $^{135}_{51}\text{Sb}_{84}$

Le spectre en énergies d'excitation du noyau $^{135}_{51}\text{Sb}_{84}$ calculé par l'interaction MSDI est comparé au calcul du modèle en couches SM réalisé à l'aide du code OXBASH [13], la comparaison est illustrée sur la figure(3-30) :

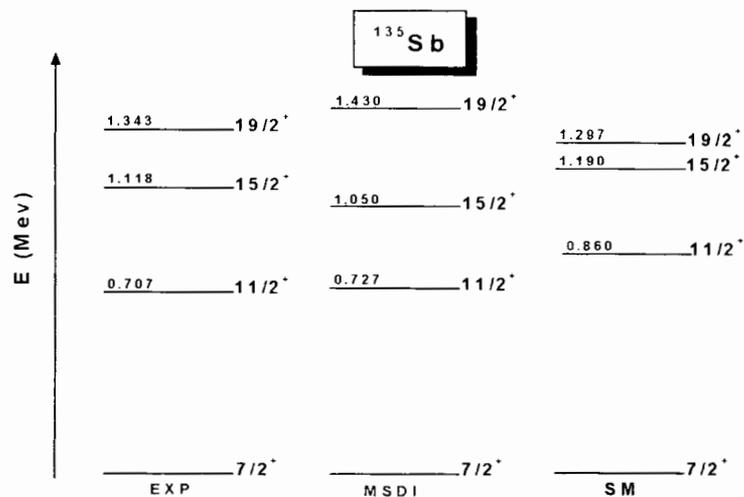


Figure (3-30) : comparaison entre les spectres expérimental et calculés.

Nous remarquons que la séquence des niveaux est reproduite par les deux interactions, tandis que les énergies d'excitation sont en meilleur accord avec l'expérience dans le cas de l'interaction MSDI.

Le noyau ${}_{82}^{211}\text{Pb}_{129}$

Nos résultats calculés par l'interaction MSDI sont comparés à ceux obtenus par Warburton et al [40], qui a utilisé l'interaction KHP (voir figure(3-31)) :

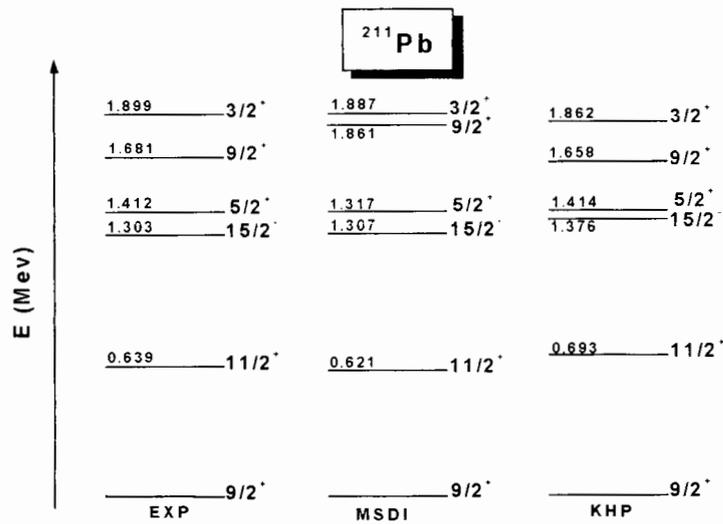


Figure (3-31) : comparaison entre les spectres expérimental et calculés.

Cette figure montre que les deux interactions reproduisent bien la séquence de niveaux et les énergies d'excitation, sauf pour le niveau $\frac{9}{2}^+$ dans le cas de l'interaction MSDI où il est élevé.

Conclusion

Dans ce travail, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'étude des noyaux près de deux régions très importantes, la première autour de ${}^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$, la seconde au voisinage du ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$. Nous nous sommes attelés à présenter la similarité existantes entre elles. Cette étude est réalisée dans le cadre du modèle en couches en utilisant des interactions effectives.

Nous avons d'abord étudié les noyaux à deux nucléons non identiques : le ${}^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$ et le ${}^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$ par les interactions delta et MSDI. Les résultats obtenus par l'interaction MSDI sont en bon accord avec l'expérience, soit pour la séquence des niveaux, soit pour les énergies d'excitation. L'interaction Delta reproduit partiellement les énergies d'excitation, tandis que l'ordre des niveaux 9⁻ et 10⁻ dans ${}^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$ et leurs contreparties 11⁻ et 12⁻ dans ${}^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$ n'est pas trouvé.

