

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

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

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE**

**FACULTE DES SCIENCES EXACTES**

**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**N° d'ordre :**

**Série:**

**MEMOIRE**

**PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER**

**EN PHYSIQUE**

**SPECIALITE**

**RAYONNEMENT ET APPLICATIONS**

Par

**Lamia AISSAOUI**

**Calculs spectroscopiques à l'aide du code de modèle  
en couches  
OXBASH : Applications sur noyaux riches en neutrons**

**SOUTENU LE : 18/10/2006**

Devant le jury :

Président : O. BENABBES-SAHLI M. C. Univ. Mentouri Constantine

Rapporteur : F. BENRACHI Prof. Univ. Mentouri Constantine

Examineur : M. RAMDHANE Prof. Univ. Mentouri Constantine

A. BELAFRITES MC. Univ. Jijel

A. BOUCENNA Prof. Univ. Setif

## *Remerciements :*

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

Tout d'abord je voudrais remercier Mme F. BENRACHI, Professeur à l'Université Mentouri-Constantine pour avoir encadré mon travail de mémoire et pour sa gentillesse, son soutien, sa patience et pour tous ses efforts durant la réalisation de ce travail, je la remercie encore sur la riche documentation et les moyens de recherche.

Je remercie également l'ensemble des membres de jury : Mme O. Benabbes-Sahli Maître de Conférences à l'Université Mentouri-Constantine, Mr M. Ramdhane Professeur à l'Université Mentouri-Constantine, Mr A. Belafrites Maître de Conférences à l'Université de Jijel et Mr A. Boucenna Professeur à l'Université de Sétif, d'avoir bien voulu accepter et trouvé le temps pour lire le manuscrit de mon mémoire.

Je voudrais maintenant témoigner ma profonde gratitude à mes parents sans qui je ne serais jamais parvenue jusqu'ici, ils m'ont toujours encouragée et donné les moyens de réussir.

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

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>4</b>
<b>1 REGION DE <math>^{132}\text{Sn}</math> ET ASTROPHYSIQUE</b>	<b>6</b>
1.1 Introduction . . . . .	6
1.2 Production de noyaux exotiques à l'aide de faisceaux radioactifs . . . . .	7
1.2.1 Fragmentation du Projectile . . . . .	8
1.2.2 ISOL : (Isotope Separated On-Line) . . . . .	9
1.2.3 Centres . . . . .	11
1.3 Décroissance $\beta$ et $\beta n$ . . . . .	11
1.4 Region $^{132}\text{Sn}$ . . . . .	13
1.4.1 Noyaux étudiés . . . . .	13
1.4.2 Evolution de la région $^{132}\text{Sn}$ . . . . .	13
1.4.3 Intérêt en structure nucléaire . . . . .	16
1.5 Astrophysique . . . . .	17
1.5.1 Processus nucléaires . . . . .	18
1.5.2 Intérêt de la région en astrophysique . . . . .	21
<b>2 MODELE EN COUCHES NUCLEAIRE ET INTERACTIONS EFFEC-</b>	
<b>TIVES</b>	<b>23</b>
2.1 Modèle en couches nucléaire . . . . .	23
2.1.1 Introduction . . . . .	23
2.1.2 Modèle en Couches à Particule Indépendante . . . . .	25
2.2 Intégrale de la Fonction d'Onde . . . . .	30
2.2.1 Intégrale de la Partie Angulaire . . . . .	30
2.2.2 Intégrale de la Partie Radiale . . . . .	31

2.3	Espace Modèle . . . . .	32
2.4	Méthodes d'approximations . . . . .	33
2.4.1	Méthode de Hartree-Fock (HF) . . . . .	33
2.4.2	Méthode de Champ Moyen Relativiste (RMF) . . . . .	35
2.5	Interaction Effective N-N . . . . .	36
2.5.1	Eléments de Matrice de Deux Corps (TBME) . . . . .	40
<b>3</b>	<b>TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES</b>	<b>42</b>
3.1	Introduction . . . . .	42
3.2	Phénomènes électromagnétiques . . . . .	43
3.2.1	Emission $\gamma$ . . . . .	43
3.2.2	Conversion interne . . . . .	46
3.3	Formalisme de l'isospin . . . . .	48
3.4	Notion de charges effectives . . . . .	49
3.5	Opérateurs de transitions électromagnétiques . . . . .	51
3.5.1	Isoscalaire et Isovecteur . . . . .	51
3.6	Eléments de matrice de transition . . . . .	52
3.6.1	Eléments réduits de matrice d'une seule particule . . . . .	54
3.7	Probabilités de transition . . . . .	57
3.7.1	Rapport de Mélange . . . . .	59
3.7.2	Approximations de Weisskopf . . . . .	61
3.8	Largeurs et Rapports de branchement . . . . .	63
3.8.1	Largeurs . . . . .	63
3.8.2	Rapports de branchement . . . . .	64
<b>4</b>	<b>CALCULS SPECTROSCOPIQUES</b>	<b>67</b>
4.1	Rappels sur le code OXBASH . . . . .	67
4.2	Interactions . . . . .	68
4.2.1	Interactions Effectives de la région $^{208}\text{Pb}$ . . . . .	69
4.2.2	Interactions Effectives de la région $^{132}\text{Sn}$ . . . . .	70
4.2.3	KH5082R et KH5082N . . . . .	73
4.2.4	KH208 . . . . .	75

4.2.5	SLN et SLPN . . . . .	76
4.3	Etude des noyaux à 2 et 3 nucléons de valence dans la région de l'étain . . . .	77
4.3.1	Noyaux de deux nucléons de valence $A=134$ . . . . .	77
4.3.2	Noyaux de trois nucléons de valence $A=135$ . . . . .	84
4.4	Transition électrique d'ordre 2 : E2 . . . . .	89
4.5	Discussion et Comparaison . . . . .	90
4.5.1	Energies d'excitation . . . . .	90
4.5.2	Probabilité réduite de transition électrique E2 . . . . .	92
	<b>Conclusion</b>	<b>93</b>
	<b>Références</b>	<b>94</b>

# Introduction

L'étude des noyaux exotiques, très éloignés de la stabilité, est en plein essor. Les développements de techniques expérimentales de plus en plus performantes permettent désormais de produire et d'étudier la structure de ces noyaux. Ceux-ci présentent de nouveaux comportements par rapport aux noyaux stables, dont les propriétés sont bien reproduites par les modèles théoriques. Cependant, leurs prédictions divergent rapidement quand on s'éloigne de la stabilité. L'énergie de liaison du noyau diminuant, sa stabilité devient très sensible à sa structure. Ainsi, l'apport de nouvelles données expérimentales permettra de contraindre les modèles théoriques avec pour objectif de reproduire les caractéristiques de tous les noyaux.

Pour atteindre ce but, le physicien a la possibilité de mesurer différents processus de décroissance ou de désexcitation du noyau. La réaction privilégiée pour créer des noyaux déficients en neutron est celle par fusion-évaporation, tandis que les noyaux riches en neutrons sont accessibles par réactions de transfert, de fragmentation ou encore de fission. Cependant, étant donné les combinaisons de faisceau-cible disponibles, ces derniers sont produits avec difficulté loin de la stabilité.

Parmi les études expérimentales pour produire les isotopes de l'étain riches en neutrons, il y a le centre ISOLDE/CERN qui utilise une source d'ion laser à ionisation résonante (RILIS) [1]. Il y a aussi la technique OSIRIS/STRUDSVIK qui est le séparateur de masse du produit de fission [2].

L'étude de la structure nucléaire tourne autour de deux problèmes principaux. Premièrement, on espère comprendre les propriétés des forces responsables de la cohésion du noyau. Deuxièmement, on essaye de décrire le comportement des systèmes à plusieurs particules. Alors, pour décrire le noyau, prédire ses propriétés, on fait appel à plusieurs modèles, certains décrivent ses aspects dynamiques (vibration, rotation du noyau en présence du champ extérieur créé par la cible), d'autres fournissent une vision complète de sa structure. Les modèles utilisés sont plus ou moins élaborés : certains partent d'interaction microscopiques, d'autres sont phénoménologiques et ont juste pour but de fournir une interaction simple. Le but ultime est bien sûr de décrire le plus complètement possible la structure du noyau créé.

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons aux noyaux de masse  $A = 134 - 135$  de la région de l'étain riche en neutrons. Cette région est celle des noyaux ayant un cœur inerte doublement magique avec  $Z = 50$  et  $N = 82$ .

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

Dans le deuxième chapitre, les considérations générales sur le modèle en couches et quelques approximations de champ moyen utilisées pour les calculs spectroscopiques de la région étudiée sont rappelés avec la définition de l'interaction effective N-N.

Tous les aspects qui concernent les transitions électromagnétiques sont expliqués en détails dans le troisième chapitre.

Dans le dernier chapitre, nous présentons les calculs des énergies d'excitation et des probabilités réduites de transitions électromagnétiques pour les noyaux de la région de l'étain de masse  $A = 134 - 135$ . Ces calculs sont faits à l'aide du code de structure nucléaire OXBASH sur la base d'interactions effectives dont certaines sont élaborées par nous dans ce travail. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de la littérature.

# Chapitre 1

## REGION DE $^{132}\text{Sn}$ ET ASTROPHYSIQUE

### 1.1 Introduction

On peut classer tous les noyaux sur une charte des isotopes. On indique souvent attaché le long de la 3<sup>ème</sup> dimension, une profondeur ; l'énergie de liaison illustrant le degré de stabilité des isotopes (Figure (1.1)).

Le paysage ainsi formé s'appelle la " vallée de stabilité ". Les états les plus stables correspondent au fond de cette vallée. On observe que les noyaux les plus fortement liés sont ceux qui ont le quotient du nombre de neutrons  $N$  au nombre de protons égale à 1 pour les noyaux très légers, comme l'hélium 4 ( $N = Z = 2$ ), ou le carbone 12 ( $N = Z = 6$ ) ; 1.6 pour les noyaux les plus lourds tels que l'Uranium 238 ( $N = 146, Z = 92, N/Z = 1.6$ ). Tandis que les noyaux instables occupent les flancs des " collines " qui la bordent ayant des proportions de neutrons et de protons très différentes de celles des noyaux stables.

Le nombre de noyaux stables que l'on trouve dans la nature est à peu près 300, leur durée de vie est supérieure ou comparable à celle de l'univers (l'âge de l'univers est d'environ 9 à 10 milliards d'années).

Les physiciens ont montré qu'un certain nombre de noyaux isotopes d'éléments connus sont des radioéléments qui n'existent pas dans la nature en raison de leur instabilité, mais on peut les produire par transmutation d'éléments ordinaires au moyen de particules irradiantes comme : protons, deutons, rayons  $\alpha$ , rayonnement  $\gamma$  ; ces noyaux sont appelés exotiques.

Ils se trouvent loin de la stabilité, leurs durées de vie sont trop courtes par rapport à l'âge de la terre (l'âge de la terre est estimé à 4.5 milliards d'années), pour qu'ils subsistent aujourd'hui sur terre. Il faut alors les produire au laboratoire afin de pouvoir les étudier. Leurs durées varient entre moins d'une milliseconde à plusieurs années. Ils se transforment par radioactivité en espèces plus stables rejoignant ainsi le fond de la vallée de stabilité.

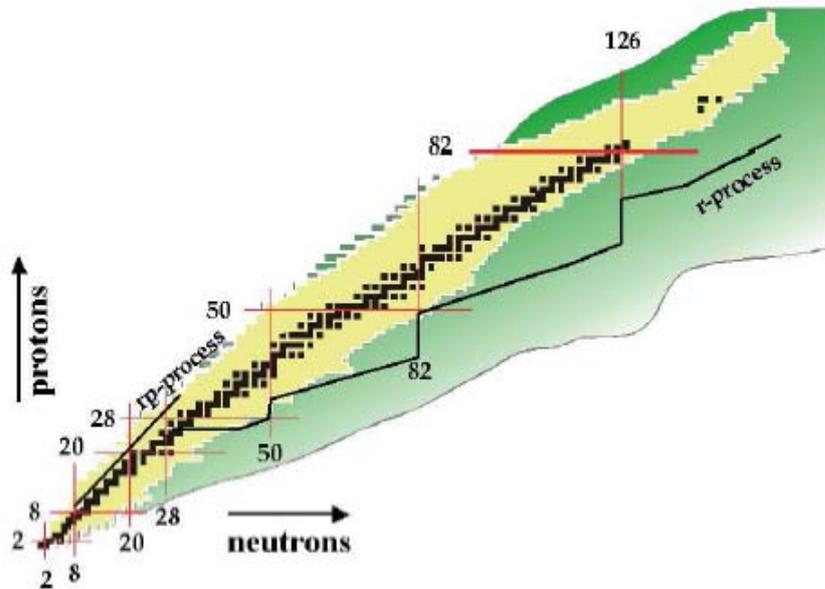


Figure (1.1) : Carte des isotopes

On peut remarquer sur la figure (1.1) que la carte est limitée par deux lignes signifiant que le dernier neutron non lié est instable (neutron drip-line) du côté riche en neutrons, et par le dernier proton non lié (proton drip-line) du côté riche en protons.

La répulsion coulombienne limite la carte du côté de  $Z$  élevé par sa valeur maximale à  $Z = 118$  (pour le moment). Pour les noyaux les plus lourds  $Z > 118$ , la carte est limitée par la fission nucléaire.

## 1.2 Production de noyaux exotiques à l'aide de faisceaux radioactifs

Pour sonder un noyau et caractériser ses propriétés, il faut lui faire subir diverses réactions nucléaires. Dans le cas des noyaux stables, il suffit de constituer une cible et de la bombarder

de particules appropriées. Mais comme les noyaux exotiques ne peuvent être rassemblés en cible de réactions, il semble donc impossible de les étudier ainsi.

La révolution est venue de la possibilité de production des faisceaux radioactifs.

Alors pour l'étude des propriétés des noyaux exotiques : durée de vie, excès de masse et modes de désintégrations et explorations de leurs structures, il faut les produire expérimentalement par réactions nucléaires ou par la production de faisceaux radioactifs (appelé aussi faisceaux des noyaux exotiques). Ceci peut être réalisé à partir de deux méthodes ou de deux techniques principales qui sont :

### 1.2.1 Fragmentation du Projectile

C'est le mécanisme de production des fragments lourds. Cette méthode est basée sur :

- L'accélération d'un faisceau primaire d'ions lourds avec une énergie de  $50\text{MeV}/n$ .
- Le Bombardement d'une cible mince où la perte d'énergie est de 10 à 20% de l'énergie incidente.

Enfin ce mécanisme diffère selon le domaine en énergie cinétique. Néanmoins, il a été montré que les caractéristiques globales des fragments produits dépendent assez peu de l'énergie, et sont similaires autour de  $50\text{MeV}/n$  et aux énergies relativistes.

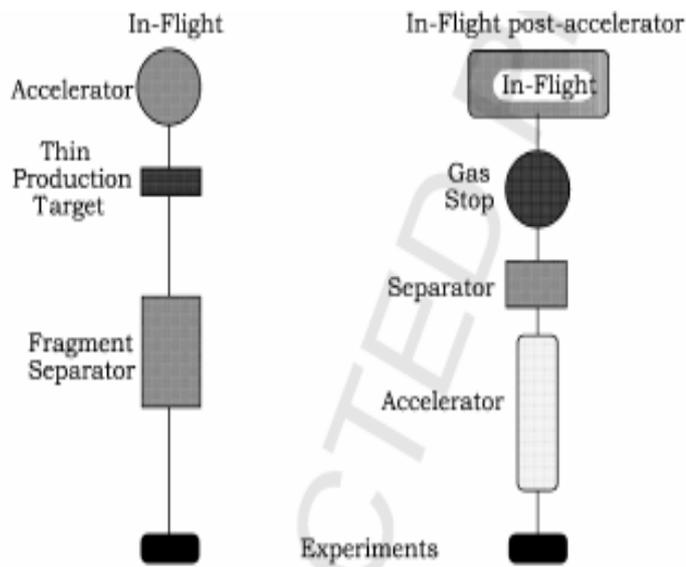


Figure (1.2) : Méthode de Fragmentation de projectile.

La sélection de ou des espèces d'intérêt, se fait à l'aide d'un spectromètre appelé séparateur de fragments. Avec un premier dipôle magnétique, on aura  $B\rho = Av/Q = Av/Z$ , car aux énergies utilisées, après passage d'une cible,  $Q = Z$ . Comme les noyaux ont tous une vitesse voisine, on obtient une sélection grossière en  $A/Z$ , mais il reste un grand nombre de noyaux. On interpose alors un ralentisseur appelé dégradeur (typiquement une plaque de Be ou Al) où ils perdent de l'énergie selon la formule de Bethe et Bloch.  $\Delta E/E$  est proportionnelle à  $AZ^2/E$ ,  $E$  est l'énergie cinétique des ions. Or, comme on a fait une première sélection en  $B\rho$ , tous les ions ont un  $B\rho$  donné et  $E$  proportionnel à  $Z^2/A$ , donc  $\Delta E/E$  proportionnelle à  $A^3/Z^2$ . On fait alors une deuxième sélection magnétique avec une rigidité magnétique  $(B\rho)_2$  différente de la première par  $\Delta(B\rho)$  tel que  $\Delta(B\rho)/B\rho = \Delta E/2E$  on aura une sélection en  $A^3/Z^2$ . Il reste à ce niveau là environ 2 à 3 noyaux. Si on dispose un filtre de Wien (champs électrique et magnétique croisés), on peut alors faire une sélection supplémentaire en vitesse et obtenir un faisceau complètement pur.[3]

## Avantages

La méthode de fragmentation du projectile présente les avantages suivants :

- Méthode souple.
- Energie obtenue élevée.
- Coût réduit lorsque l'on dispose de l'accélérateur primaire.
- Propriétés chimiques des éléments n'interviennent pas dans le processus de production
- Facilité d'obtention des nouveaux isotopes si les faisceaux primaires adéquats sont disponibles.

### 1.2.2 ISOL : (Isotope Separated On-Line)

Dans cette méthode on peut distinguer :

- Faisceau primaire peut être de natures diverses, comme : protons, deutons, ions lourds ou même neutrons, qui devient que l'interaction avec la cible est différente à titre d'exemple ; dans le cas de projectile ions lourds, on peut produire des noyaux d'intérêt, à la fois par cassure du projectile et de la cible, ce qui permet d'augmenter le taux de production. Mais dans le cas de faisceaux légers, les réactions de fission et de spallation sont les plus souvent utilisées.

- Cible épaisse pour inhiber le faisceau primaire, cette cible est adaptée à la nature du

faisceau secondaire souhaité. Les noyaux exotiques sont à l'arrêt à l'intérieur de la cible, remplie généralement d'un gaz rare leur permettant de diffuser vers la surface afin de pouvoir être collectés et ionisés. Ainsi les propriétés chimiques des éléments d'intérêt interviennent à ce niveau avec ceux de la cible [3].