Puis nous avons étudié les noyaux à deux nucléons identique : ${}^{134}\text{Tc}$ et ${}^{210}\text{Po}$, ${}^{134}\text{Sn}$ et ${}^{210}\text{Pb}$ par l'interaction MSDI, les résultats sont en bon accord avec l'expérience.

Ensuite, nous avons étudié des noyaux à trois nucléons de valence :

- Les noyaux ${}^{135}_{53}\text{I}_{82}$ et ${}^{211}_{85}\text{At}_{126}$ ayant trois protons de valence
- Les noyaux ${}^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$ et le ${}^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$ ayant un proton et deux neutrons de valence.
- Les noyaux ${}^{135}_{52}\text{Tc}_{83}$ et ${}^{211}_{84}\text{Po}_{127}$ ayant deux protons et un neutron de valence.

Nous avons aussi prédit le spectre non observé de l'isotope ${}^{135}_{50}\text{Sn}_{85}$ à partir de son homologue ${}^{211}_{82}\text{Pb}_{129}$.

Cette étude est réalisée en utilisant l'interaction MSDI. Les séquences de tous les niveaux pour tous les noyaux étudiés sont retrouvés. L'ensemble des énergies d'excitation sont en bon accord avec l'expérience expectés pour les noyaux ${}^{135}_{53}\text{I}_{82}$ et ${}^{211}_{85}\text{At}_{126}$.

Ces résultats sont comparés à ceux de la littérature. Pour les noyaux à deux nucléons de valence, les résultats obtenus par l'interaction MSDI sont meilleurs que dans les autres théories.

Enfin, nous concluons par dire que l'interaction MSDI représente une efficacité certaine pour pratiquement tous les noyaux. Cependant, l'interaction effective réaliste dérivée par le potentiel bonn A donne de meilleurs résultats pour les noyaux ${}^{135}_{53}\text{I}_{82}$ et ${}^{211}_{85}\text{At}_{126}$. En effet, cette interaction est plus réaliste, puisqu'elle est dérivée d'un potentiel nucléon-nucléon libre.

Finalement, nous pouvons conclure que l'interaction MSDI est efficace pour étudier les noyaux dans ces deux régions, surtout à basse énergie où la contribution des effets collectifs est moindre. Lors de la réalisation de nos calculs, dont le but de trouver la structure des noyaux étudiés, nous avons remarqué une grande analogie entre les deux régions, soit pour les paramètres, soit pour la structure des noyaux semblables (espacement et ordre des états homologues).

La difficulté rencontrée dans nos calculs porte sur l'ajustement des paramètres des deux interactions utilisées. Il faut refaire plusieurs fois les fits pour arriver à des résultats proche de l'expérience et reproduire la séquence de niveaux.

Les développements immédiats de ce travail sont, d'une part, la construction d'une interaction plus réaliste que possible, qui peut décrire ces deux régions de noyaux lourds riches en neutrons, et qui tient compte des effets du cœur, de l'interaction des neutrons à la surface (peau de neutrons), ainsi de l'interaction p-n dans ce type de noyaux. D'autre part, l'utilisation des codes de calculs plus avancés, comme le code OXBASH [38], DUSM [23], ANTOINE etc...

Annexe A

Calcul des éléments de matrice de l'interaction- δ (p-n)

L'interaction- δ entre un proton et neutron est donnée par (relation(3-3)) :

$$V_{12} = \left[\frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4} V_t + \frac{1 - \sigma_1 \sigma_2}{4} V_s \right] \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \quad (\text{A.1})$$

Pour calculer les éléments de matrice de cette interaction noté M_J , il est convenable d'exprimer $|j_p j_n JM\rangle$ en terme de $|l_p l_n SLJM\rangle$,puisque, les opérateurs de projection peuvent être facilement évaluer dans ce schéma, en effet on a[29] :

$$\begin{cases} \langle s_1 s_2 S M_s | \frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4} | s_1 s_2 S' M'_s \rangle = \delta(S, 1) \delta(s, S') \delta(M_s, M'_s) \\ \langle s_1 s_2 S M_s | \frac{1 - \sigma_1 \sigma_2}{4} | s_1 s_2 S' M'_s \rangle = \delta(S, 0) \delta(S, S') \delta(M_s, M'_s) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

On va utiliser les équations ci-dessous pour la transformation de couplage j-j au couplage L-S :

$$|l_a j_a l_b j_b JM\rangle = \sum_{LS} \sqrt{(2j_a + 1)(2j_b + 1)(2S + 1)(2L + 1)} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & l_a & j_a \\ \frac{1}{2} & l_b & j_b \\ S & L & J \end{Bmatrix} |l_a l_b SLJM\rangle \quad (\text{A.3})$$

et on remplace $V(1, 2)$ par sa formule. On note que le changement de transformation de couplage précédant est indépendant des nombres magnétiques, et on obtient :

$$\begin{aligned}
M_J &= \left\langle j_p j_n J M \left| \left[\frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4} V_t + \frac{1 - \sigma_1 \sigma_2}{4} V_s \right] \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \right| j'_p j'_n J M \right\rangle \quad (\text{A.4}) \\
&= \sum_{\substack{L'S' \\ l'_p l'_n}} \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \hat{L} \hat{S} \hat{L}' \hat{S}' \begin{Bmatrix} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & S & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L' & S' & J' \end{Bmatrix} \\
&\quad \left[V_t \left\langle S M_s \left| \frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4} \right| S' M'_s \right\rangle \langle L M_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | L' M'_L \rangle \right. \\
&\quad \left. + V_s \left\langle S M_s \left| \frac{3 - \sigma_1 \sigma_2}{4} \right| S' M'_s \right\rangle \langle L M_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | L' M'_L \rangle \right]
\end{aligned}$$

avec $\hat{J} = \sqrt{2J+1}$.

Pour la simplification on met :

$$A_J = \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \hat{L} \hat{S} \hat{L}' \hat{S}' \begin{Bmatrix} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & S & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L' & S' & J' \end{Bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Alors

$$\begin{aligned}
M_J &= \sum_{\substack{L'S' \\ l'_p l'_n}} A_J [V_t \langle L M_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | L' M'_L \rangle \delta(S, 1) \delta(S, S') \delta(M_s, M'_s) \quad (\text{A.6}) \\
&\quad + V_s \langle L M_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | L' M'_L \rangle \delta(S, 0) \delta(S, S') \delta(M_s, M'_s)]
\end{aligned}$$

Puisque $\delta(|r_1 - r_2|)$ est indépendante de spin et commute avec $\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$, alors :

$$\begin{aligned}
\langle l_p l_n L M_L | \delta(|r_1 - r_2|) | l'_p l'_n L' M'_L \rangle &= \langle l_p l_n L M_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | l'_p l'_n L' M'_L \rangle \quad (\text{A.7}) \\
&\quad \delta(L, L') \delta(M_L, M'_L)
\end{aligned}$$

A_J, M_J devient respectivement :

$$A_J = \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \hat{L}^2 \hat{S}^2 \left\{ \begin{array}{ccc} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & S & J \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L & S & J \end{array} \right\}$$

$$M_J = \sum_{LS} A_J [V_l \langle LM_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | LM_L \rangle \delta(S, 1) + V_s \langle LM_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | LM_L \rangle \delta(S, 0)] \quad (\text{A.8})$$

ou :

$$M_J = \sum_{L=l_p+l_n}^{l_p+l_n} 3 \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \hat{L}^2 \left\{ \begin{array}{ccc} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & 1 & J \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L & 1 & J \end{array} \right\} \quad (\text{A.9})$$

$$(V_l \langle LM_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | LM_L \rangle) + \sum_{L=l_p+l_n}^{l_p+l_n} \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \hat{L}^2$$

$$\left\{ \begin{array}{ccc} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & 0 & J \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L & 0 & J \end{array} \right\} (V_s \langle LM_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | LM_L \rangle)$$

calcul de $\langle LM_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | LM_L \rangle$ d'après[29].

$$\langle l_p l_n LM_L | \delta(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) | l'_p l'_n L' M'_L \rangle = F^0 \hat{l}_p \hat{l}_n \hat{l}'_p \hat{l}'_n \begin{pmatrix} l_p & l_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l'_p & l'_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

On dénote par :

$$A'_J(S) = \sum_L \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \hat{L}^2 \hat{l}_p \hat{l}_n \hat{l}'_p \hat{l}'_n F^0 \begin{pmatrix} l_p & l_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l'_p & l'_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\left\{ \begin{array}{ccc} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & S & J \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L & S & J \end{array} \right\}$$

$$M_J = 3V_t A'_J(1) + V_s A'_J(1) \quad (\text{A.11})$$

I^0 est le déterminant de Slater et donné par :

$$I^0 = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{1}{r^2} R_{n_p l_p}^2(r) R_{n_n l_n}^2(r) dr$$