Néanmoins certains inconvénients apparaissent dans cette méthode :

- La pureté des faisceaux secondaires est en général excellente alors qu'il est difficile d'éliminer complètement les contaminants dans les faisceaux produits en vol.

- La chimie des matériaux joue un grand rôle puisque les atomes produits doivent être extraits de la cible et arriver jusqu'à la source par phénomènes de diffusion-effusion. La méthode ISOL est en général limitée à des noyaux de durée de vie dans l'intervalle 0.1 à 1s [4].

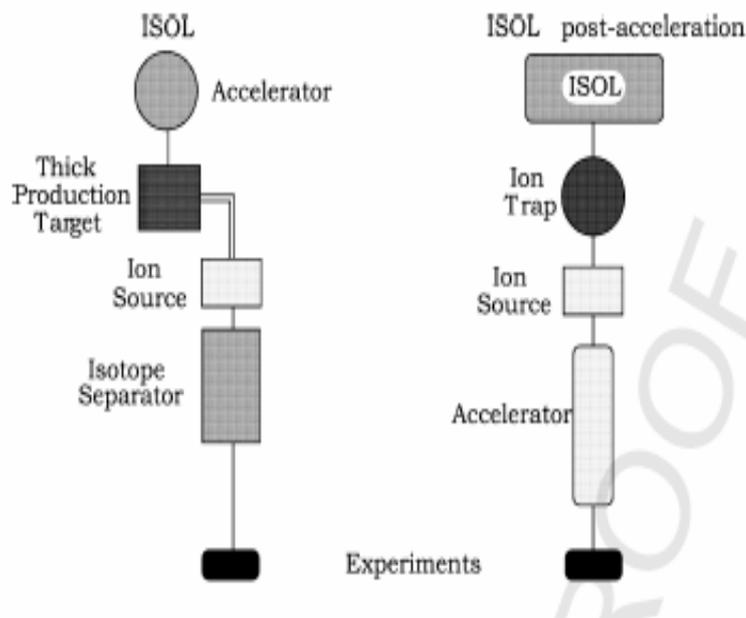


Figure (1.3) : Méthode de ISOL.

### Avantages

On peut citer deux avantages pour cette méthode :

- Les faisceaux obtenus ont la même qualité que celles des faisceaux stables, ils peuvent être accélérés par le même accélérateur, c'est-à-dire la qualité optique des faisceaux secondaires est aussi bonne que celle des faisceaux primaires.

- Les intensités sont théoriquement plus élevées que pour la fragmentation grâce à l'utilisation d'une cible épaisse.

### 1.2.3 Centres

- GANIL avec SPIRAL (ions lourds + cyclotron).
- REXISOLDE au CERN (proton + LINAC).
- A Oak Ridge (proton + Tandem).
- L'ensemble EXCYT est en préparation à Catane (ions lourds + Tandem).
- GANIL à CAEN, France.
- GSI à Darmstadt, Allemagne.
- RIKEN à Tokyo, Japon.
- NSCL/MSU à Etat Lansing, Etats-Unis d'Amérique.

## 1.3 Décroissance $\beta$ et $\beta n$

La désintégration bêta est l'émission radioactive la plus commune, car tous les noyaux situés hors de la vallée de stabilité ont une activité bêta pour aller vers les noyaux plus stables. Ce phénomène consiste en trois formes selon la composition du noyau père  ${}^A_Z X_N$  par rapport à ceux situés dans la vallée de stabilité. Les noyaux qui se trouvent du côté riche en proton, se désexcitent selon une réaction du type :



Dans cette région, il existe aussi le phénomène de capture électronique que l'on peut décrire par la réaction suivante :



Les noyaux riches en neutrons se désexcitent suivant une réaction dans laquelle un neutron est transformé en proton.



Les périodes mesurées pour la désintégration  $\beta$  varient approximativement entre  $10^{-3}$  seconde et  $10^{16}$  années. On peut classer les divers types de désintégration bêta par le moment angulaire orbital qu'emportent l'électron et le neutrino, et par le changement de parité qui se

produit. Donc, on peut distinguer deux types de désintégration bêta selon les spins intrinsèques de la paire leptonique ( $e - \nu$ ). Si le spin de l'électron et le spin du neutrino sont parallèles, la désintégration bêta est de type Gamow-Teller, et la paire leptonique est émise dans un état de spin triplet ( $S_{e^-} + S_{\nu} = 1$ ). Et si les spins de la paire leptonique sont antiparallèles, la désintégration bêta est dite de Fermi, et cette paire est émise dans un état de spin singulet ( $S_{e^-} + S_{\nu} = 0$ ).

Pour la région riche en neutrons, le processus de décroissance  $\beta^-$  permet d'alimenter les niveaux du noyau fils situés dans la fenêtre disponible  $Q_\beta$ , où  $Q_\beta$  est exprimé par la relation suivante :

$$Q_\beta = M_Z - M_{Z+1} = E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}} + E_X \quad (1.4)$$

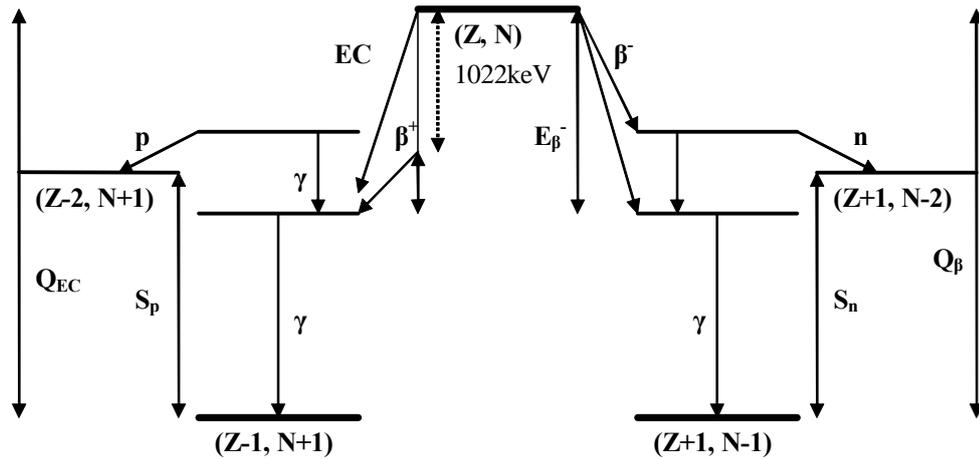


Figure (1.4) : Schéma de décroissance  $\beta$  d'un noyau.

Dans le cas où les états peuplés par la décroissance  $\beta^-$  sont situés à une énergie supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron  $S_n$  (les états non liés), le processus d'émission d'un neutron peut avoir lieu. Alors, pour ce cas, on observe qu'après la décroissance  $\beta^-$  vers l'état fondamental ou vers certains niveaux excités dans le noyau  ${}_{Z+1}^{A-1}Z_{N-2}$ , il y a une émission de neutron dite retardée. Cet processus est appelé la décroissance  $\beta$  neutron retardée qui est dénotée par  $\beta n$ . ( $\beta$ -delayed neutron) (Figure (1.4)). On sait aussi que pour les isotopes riches

en neutrons éloignés de la stabilité, la fenêtre en énergie  $Q_\beta$  est bien supérieure à l'énergie de séparation d'une particule, il est alors possible d'observer les processus suivants :  $\beta^-2n$ ,  $\beta^-3n$ , etc....

## 1.4 Region $^{132}\text{Sn}$

### 1.4.1 Noyaux étudiés

Il est bien connu que les noyaux de coeur inerte noyau doublement magique avec quelques particules de valence fournis une source d' informations très importantes sur la structure nucléaire et l'astrophysique.

Les études théoriques prévoient les noyaux lourds ou moyens riches en neutron sont régis par une structure de couches établie suivant la ligne de la stabilité. Bien qu'on s'attende à ce que les effets de peau de neutron se produisent aux excès très élevé de neutron, et donc plus près de la drip-line neutron. Ceux-ci sont observés beaucoup plutôt et sont limités et liés à certaines orbitales spécifiques [5].

Dans ce travail nous intéressons à l'étude la région des noyaux de  $^{132}\text{Sn}$  riches en neutrons. Cette région est constituée d'un coeur inerte doublement magique  $^{132}\text{Sn}$  où les couches de proton et de neutron sont fermées à  $Z = 50$  et  $N = 82$  respectivement. L'espace modèle constitué par cinq niveaux protons :  $1g_{9/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $3s_{1/2}$  et  $1h_{11/2}$  et par six niveaux neutrons :  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$  et  $1i_{13/2}$  permettre de traiter les noyaux de 2 ou 3 nucléons de valence.

### 1.4.2 Evolution de la région $^{132}\text{Sn}$

#### Méthodes expérimentales

L'étude des isotopes autour de  $N = 82$  a commencé par la découverte de  $^{130}\text{Cd}$  par Kratz et al., en 1986 au  $195 \pm 35ms$  service de CERN/ISOLDE, où sa demi vie de décroissance  $\beta$  a été mesurée avec de grandes difficultés expérimentales par l'intermédiaire de multi-gradation appelé  $\beta n$ . Un pas en avant important avait ensuite été fait à ISOLDE, au propulseur de synchrotron de proton (PSB), avec un faisceau pulsé de proton de  $1GeV$ . Les impulsions de PSB sont disponibles dans l'intervalle  $1.2s$ . Dans ces expériences, l'intervalle minimum était

2.4s dont on prévoit des périodes d'une collecte de données  $\sim 1s$  et  $\sim 1s$  pour le mouvement de bande. Périodes de collecte de données aussi longtemps que 12s ont été employées pour suivre la croissance et la décroissance des activités du noyau fille [1]. Avec le mouvement de ISOLDE, de plus grands rendements d'isotopes très riches en neutrons, isotopes de courte durée ont pu être réalisés avec le faisceau pulsé de proton. Simultanément, le développement de RILIS ( Resonance Ionization Laser Ion Source) composé de trois lasers de colorant pompés par vapeur de cuivre, accordés à deux excitations atomiques résonnantes et à une énergie qui a tenu compte des ionisations de l'électron dans le continuum était réalisé. Pour chacun des éléments d'intérêt un schéma efficace d'ionisation a été développé et les paramètres de source d'ion ont été étudiés soigneusement. Cependant, un inconvénient du système de RILIS vient de ces éléments, composés de In et Cs ayant un bas potentiel d'ionisation. Par conséquent, ils sont la source principale de contamination isobarique. Une autre amélioration significative afin d'obtenir les nouveaux résultats a été à la réalisation de la cible secondaire à ISOLDE/CERN proposé par Nolen et al., pour le projet d'Accélérateur d'Isotope Rare (RIA). Ce dernier est appelé convertisseur de neutron qui agit en tant que source de mini-spallation. Dans une étape de deux processus, le faisceau de proton de 1GeV du PSB empiète sur une tige de Ta ou de W dans la proximité étroite de la cible  $^{238}\text{U}$ . Les neutrons rapides produits par le faisceau de proton induisent alors la fission de l'uranium. Le grand avantage de cette méthode que seulement très peu de produits riches en protons de spallation sont produits dans la cible. En outre, les expériences avaient été effectuées au séparateur à haute résolution (HRS) de masse  $M/\Delta M = 4300$ . La sélectivité additionnelle a été réalisée en utilisant le décompte  $\beta n$  et les mesures de  $\gamma$ -coïncidence. Sans combinaison de toutes ces méthodes, la sélectivité isotopique exigée n'aurait pas été possible.

### **Expériences sur les isotopes de Sn riches en neutrons**

Les isotopes de Sn ont été sélectivement ionisés en utilisant une source d'ion de laser d'ionisation de résonance (RILIS). Les études à ISOLDE/CERN ont montré que l'utilisation de RILIS peut augmenter de manière significative les productions de nuclides spécifiques relativement aux produits inévitables de l'ionisation surface. L'arrangement d'ionisation utilisé pour les noyaux de Sn a été basé sur trois transitions résonnantes ( $\lambda_1 = 300.9nm$ ,  $\lambda_2 = 811.4nm$ ,  $\lambda_3 \leq 832.5nm$ ) [1] conduisant à un état auto-ionisant. Des ions de Sn ont été extraits dans

le séparateur de masse et implanté dans une bande enduite d'Al. On peut remonter aux les noyaux produits par la détection des évènements  $\gamma$ ,  $\beta$  et  $\beta n$  [1].

Il existe un autre séparateur OSIRIS, séparateur de masse des produits de fission à STRUD-SVIK fonctionnant à l'université d'Uppsala. Par exemple, le noyau  $^{135}\text{Sb}$  a été étudié par la décroissance  $\beta^-$  de  $^{135}\text{Sn}$  produit par l'intermédiaire de fission rapide de neutron sur cible  $^{238}\text{U}$  à l'intérieur d'une source spéciale d'ion [6]. les niveaux du noyau  $^{134}\text{Sb}$  ont été aussi peuplés par la décroissance  $\beta n$ .

ISOLDE/CERN utilise des noyaux  $^{135-137}\text{Sn}$  isolés par ionisation sélective de laser [7] et dans la fission prompt. Les niveaux excités du noyau  $^{133}\text{Sn}$  ont été obtenu à partir du rayonnement  $\gamma$  étudié dans la désintégration de  $^{134}\text{In}$  à ISOLDE. Tandis que ceux du noyau  $^{134}\text{Sn}$  ont été obtenu à partir de l'étude de la fission rapide.

Dans cette région, il a été possible d'identifier et mesurer la demi de vie de la décroissance  $\beta$  par l'intermédiaire de l'émission de neutron retardée de  $^{135}\text{Sn}$  à  $^{138}\text{Sn}$ . L'étude de  $^{138}\text{Sn}$  a été possible malgré un taux de production de seulement deux nuclides par impulsion par PSB, par rapport à 100 par impulsion de  $^{137}\text{Sn}$  et à 3000 par impulsion pour  $^{136}\text{Sn}$ .

En général, La chaîne de décroissance  $\beta$  des isobares  $A = 134$  a impliqué les décroissances :  $^{134}\text{Sn}$  ( $T_{1/2} = 1.2s$ ) à  $^{134}\text{Sb}$ ,  $^{134}\text{Sb}$  ( $T_{1/2} = 0.75(7)s$ ) à  $^{134}\text{Te}$  et  $^{134}\text{Te}$  ( $T_{1/2} = 41.8(8)s$ ) à  $^{134}\text{I}$  (figure (1.5)). Un procédé séquentiel de mesure de temps a été employé afin d'identifier les différentes activités dans les spectre et permettre la soustraction des contributions de longue activités [2].

Pour la chaîne de décroissance  $\beta$  des isobares  $A = 135$  incluse les décroissance suivante :  $^{135}\text{Sn}$  à  $^{135}\text{Sb}$  avec des demi-vie prévues de la fraction d'une seconde,  $^{135}\text{Sb}$  ( $T_{1/2} = 1.7s$ ) à  $^{135}\text{Te}$  et  $^{135}\text{Te}$  ( $T_{1/2} = 18.6s$ ) à  $^{135}\text{I}$  (figure (1.5)).

Pour le noyau  $^{134}\text{Te}$ , les niveaux excités ont été identifiés dans la décroissance des isomères de haut spin  $J^\pi = 7^-$  et de bas spin  $J^\pi = 0^-$  du noyau  $^{134}\text{Sb}$  [8]. Ces états excités de bas spin ont été peuplés par la décroissance  $\beta$  du noyau  $^{134}\text{Sn}$ , tandis que les états excités de haut spin ont été peuplés par la décroissance  $\beta n$  [2]

## Evolution des noyaux dans la région $^{132}\text{Sn}$

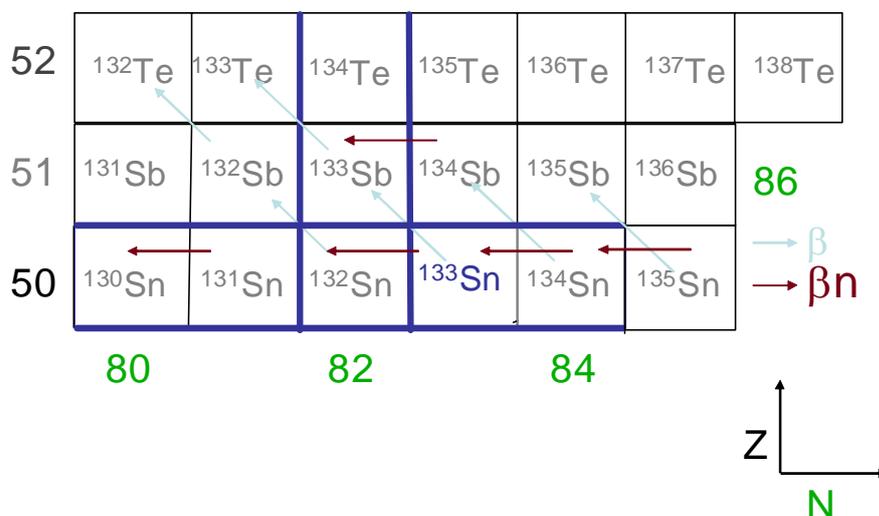


Figure (1.5) : Evolution des noyaux dans la région de l'étain

### Expériences sur les isotopes de Sn déficités en neutron

Les changements systématiques des structures des états de bas spin en-dessous de  $2.0\text{MeV}$  des nuclides impairs du noyau Sb de  $^{101}\text{Sb}$  à  $^{135}\text{Sb}$  fournissent des informations importantes concernant le décalage de monopole de l'état simple proton  $g_{7/2}$  entre  $N = 50$  aux couches fermées par  $N = 82$  et là-bas. Les niveaux en-dessous de  $2.0\text{MeV}$  résultent du couplage de phonons  $2^+$  du noyau de Sn pour choisir la particule  $g_{7/2}$  et les états  $d_{5/2}$  et la présence ou l'absence de la dégénérescence avec la position du niveau du noyau  $2^+$  est une indication de l'ampleur du mélange de configuration. [9]

### 1.4.3 Intérêt en structure nucléaire

La région  $^{132}\text{Sn}$  est une région des nombreux isotopes qui constituent une région de masse importante présentant beaucoup d'intérêts pour expliquer les phénomènes les plus intéressants tels que la double magie de couches, les états isomériques, les hauts spins des bandes rotationnelles correspondant aux noyaux ayant un nombre de protons très élevé dépassant le nombre magique 50 et une configuration  $J^\pi$  identique observée dans des états n'ayant pas la même valeur d'énergie. Dans cette région, l'identification de l'énergie d'une seule particule

permet de mettre une base propre pour les calculs dans le modèle en couches. Ainsi, l'augmentation du nombre de particules de valence de protons et/ou de neutrons ramolli le fondamental du noyau de coeur  $^{132}\text{Sn}$  et de ce fait la présence des effets collectifs dans le spectre d'excitation. Cette région est aussi très importante, car elle contient un coeur inerte doublement magique  $^{132}\text{Sn}$  située à la limite de la stabilité. Ce dernier est pris comme référence dans les calculs des niveaux d'énergie des noyaux situés dans son voisinage. Ces niveaux sont très élevés par rapport à ceux des noyaux qui l'environnent. Leur étude fournit une excellente occasion pour l'application des harmoniques sphériques dans la troncature de l'espace du modèle en couches et aussi pour tester l'hamiltonien nucléaire avec une interaction effective valable [11].