On utilise l'identité :

$$\begin{aligned} \left(\begin{array}{ccc} l_p & l_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{ccc} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & S & J \end{array} \right\} &= \sum_{m_i} \left(\begin{array}{ccc} j_p & \frac{1}{2} & l_p \\ m_1 & m_2 & 0 \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} j_n & \frac{1}{2} & l_n \\ m_3 & m_4 & 0 \end{array} \right) \\ &\left(\begin{array}{ccc} J & S & L \\ m_5 & m_6 & 0 \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ m_2 & m_4 & m_6 \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} j_p & j_n & J \\ m_1 & m_3 & m_5 \end{array} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

pour calculer :

$$\begin{aligned} col(S) &= \sum_L (2L+1) \left(\begin{array}{ccc} l_p & l_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{ccc} l_p & \frac{1}{2} & j_p \\ l_n & \frac{1}{2} & j_n \\ L & S & J \end{array} \right\} \\ &\left(\begin{array}{ccc} l'_p & l'_n & L \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{ccc} l'_p & \frac{1}{2} & j'_p \\ l'_n & \frac{1}{2} & j'_n \\ L & S & J \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Ou encore :

$$\begin{aligned}
col(S) = & \sum_L (2L+1) \sum_{m_i m'_i} \begin{pmatrix} j_p & \frac{1}{2} & l_p \\ m_1 & m_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & \frac{1}{2} & l'_p \\ m'_1 & m'_2 & 0 \end{pmatrix} \\
& \begin{pmatrix} j_n & \frac{1}{2} & l_n \\ m_3 & m_4 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_n & \frac{1}{2} & l'_n \\ m'_3 & m'_4 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & S & L \\ m_5 & m_6 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & S & L \\ m'_5 & m'_6 & 0 \end{pmatrix} \\
& \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ m_2 & m_4 & m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ m'_2 & m'_4 & m'_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ m_1 & m_3 & m_5 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & j'_n & J \\ m'_1 & m'_3 & m'_5 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{A.14}$$

avec : $m_i, m'_i = \pm \frac{1}{2}$.

mais on a la relation :

$$\sum_{j_3 m_3} (2j_3 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m'_1 & m'_2 & m'_3 \end{pmatrix} = \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2} \tag{A.15}$$

alors on trouve :

$$\begin{aligned}
col(S) = & \sum_{m_i m'_i} \begin{pmatrix} j_p & \frac{1}{2} & l_p \\ m_1 & m_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & \frac{1}{2} & l'_p \\ m'_1 & m'_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_n & \frac{1}{2} & l_n \\ m_3 & m_4 & 0 \end{pmatrix} \\
& \begin{pmatrix} j'_n & \frac{1}{2} & l'_n \\ m'_3 & m'_4 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ m_2 & m_4 & m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ m'_2 & m'_4 & m'_6 \end{pmatrix} \\
& \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ m_1 & m_3 & m_5 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & j'_n & J \\ m'_1 & m'_3 & m'_5 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{A.16}$$

on a :

$$\begin{pmatrix} j & \frac{1}{2} & l \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j+l+\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} j & \frac{1}{2} & l \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^j}{\sqrt{2(2l+1)}} \tag{A.17}$$

Alors les valeurs des m_i et m'_i permises sont

- 1) $m_1 = m'_1 = m_3 = m'_3 = \frac{1}{2}$ et $m_2 = m'_2 = m_4 = m'_4 = -\frac{1}{2}$ (et le contraire)
- 2) $m_1 = m'_1 = m_4 = m'_4 = \frac{1}{2}$ et $m_2 = m'_2 = m_3 = m'_3 = -\frac{1}{2}$ (et le contraire)
- 3) $m_2 = m'_2 = m_3 = m'_3 = \frac{1}{2}$ et $m_4 = m'_4 = m_1 = m'_1 = -\frac{1}{2}$ (et le contraire)

On note que :

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ -m_1 & -m_2 & -m_3 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j_3} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

ainsi :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 00 \rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}$$

et :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

alors :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{-1}{2}$$

pour $S = 0$:

on utilise l'identité :

$$\begin{pmatrix} j & \frac{1}{2} & l \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j+l+\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} j & \frac{1}{2} & l \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{j-\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}(2l+1)} \quad (\text{A.19})$$

alors

$$\begin{pmatrix} j & \frac{1}{2} & l \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{l+1}}{\sqrt{2}(2l+1)} \quad (\text{A.20})$$

alors "col" devient :

$$\begin{aligned} col(S = 0) &= \frac{-(-1)^{j_p+j'_p}}{8} \left(\hat{l}_p \hat{l}_n \hat{l}'_p \hat{l}'_n \right)^{-1} [(-1)^{l_n+l'_n} + (-1)^{l_n+l'_p+J} \\ &\quad + (-1)^{l_p+l'_p} + (-1)^{l'_n+l_p+J}] \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & j'_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

pour $S = 1$ on utilise les identités suivantes :

$$\begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -1 \end{pmatrix}^2 = \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 \frac{[(2j_p + 1) + (-1)^{j_p + j_n + J} (2j_n + 1)]^2}{4J(J+1)} \quad (\text{A.21})$$

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & -m_3 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{j_1 + j_2 + m_3}}{\sqrt{(2j_3 + 1)}} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | j_3 m_3 \rangle \quad (\text{A.22})$$

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 1 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + 1}}{\sqrt{2(1) + 1}} \left\langle \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \middle| 1 - 1 \right\rangle = \frac{-1}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.23})$$

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -1 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + 1}}{\sqrt{2(1) + 1}} \left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \middle| 11 \right\rangle = \frac{-1}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.24})$$

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \middle| 10 \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \middle| 10 \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \quad (\text{A.26})$$

On tire donc la relation :

$$\begin{aligned} \text{col}(S = 1) &= \frac{1}{12} (\hat{l}_p \hat{l}_n \hat{l}'_p \hat{l}'_n)^{-1} (-1)^{j_p + j'_p} \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & j'_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \\ &\left\{ \left(\frac{(-1)^{l_n + l'_p + J} - (-1)^{l_n + l'_n} - (-1)^{l_p + l'_p} + (-1)^{l'_n + l_p + J}}{2} \right) \right. \\ &+ \left(1 + (-1)^{l_p + l'_p + l_n + l'_n} \right) (-1)^{j_n + j'_n} \times \\ &\left. \frac{[(2j_p + 1) + (-1)^{j_p + j_n + J} (2j_n + 1)] [(2j'_p + 1) + (-1)^{j'_p + j'_n + J} (2j'_n + 1)]}{4J(J+1)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

On revient à M_J :

$$M_J = \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \frac{F^o}{4} \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_p & j'_n & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.28})$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ -V_S \left(\frac{(-1)^{l_n+l'_n} + (-1)^{l'_n+l_p+J} + (-1)^{l_p+l'_p} + (-1)^{l_n+l'_p+J}}{2} \right) \right. \\
& + V_t \left(\frac{(-1)^{l'_n+l_p+J} - (-1)^{l_n+l'_n} - (-1)^{l_p+l'_p} + (-1)^{l_n+l'_p+J}}{2} \right) \\
& + \frac{\left[(2j_p+1) + (-1)^{j_p+l_jn+J} (2j_n+1) \right] \left[(2j'_p+1) + (-1)^{j'_p+l'_jn+J} (2j'_n+1) \right]}{4J(J+1)} \\
& \left. \left(1 + (-1)^{l_p+l'_p+l_n+l'_n} \right) (-1)^{j_n+l'_j_n} \right\} + (-1)^{j_p+l'_j_p}
\end{aligned}$$

Si $j_p = j'_p$ et $j_n = j'_n$ (voir [dc - shalit])

$$\begin{aligned}
M_j = & \left(\frac{-F^o}{2} \right) \hat{j}_p \hat{j}_n \begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 \left\{ -V_S \left[\frac{\left(1 + (-1)^{l_p+l_n+J} \right)}{2} \right] \right. \\
& \left. - V_t \left[\frac{\left(1 - (-1)^{l_p+l_n+J} \right)}{2} + \frac{\left[(2j_p+1) + (-1)^{j_p+l_jn+J} (2j_n+1) \right]^2}{4J(J+1)} \right] \right\} \quad (\text{A.29})
\end{aligned}$$

On utilise :

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} j_p & j_n & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} &= \frac{(-1)^{j_p-j_n}}{\sqrt{(2j+1)}} \left\langle j_p \frac{1}{2} j_n \frac{-1}{2} \mid J0 \right\rangle \\
\begin{pmatrix} j'_p & j'_n & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} &= \frac{(-1)^{j'_p-j'_n}}{\sqrt{(2j+1)}} \left\langle j'_p \frac{1}{2} j'_n \frac{-1}{2} \mid J0 \right\rangle
\end{aligned}$$