La région  $^{132}\text{Sn}$  constituée par quelques nucléons de valence (un à deux nucléons) a été réveillée par la découverte des premières bandes interdites très rapides de la décroissance  $\beta$  de  $^{133}\text{Sn}$ ,  $^{134}\text{Sn}$  et  $^{134}\text{Sb}$ . Ces décroissances offrent une occasion pour étendre les études connues dans la région du  $^{208}\text{Pb}$  vers les régions doublement magiques plus basses nouvellement exploitées [12].

Ces dernières années, il y a eu des améliorations significatives dans la connaissance expérimentale des noyaux riches en neutrons avec peu de particules ou de trous en dehors du noyau doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ . Ces noyaux sont d'intérêt spécial puisqu'ils fournissent des informations directes au sujet des charges effectives, de l'interaction effective nucléon-nucléon, et des énergies de particule ou de trou. A cet effet, les systèmes les plus appropriés sont ceux qui ont ou qui manquent tout au plus de deux nucléons tels  $^{134}\text{Sn}$  et  $^{132}\text{Sn}$ . [13]. On peut aussi voir l'intérêt de la région de  $^{132}\text{Sn}$  dans la structure nucléaire par la comparaison de structure des niveaux des noyaux de  $Z/N \geq 1.6$  (noyaux lourds) avec la structure des niveaux des noyaux de  $Z/N \approx 1$  (noyaux légers). Cette comparaison fournit une occasion de développer une approche rassemblant la structure nucléaire avec une puissance prédictive au delà des noyaux non couramment accessibles pour l'étude [1].

## 1.5 Astrophysique

On sait que les étoiles sont les sites de principaux de production d'éléments chimiques se tournant dans la nature. En accord, avec le modèle du Big-bang, seuls les éléments H,  $^3\text{He}$  et  $^7\text{Li}$  étaient initialement créés, les autres éléments sont le résultat de l'évolution stel-

laire. Cet environnement astrophysique invoque des conditions de température et de densité non accessible dans les expériences de laboratoire. La description des différents processus nucléaires exigent des estimations théoriques. Les calculs de modèles en couches sont capable de reproduire de manière satisfaisante beaucoup de résultats expérimentaux et il serait alors possible d'obtenir des prédictions pour des noyaux dans des conditions non encore accessibles expérimentalements.

### 1.5.1 Processus nucléaires

Fowler fut l'un des pionniers en astrophysique nucléaire à montrer le lien important entre l'existence des nombres magiques et l'observation des pics d'abondances des éléments dans l'Univers. Il établit un pont entre le monde microscopique nucléaire et le monde macroscopique astronomique. Il devrait alors clair que des conditions plus ou moins explosives ont été à l'origine de la production de certains éléments (processus s et r).

Lors de conditions stellaires explosives, la nucléosynthèse des éléments transite par des noyaux très différents de ceux qui existent sur terre à l'état stable à cause des températures et densités de neutrons extrêmes.

Les éléments observés sur terre ou lors d'observations astronomiques sont issus des chaudrons cosmiques que sont les étoiles (types supernovae). Ainsi l'un des buts de l'astrophysicien nucléaire est de retracer les voies empruntées par la nature pour synthétiser les éléments.

L'étude de la structure nucléaire de noyaux exotiques permet en partie de mieux appréhender ce qui déroule dans les étoiles en phase explosive, à savoir quelles réactions nucléaires ont lieu, leur vitesse, l'énergie produite, quels sont les noyaux géniteurs des noyaux stables, et en quelle proportion le sont-ils? Ces questions ne peuvent être résolues qu'avec l'intégration des connaissances issues de plusieurs disciplines dont la physique nucléaire de noyaux exotiques très riches ou très déficients en neutrons occupe une place importante dans cette quête de la compréhension des abondances des éléments dans l'Univers.

Tous les scénarios des processus astrophysiques permettant de comprendre l'évolution stellaire sont résumés ci-dessous.

## Processus-s et r

Ces deux processus ont été identifiés en 1957. Sous des conditions de température et de densité importantes, une suite de capture de neutrons (rapide pour r et lente pour s) peut d'amorcer à partir de noyaux stables jusqu'au moment où le temps moyen  $\tau_m$  nécessaire pour capture un neutron devient plus long que celui de la décroissance  $\beta : \tau_\beta$ .

Un point de branchement a alors lieu, devient temporairement la nucléosynthèse vers un élément de  $Z$  plus élevé, et donc vers la vallée de stabilité. Le noyau fils va à son tour capturer un ou des neutrons selon la durée de l'explosion et la compétition avec la décroissance  $\beta$ . Si ces captures de neutrons ont lieu très loin de la vallée de stabilité, les noyaux sont parfois émetteurs  $\beta n$

La figure (1.6) [14] montre tous les chemins des processus -r et -s conduisant aux isotopes stables dans la charte des nuclides.

Le processus -s procède en zigzag à travers la plus part des isotopes stables se terminant au noyau  $^{209}\text{Bi}$  dernier noyau stable de la charte.

Le processus -r n'a pas cette restriction et peut aller jusqu'à la fission dont la durée de vie est plus courte que le temps de capture du processus -r. A cet endroit, il est possible de produire des noyaux super lourds.

Près des nombre magiques, les temps de décroissance  $\beta$  ( $\tau_\beta$ ) devient plus court qu'un neutron additionnel se transforme en un proton dans un temps petit comparé au temps de capture du processus -r ( $\tau_r$ ).

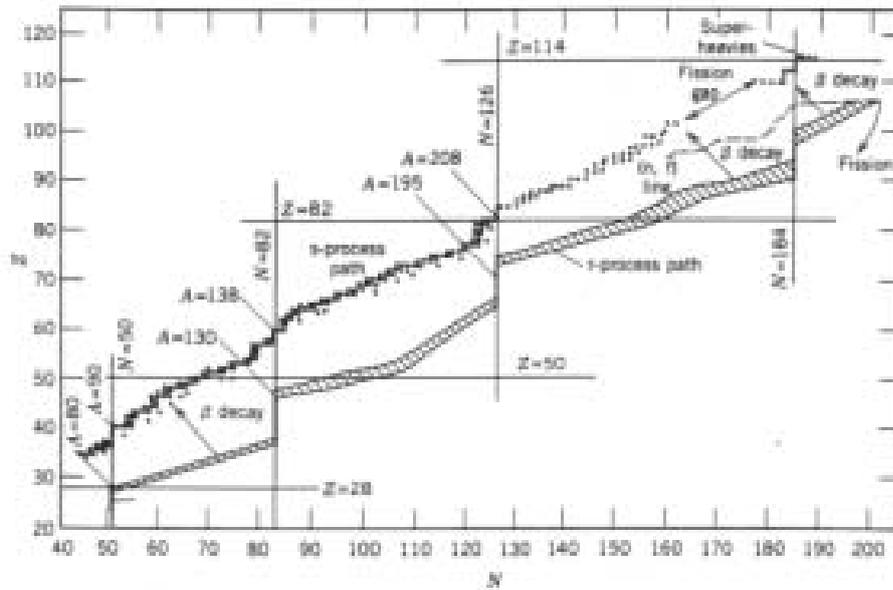


Figure (1.6) : Chemins des processus -r et -s.

Ces transformations apparaissent dans les lignes verticales du chemin du processus -r à  $N = 50, 82$  et  $126$ . Comme ces noyaux se désexcitent ensuite par  $\beta$  vers les isobares stables, une légère sur abondance de noyaux stables se produits. Ceci a lieu près des nombres de masse  $A = 80, 130$  et  $195$  (figure (1.7))

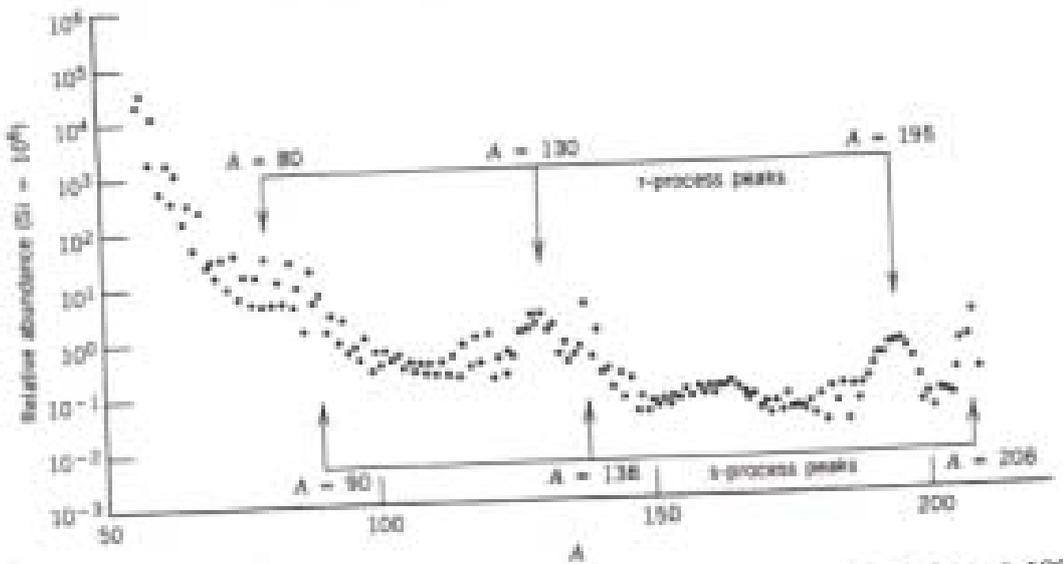


Figure (1.7) : Pics d'abondance dans les isobares de masse  $A=80, 130$  et  $195$ .

## Processus-p et rp

Ces deux processus consistent en la capture de proton sous certaines conditions de densité et de température.

Le processus -rp (capture rapide de proton) prend le relais du cycle CNO de combustion de l'hydrogène dans lequel entrent en jeu de nombreux noyaux radioactifs. Il permet de synthétiser les isotopes riches en protons jusqu'à la masse 100. Son chemin est précisé depuis les noyaux de cuivre jusqu'à ceux du strontium

### 1.5.2 Intérêt de la région en astrophysique

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

Leurs études visent à acquérir de nouvelles données sur les propriétés de décroissance des isotopes de Sn au-delà du noyau doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ , qui sont d'un grand intérêt pour la modélisation du processus r [7], et la compréhension des abondances des éléments dans l'Univers.

Sous les conditions hippiques du processus -r ( $n_n \sim 10^{23} n/cm^3$  et  $T_9 = 1.35$ ) les noyaux Sn pairs seraient les noyaux du point de branchement classique juste au-dessus de sommet de la masse  $A = 130$  correspondant à l'abondance du système solaire. Les isotopes Sn impairs (à faibles valeurs d'énergie de séparation neutron) constituent une faibles progéniture pour l'abondance, car ils peuvent soit se désintégrer en isotopes pair-pair (en  $A - 1$ ), ou soit capture un neutron pour devenir des noyaux Sn pair-pair (en  $A + 1$ ) [1].

Comme exemple, la figure (1.8) montre une partie de la charte des nuclides, illustrant les chemins des processus -r et -s. Certains noyaux sont accessibles par les deux processus; en essayant de tenir compte des abondances de ces isotopes, nous devons être capables de séparer les deux contributions. Or, il y a un gap dans une séquence isotopique de noyaux stables (comme entre  $^{120}\text{Sn}$  et  $^{122}\text{Sn}$ , ou  $^{121}\text{Sb}$  et  $^{123}\text{Sn}$ ). Le processus -s ne peut se produire tout le long de la séquence et doit procéder après la décroissance  $\beta$  au nombre atomique suivant. Ainsi  $^{122}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Sn}$  doivent se produire seulement dans le processus -r. Leurs abondances sont légèrement égales à 4.5 et 5.6% et sont beaucoup plus faibles que celle de  $^{120}\text{Sn}$  de 32.4%. Cette dernière

est estimée à 5% du processus  $-r$  et 27% du processus  $-s$ . D'autre part, les décroissances  $\beta$  aux masses 122, 123 et 124 à partir des noyaux du processus  $-r$  se terminent aux noyaux stables  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{123}\text{Sb}$  et  $^{124}\text{Sn}$  et ne sont pas capables d'atteindre les isotopes  $^{122,123,124}\text{Te}$  qui sont protégés du processus- s [14].

Un autre exemple, plus récent [1] est celui des isotopes  $^{136}\text{Sn}$  et  $^{138}\text{Sn}$  qui seraient les " isotopes pair-pair des point de branchement du processus  $-r$  classique" portant les principales abondances (entre 35% et 90%) dans la chaîne isotopique Sn [1].

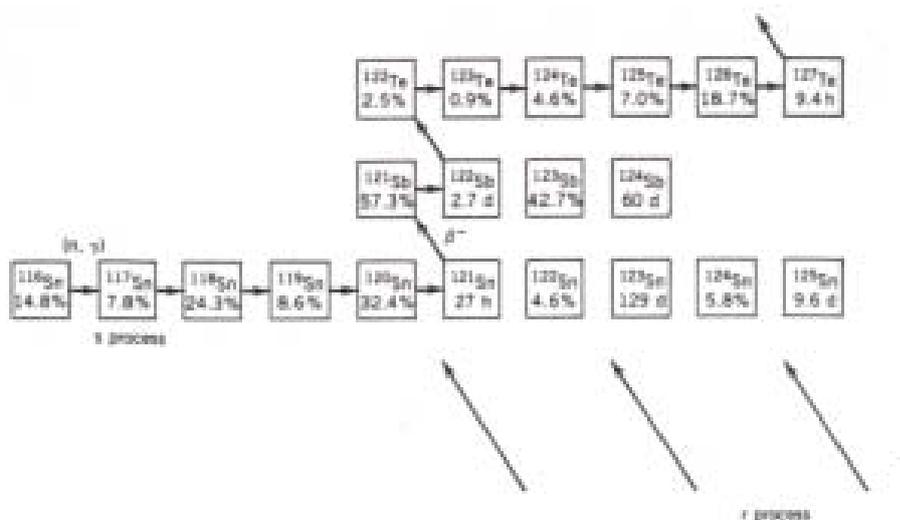


Figure (1.8) : Chemins des processus -r et -s menant aux isotopes de Sn, Sb et Te.

# Chapitre 2

## MODELE EN COUCHES

## NUCLEAIRE ET INTERACTIONS

## EFFECTIVES

### 2.1 Modèle en couches nucléaire

#### 2.1.1 Introduction

Pour décrire le noyau, prédire ses propriétés, on fait appel à plusieurs modèles. Certains décrivent les aspects dynamiques (vibration, rotation du noyau en présence du champ extérieur créée par une cible), d'autres fournissent une vision complète de la structure du noyau. Les modèles utilisés sont plus ou moins élaborés : certains partent d'interactions microscopiques, d'autres sont phénoménologiques et ont juste pour but de fournir une interprétation simple.

Parmi les différents modèles développés, le modèle en couches est le modèle le plus fructueux, qui permet d'expliquer l'origine des états excités, la distribution de la densité des nucléons à l'intérieur du noyau, et la forme du noyau à partir de la mesure directe de ses moments multipolaires. Le modèle en couches fournit aussi un travail fondamental pour la description de structure des noyaux doublement magiques et leurs voisins [15]. Il a été développé pour les études systématiques des propriétés fondamentales, à titre d'exemple : les moments électromagnétiques, les probabilités de transitions, le taux de radioactivité et d'autres phénomènes complexes comme la violation de la parité.

Dans le modèle en couches le plus simple, on choisit un coeur inerte autour duquel un certain nombre de nucléons de valence occupent des couches libres au-dessus de niveau de Fermi. On peut alors diviser le noyau en trois parties (figure (2.1)) :

- *Coeur inerte* : Où les orbites sont forcées d'être toujours pleines.
- *Espace de valence* : Les orbites peuvent être occupées par les nucléons de valence.
- *Espace externe* : Les orbites sont toujours vides.

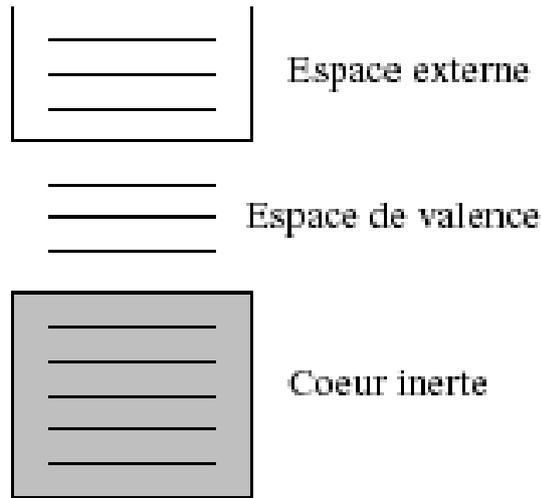


Figure (2.1) : Schéma général de la forme du noyau dans le modèle en couches

Dans le cadre du modèle en couches on peut avoir les noyaux possédants des valeurs particulières en nombre de protons ou en nombre de neutrons, qui sont particulièrement stables. Ces nombres  $Z$  ou (et)  $N = 2, 8, 20, 28, 50,$  et  $126$  sont dits " magiques " ; ces nombres correspondent au remplissage complet des couches. Ainsi, les noyaux stables doublement magiques sont :  ${}^4_2\text{He}_2, {}^{16}_8\text{O}_8, {}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}, {}^{56}_{28}\text{Ni}_{28}, {}^{132}_{50}\text{Sn}_{82}, {}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ .

Les noyaux pair (pair-pair) les énergies d'excitation en fonction de  $N$  ou  $Z$  montrent l'existence de couches et de sous couches pour  $N$  ou  $Z$  magique. Les noyaux magiques étant plus fortement liés donc demandent plus d'énergie pour être excités que les noyaux non magiques. L'effet des nombres magiques s'étend aussi aux états excités, en d'autre façon, l'espacement entre les niveaux est plus grand pour les noyaux magiques que pour les autres noyaux ayant des énergies d'excitation comparables. Enfait les énergies des premiers états excités des noyaux magiques sont élevés et leurs probabilités d'excitation faibles. L'effet est encore plus flagrant pour les noyaux doublement magiques [16].

Les énergies de ces états augmentent fortement au voisinage des nombres magiques. Dans les noyaux aux couches fermées, ces excitation impliquent la promotion de nucléons de couches pleines vers des orbitales supérieures très éloignées. Tandis que, dans les couches ouvertes, les états  $2^+$  correspondent à des réarrangement de nucléons au sein de couches quasiment dégénérées.