On trouve

$$\begin{aligned}
M_J = & F^o \frac{(2J+1)^{-1}}{4} (-1)^{j_n+l'_j_n} \hat{j}_p \hat{j}_n \hat{j}'_p \hat{j}'_n \left\langle j_p \frac{1}{2} j_n \frac{-1}{2} \mid J0 \right\rangle \left\langle j'_p \frac{1}{2} j'_n \frac{-1}{2} \mid J0 \right\rangle \quad (\text{A.30}) \\
& \left\{ -V_S \left(\frac{(-1)^{l_n+l'_n} + (-1)^{l'_n+l_p+J} + (-1)^{l_p+l'_p} + (-1)^{l_n+l'_p+J}}{2} \right) \right. \\
& \left. + V_t \left[(-1)^{j_n+l'_j_n} \left(1 + (-1)^{l_p+l'_p+l_n+l'_n} \right) \right] \right\} \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \left[\frac{(1+f)I\ddagger}{\left[(1+u_fz)_{r+u_f} q_f(1-) + (1+d_fz) \right] \left[(1+u_fz)_{r+u_f} q_f(1-) + (1+d_fz) \right]} \right. \right. \\
 & \left. \left. u_f+u_f(1-) + \frac{z}{a_{l+} a_l(1-) - r+u_f a_l(1-)} \right] A + \left(\frac{z}{r+u_f a_l(1-) + a_{l+} a_l(1-)} \right) s A^- \right\} \\
 (A.31) \quad & u_f+u_f(1-) \langle 0I | \frac{z}{1-} u_f; \frac{z}{1-} d_f \rangle \langle 0I | \frac{z}{1-} u_f; \frac{z}{1-} d_f \rangle \frac{z}{(1+f)I\ddagger} u_f d_f u_f d_f = M
 \end{aligned}$$

Finalment on trouve :

$$\left\{ \left(\frac{z}{a_{l+} a_l(1-) - u_{l+} u_l(1-) - r+u_f a_{l+} u_l(1-) + r+u_f a_l u_{l+}(1-)} \right) + \frac{(1+f)I\ddagger}{\left[(1+u_fz)_{r+u_f} q_f(1-) + (1+d_fz) \right] \left[(1+u_fz)_{r+u_f} q_f(1-) + (1+d_fz) \right]} \right\}$$

Annexe B

Programme de trois nucléons non identiques

```
PROGRAM TRPNI
COMMON/VN06FC/FCT(40)
FCT(1)=1.
DO 1 I=2,40
1 FCT(I)=FCT(I-1)*(I-1.)/10.
OPEN(1,file='d.dat')
OPEN(2,file='r.dat')
READ(1,100)A0,A1,B,C,L1,L2,J1,J2,JA,J
100 FORMAT(4F8.4/4I3/2I3)
WRITE(2,200)A0,A1,B,C,L1,L2,J1,J2
200 FORMAT('A0=', 'A1=', 'B=', 'C=', 4F8.4/'L1=', I2,3x, 'L2=', I2,3x, 'J1=', I
22,3x, 'J2=', I2)
Y1=-A1*(J1+1.)*(J1+1.)
Y2=4.*(2.*JA+1.)
Y3=VN02BA(J1,J1,2*JA,-1,1,0)*VN02BA(J1,J1,2*JA,-1,1,0)
Y4=1.+((-1)**JA)
Y=(Y1*Y3*Y4)/Y2
Z0=-(J1+1.)*(J2+1.)*(2.*JA+1.)/2
Z1=0.
```

```

Z2=0.
W=0.
DO 150 I=1,10
S0=VN02B9(J1,J1,2*JA,J2,J,2*I)
S1=S0**2
S2=VN02BA(J2,J1,2*I,-1,1,0)
S3=S2**2
S4=VN02BA(J2,J1,2*I,1,1,2)
S5=S4**2
Z1=Z1+S1*S3*(1.+(-1)**(L1+L2+I))
Z2=Z2+S1*(S3*(1.-(-1)**(L1+L2+I))+2*S5)
W=W+2*(2*I+1.)*S1
150 CONTINUE
WB=1-W*(2.*JA+1.)
WC=1+W*(2.*JA+1.)
WRITE(2,161)W,WB,WC
161 FORMAT('W=', 'WB=', 'WC=', 3F20.8)
Z12=A1*Z0*Z1
Z22=A0*Z0*Z2
Z=Z12+Z22
WRITE(2,160)Y,Z12,Z22,Z
160 FORMAT('Y=', 'Z12=', 'Z22=', 3F20.10/'Z=', F20.8)
XL=Y+Z
X=XL+WB*B+WC*C
WRITE(2,300)JA,XL,J,X
300 FORMAT('JA=', I2,3X, 'XL=', F20.4/, 'J=', I2,3X, 'X=', F20.4)
STOP
END
FUNCTION VN02B9(J1,J2,J3,L1,L2,L3)
COMMON/VN06FC/FCF(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/FC*(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