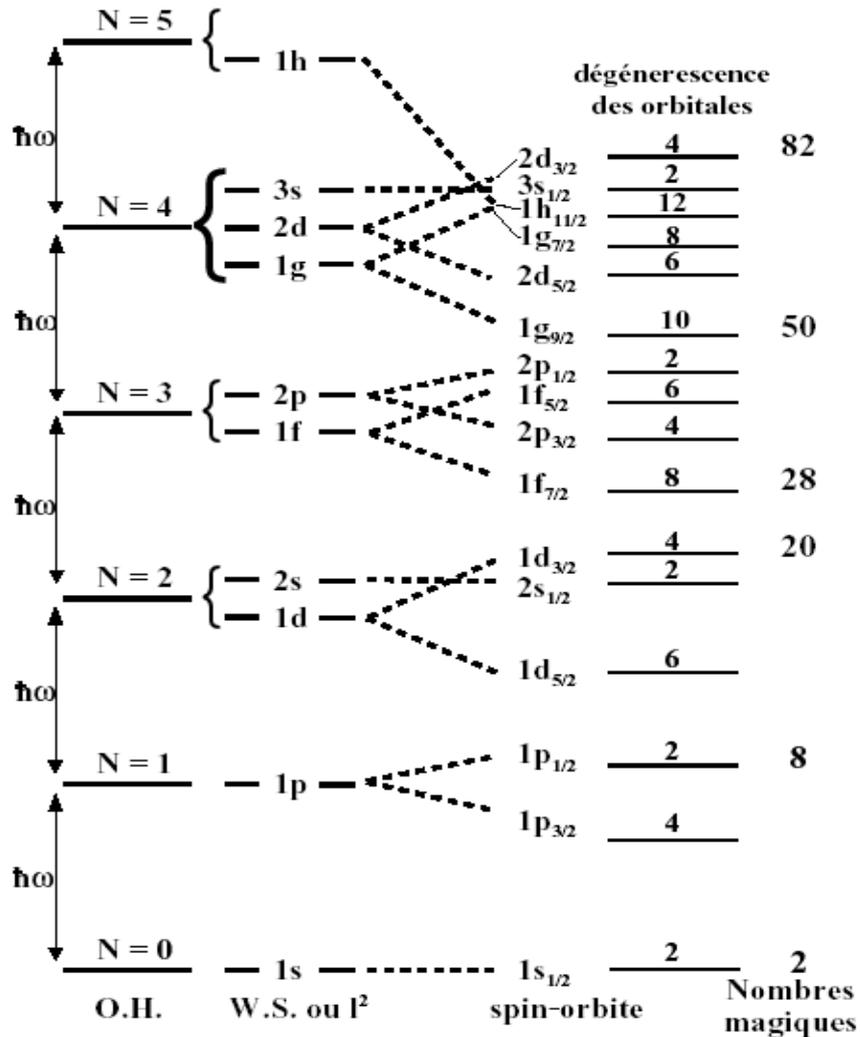


Figure (2.2) : Modèle en couches pour les potentiels W-S et OH.

### 2.1.2 Modèle en Couches à Particule Indépendante

Les états du noyau obeissent à l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi = E\Psi \tag{2.1}$$

où  $H$  est l'hamiltonien,  $\Psi$  est la fonction d'ondes et  $E$  est l'énergie.

Pour un noyau de  $A$  nucléons en interaction ( $A$  corps), l'approche du problème suppose qu'il existe un potentiel moyen dans le noyau décrit par :

$$H = \sum_{\alpha=1}^A T_{\alpha} + \sum_{\beta < \alpha}^A V_{\alpha\beta} \quad (2.2)$$

où  $T_{\alpha}$  est l'énergie cinétique d'un nucléon et  $V_{\alpha\beta}$  l'interaction nucléon-nucléon qui est composée d'une partie nucléaire et d'une partie coulombienne. Dans cette décomposition, les termes directs d'interaction à plus de deux corps sont ignorés.

Les hypothèses suivantes sont considérées :

- Noyau sphérique et froids ( $T = 0^{\circ}K$ )
- Modèle statique et approximation du champ moyen.
- Nucléons non relativistes,  $T_{moy} \sim 23MeV \ll M_p c^2$ .

De plus les nucléons sont des fermions, alors ils obéissent au principe de Pauli. La fonction d'onde globale doit être antisymétrique par rapport à l'échange de deux nucléons de même nature.

Soit un nucléon de masse  $m$  soumis au potentiel central  $V(r)$  :

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \quad (2.3)$$

L'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (2.4)$$

En coordonnées sphériques on a :

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi(r, \theta, \varphi) \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{L^2}{r^2} \quad (2.6)$$

$$L^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (2.7)$$

$L^2$  : Opérateur de Legendre dépend de  $\theta$  et  $\varphi$ .

Ce qui conduit à :

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{L^2}{2mr^2} + V(r) \right] \Psi(r, \theta, \varphi) = E\Psi(r, \theta, \varphi) \quad (2.8)$$

Etant donné que les variables  $r$  et  $(\theta, \varphi)$  sont indépendants, on peut alors écrire la fonction d'onde comme :

$$\Psi(\vec{r}) = R(r)F(\theta, \varphi) \quad (2.9)$$

et l'équation (2.9) devient :

$$F(\theta, \varphi) \left[ \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} + (E - V(r)) \right] R(r) = \frac{R(r)}{r^2} L^2 F(\theta, \varphi) \quad (2.10)$$

ou bien :

$$\frac{\left[ \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} + (E - V(r)) \right] R(r)}{\frac{R(r)}{r^2}} = \frac{L^2 F(\theta, \varphi)}{F(\theta, \varphi)} = k^2 \quad (2.11)$$

où :  $k^2$  constante indépendante des coordonnées.

A partir de l'équation (2.11), on peut extraire deux équations :

$$L^2 F(\theta, \varphi) = k^2 F(\theta, \varphi) \quad (2.12)$$

$$\left[ \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) - \frac{L^2}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \right] R(r) = \frac{R(r)}{r^2} \quad (2.13)$$

On montre que l'équation (2.12) admet des solutions régulières uniformes pour  $0 \leq \theta \leq \pi$ . Ces solutions  $F(\theta, \varphi)$  correspondent aux harmoniques sphériques  $Y_l^m(\theta, \varphi)$  avec  $l \geq |m|$ ,  $k^2 = l(l+1)$  et  $l$  entier  $\geq 0$ .

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\exp(im_\varphi)}{\sqrt{2\pi}} \theta_l^m(\theta) = Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (2.14)$$

L'équation (2.13) donne la fonction radiale dépendant de  $n$  et  $l$  :

$$\left[ \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \right] R(r) = 0 \quad (2.15)$$

Les solutions de  $R(r)$  sont aussi régulières uniformes " $R_{nl}(r)$ ".

On peut poser  $R_{nl}(r)$  égale à :

$$R_{nl}(r) = \frac{U_{nl}(r)}{r} \quad (2.16)$$

Par la substitution dans l'équation (2.15) on obtient une équation appelée l'équation radiale :

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E_{nl} - V(r)) \right] U_{nl}(r) = 0 \quad (2.17)$$

Pour le modèle en couches, la forme du potentiel réaliste pour une particule individuelle est le potentiel de Wood-Saxon. Ce potentiel modélise la forme aplatie du fond du puits et aussi reproduit au mieux la forme du noyau. Il s'exprime par la relation suivante :

$$V(r) = -V_0 \{1 + \exp((r - R)/0.228a)\}^{-1} \quad (2.18)$$

Les nucléons au centre du noyau ne sont soumis en première approximation à aucune force c'est à dire le potentiel augmente à la surface du noyau puis s'annule rapidement.

Les valeurs typiques pour les paramètres : profondeur du puits  $V_0 \sim 50MeV$ , rayon du noyau  $R = r_0 A^{1/3}$  avec  $r_0 = 1.2fm$  et le paramètre de diffusivité qui caractérise l'étendue de la surface nucléaire  $a \sim 0.7fm$ .

Le potentiel de Wood-Saxon, lève la dégénérescence en  $l$  ; les états de plus grande valeur de  $l$  étant plus liés, ils sont plus bas en énergie. La résolution de l'équation de Schrödinger avec ce potentiel ne peut donner des solutions analytiques qui déterminent les fonctions propres et les valeurs propres.

On a aussi utiliser le potentiel d'oscillateur harmonique :

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 - V_0 + \frac{1}{2} m \omega^2 \vec{r}^2 \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (2.19)$$

L'avantage de l'oscillateur harmonique est que l'équation de Schrödinger est alors séparable en une partie radiale et une partie angulaire. Les fonctions d'onde propres sont le produit d'une fonction radiale  $R_{nl}(r)$  et des harmoniques sphériques  $Y_{ml}(\theta, \varphi)$ . Les valeurs propres des énergies des états sont données par :

$$E_{nl} = \left( 2n + l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega = \left( N + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega \quad (2.20)$$

Et l'équation radiale (2.17) devient :

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + V_0 - \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \right) \right] U_{nl}(r) = 0 \quad (2.21)$$

on sait que :

$$R_{nl}(r) = \frac{U_{nl}(r)}{r} = N_{nl} r^l \exp(-r^2/2b^2) L_{n-1}^{l+\frac{1}{2}}(r^2/b^2) \quad (2.22)$$

avec :

$N_{nl}$  : constante de normalisation.

$b^2 = \hbar/m\omega \simeq 41.5/\hbar\omega$

$L_{n-1}^{l+\frac{1}{2}}(r^2/b^2)$  : Polynôme de Laguerre de  $n-1$  degré en  $r$ .

$$L_{n-1}^{l+\frac{1}{2}}(x) = \sum_{k=0}^{n-1} (-1)^k \frac{(n+l-1)!}{k!(k+n-1)!(k+l+1/2)!} x^k \quad (2.23)$$

ayant la propriété suivante :

$$\int_0^{+\infty} x^{l+1} e^{-x} L_{n'-1}^{l+\frac{1}{2}}(x) L_{n-1}^{l+\frac{1}{2}}(x) dx = \delta_{n'-1, n-1} \frac{\Gamma(n+1+l+1/2)^3}{(n-1)!} \quad (2.24)$$

où  $x = r^2/b^2$

La détermination de  $N_{nl}$  dans l'intégrale de normalisation :

$$N_{nl}^2 \int_0^{+\infty} r^{l+1/2} \exp(r^2/2b^2) \left[ L_{n-1}^{l+\frac{1}{2}}(r^2/b^2) \right]^2 dr = 1 \quad (2.25)$$

$$N_{nl} = \left( 2(1/b^2)^{l+3/2} \frac{(n-1)!}{\Gamma(n+l+1/2)^3} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

Enfin, la fonction radiale  $R_{nl}(r)$  est un polynôme de degré en  $r$ . et par conséquent on trouve que  $N = 2(n-1) + l$  Chaque niveau est dégénéré en  $l$  avec :  $l = N, N-1, N-2, \dots$  et  $\Psi(-\vec{r}) = (-1)^N \Psi(\vec{r})$  donc la parité est  $\pi = (-1)^N$

Pour enlever le degré de dégénérescence en  $l$  il faut introduire les termes de correction suivante :

- L'effet de bord donné par :  $-Dl^2$
- L'effet de couplage spin-orbite avec :  $-C \vec{l} \cdot \vec{s}$  :

$$C = f(r) = \frac{\lambda dV}{r dr}, \lambda = 0.5 fm^2 \quad (2.27)$$

Donc l'équation de Schrödinger (2.4) devient :

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) - Dl^2 - C \vec{l} \cdot \vec{s} \right] \Psi_{nljm}(\vec{r}) = E \Psi_{nljm}(\vec{r}) \quad (2.28)$$

## 2.2 Intégrale de la Fonction d'Onde

Dans le modèle en couches et pour le potentiel d'oscillateur harmonique, on peut écrire la fonction d'onde sous forme une ket  $|jm\rangle$  en introduisant une fonction de spin :

$$|jm\rangle = R_{nl}(r) \{Y_l(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{jm} \quad (2.29)$$

Pour notre travail, on a étudié l'intégrale du produit  $r^L \cdot Y_{L\mu}$  comme suit :

$$\begin{aligned} \langle f; j_f m_f | r^L Y_{L\mu} | i; j_i m_i \rangle &= \int_0^{+\infty} R_{n_f l_f}^*(r) r^L R_{n_i l_i}(r) r^2 dr \\ &\quad \left\langle \{Y_{l_f}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_f m_f} | Y_{L\mu}(\theta, \varphi) | \{Y_{l_i}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_i m_i} \right\rangle \end{aligned} \quad (2.30)$$

### 2.2.1 Intégrale de la Partie Angulaire

En utilisant le théorème de Wigner-Ecart, on a :

$$\begin{aligned} &\left\langle \{Y_{l_f}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_f m_f} | Y_{LM}(\theta, \varphi) | \{Y_{l_i}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_i m_i} \right\rangle \\ &= \begin{pmatrix} j_f & L & j_i \\ m_f & \mu & m_i \end{pmatrix} \left\langle \{Y_{l_f}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_f} \| Y_L(\theta, \varphi) \| \{Y_{l_i}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_i} \right\rangle \end{aligned} \quad (2.31)$$

avec :

$$\begin{aligned} &\left\langle \{Y_{l_f}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_f} \| Y_L(\theta, \varphi) \| \{Y_{l_i}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_i} \right\rangle \\ &= \sqrt{\frac{(2j_f + 1)(2j_i + 1)(2l_f + 1)(2l_i + 1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} l_f & L & l_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} l_f & j_f & 1/2 \\ j_i & l_i & L \end{matrix} \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

encore :

$$\begin{aligned} &\left\langle \{Y_{l_f}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_f} \| Y_L(\theta, \varphi) \| \{Y_{l_i}(\theta, \varphi) \times \chi_{1/2}\}_{j_i} \right\rangle \\ &= (-1)^{l_f+1/2} \sqrt{\frac{(2j_f + 1)(2j_i + 1)(2L + 1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} j_f & j_i & L \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \\ &\quad \frac{1}{2} \left( 1 + (-1)^{l_f+l_i+L} \right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

## 2.2.2 Intégrale de la Partie Radiale

$$\begin{aligned}
\langle r^L \rangle &= \int_0^{+\infty} R_{n_f l_f}^*(r) r^L R_{n_i l_i}(r) r^2 dr \\
&= \int_0^{+\infty} U_{n_f l_f}^*(r) r^L U_{n_i l_i}(r) r dr
\end{aligned} \tag{2.33}$$

comme :

$$U_{nl}(r) = \left( 2(1/b^2)^{l+3/2} \frac{(n-1)!}{\Gamma(n+l+1/2)^3} \right)^{1/2} r^{l+1} \exp(-r^2/2b^2) L_{n-1}^{l+\frac{1}{2}}(r^2/b^2)$$

si on pose :  $r^2/b^2 = x$  alors  $dr = (b/2\sqrt{x}) dx$

$$\begin{aligned}
\langle r^L \rangle &= b^L \left[ \frac{(n_i-1)!(n_f-1)!}{\Gamma(n_i+l_i+1/2)^3 \Gamma(n_f+l_f+1/2)^3} \right]^{1/2} \\
&\quad \int_0^{+\infty} x^{(l_f+l_i+L+1)/2} \exp(-x) L_{n_i-1}^{l_i+\frac{1}{2}}(x) L_{n_f-1}^{l_f+\frac{1}{2}}(x) dx \\
&= b^L \left[ \frac{\Gamma(n_i+1)\Gamma(n_f+1)}{\Gamma(n_i+l_i+3/2)\Gamma(n_f+l_f+3/2)} \right]^{1/2} \\
&\quad \left[ \frac{(n_i+l_i+1/2)(n_f+l_f+1/2)}{n_i n_f} \right]^{1/2} \\
&\quad \int_0^{+\infty} x^{\frac{l_i+l_f+L+1}{2}} \exp(-x) L_{n_i-1}^{l_i+\frac{1}{2}}(x) L_{n_f-1}^{l_f+\frac{1}{2}}(x) dx \\
&= b^L \left[ \frac{\Gamma(n_i+1)\Gamma(n_f+1)}{\Gamma(n_i+l_i+3/2)\Gamma(n_f+l_f+3/2)} \right]^{1/2} \\
&\quad \left[ \frac{(n_i+l_i+1/2)(n_f+l_f+1/2)}{n_i n_f} \right]^{1/2} \\
&\quad \frac{\sum_{q_i=0}^{n_i-1} \sum_{q_f=0}^{n_f-1} (-1)^{q_i+q_f} \Gamma\left(\left(\frac{l_i+l_f+L+1}{2}\right) + q_i + q_f + 1\right)}{1} \\
&\quad \frac{1}{q_i! q_f! (q_i+n_i-1)! (q_f+n_f-1)! (q_i+l_i+1/2)! (q_f+l_f+1/2)!}
\end{aligned}$$

Si on fait le changement suivant :

$$\tau_i = \frac{1}{2}(l_f - l_i + L)$$

$$\tau_f = \frac{1}{2}(l_i - l_f + L)$$

$$t = \frac{1}{2}(l_i + l_f + L + 1)$$

$$\begin{aligned}
\langle r^L \rangle &= b^L \left[ \frac{\Gamma(n_i + 1) \Gamma(n_f + 1)}{\Gamma(n_i + 1 + t - \tau_i) \Gamma(n_f + 1 + t - \tau_f)} \right]^{1/2} \\
&\quad \left[ \frac{(n_i + l_i + 1/2)(n_f + l_f + 1/2)}{n_i n_f} \right]^{1/2} \sum_{q_i=0}^{n_i-1} \sum_{q_f=0}^{n_f-1} (-1)^{q_i+q_f} \Gamma(t + q_i + q_f + 1) \\
&\quad \frac{1}{q_i! q_f! (q_i + n_i - 1)! (q_f + n_f - 1)! (q_i + l_i + 1/2)! (q_f + l_f + 1/2)!} \\
&= b^L \left[ \frac{\Gamma(n_i + 1) \Gamma(n_f + 1)}{\Gamma(n_i + 1 + t - \tau_i) \Gamma(n_f + 1 + t - \tau_f)} \right]^{1/2} \tau_i! \tau_f! \\
&\quad \sum_{\sigma} \frac{\Gamma(t + \sigma + 1)}{\sigma! (n_i - \sigma)! (n_f - \sigma)! (\sigma + \tau_i - n_i)! (\sigma + \tau_f - n_f)!} \tag{2.34}
\end{aligned}$$

la sommation sur  $\sigma$  est bornée par condition :

$$\left\{ \begin{array}{c} n_i - \tau_i \\ n_f - \tau_f \end{array} \right\} \leq \sigma \leq \left\{ \begin{array}{c} n_i \\ n_f \end{array} \right\} \tag{2.35}$$

Donc, on peut écrire la partie radiale suivant la relation ci-dessous :

$$\langle r^L \rangle = b^L \langle r^L \rangle_{b=1fm} \tag{2.36}$$

## 2.3 Espace Modèle

Dans la théorie de perturbation il est commode de réduire l'espace de Hilbert à plusieurs degrés au sous espace dit espace modèle. Tout calcul du modèle en couches nécessite la détermination d'un espace modèle, cet espace est constitué par les orbitales de valences. Leur remplissage sera déterminé par l'interaction résiduelle.

Par exemple :

- Les orbitales ( $1p_{3/2}, 1p_{1/2}$ ) de l'espace modèle  $p$ , décrivent les noyaux avec :  $2 < N, Z \leq 8$ .
- Les orbitales ( $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ ) de l'espace modèle  $sd$ , décrivent le comportement des noyaux avec :  $8 < N, Z < 20$ .
- Les orbitales ( $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1f_{5/2}$ ) de l'espace modèle  $pf$ , décrivent les noyaux avec :  $20 < N, Z < 40$ .
- Les orbitales ( $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$ ) pour les noyaux de  $50 < N, Z < 82$ .
- Les orbitales ( $1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}, 1i_{13/2}$ ) pour les noyaux de  $82 < N, Z < 126$

Généralement, le meilleur résultat est obtenu quand l'espace modèle est aussi grand que possible. Cependant dans certains cas l'hamiltonien effective peut être plus précis dans un espace modèle plus petit [17].

Mais il existe d'autres phénomènes complexes "la violation de la parité" où il faut faire une troncation de cet espace. Dans ce cas, plusieurs méthodes de troncation de l'espace modèle sont utilisées. La plus évidente est d'imposer des restrictions sur les configurations par le choix de certaines distributions des particules.

Il existe deux types d'espace modèle qui sont : l'espace modèle vertical et l'espace modèle horizontal. Un exemple simple de l'espace vertical serait l'espace où les orbitales des couches  $p$  aurait un trou et les couches  $sd$  une particule. Ceci donnerait le spectre  $1p-1h$  (TDA) pour le noyau  ${}^{16}_9\text{O}_7$ . L'exemple de l'espace horizontal serait l'ensemble complet de configurations pour  $n$  particules dans la couche  $sd$ .

Ainsi, les espaces modèles verticaux incluent des énergies d'excitation plus élevées en termes de degrés de liberté de particule-trou dans un grand nombre d'orbitales; tandis que les troncations horizontales font ceci en incluant beaucoup de degrés de liberté de particule-trou dans un petit ensemble d'orbitales. Naturellement, il est possible d'avoir un mélange de tous les deux.

Des résonances géantes sont naturellement décrites en termes de troncations verticales, et la déformation exige une troncation horizontale [17].

En plus, pour la simulation on trouve que les types d'espaces modèles sont utilisés dans les codes. Par exemple le code OXBASH est spécialisé pour la troncation verticale (TDA ou RPA), et les méthodes de Monté Carlo peuvent être seulement utilisées pour la troncation horizontale.

## 2.4 Méthodes d'approximations

Il existe plusieurs méthodes de simulation du champ moyen.

### 2.4.1 Méthde de Hartree-Fock (HF)

La définition de la théorie de Hartree-Fock est venue de la méthode variationnelle dans l'espace des états de particules indépendantes déplaçant dans un champ moyen crée par l'ensemble

de toutes les particules. Cette méthode permet de construire champ moyen nucléaire  $V(r_i)$  dans lequel se déplacent les nucléons. Celui-ci décrit l'interaction des nucléons dans le noyau en partant de l'interaction à deux particules. Cette méthode conduit à des bonnes prédictions quantitatives pour les spectres énergétiques nucléaires.

Il existe plusieurs méthodes pour dériver l'équation de HF, la plus simple, est l'utilisation de principe variationnel avec l'approximation de la matrice de deux corps de la densité, qui s'exprime comme :

$$\rho_{x'y'xy} = \rho_{x'x}\rho_{y'y} - \rho_{x'y}\rho_{y'x} \quad (2.37)$$

Cette équation écrit la matrice de deux corps de la densité par celle d'un corps, alors, l'énergie totale devient une Fonctionnelle de la matrice d'un corps de la densité :

$$\begin{aligned} E_{HF} &= T_{xy}\rho_{yx} + \frac{1}{4}G_{xyx'y'}(\rho_{x'x}\rho_{y'y} - \rho_{x'y}\rho_{y'x}) \\ &= T_{xy}\rho_{yx} + \frac{1}{2}\Gamma_{xx'}\rho_{x'x} \\ &= \frac{1}{2}(T_{xy} + h_{xy})\rho_{yx} \end{aligned} \quad (2.38)$$

avec :  $\Gamma_{xx'}$  est le potentiel de HF qui écrit comme :

$$\Gamma_{xx'} = G_{xyx'y'}\rho_{y'y} \quad (2.39)$$

et  $h_{xy}$  est l'hamiltonien de HF :

$$h_{xy} = T_{xy} + \Gamma_{xy} \quad (2.40)$$

En minimisant l'énergie de HF avec le respect de la matrice d'un corps de la densité, on obtient :

$$h_{xy}\rho_{yz} - \rho_{xy}h_{yz} = 0 \quad (2.41)$$

L'équation (2.41) est l'équation de Hartree-Fock. Elle résolue, en trouvant les orbitales individuelles de HF qui diagonalisent l'hamiltonien de HF.

Le nouveau comprendre de l'approximation de HF n'est pas basé directement sur la méthode variationnelle appliquée aux déterminants de Slater. Certainement, la base de l'approximation pour la matrice de deux corps de la densité (2.37) est résulte exactement pour le

déterminant de Slater, mais l'idée principale de l'approche est l'expression (2.38) qui sont les états où l'énergie de l'état fondamental peut être approximé par la Fonctionnelle de la matrice d'un corps de la densité [18]. L'état fondamental est donc obtenu en minimisant la Fonctionnelle  $F$  par le principe variationnel dans l'espace des déterminant de Slater :

$$F = \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \quad (2.42)$$

On abouti alors à l'équation auto-cohérente de Hartree-Fock :

$$[h, \rho] = 0 \quad (2.43)$$

où :  $\rho$  est l'opérateur densité et  $h = \partial F / \partial \bar{\rho}$  avec  $\bar{\rho}$  est la transposée de  $\rho$ . La solution de l'équation (2.43) permet d'une part d'obtenir le champ moyen optimal et d'autre part les états de particules independantes ainsi que leurs énergies.

La théorie Hartree-Fock ne tient pas compte du fait qu'au sein du noyau, il existe une forte corrélation d'appariement entre deux nucléons identiques de spins opposés. C'est pour quoi dans une seconde étape, on introduit à la place d'une fonction d'onde de particules individuelles, une fonction d'onde de paires indépendantes [19].

Cette méthode d'approximation est donc un formalisme basé sur une approche de type champ moyen totalement microscopique dont le seul ingrédient est une interaction effective dépendant de la densité [20]

## 2.4.2 Méthode de Champ Moyen Relativiste (RMF)

La méthode de champ moyen relativiste RMF (Relativistic Mean Field) est une méthode microscopique décrivant les excitations collectives de petites amplitudes, elle utilise également une interaction effective, mais le hamiltonien est remplacé par un Lagrangian. Cette théorie a suscité une attention particulière, car elle a élucidé beaucoup de phénomènes nucléaires pour des noyaux même loin de la stabilité. Comparé au loin la théorie moyenne non relativiste de champ, RMF peut reproduire les bonnes propriétés nucléaires de coefficient et de saturation d'incompressibilité (coester line) dans la matière nucléaire et donne naturellement le potentiel d'accouplement spin-orbite [21]. Mais pour cette approche il y a de nombreuses approximations qui ne sont pas toutes contrôlées de façon rigoureuses. Pour cela les physiciens ont préféré développer un formalisme un peu différent qui repose sur une paramétrisation des potentiels

nucléaires et qui présente de nombreux avantages (simplicité, fiabilité, liens avec la théorie des groupes de spineurs, etc...). On a pu avec, on peut dire cette approche mettre la lumière, pour la première fois, sur la non univocité du potentiel spin-orbite, et sur l'influence de la masse effective sur les propriétés à un corps des noyaux atomiques.

Le champ moyen relativiste RMF est une alternative de HF Skrym. La description relativiste des systèmes nucléaires emploie une approche théorique de champ (quantum hydrodynamics) où l'interaction des nucléons donne une bonne description des énergies et des rayons de liaison.

## 2.5 Interaction Effective N-N

L'interaction nucléon-nucléon (N-N) est le résultat de la force forte entre les quarks qui les constituent. Pour calculer les différentes propriétés nucléaires des états fondamentaux excités, on doit déterminer les fonctions d'ondes de ces états. Ces fonctions d'ondes peuvent être obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger à plusieurs corps :

$$H\Phi(r_1, r_2, \dots, r_A) = E\Phi(r_1, r_2, \dots, r_A) \quad (2.44)$$

avec  $H$  :

$$H = \sum_{k=1}^A T(k) + \sum_{1=k<1} W(k, l) \quad (2.45)$$

où :  $W(k, l)$  est l'interaction nucléaire entre les deux nucléons  $l$  et  $k$ , et  $T(k)$  est l'énergie cinétique. (figure (2.3))

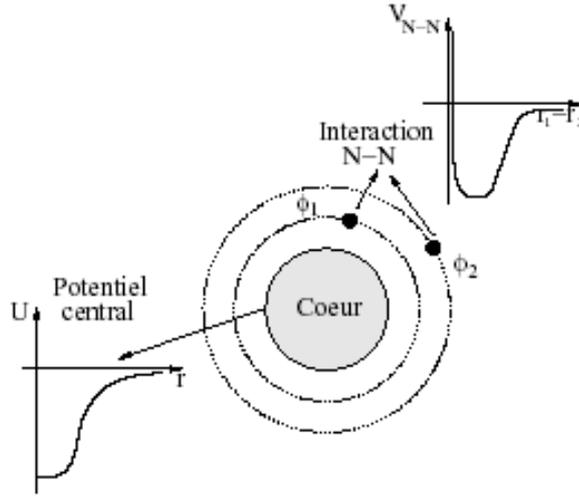


Figure (2.3) : Schéma simple précise l'interaction N-N et le potentiel  $V_{N-N}$ .

Le modèle en couches est basé sur un nucléon individuel libre dans le potentiel central de symétrie sphérique  $U(k)$ , produit par tous les autres nucléons dans le noyau. On peut écrire  $H$  sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 H &= \sum_{k=1}^A [T(k) + U(k)] + \left[ \sum_{1=k < l}^A W(k, l) - \sum_{k=1}^A U(k) \right] \\
 &= H^{(0)} + H^{(1)}
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

$H^{(0)}$  : l'hamiltonien d'une seule particule.

$H^{(1)}$  : l'hamiltonien perturbatif qui décrit l'interaction résiduelle.

Il est usuel d'employer le potentiel de l'oscillateur harmonique comme approximation pour  $U$ .

L'équation de Schrödinger non perturbée correspond à :

$$H^{(0)}\Phi_a^{(0)} = E_a^{(0)}\Phi_a^{(0)} \tag{2.47}$$

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

$$E_a^{(0)} = \sum_{k=1}^A e_a^{(0)} \tag{2.48}$$

Dans le cas d'un noyau constitue par un coeur inerte plus deux nucléons de valence, l'expression de l'hamiltonien sera :

$$H = H_{coeur} + H_{12} \quad (2.49)$$

avec :

$$H_{coeur} = \sum_{k=3}^A [T(k) + U(k)] + \sum_{3=k<l}^A W(k, l) - \sum_{k=3}^A U(k) \quad (2.50)$$

$H_{coeur}$  : contient l'interaction entre les particules du coeur (numéroté  $k = 3 \dots A$ ) leur contribution à l'énergie totale est constante.

$$H_{12} = \sum_{k=1}^2 [T(k) + U(k)] + \sum_{k=1}^2 \sum_{l=3}^A [W(k, l) - W(l, 2)] - \sum_{k=1}^2 U(k) \quad (2.51)$$

$H_{12}$  : décrit la contribution de deux particules de valence.

On peut écrire :

$$H_{12} = H_{12}^{(0)} + H_{12}^{(1)} \quad (2.52)$$

avec :  $H_{12}^{(0)}$  : l'hamiltonien individuel.

et  $H_{12}^{(1)}$  : spécifie l'interaction résiduelle.

$$H_{12}^{(0)} = [T(1) + U(1)] + [T(2) + U(2)] \quad (2.53)$$

$$H_{12}^{(1)} = \left[ \sum_{l=3}^A W(1, l) - U(1) \right] + \left[ \sum_{l=3}^A W(2, l) - U(2) \right] \quad (2.54)$$

Si on prend :

$$U(k) = \sum_{l=3}^A W(k, l) \quad (2.55)$$

avec :  $k = 1, 2$

On trouve que  $U(k)$ , dans l'équation (2.55) avec la sommation  $\left(\sum_{l=3}^A\right)$  sur toutes les particules du coeur, implique que l'état d'une particule est défini en tenant compte du coeur.

Les éléments de matrice qui décrit l'interaction pour  $n$  particules peuvent être exprimés comme une combinaison linéaire des éléments de matrice de deux corps où l'opérateur de

deux corps est de forme  $\sum_{i<j} V(i, j)$ . Alors, dans le cas de deux particules de valence on a [22] :

$$H_{12}^{(1)} = V(1, 2) \quad (2.56)$$

On réécrit l'équation (2.44) comme :

$$H | \Psi_p \rangle = E_p | \Psi_p \rangle \quad (2.57)$$

avec :

$$H = H^{(0)} + H^{(1)} \quad (2.58)$$

Dans de vrais calculs du modèle en couches, les états nucléaires ne sont pas représentés par les purs états du modèle en couches. L'interaction résiduelle contribue fortement à les énergies propres, rendre possible que les nucléons peuvent disperser d'un état dans l'autre. Alors l'état  $| \Psi_p \rangle$  est écrit sous forme d'une combinaison linéaire des états purs de modèle en couches, avec le carré de chaque coefficient  $a_{kp}$  pu être interprété comme probabilité que le noyau est dans l'état  $| \Phi_k^{(0)} \rangle$  [22] :

$$| \Psi_p \rangle = \sum_{k=1}^n a_{kp} | \Phi_k^{(0)} \rangle \quad (2.59)$$

donc :

$$(H^{(0)} + H^{(1)}) \sum_{k=1}^n a_{kp} | \Phi_k^{(0)} \rangle = E_p \sum_{k=1}^n a_{kp} | \Phi_k^{(0)} \rangle \quad (2.60)$$

$$\sum_l \langle \Phi_l^{(0)} | (H^{(0)} + H^{(1)}) \sum_{k=1}^n a_{kp} | \Phi_k^{(0)} \rangle = E_p \sum_l \langle \Phi_l^{(0)} | \sum_{k=1}^n a_{kp} | \Phi_k^{(0)} \rangle \quad (2.61)$$

mais :

$$H^{(0)} | \Phi_k^{(0)} \rangle = \epsilon_k^{(0)} | \Phi_k^{(0)} \rangle \quad (2.62)$$

donc :

$$\sum_{lk} a_{kp} \left( \epsilon_k^{(0)} \langle \Phi_l^{(0)} | \Phi_k^{(0)} \rangle + \langle \Phi_l^{(0)} | H^{(1)} | \Phi_k^{(0)} \rangle \right) = \sum_{lk} E_p a_{kp} \langle \Phi_l^{(0)} | \Phi_k^{(0)} \rangle \quad (2.63)$$

avec :

$$E_p a_{kp} = \sum_l H_{lk} a_{kp} \quad (2.64)$$

$$\langle \Phi_l^{(0)} | \Phi_k^{(0)} \rangle = \delta_{lk} \quad (2.65)$$

donc, l'hamiltonien total et les fonctions d'onde reproduis sous forme de matrice avec les éléments  $H_{lk}$ , de quels les éléments diagonaux résultent à partir de l'hamiltonien non perturbé  $H^{(0)}$ , et l'interaction de deux particules [22].

$$\sum_{lk} a_{kp} \left( \epsilon_k^{(0)} \delta_{lk} + \langle \Phi_l^{(0)} | H^{(1)} | \Phi_k^{(0)} \rangle \right) = \sum_l H_{lk} a_{kp} \quad (2.66)$$

on trouve que :

$$H_{lk} = \epsilon_k^{(0)} \delta_{lk} + \langle \Phi_l^{(0)} | H^{(1)} | \Phi_k^{(0)} \rangle \quad (2.67)$$

où :  $\langle \Phi_l^{(0)} | H^{(1)} | \Phi_k^{(0)} \rangle$  sont les éléments de la matrice effective qui permettent de donner la correction de l'énergie des états de la particule singulière.

Par la troncation de l'espace modèle, l'interaction résiduelle doit être considérée comme une interaction effective, donc, l'interaction effective dépend de l'espace modèle considéré pour trouver les états excités, où l'interaction devient moins intense pour l'espace plus large.

Pour le cas de l'interaction de trois corps, actuellement, on sait que cette interaction peut jouer un rôle non négligeable dans la description du noyau. Par exemple, il a été montré que les déviations observées par rapport à l'expérience pour l'énergie de liaison, la séparation spin\_orbite ou le spectre en énergie, dans les calculs de type Green's Function Monte-Carlo, ou effectué avec le modèle en couches sans coeur, pouvaient être corrigée en grande partie par l'introduction de force à trois corps [23].

### 2.5.1 Eléments de Matrice de Deux Corps (TBME)

Les éléments de matrice de deux corps sont spécifiés dans les termes des éléments de matrice des interactions scalaires :  $\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle$  pour toutes les combinaisons possibles des orbitales  $j_1, j_2, j_3, j_4$  dans l'espace modèle, où  $J$  est le moment total de deux particules. Si l'isospin est conservé, alors les éléments de matrice de deux corps (TBME) sont définies par leurs valeurs

de  $T$  (0 ou 1), et si l'isospin est non conservé alors il existe trois ensembles de TBME : pour les combinaisons pppp, mnnn, pnpn.

Dans les calculs de ces éléments de matrice, le potentiel d'oscillateur harmonique est plus utilisable que les autres potentiels, du fait que le mouvement du centre de masse dans la base de plusieurs corps peut être séparé à l'extérieur, ainsi que pour leurs propriétés analytiques. Donc si on prend la très simple dépendance de l'oscillateur harmonique par  $\hbar\omega$  ( $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ ) alors les TBME calculés avec la fonction delta varient comme  $A^{-1/2}$  tandis que les TBME pour la longue portée de l'interaction coulombienne varient comme  $A^{-1/6}$ . Actuellement les interactions nucléaires de portée intermédiaire des TBME peuvent être variés comme  $A^{-1/3}$ . Cette scalaire est une approximation et comme nous approchons vers le drip-line on peut prévoir les déviations de l'expérience dûe à une grande abondance radiale des fonctions d'onde de valence [24].