```

Bibliographie

- [1] M. Houry, thèse de Doctorat, université Paris XI ORSAY, 2000 (DAPNIA/SPIIN-00-01-T).
- [2] F. Nowacki, thèse de Doctorat, université Louis Pasteur Strasbourg, 1996 (CRN 96-7).
- [3] Isotopes n°14, (1996).
- [4] La recherche n° 335, (2000).
- [5] M. Belleguic-Pigeard de Gurbert, thèse de Doctorat, université Paris-sud ORSAY, 2000 (IPNO-T-00-05).
- [6] Rapport d'activité, CNRS, (1994-1997).
- [7] Nouvelles du Ganil, hors série, Juillet, (2001).
- [8] Cern courrier Vol 41 n°8, (2001).
- [9] J. Zhang et al. Phys. Rev. C58, R2663 (1998).
- [10] J. Blomqvist, Proceeding of the 4th International Conference on Nuclei Far From Stability, Denmark, Helsingor 1981, CERN report 91-09, Geneva, (1981), p.536.
- [11] D. Fornal et al, Phys. Rev. C63, 024322 (2001).
- [12] W. Urban et al, Eur. Phys. J. A5, 239 (1999).
- [13] P. Bhattacharyya et al, Eur. Phys. J. A3, 109 (1998).
- [14] P. Bhattacharyya et al, Phys. Rev. C56, R2363 (1997).
- [15] C.T. Zhang et al, Phys. Rev. Lett 77, 3743 (1996).
- [16] L. Coraggio et al, nucl-th/9907023 (1999).
- [17] F. Andreozzi et al, Phys. Rev. C56, R16 (1997).
- [18] P. Alexa et al, Phys. Rev. C55, 179 (1997).

- [19] S. Sarkar et al, *Pyhs. Rev.* C64, 014312 (2001).
- [20] L. Valentin : *Physique subatomique, noyaux et particules Vol II (développements)* O.P.U (1987).
- [21] J. Meyer : *Interactions effectives, Théories de champ moyen, Masses et rayons nucléaires, cours de l'école Joliot-Curie, 2000.*
- [22] E. Chabanat, thèse de Doctorat, université Claude Bernard LYON-1, 1995 (Lycen T 95 01)
- [23] T.T.S Kuo et al, *nucl-th/9505020* (1995).
- [24] M. Lacombe et al, *Phys. Rev.* C21 (1980).
- [25] A. Covello et al, *nucl-th/9811066* (1998).
- [26] F. Nowacki : *modèle en couches nucléaire, I.R.E.S* (2001).
- [27] P.J. Brussard and P.W.M.Glaudmans : *Shell model application in nuclear spectroscopy, (North Holland)* (1977).
- [28] R.E. Casten : *Nuclear sructure from a simple perspective, Oxford University Press, (1990)*
- [29] De-Shalit and Feshbach : *Theoretical Nuclear Physics Vol I (Nuclear Structure), Willy Classic Library* (1990).
- [30] K. G. Heyde : *The nuclear shell model, springer-verlag* (1990).
- [31] Ighal Talmi : *Simple models of complex nuclei : Vol 7, IAP* (1993).
- [32] P. Hoff et al, *Phys. Rev. Lett* 77, 1020 (1996).
- [33] Richard B. Firestone : *Table of isotopes, Eighth edition, Vol 1 et2, Virginia S. Shirley Editor* (1996)
- [34] L. Coraggio et al, *nucl-th/0201006 V1* (2002)
- [35] W.T. Chou et al, *Phys. Rev.* C25 (1992)
- [36] J. Suhonen et al, *nucl-th/9709006* (1997).
- [37] D. Radford : *Physics with neutron-rich RIB at the HRIBF, workshop sept 2001 ISOLD/CERN, Hoff et al. Z Phys. A322 (1989)407.*
- [38] B.A. Brown, A. Etchegoyen, W.D.M. Rae, and N.S. Godwin, *MSU-NSCL Report No. 524, 1985.*

- [39] Dr M.S Sarkar : communication privée
- [40] E.K. Warburton et al. Phys. Rev. C43, 602 (1990).
- [41] C.G. Lindén et al. Z Phys. A277 (1976).

ملخص :

هذا العمل مخصص للدراسة الانوية الشاذة بجوار منطقتين هامتين جدا ، الأولى بجوار ^{132}Sn ، الثانية بجوار ^{208}Pb ، هاذين المنطقتين لهما تشابه كبير ، سواء بالنسبة للحالات المتشابهة للانوية في المنطقتين ، أو بالنسبة لبعدهم الطاقوي .