Dans le potentiel d'oscillateur harmonique, il existe une relation fixe entre  $\hbar\omega$  et  $rms$  (radius mean square charge). Conventionnellement, on fixe le rms observé à la valeur moyenne dépendance -masse :

$$\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3} \quad (2.68)$$

# Chapitre 3

## TRANSITIONS

## ELECTROMAGNETIQUES

### 3.1 Introduction

La transition est provoquée par l'interaction du noyau avec un champ électromagnétique externe. Nous pouvons considérer le noyau du point de vue de ces nucléons, portant une distribution de charge et de courant. Les distributions de charge causent des transitions électriques, et les distributions de courant induisent des transitions magnétiques

Le mode de transition électromagnétique est dominant pour les bas états excités de la décroissance, et en particulier pour les noyaux légers. La raison principale, est que ce processus de décroissance  $\gamma$  est beaucoup plus rapide que l'émission de nucléon. Ce dernier que si l'énergie d'excitation est au-dessus des énergies de séparation du nucléon.

En plus de l'émission  $\gamma$ , la perturbation électromagnétique peut également induire une décroissance par conversion interne dans laquelle un des électrons atomiques est éjecté. Ce processus habituellement plus important pour les noyaux lourds où les champs électromagnétiques nucléaires sont forts et les orbitales des électrons des couches intérieures sont près du noyau. De même, la décroissance peut également procéder à la création d'une paire de électron-positron. La probabilité pour de tels processus internes de création de paire est en général beaucoup plus petite que d'émission  $\gamma$  et devient importante, par exemple dans le cas de la transition  $0^+ \rightarrow 0^+$ .

## 3.2 Phénomènes électromagnétiques

### 3.2.1 Emission $\gamma$

Les aspects fondamentaux de l'émission  $\gamma$  peuvent se comprendre à partir des concepts classiques dérivés des équations de Maxwell. Mais on ne peut expliquer les détails que par la mécanique quantique. Un noyau dans un état excité initial de masse au repos  $m_{0i}$  se désexcite vers un état final de masse au repos  $m_{0f}$  (Figure (3.1)), selon les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement on obtient :

$$m_{0i}c^2 = m_{0f}c^2 + E_\gamma + T_c \quad (3.1)$$

$$\vec{0} = \vec{P}_f + \vec{P}_\gamma \quad (3.2)$$

avec :  $E_\gamma$ ,  $P_\gamma$  sont l'énergie et la quantité de mouvement de rayonnement gamma, et  $T_c$ ,  $P_f$  sont l'énergie cinétique de recul et la quantité de mouvement du noyau à l'état final.

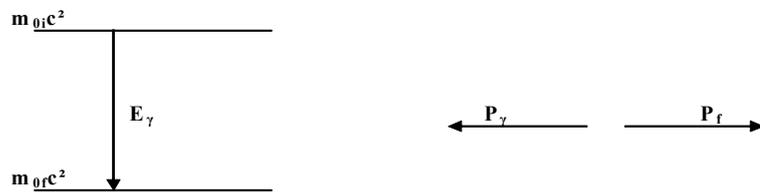


Figure (3.1) : Emission gamma d'un noyau et diagramme de quantité de mouvement

Dans la majorité des cas, on néglige la valeur de l'énergie de recul car la vitesse est petite, alors, l'énergie du rayonnement gamma est :

$$E_\gamma \approx (m_{0i} - m_{0f}) c^2 \quad (3.3)$$

Pour chaque émission gamma, le noyau excité demande un certain temps, et on peut estimer cette période par à partir de considération semi-classique par  $10^{-16}$  seconde à 100 années.

## Règles de sélection

Les niveaux nucléaires non seulement caractérisés par spin, énergie, parité, mais également le nombre considérablement plus approximatif de quantum d'isospin  $T$ . La sélection habituelle des radiations sur les changements de spin, d'énergie et de parité doivent être augmentés pour inclure des règles de sélection sur des changements d'isospin. Alors les règles de sélection sont des résultats des lois de conservation et elles écrivent certaines conditions de symétrie.

**Règles de parité** C'est une règle de sélection très importante, résulte à la conservation de parité. L'opérateur de parité est défini par la relation suivante :

$$\Pi^{op}\Psi(\vec{r}) = -\Psi(-\vec{r}) \quad (3.4)$$

L'opérateur de parité obéit à la relation  $(\Pi^{op})^2 = 1$  et donc possède deux valeurs propres  $+1$  et  $-1$ , correspondant aux fonctions qui sont paires et impaires de sous-espace de réflexion.

$$\Pi^{op}\Psi^+(\vec{r}) = +\Psi^+(\vec{r})$$

ou

$$\Pi^{op}\Psi^-(\vec{r}) = -\Psi^-(\vec{r}) \quad (3.5)$$

Un opérateur est dit pair ( $O^+$ ) ou impair ( $O^-$ ) dépendant sur si il commute ou que non commute avec l'opérateur de parité.

$$\Pi^{op}O^+ = O^+\Pi^{op}$$

ou

$$\Pi^{op}O^- = -O^-\Pi^{op} \quad (3.6)$$

Si on considère un élément de matrice d'un opérateur  $O$  de parité  $\Pi_O$  entre l'état  $|i\rangle$  de parité  $\Pi_i$  et l'état  $|f\rangle$  de parité  $\Pi_f$ . Pour  $\Pi_f\Pi_O\Pi_i = 1$  on a :

$$\langle f|O|i\rangle = 0 \quad (3.7)$$

Cette relation est rapportée comme la règle de sélection de parité. Pour une déviation de cette règle, un changement simple d'intégration variable de  $\vec{r}$  à  $-\vec{r}$  est satisfait, parce que ce changement sur la première signature peut arriver à la valeur d'élément de matrice inaltérable et sur l'autre signature peut multiplier le résultat avec  $\Pi_f \Pi_O \Pi_i$ . On remarque que,  $2^L$  pôle des opérateurs de transition électromagnétique exprime :

$$\Pi_O (M_L) = (-1)^{L+1} \quad (3.8)$$

et

$$\Pi_O (E_L) = (-1)^L \quad (3.9)$$

La parité de transition électromagnétique est comme la parité de champ magnétique  $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r})$  est par conséquent les parités dans les deux dernières équations peuvent être rapporter comme les parités de radiation concernée. Les règles de sélection de parité pour les transitions multipolaires électromagnétiques peuvent être maintenant exprimées comme :

$$\Pi_f \Pi_\gamma \Pi_i = +1 \quad (3.10)$$

où  $\Pi_\gamma$  représente la parité de radiation émise ou absorbe.

**Règles de spin** L'invariance du système nucléaire comme le tout sous les rotations spatiales conduit à la conservation du moment angulaire total, ainsi où les nucléons émissent (absorbent) le photon, le moment angulaire total vont être égale à la somme de moment angulaire nucléaire total final (initial) et le moment angulaire porté par la radiation.

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{L} \quad \left( \vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L} \right) \quad (3.11)$$

Ce implique que les éléments de matrice multipolaire avec ou  $M$  notant les radiations multipolaires électrique ou magnétique, peuvent être différentes à partir de zéro sauf si la règle de sélection :

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f$$

ou

$$\Delta(J_i, L, J_f) \quad (3.12)$$

est satisfait. La relation (3.12) est connue comme la condition de triangle, parce que les trois moment angulaires doivent être tels qu'ils peuvent former un triangle. Une des conséquences de cette règle est que les transitions gamma  $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$  n'arrivent pas quand la radiation monopolaire ( $L = 0$ ) n'existe pas.

**Règles d'isospin** Les règles de sélection d'isospin peuvent être obtenues de l'élément de matrice. Nous devons considérer que deux symétries d'intérêt, de symétrie de charge et d'indépendance de charge, sont cassées par l'interaction électromagnétique puisque le proton est chargé et le neutron n'est pas, la masse du proton et neutron ne sont pas égales, et elles ont des moments magnétiques inégaux [25]. Donc :

$$\Delta T = \pm 1, 0 \quad (3.13)$$

Une règle évidente qui suit parce que le photon est non chargé c'est

$$\Delta T_z = 0 \quad (3.14)$$

puisque les transitions radiatives ne peuvent pas changer le nombre de proton ou de neutron :  $\Delta N = 0$  et  $\Delta Z = 0$

### 3.2.2 Conversion interne

Un noyau excité peut se désexciter par une émission d'un photon virtuel dont l'énergie peut être aussi absorbée par un électron où s'il existe une énergie suffisante  $E > E_c(e^-)$ , est éjectée. Ce processus doit être inclus dans les calculs de la probabilité totale de transition.

Donc la conversion interne est un processus de désexcitation électromagnétique qui entre en compétition avec l'émission  $\gamma$ ; à l'exception de la transition  $E0$  qui ne peut avoir lieu que par émission gamma. Le moment angulaire de la transition est alors transféré à un électron du cortège atomique.

L'énergie cinétique  $E_c$  d'émission d'un électron dépend de son énergie de liaison  $E_e^L$

$$E_c = (E_i - E_f) - E_e^L \quad (3.15)$$

où  $(E_i - E_f)$  est l'énergie de transition.  $E_e^L$  dépend de l'orbitale atomique de l'électron (couches  $K, L, M, \dots$ ). Pour l'électron émis, il faut  $E_e^L < (E_i - E_f)$ . Par l'émission d'un électron, une lacune est créée suivie par un réarrangement du cortège électronique, caractérisé par une émission de rayons  $X$ . La détection de ces rayons permet d'identifier la nature de l'élément présent par son nombre de proton  $Z$ .

Le coefficient de conversion interne est défini par le rapport entre la probabilité de décroissance par électron de conversion et la probabilité de désexcitation radiative gamma soit :

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma} \quad (3.16)$$

La probabilité totale de désexcitation est alors donnée par :

$$P = P_\gamma (1 + \alpha) \quad (3.17)$$

Cette relation indique que pour déterminer l'intensité totale de la transition étudiée, on doit corriger l'intensité mesurée d'une transition gamma par le facteur de conversion [19]

Le coefficient de conversion interne dépend de l'énergie de la transition, de la charge du noyau et du nombre quantique principal  $n$  suivant la relation :

$$\alpha \propto \frac{Z^3}{n^3 E_\gamma^{5/2}} \quad (3.18)$$

La conversion interne est très importante dans les noyaux lourds pour deux raisons :

- La première, les rayons des orbitales électroniques sont plus petits car le champ coulombien fournis par les noyaux lourds sont grand. La probabilité de transition est le résultat d'un large chevauchement entre les fonctions d'onde du noyau et les couches intérieures atomiques. Pour cette raison, l'électron éjecté vient principalement des couches les plus profondes.

- La deuxième, le champ coulombien dans les noyaux lourds exerce une grande influence sur l'entourage.

Pour ces deux raisons, l'importance de la conversion interne augmente rapidement en  $Z^3$  et devient compétitif avec l'émission de rayon gamma pour les noyaux intermédiaires et les noyaux lourds [26].

La probabilité d'émission d'électron de conversion est autant plus élevée que l'énergie de transition est faible et que la charge du noyau est élevée. De plus, elle est plus importante pour les transitions magnétiques que celles électroniques et pour de basse multipolarité.

### 3.3 Formalisme de l'isospin

Du point de vue purment mathématique spin et isospin sont similaires en structure. L'opérateur isospin  $t$  est associé à une rotation dans l'isospin de la même manière qu'un moment angulaire  $j$  génère une rotation dans l'espace ordinaire.

Proton et neutron peuvent être considérés comme deux aspects (états) différents d'une même particule : Le nucléon. Les deux ont un spin  $1/2$  et leurs masses diffèrent de 0.14% seulement. La principale distinction entre ces deux particules est dans leurs propriétés électromagnétiques : notamment la charge et le moment dipolaire magnétique. Si nous considérons l'interaction forte, ces différences sont négligeables, et un proton ne peut être différencié d'un neutron en l'absence d'interaction e-m.

Dans cet esprit, le concept d'isospin a été introduit qui permet de les distinguer. Il y a alors deux états possibles pour un nucléon : l'état proton et l'état neutron et la valeur d'isospin  $t = 1/2$  a été assignée au nucléon. Les valeurs de projection  $t_z = \pm 1/2$  donneraient la différence.

Par convention, les valeurs adoptées sont :

$$|p\rangle = |t = \frac{1}{2}, t_z = -\frac{1}{2}\rangle \text{ et } |n\rangle = |t = \frac{1}{2}, t_z = +\frac{1}{2}\rangle \quad (3.19)$$

avec  $|p\rangle$  et  $|n\rangle$  les fonctions d'onde du proton et du neutron.

Protons et neutrons obéissent au principe d'exclusion de Pauli et donc leur fonction d'onde doit être antisymétrique sous l'échange de toutes les coordonnées de deux protons ou de neutrons. Ce principe est généralisé à l'échange de deux nucléons dans ce formalisme.

Habituellement le variable d'isospin utilisé est  $\hat{\tau} = 2\hat{t}$  avec  $\tau^2 = 3$  et  $\tau_z = -1$  ( $p$ ) et  $+1$  ( $n$ ). Signalons enfin que dans le formalisme de l'isospin, ces opérateurs sont des matrices dans l'espace d'isospin des particules. En l'absence d'interaction électromagnétique, l'isospin est une constante de mouvement.

Dans la réalité, l'observable  $t_z$  joue un rôle particulier, puisque la charge électrique d'un nucléon est reliée à la valeur propre de  $t_z$  comme suit :

$$q = \frac{1}{2} - t_z \quad (3.20)$$

Les états d'isospin d'un système de  $A$  nucléons se construisent par analogie des états de spin.

Pour un noyau la projection de l'isospin est la somme des projections de l'isospin des ces nucléons, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} T_z &= \sum_{i=1}^A t_z^i \\ &= \frac{N - Z}{2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Il est utile de remarquer que l'isospin total est défini comme suit :

$$T = 0, 1, \dots, \frac{|A|}{2} \quad (3.22)$$

On notera qu'un noyau  $(Z, N)$  a un isospin  $T$  au moins égale à  $|N - Z| / 2$ , on doit s'attendre à observer au moins  $2T + 1$  isobares de charges différentes et de propriétés semblables.

La charge électrique de ce système de  $A$  nucléons est donnée par :

$$Q = \frac{A}{2} - T_z \quad (3.23)$$

Selon le principe de Pauli, la fonction d'onde totale est toujours antisymétrique. Il faut alors que le spin et l'isospin prennent des symétries différentes ; si la fonction de l'isospin est antisymétrique donc la fonction de spin est symétrique et vis versa.

Pour un état fondamental, l'isospin total a comme valeur propre  $T = (Z - N) / 2$  pour un noyau de  $Z > N$ , et  $T = (N - Z) / 2$  pour un noyau de  $N > Z$ , et l'isospin  $T = 0$  pour un noyau possédant  $N = Z$  [27].

Pour les noyaux miroirs, les membres du couple sont caractérisés par  $T_z = +1/2$  et  $T_z = -1/2$ . Il s'agit donc de doublet d'isospin ( $T = 1/2$ ). Si on néglige l'interaction coulombienne, on s'attend à ce que leurs spectres soient identiques. On dit que les niveaux de ces noyaux sont des états analogues l'un de l'autre. Il faut noter que l'existence d'états analogues dans les noyaux miroirs ne prouve ni l'indépendance de charge de l'interaction forte, ni la symétrie de charge [28].

### 3.4 Notion de charges effectives

La charge effective est le résultat de modèle de fonction d'onde. Les conséquences de troncation de l'espace modèle peut être compensée en grande partie pour l'introduction de la

charge effective

La charge effective est contribuée pour compléter la définition des opérateurs électriques de transition. Cette charge dépend de genre de nucléons de valence (proton ou neutron). Et elle dépend aussi par l'ordre de multipole de transition  $L$  où on trouve que pour un opérateur électrique  $E1$ , la charge effective d'une seule particule prend les valeurs suivantes :

$$e_p^{eff} = \frac{N}{A}e \quad (3.24)$$

$$e_n^{eff} = -\frac{Z}{A}e \quad (3.25)$$

et  $L \geq 2$  elle prend les valeurs suivantes :

$$e_p^{eff} = \frac{1}{A^L} \left[ (A-1)^L + (-1)^L (Z-1) \right] e \quad (3.26)$$

$$e_n^{eff} = Z \left( -\frac{1}{A} \right)^L e \quad (3.27)$$

La charge effective peut être dépendu au moment et même aux orbitale. Mais empiriquement sa dépendance à la masse, spin et l'énergie d'excitation, est petite. Théoriquement ceci est associé à une énergie de division entre deux degrés de liberté [17].

On peut réécrire la charge effective de proton et de neutron comme :

$$e_p^{eff} = (e + \Delta e) \quad (3.28)$$

$$e_n^{eff} = \Delta e$$

avec  $(\Delta e_p/e)$  et  $(\Delta e_n/e)$  prends des valeurs positives, et sont habituellement dépendus non fortement aux états initiaux et finals d'une seule particule impliquée. Les données les plus fiables sur la charge effective sont obtenues à partir des mesures des moments quadripolaires statiques de haut-spin des isomères aux noyaux près des couches fermées, puisqu'elles ont le caractère relativement pur de modèle en couches. Tandis que des valeurs de la charge effective peuvent être estimées à partir de la transition  $B(E2)$  évalué de telles données sont moins uniquement définis que ceux obtenus directement à partir des moments statiques de  $Q$ .

## 3.5 Opérateurs de transitions électromagnétiques

L'interaction entre les nucléons (p-p, n-p, et n-n) dans le noyau peut être définie par un opérateur à deux corps  $V(r_1, r_2)$ . Tandis que, l'interaction en dehors du noyau (avec les électrons, neutrinos, etc...), peut être définie par un opérateur à un corps  $O(r)$ . L'opérateur de transition à un corps associé à l'interaction du champ électromagnétique avec le noyau dans la limite de longueur d'onde ( $q \rightarrow 0$ ) peut être dérivé des opérateurs multipolaires électriques et magnétiques [29].

L'opérateur de transition électromagnétique de multipôle  $L$  pour les protons dans un noyau est défini par : [30]

$$O_p(\varpi L\mu) = \sum_{k=1}^Z r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) \quad (3.29)$$

En introduisant l'opérateur isospin :

$$\begin{aligned} O_p(\varpi L\mu) &= \sum_{k=1}^A \left( \frac{1 - \tau_z(k)}{2} \right) r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) \\ &= \sum_{k=1}^A \frac{1}{2} r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) 1 - \sum_{k=1}^A \frac{1}{2} r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) \tau_z(k) \\ &= O_p(\varpi L\mu, \Delta T = 0) - O_p(\varpi L\mu, \Delta T = 1) \end{aligned} \quad (3.30)$$

avec :  $\varpi$  indique le type de transition  $E$  (électrique) ou  $M$  (magnétique), et  $\mu$  et la projection de  $L$ .

Par analogie l'opérateur de transition pour le neutron est :

$$O_n(\varpi L\mu) = \sum_{k=1}^A \left( \frac{1 + \tau_z(k)}{2} \right) r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) \quad (3.31)$$

$$= \sum_{k=1}^A \frac{1}{2} r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) 1 + \sum_{k=1}^A \frac{1}{2} r^L(k) Y_{L\mu}(\hat{r}(k)) \tau_z(k) \quad (3.32)$$

$$= O_n(\varpi L\mu, \Delta T = 0) + O_n(\varpi L\mu, \Delta T = 1) \quad (3.33)$$

### 3.5.1 Isoscalaire et Isovecteur

Comme on a vu précédemment, l'opérateur de transition est formé de la contribution de deux parties ; la première partie isoscalaire : est proportionnelle à l'opérateur unité dans

l'isoespace. Il agit sur le centre de masse du noyau et n'indique pas de transition entre les divers états excités du noyau pour  $\Delta T = 0$ . Et la deuxième c'est la partie vectorielle dans l'isoespace [28] qui est responsable de telles transition [30] pour un  $\Delta T = 1$ .

Alors l'opérateur isoscalaire est écrit comme :

$$S(\varpi L\mu) = O(\varpi L\mu, \Delta T = 0) \quad (3.34)$$

et l'opérateur isovecteur est écrit comme :

$$V(\varpi L\mu) = O(\varpi L\mu, \Delta T = 1) \quad (3.35)$$

La force isoscalaire et la force isovecteur peuvent être déterminées comme :

- 1- à partir des transitions avec  $\Delta T \neq 0$  c'est-à-dire une contribution d'isovecteur seulement.
- 2- à partir des transitions avec  $\Delta T = 0$  dans  $T_z = 0$  c'est-à-dire une contribution d'isoscalaire.
- 3- et à partir des transitions correspondentes dans les multiplets isospin c'est-à-dire pour les états différents seulement pour la valeur de  $T_z$ .

### 3.6 Eléments de matrice de transition

Après l'étude de l'opérateur de transition, on peut alors déterminer un élément de matrice entre un état initial  $|J_i M_i T_i T_z^i\rangle$  et un état final  $|J_f M_f T_f T_z^f\rangle$  par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \langle J_f M_f T_f T_z | O(\varpi L\mu) | J_i M_i T_i T_z \rangle &= \left\langle J_f M_f T_f T_z \left| \sum_{k=1}^A S(\varpi L\mu, k) 1 \right| J_i M_i T_i T_z \right\rangle \\ &\quad - \left\langle J_f M_f T_f T_z \left| \sum_{k=1}^A V(\varpi L\mu, k) \tau_z(k) \right| J_i M_i T_i T_z \right\rangle \end{aligned} \quad (3.36)$$

On sait que pour un noyau quelconque a la même valeur pour tous ces états excités, alors  $T_z^i = T_z^f = T_z$ .

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart, la relation (3.34) devient :

$$\begin{aligned} \langle J_f M_f T_f T_z | O(\varpi L\mu) | J_i M_i T_i T_z \rangle &= (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & L & J_i \\ -M_f & 0 & M_i \end{pmatrix} \\ &\quad \langle J_f T_f T_z || \mathbf{O}(\varpi L) || J_i T_i T_z \rangle \end{aligned} \quad (3.37)$$

où les éléments de matrice de double barre  $\langle J_f T_f T_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L) \parallel J_i T_i T_z \rangle$  sont des éléments réduits dans les coordonnées d'espace. Ces derniers peuvent être encore réduits dans les coordonnées isospin, comme suit :

$$\begin{aligned}
\langle J_f T_f T_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L) \parallel J_i T_i T_z \rangle &= \left[ \begin{pmatrix} T_f & \Delta T & T_i \\ -T_z & 0 & T_z \end{pmatrix} \langle J_f T_f \parallel \mathbf{O}(\varpi L) \parallel J_i T_i \rangle \right] \\
&\times \frac{(-1)^{T_f - T_z}}{2} \\
&= \left[ \begin{array}{l} \frac{\langle T_i T_z 00 | T_f T_z \rangle}{\sqrt{2T_f + 1}} \langle J_f T_f \parallel \sum_{k=1}^A \mathbf{S}(\varpi L, k) 1 \parallel J_i T_i \rangle \\ -\frac{\langle T_i T_z 10 | T_f T_z \rangle}{\sqrt{2T_f + 1}} \langle J_f T_f \parallel \sum_{k=1}^A \mathbf{V}(\varpi L, k) \tau_z(k) \parallel J_i T_i \rangle \end{array} \right] \\
&\times \frac{(-1)^{T_f - T_z}}{2} \tag{3.38}
\end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned}
\langle J_f T_f T_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L) \parallel J_i T_i T_z \rangle &= \left[ \begin{array}{l} \delta_{T_i T_f} \langle J_f T_f \parallel \sum_{k=1}^A \mathbf{S}(\varpi L, k) 1 \parallel J_i T_i \rangle \\ -\frac{\langle T_i T_z 10 | T_f T_z \rangle}{\sqrt{2T_f + 1}} \langle J_f T_f \parallel \sum_{k=1}^A \mathbf{V}(\varpi L, k) \tau_z(k) \parallel J_i T_i \rangle \end{array} \right] \\
&\times \frac{(-1)^{T_f - T_z}}{2\sqrt{2T_f + 1}} \tag{3.39}
\end{aligned}$$

A partir de cette relation, on peut dire que la transition ne se produit qu'entre états qui diffèrent plus d'une unité dans l'isospin. C'est-à-dire que la règle de sélection  $\Delta T = |T_f - T_i| \leq 1$  s'applique. Donc la partie isoscalaire ne contribue pas à la transition où  $\Delta T \neq 0$ . Pour  $T_f = T_i = T$ , les coefficients de Clebsh-Cordan de la partie isovectorielle sont égaux à :

$$\langle T_i T_z 10 | T_f T_z \rangle = \frac{T_z}{\sqrt{T(T+1)}} \tag{3.40}$$

La dépendance résultante de  $T_z$  de la partie isovectorielle a des conséquences importantes quand des taux de transition électromagnétiques sont corrélés dans le multiplet d'isospin tel que des noyaux de miroir. On suit directement des équations (3.37) et (3.38) dans lesquelles pour les transitions  $\Delta T = 0$  des noyaux individu-conjuguer que la partie isovectorielle ne contribue pas.

On peut aussi écrire les éléments de matrice de transition électromagnétique comme suit :

$$\begin{aligned} \langle J_f T_f T_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L, \Delta T) \parallel J_i T_i T_z \rangle &= \sum_{k1, k2} OBTD_{\Delta J, \Delta T}(k1, k2) \cdot \\ &\langle f; n_f l_f j_f t_f t_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L, \Delta T) \parallel i; n_i l_i j_i t_i t_z \rangle \end{aligned} \quad (3.41)$$

avec :  $k1 = n_i, l_i, j_i, t_i$  et  $k2 = n_f, l_f, j_f, t_f$

$\langle f; n_f l_f j_f t_f t_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L, \Delta T) \parallel i; n_i l_i j_i t_i t_z \rangle$  : les éléments de matrice d'une seule particule

$OBTD_{\Delta J, \Delta T}(k1, k2)$  : la densité de transition d'un corps.

En plus, dans la littérature, l'élément  $\langle J_f T_f T_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L, \Delta T) \parallel J_i T_i T_z \rangle$  est dénoté par *RME* ( $\Delta T$ ) et  $\langle f; n_f l_f j_f t_f t_z \parallel \mathbf{O}(\varpi L, \Delta T) \parallel i; n_i l_i j_i t_i t_z \rangle$  dénoté par *SPME* ( $k1, k2, \Delta T$ ).  $OBTD_{\Delta J, \Delta T}(k1, k2)$  sont les éléments de matrice de densité des fonctions d'onde d'un seul corps où :

$$OBTD_{\Delta J, \Delta T}(k1, k2) = \frac{1}{\sqrt{(2\Delta J + 1)(2\Delta T + 1)}} \left\langle f; J_f T_f T_z \parallel [a_{k1}^+ \otimes \tilde{a}_{k1}]_{\Delta J \Delta T} \parallel i; J_i T_i T_z \right\rangle \quad (3.42)$$

### 3.6.1 Éléments réduits de matrice d'une seule particule

Dans cette partie on va définir les éléments réduits de matrice dans les coordonnées d'isoespace pour une seule particule

#### Transitions Electriques

On utilise les opérateurs isoscalaire et isovecteur pour décrire la transition électrique. Ces opérateurs dépendent de charge effective, où l'opérateur isoscalaire est proportionnelle à la somme des charges effectives de proton et de neutron. Par contre l'opérateur isovectorielle est proportionnelle à la différence entre les charges effectives de proton et de neutron [31] :

$$S(EL\mu) = \frac{1}{2}(e_p + e_n) r^L Y_{L\mu}(\hat{r}) \quad (3.43)$$

$$V(EL\mu) = \frac{1}{2}(e_p - e_n) r^L Y_{L\mu}(\hat{r}) \quad (3.44)$$

alors :

$$\begin{aligned} \langle f; n_f l_f j_f t_f || \mathbf{S}(EL) 1 || i; n_i l_i j_i t_i \rangle &= \frac{(e_p + e_n)}{2} \langle n_f l_f || r^L || n_i l_i \rangle \\ &\langle l_f j_f || Y_L || l_i j_i \rangle \langle t_f || 1 || t_i \rangle \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \langle f; n_f l_f j_f t_f || \mathbf{V}(EL) \tau || i; n_i l_i j_i t_i \rangle &= \frac{(e_p - e_n)}{2} \langle n_f l_f || r^L || n_i l_i \rangle \\ &\langle l_f j_f || Y_L || l_i j_i \rangle \langle t_f || \tau || t_i \rangle \end{aligned} \quad (3.46)$$

avec :  $\langle t_f || 1 || t_i \rangle = \sqrt{2}$  et  $\langle t_f || \tau || t_i \rangle = \sqrt{6}$

De façon générale les éléments de matrice d'une seule particule sont donnés comme la relation suivante [31] :

$$\langle n_f l_f j_f t_f || \mathbf{O}(EL) || n_i l_i j_i t_i \rangle = \left( e_p + (-1)^{\Delta T} e_n \right) \langle n_f l_f || r^L || n_i l_i \rangle F_{\Delta T}^{(EL)}(f, i) \quad (3.47)$$

$F_{\Delta T}^{(EL)}(f, i)$  : dépend par la partie angulaire et la partie d'isospin comme suivant :

$$\begin{aligned} F_{\Delta T}^{(EL)}(f, i) &= (-1)^{j_f+1/2} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{(2j_f+1)(2L+1)(2j_i+1)}{2\pi}} \\ &\begin{pmatrix} j_f & L & j_i \\ \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \left( 1 + (-1)^{l_f+l_i+L} \right) \sqrt{2\Delta T+1} \end{aligned} \quad (3.48)$$

## Transitions Magnétiques

Pour une transition magnétique, l'opérateur est décrit comme :

$$\begin{aligned} O(ML\mu) &= \sum_{k=1}^A \mu_N \left\{ \left( \frac{g_p^s + g_n^s}{2} \right) \vec{s}(k) + (g_p^l + g_n^l) \frac{\vec{l}(k)}{L+1} \right\} \\ &\vec{\nabla}_{\vec{r}} \vec{r}^L(k) Y_{l\mu}(\hat{r}(k)) 1 - \\ &\sum_{k=1}^A \mu_N \left\{ \left( \frac{g_p^s - g_n^s}{2} \right) \vec{s}(k) + (g_p^l - g_n^l) \frac{\vec{l}(k)}{L+1} \right\} \\ &\vec{\nabla}_{\vec{r}} \vec{r}^L(k) Y_{l\mu}(\hat{r}(k)) \tau_z(k) \end{aligned} \quad (3.49)$$

avec  $g$  est le facteur de Landau. On sait que pour un opérateur  $\vec{v}$  on a :

$$\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{r}^{L-1} Y_{L\mu}(\hat{r})\right) \cdot \vec{v} = \sqrt{L(2L+1)} r^{L-1} [Y_{L-1}(\hat{r}) \cdot \vec{v}]_{\mu}^L \quad (3.50)$$

on note que l'opérateur magnétique de  $2^L$  pôle de l'opérateur  $\vec{l}$  ou  $\vec{s}$  ne sont pas appliqués sur  $\vec{\nabla} \cdot \vec{r}^{L-1} Y_{L\mu}(\hat{r})$  et que le gradian  $\vec{\nabla}$  agit seulement sur  $\vec{r}^{L-1} Y_{L\mu}(\hat{r})$ . Par conséquent l'ordre de  $\vec{l}$  ou de  $\vec{s}$  et peut être inversé sans conséquences, les crochets dans l'équation (3.48) dénoter l'accouplement de tenseur de l'harmonique sphérique  $Y_{L-1}(\hat{r})$  et le vecteur  $\vec{v}$  à un tenseur du rang  $L$ , qui est en fait le genre de tenseur on prévoit pour une transition du pôle  $2^L$  [31].

$$\begin{aligned} O(ML\mu) &= \sum_{k=1}^A \mu_N [L(L+1)]^{1/2} \left\{ \begin{aligned} &\left(\frac{g_p^s + g_n^s}{2}\right) [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{s}(k)]_{\mu}^L \\ &+ \frac{(g_p^l + g_n^l)}{L+1} [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{l}(k)]_{\mu}^L \end{aligned} \right\} r^{L-1}(k) 1 \\ &\quad - \sum_{k=1}^A \mu_N [L(L+1)]^{1/2} r^{L-1}(k) \tau_z(k) \\ &\quad \left\{ \left(\frac{g_p^s - g_n^s}{2}\right) [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{s}(k)]_{\mu}^L + \frac{(g_p^l - g_n^l)}{L+1} [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{l}(k)]_{\mu}^L \right\} \\ &= \sum_{k=1}^A S(ML\mu, k) 1 - \sum_{k=1}^A V(ML\mu, k) \tau_z(k) \end{aligned}$$

où ; l'opérateur isoscalaire est proportionnel à la somme des facteurs  $g$  de proton et celles de neutron, tandis que l'opérateur isovecteur est proportionnel à la différence entre ces facteurs :

$$S(ML\mu, k) = \mu_N [L(L+1)]^{1/2} \left\{ \begin{aligned} &\left(\frac{g_p^s + g_n^s}{2}\right) [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{s}(k)]_{\mu}^L \\ &+ \frac{(g_p^l + g_n^l)}{L+1} [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{l}(k)]_{\mu}^L \end{aligned} \right\} r^{L-1}(k) \quad (3.51)$$

$$V(ML\mu, k) = \mu_N [L(L+1)]^{1/2} \left\{ \begin{aligned} &\left(\frac{g_p^s - g_n^s}{2}\right) [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{s}(k)]_{\mu}^L \\ &+ \frac{(g_p^l - g_n^l)}{L+1} [Y_{L-1}(\hat{r}(k)) \times \vec{l}(k)]_{\mu}^L \end{aligned} \right\} r^{L-1}(k) \quad (3.52)$$

alors :

$$\begin{aligned} \langle f; n_f l_f j_f t_f ||| \mathbf{S}(ML) 1 ||| i; n_i l_i j_i t_i \rangle &= \sqrt{L(2L+1)} \mu_N \langle t_f || 1 || t_i \rangle \\ &\quad \left\{ \begin{aligned} &\left(\frac{g_p^s + g_n^s}{2}\right) \left\langle n_f l_f j_f \left\| \left[ Y_{L-1} \times \vec{s} \right]^L \right\| n_i l_i j_i \right\rangle \\ &+ \frac{(g_p^l + g_n^l)}{L+1} \left\langle n_f l_f j_f \left\| \left[ Y_{L-1} \times \vec{l} \right]^L \right\| n_i l_i j_i \right\rangle \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned}
\langle f; n_f l_f j_f t_f ||| \mathbf{V}(ML) \tau ||| i; n_i l_i j_i t_i \rangle &= \sqrt{L(2L+1)} \mu_N \langle t_f || \tau || t_i \rangle \\
&\left\{ \begin{aligned} &\left( \frac{g_p^s - g_n^s}{2} \right) \langle n_f l_f j_f ||| r^{L-1} [Y_{L-1} \times \vec{s}]^L ||| n_i l_i j_i \rangle \\ &+ \frac{(g_p^l - g_n^l)}{L+1} \langle n_f l_f j_f ||| [Y_{L-1} \times \vec{l}]^L ||| n_i l_i j_i \rangle \end{aligned} \right\}
\end{aligned} \tag{3.54}$$

Donc l'éléments de matrice réduit est décrits comme [31] :

$$\langle n_f l_f j_f t_f ||| \mathbf{O}(ML) ||| n_i l_i j_i t_i \rangle = \langle n_f l_f || r^{L-1} || n_i l_i \rangle F_{\Delta T}^{(ML)}(f, i) \tag{3.55}$$

avec :

$$\begin{aligned}
F_{\Delta T}^{(ML)}(f, i) &= (-1)^{l_f} (2L+1) \sqrt{\frac{L(2L-1)(2l_f+1)(2l_i+1)(2j_f+1)(2j_i+1)}{4\pi}} \\
&\begin{pmatrix} l_f & L-1 & l_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sqrt{2\Delta T + 1} \\
&\left[ \begin{aligned} &\frac{g_p^l + (-1)^{\Delta T} g_n^l}{L+1} (-1)^{l_i + j_i + 1/2} \sqrt{2l_i(l_i+1)(2l_i+1)} \\ &\begin{pmatrix} l_f & l_i & L \\ j_i & j_f & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L-1 & 1 & L \\ l_i & l_f & l_i \end{pmatrix} + \\ &\frac{1}{2} \{g_p^s + (-1)^{\Delta T} g_n^s\} \sqrt{3} \begin{pmatrix} l_f & \frac{1}{2} & j_f \\ l_i & \frac{1}{2} & l_i \\ L-1 & 1 & L \end{pmatrix} \mu_N \end{aligned} \right]
\end{aligned} \tag{3.56}$$

### 3.7 Probabilités de transition

La probabilité de transition  $P$  pour une émission ou une absorption de photon par le noyau peut être exprimée dans les termes des éléments de matrice qui correspondent à ceux de l'opérateur multipolaire comme :

$$\begin{aligned}
P(\varpi L \mu, J_i M_i T_i T_z \rightarrow J_f M_f T_f T_z) &= \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{q^{2L+1}}{\hbar} \\
&\langle J_f M_f T_f T_z | O(\varpi L \mu) | J_i M_i T_i T_z \rangle^2
\end{aligned} \tag{3.57}$$

avec :

$$\langle f; J_f M_f, T_f T_z | O(\varpi L \mu) | i; J_i M_i, T_i T_z \rangle = \frac{\langle J_i M_i L \mu | J_f M_f \rangle}{\sqrt{2J_f + 1}} \langle f; J_f T_f T_z || \mathbf{O}(\varpi L) || i; J_i T_i T_z \rangle \quad (3.58)$$

Le taux de transition  $T$  entre l'état initial  $J_i$  et l'état final  $J_f$  est obtenu après de faire un moyen sur le nombre quantique  $M_i$ , sommation sur la projection finale non observée du nombre quantique  $M_f$  et la sommation sur  $M$ . Cependant les opérateurs multipolaires sont des tenseurs irréductibles. Donc :

$$\begin{aligned} T(\varpi L, J_i T_i T_z \rightarrow J_f T_f T_z) &= \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i \mu M_f} P(\varpi L \mu, J_i M_i T_f T_z \rightarrow J_f M_f T_i T_z) \\ &= \frac{8\pi (L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{q^{2L+1}}{\hbar} \frac{1}{2J_i + 1} \\ &\quad \sum_{M_i \mu M_f} \frac{\langle J_i M_i L \mu | J_f M_f \rangle^2}{2J_f + 1} \langle f; J_f T_f T_z || \mathbf{O}(\varpi L) || i; J_i T_i T_z \rangle^2 \end{aligned} \quad (3.59)$$

selon les propriétés de normalisation de coefficient de Clebsch Gordan où la sommation sur la projection des nombres quantiques égale à 1. Donc :

$$\begin{aligned} T(\varpi L, J_i T_i T_z \rightarrow J_f T_f T_z) &= \frac{8\pi (L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{q^{2L+1}}{\hbar} \frac{\langle f; J_f T_f T_z || \mathbf{O}(\varpi L) || i; J_i T_i T_z \rangle^2}{2J_i + 1} \\ &= \frac{8\pi (L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{q^{2L+1}}{\hbar} B(\varpi L; J_i T_i T_z \rightarrow J_f T_f T_z) \end{aligned} \quad (3.60)$$

où [31] :

$$B(\varpi L; J_i T_i T_z \rightarrow J_f T_f T_z) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle f; J_f T_f T_z || \mathbf{O}(\varpi L) || i; J_i T_i T_z \rangle^2 \quad (3.61)$$

est la probabilité réduite de transition.