بدأنا بدراسة الانوية ذات كلونين غير متمثلين وهما ^{134}Sb و ^{210}Bi ، بواسطة التفاعلين MSDI و Delta . التفاعل MSDI أعطى نتائج جيدة فيما يخص طاقات وترتيب المستويات المثارة للنواتين ، أما التفاعل Delta فنتائجه جزئية . قمنا أيضا بدراسة انوية ذات متمثلين : ^{134}Te و ^{210}Po ثم ^{134}Sn و ^{210}Pb بواسطة التفاعل MSDI ، النتائج متوافقة مع التجربة .

قمنا بعدها باستعمال التفاعل MSDI ، بدراسة الانوية ذات ثلاثة نكلونات التالية :

^{135}I و ^{211}At : (ذات ثلاثة بروتونات تكافؤ) ،

^{211}Pb : (ذو ثلاثة نيوترونات تكافؤ) ،

^{135}Sb و ^{211}Bi : (ذات بروتون ونيوترون تكافؤ) ،

^{135}Te و ^{211}Po : (ذات بروتون ونيوترون تكافؤ) ،

قمنا أيضا باستنتاج الطيف غير الملاحظ للنظير ^{135}Sn عن طريق ممثاله ^{211}Pb .

بالنسبة لجملة النتائج ، فقد وجدنا ترتيب كل مستويات الانوية المدروسة ، الطاقات المثارة متوافقة جدا مع التجربة ، باستثناء النواتين ^{135}I و ^{211}At .

الكلمات المفتاحية : نموذج الطبقات ، الأعداد السحرية ، الانوية الشاذة ، التفاعلات الفعالة ، delta ، MSDI ، فضاء التكافؤ .

Abstract:

This work is devoted to the study of exotic nuclei near the important regions, one around ^{132}Sn , and the other around ^{208}Pb . These two regions present a great similarity, either for the homologous states order of nuclei in these regions, or for their energy spacing.

We have started by studying two non-identical nucleons nuclei which are: ^{134}Sb and ^{210}Bi , using the two interactions: Delta and MSDI. The MSDI interaction reproduce very well the levels sequence and the excitation energies for the two nuclei, whereas the Delta interaction reproduce them just partially. We have also studied nuclei with two identical nucleons: ^{134}Te and ^{210}Po , ^{134}Sn and ^{210}Pb by the MSDI interaction, the results agree very well with the experiment.

Then we have studied using the MSDI interaction the following three nucleons nuclei:

^{135}I and ^{211}At : (having three valence protons),

^{211}Pb : (having three valence neutrons),

^{135}Sb and ^{211}Bi : (having one proton and two neutrons),

^{135}Te and ^{211}Po : (having two protons and one neutron),

We have also predicted, the non-observed spectra of the ^{135}Sn isotope from his homologous, the ^{211}Pb .

For the whole of the results, the sequence of all the levels for all the studied nuclei are found, the excitation energies are in a good agreement with experiment, except for the ^{135}I and ^{211}At nuclei.

Key words:

Shell model, magic numbers, exotic nuclei, effective interactions, Delta and MSDI, valence space.

Résumé :

Ce travail est consacré à l'étude des noyaux exotiques près de deux régions très importantes, l'une autour de ^{132}Sn , l'autre autour de ^{208}Pb . Ces deux régions présentent une grande similarité, soit pour l'ordre des états homologues des noyaux dans ces régions, soit pour leurs espacements en énergies.

Nous avons commencé par l'étude des noyaux à deux nucléons non identiques qui sont : ^{134}Sb et ^{210}Bi , par deux interactions : Delta et MSDI. L'interaction MSDI reproduit aussi bien la séquence des niveaux que les énergies d'excitation pour les deux noyaux, alors que l'interaction Delta ne le fait que partiellement.

Puis nous avons étudié les noyaux à deux nucléons identique : ^{134}Te et ^{210}Po , ^{134}Sn et ^{210}Pb par l'interaction MSDI, les résultats sont en bon accord avec l'expérience.

Nous avons ensuite étudié par l'interaction MSDI, les noyaux à trois nucléons suivants :

^{135}I et ^{211}At (à trois protons de valence), ^{211}Pb (à trois neutrons de valence),

^{135}Sb et ^{211}Bi (à un proton et deux neutrons de valence),

^{135}Te et ^{211}Po (à deux protons et un neutron de valence),

Nous avons aussi prédit le spectre non observé de l'isotope ^{135}Sn à partir de son homologue le ^{211}Pb .

Pour l'ensemble des résultats, les séquences de tous les niveaux pour tous les noyaux étudiés sont retrouvés, les énergies d'excitation sont en bon accord avec l'expérience exceptées pour les noyaux ^{135}I et ^{211}At .

Mots clefs :

Modèle en couches, nombres magiques, noyaux exotiques, interactions effectives Delta, MSDI, espace de valence, Etain, Plomb.