Les transitions électriques sont habituellement exprimées dans les unités de  $e^2 f m^{2L}$  ou  $e^2 b^L$ . Pour les transitions magnétiques on emploie ordinairement les unités de  $(\mu_N f m^{2L-2})$  ou  $(\mu_N b^{L-1})$ , où  $\mu_N$  est le magnéton nucléaire .

Pour un seul mode de désexcitation, le temps de vie moyen  $\tau_m$  d'un état, est donné par l'inverse du taux de transition par :

$$\tau_m(\varpi L; \varpi L; J_i T_i T_z \rightarrow J_f T_f T_z) = \frac{1}{T(\varpi L; J_i T_i T_z \rightarrow J_f T_f T_z)} \quad (3.62)$$

Comme la probabilité réduite de transition dépend des éléments de matrice de transition composés d'une partie isosculaire et d'une partie isovecteur, on peut alors écrire :

- Pour la transition électrique  $E2$  :

$$B(E2) = [M_{is}(E2) + M_{iv}(E2)]^2 \quad (3.63)$$

avec :  $|M_{is}(E2)| > |M_{iv}(E2)|$ .

On peut noter que les composantes isovecteur et isosculaire de la transition  $E2$  sont indépendantes des charge effectives. Et leurs correspondantes statiques sont aussi indépendantes de choix de la charge effective.

- Pour la transition magnétique  $M1$  :

$$B(M1) = [M_{is}(M1) + T_z M_{iv}(M1)]^2 \quad (3.64)$$

avec :  $|M_{is}(M1)| < |M_{iv}(M1)|$

En plus, il existe une relation entre les valeurs de  $B(\varpi L)$  pour les processus émission et absorption donnée par :

$$B(\varpi L \downarrow) = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} B(\varpi L \uparrow) \quad (3.65)$$

où :  $B(\varpi L \downarrow) = B(\varpi L; 2 \rightarrow 1)$  pour le processus d'émission et  $B(\varpi L \uparrow) = B(\varpi L; 1 \rightarrow 2)$  pour le processus d'absorption.

Cette relation suit directement l'équation de probabilité réduite de transition  $B(\varpi L)$ , depuis la valeur absolue de l'élément de matrice réduit n'est pas affecté par l'échange des états initial et final. Pour le cas où l'élément réduit de matrice prend la forme de l'équation (3.37), il doit être utilisé les propriétés de symétrie de coefficients de Clebsh-Gordan.

### 3.7.1 Rapport de Mélange

Comme un résultat de transition électromagnétique, on peut avoir un mélange de deux radiations multipolaires qui diffèrent d'une unité de moment angulaire  $L$ . Pour la description

de la distribution de deux modes de désintégrations, on introduit la proportion du mélange  $\delta$  (mixing ratio), dont la grandeur est défini par la relation suivante[31] [32] :

$$\delta (\varpi L + 1/\varpi' L) = \frac{\Gamma (\varpi L + 1; J_i \rightarrow J_f)}{\Gamma (\varpi' L; J_i \rightarrow J_f)} \quad (3.66)$$

où :  $\Gamma$  est la largeur du niveau.

A fin d'obéir à la conservation de parité, on trouve à partir de la dernière équation que, les deux transitions radiatives doivent être  $E_{L+1}$  et  $M_L$  ou  $M_{L+1}$  et  $E_L$  de natures différentes et alternées. La distribution angulaire du mélange de radiation gamma, d'ailleurs dépend également de signe de la proportion de mélange  $\delta$ . Cette est signifie qu'à partir de donnée expérimentale sur les distributions angulaires, on peut extraire les signes de la proportion de mélange  $\delta$

On observe dans l'équation (3.59) que la probabilité réduite de transition est proportionnelle à la carrée de l'élément réduit de matrice pour la transition concernée. La convention de phase particulière de la proportion de mélange qui est accord avec les conventions expérimentales traités au-dessus, peuvent être données dans les termes des éléments réduits de matrice comme [31] :

$$\delta (\varpi L + 1/\varpi' L) = \pm \frac{q\sqrt{L(L+2)}}{(L+1)(2L+3)} \frac{\langle J_f \| O(\varpi L + 1) \| J_i \rangle}{\langle J_f \| O(\varpi' L) \| J_i \rangle} \quad (3.67)$$

où :

- le signe (+) s'applique au processus d'absorption ( $E_i - E_f > 0$ ) et le signe (-) applique à celui de l'émission ( $E_i - E_f < 0$ ).
- Les opérateurs sont définis dans les équations (3.30) et (3.31).
- Les éléments réduits de matrice sont définis d'après l'équation (3.37)
- La convention de Condon-Shortley est utilisée pour la partie angulaire de la fonction d'onde c'est à dire chaque particule individuelle a une fonction d'onde est le produit d'une partie radiale réelle et harmonique sphérique satisfaisante :

$$Y^* (\hat{r}) = (-1) Y_{L\mu} \quad (3.68)$$

La convention de Condon-Shortley garantit que les éléments de matrice des opérateurs de transition électromagnétique sont réels. On remarque ici que la réalité des éléments de matrice peut être aussi atteint dans l'autre convention, où les facteurs  $(-1)$  sont introduits dans la

partie angulaire de la fonction d'onde et l'opérateur. Cela sera affectée quelque manière à l'expression donnant  $\delta$  dans les termes d'éléments réduits de matrice.

Pour la plupart des cas communs de  $E2/M1$  et  $M2/E1$ , les proportions de mélange sont définis par :

$$\delta(E2/M1) = \pm \frac{1}{10} q \sqrt{3} \frac{\langle J_f \| O(E2) \| J_i \rangle}{\langle J_f \| O(M1) \| J_i \rangle} \quad (3.69)$$

$$\delta(M2/E1) = \pm \frac{1}{10} q \sqrt{3} \frac{\langle J_f \| O(M2) \| J_i \rangle}{\langle J_f \| O(E1) \| J_i \rangle} \quad (3.70)$$

La comparaison des proportions de mélanges calculés avec les valeurs expérimentales constitue un teste essentiel des fonctions d'onde théoriques.

### 3.7.2 Approximations de Weisskopf

Les probabilités réduites de transition peuvent être exprimées en unité de Weisskopf. Les approximations de Weisskopf donnent une idée sur la grandeur des largeurs de radiation. Ces approximations pour la radiation de multipolarité  $2^L$  sont basées sur un vrai modèle simple avec les suppositions :

- Le noyau est constitué d'un coeur inerte plus une particule active (nucléon de valence).
- La transition prend place entre les états  $J_i = L \pm \frac{1}{2}$  et  $J_f = \frac{1}{2}$ .
- Les parties radiales de l'état initial et l'état final des fonctions d'onde sont à la fois données par  $U(r) = cste$  pour  $r \leq R$  et  $U(r) = 0$  pour  $r > R$ , où  $R$  est le rayon nucléaire.

Il est en pratique ordinaire de comparer la force de transition déterminée expérimentalement avec celle correspondante d'approximation de Weisskopf, en unité de Weisskopf. La raison importante pour exprimer les taux de transition dans ces unités, est le déplacement de forte dépendance sur l'énergie de transition. Ce genre de mesure est obtenu pour la probabilité de transition intrinsèque laquelle est déterminée par les fonctions d'onde sauf des états nucléaire. Alternativement, on peut citer au lieu de la largeur  $\Gamma(\varpi L)$ , la probabilité réduite de transition  $B(\varpi L)$ , définie dans l'équation (3.59), avec  $\varpi$  notant : le caractère électrique ou magnétique de transition. La probabilité  $B(\varpi L)$  contient encore la dépendance totale sur le rayon nucléaire  $R$  et le nombre de masse  $A$ .

Le quotient du taux de transition et l'approximation de Weisskopf dénoté par le symbole est  $M^2(\varpi L)$  avec :

$$M_W^2(\varpi L) \equiv \frac{\Gamma(\varpi L)}{\Gamma_W(\varpi L)} = \frac{B(\varpi L)}{B_W(\varpi L)} \quad (3.71)$$

ici  $\Gamma_W(\varpi L)$  et  $B_W(\varpi L)$  représentent les approximations de Weisskopf de la largeur et de probabilité réduite de transition respectivement. Et  $M_W^2(\varpi L)$  est une mesure pour le taux de la transition intrinsèque. On peut aussi écrire :

$$\Gamma(\varpi L) = M_W^2(\varpi L) W.u \quad (3.72)$$

Pour la radiation électrique  $EL$  on trouve que :

$$B_W(EL) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 e^2 R^{2L} \quad (3.73)$$

et pour la radiation magnétique  $ML$  on a :

$$B_W(ML) \approx \left( \frac{e\hbar}{2M_p c} \right)^2 \frac{40}{e^2 R^2} B_W(EL) = \frac{10}{\pi} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 \mu_N^2 R^{2L-2} \quad (3.74)$$

$\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 1n.m = 0.102e.f$  c'est le magnitude nucléaire.

On peut extraire à partir de l'équation (3.69), les relations suivantes :

$$M_W^2(EL) = 4\pi \left( \frac{L+3}{3} \right)^2 \frac{B(EL)}{e^2 R^{2L}} \quad (3.75)$$

$$M_W^2(ML) = \frac{1}{10} \pi \left( \frac{L+3}{3} \right)^2 \frac{B(ML)}{\mu_N^2 R^{2L-2}} \quad (3.76)$$

Si on prend  $R = 1.20A^{1/3}$  on trouve que :

$$M_W^2(E1) = \frac{15.5 B(E1)}{A^{2/3} e^2 . fm^2} = \frac{1550 B(E1)}{A^{2/3} e^2 . b} \quad (3.77)$$

$$M_W^2(E2) = \frac{16.8 B(E2)}{A^{4/3} e^2 . fm^4} = \frac{16.8 \times 10^4 B(E2)}{A^{4/3} e^2 . b} \quad (3.78)$$

où la notation par exemple  $B(E1)/e^2 . fm^2$  note la valeur de  $B(E1)$  exprimée dans l'unité de  $e^2 . fm^2$ . Et pour les transitions dipolaire et quadropolaire magnétiques on a :

$$M_W^2(M1) = 0.559 \frac{B(M1)}{\mu_N^2} \quad (3.79)$$

$$M_W^2(M2) = \frac{0.606 B(M2)}{A^{2/3} \mu_N^2 \cdot fm^2} = \frac{60.6 B(M2)}{A^{2/3} \mu_N^2 \cdot b} \quad (3.80)$$

La même remarque c'est-à-dire la notation  $B(M1) / \mu_N^2$  par exemple est signifiée que la valeur de  $B(M1)$  exprimée dans l'unité de  $(n.m)^2$ .

Quand on compare les résultats expérimentaux avec l'approximation de Weisskopf, on constate :

- En générale  $L_{\text{exp}} < L_W$  (facteur 10 à 1000)
- $L$  est à peu près le même, que ce soit un proton ou un neutron qui (selon le modèle en couches) change d'état.
- Dans les transition  $E2$ , certains sont  $\sim 100$  fois plus rapides que  $L_W$ , fait attribué aux états rotationnels des noyaux.

On pratique on caractérise une transition par le rapport  $\Gamma_{\text{exp}}/\Gamma_W$  où :

$\Gamma_{\text{exp}}/\Gamma_W < 1$  : La transition est ralentie par rapport à la transition de Weisskopf.

$\Gamma_{\text{exp}}/\Gamma_W > 1$  : La transition est accélérée par rapport à la transition de Weisskopf.

## 3.8 Largeurs et Rapports de branchement

### 3.8.1 Largeurs

Si un noyau est dans un état excité, il doit jeter l'énergie excessive qu'il a en subissant la décroissance. Il est, cependant, impossible de prévoir quand la décroissance aura lieu réellement. En conséquence, il y a une incertitude en temps  $\Delta t$  lié à l'existence de l'état excité. En raison du temps limité le temps de vie, il n'est pas possible que nous mesurent son énergie à la précision infinie. C'est indépendant de l'exactitude instrumentale dans la mesure.

Donc selon la relation d'incertitude de Heisenberg  $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ , on peut définir la largeur d'une niveau (avec la dimension de l'énergie) par :

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_m} = \hbar T \quad (3.81)$$

avec :  $\tau_m$  est le temps de vie moyen et  $T$  est le taux de transition électromagnétique. Le temps de vie moyen relié par la demi-vie par la relation suivante :

$$\tau_m = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 1.44T_{1/2} \quad (3.82)$$

La largeur pour la décroissance gamma à un état final  $| f_k \rangle$  résulte souvent du rayonnement électromagnétique de plus d'une multipolarité. Dans les cas les plus pratiques pas plus de deux  $L$  valeurs concurrence de manière significative. Supposant que les moments angulaires  $L + 1$  et  $L$  contribuent, on a pour la largeur due à la décroissance d'état  $| f_k \rangle$ . Comme la relation suivante :

$$\Gamma_k(\varpi L + 1; \varpi' L) = \Gamma_k(\varpi L + 1) + \Gamma_k(\varpi' L) \quad (3.83)$$

Notant que dans cette somme aucune phase de contribution des rayonnements multipolaires n'est impliquée. Le rapport des largeurs partielles  $\Gamma_k(\varpi L + 1)$  et  $\Gamma_k(\varpi' L)$  pour deux multipolarités de concurrence peut être mesuré expérimentalement. Il est exprimé habituellement en termes de rapport de mélange  $\delta_k$  par la relation suivante :

$$\delta_k^2 = \frac{\Gamma_k(\varpi L + 1)}{\Gamma_k(\varpi' L)} = \frac{\text{intensité de } 2^{L+1} \text{ pôle de radiation}}{\text{intensité de } 2^L \text{ pôle de radiation}} \quad (3.84)$$

à partir des équations (3.81) et(3.82) on trouve :

$$\Gamma_k(\varpi' L) = \frac{\Gamma_k(\varpi L + 1; \varpi' L)}{1 + \delta_k^2} \quad (3.85)$$

$$\Gamma_k(\varpi L + 1) = \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} \Gamma_k(\varpi L + 1; \varpi' L) \quad (3.86)$$

### 3.8.2 Rapports de branchement

Un état excité initial  $| i \rangle$  donné peut se décroît à plusieurs états finals  $| f_k \rangle$ . Qu' une comparaison détaillée entre l'expérience et la théorie. Elle est déterminée séparément les probabilités expérimentales de transition pour la décroissance de l'état  $| i \rangle$  à chaque d'état  $| f_k \rangle$  [26]. La largeur totale  $\Gamma_t$  de l'état initial peut être exprimée en termes de largeurs partielles  $\Gamma_k$  que chacune correspond à la décroissance d'un état final  $| f_k \rangle$ , comme :

$$\Gamma_t = \sum_k \Gamma_k \quad (3.87)$$

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

$$P_k = \frac{\Gamma_k}{\Gamma_t} \times 100 \quad (3.88)$$

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

A partir des équations (3.82), (3.83) et (3.86) on peut écrire les largeurs  $\Gamma_k(\varpi'L)$  et  $\Gamma_k(\varpi L + 1)$  en fonction de largeur totale comme :

$$\Gamma_k(\varpi'L) = \frac{1}{1 + \delta_k^2} \frac{P_k}{100} \Gamma_t \quad (3.89)$$

$$\Gamma_k(\varpi L + 1) = \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} \frac{P_k}{100} \Gamma_t \quad (3.90)$$

on sait que le temps de vie moyen  $\tau_m$  est relié par la largeur totale comme :

$$\Gamma_t = \frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{658 fs}{\tau_m} meV \quad (3.91)$$

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

$$\Gamma_k(\varpi'L) = 6.58 \frac{P_k}{1 + \delta_k^2} \frac{fs}{\tau_m} meV \quad (3.92)$$

$$\Gamma_k(\varpi L + 1) = 6.58 \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} P_k \frac{fs}{\tau_m} meV \quad (3.93)$$

si on compare ces deux dernières équations avec les approximations de Weisskopf, on trouve que :

$$M_W^2(\varpi'L) = \frac{\Gamma_k(\varpi'L)}{\Gamma_W(\varpi'L)} = 6.58 \frac{P_k}{1 + \delta_k^2} \frac{fs}{\tau_m} \frac{meV}{\Gamma_W(\varpi'L)} \quad (3.94)$$

$$M_W^2(\varpi L + 1) = \frac{\Gamma_k(\varpi L + 1)}{\Gamma_W(\varpi L + 1)} = 6.58 \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} P_k \frac{fs}{\tau_m} \frac{meV}{\Gamma_W(\varpi L + 1)} \quad (3.95)$$

Pour d'autres ordres de transitions multipolaires, les valeurs de la largeur de Weisskopf sont données dans le tableau (3.1) :

Electrique	Magnétique
$\Gamma_W (E1) = 68A^{2/3}E_\gamma^3$	$\Gamma_W (M1) = 21E_\gamma^3$
$\Gamma_W (E2) = 4.9 \times 10^{-5}A^{4/3}E_\gamma^5$	$\Gamma_W (M2) = 1.5 \times 10^{-5}A^{2/3}E_\gamma^5$
$\Gamma_W (E3) = 2.3 \times 10^{-11}A^2E_\gamma^7$	$\Gamma_W (M3) = 6.8 \times 10^{-12}A^{4/3}E_\gamma^7$
$\Gamma_W (E4) = 6.8 \times 10^{-18}A^{8/3}E_\gamma^9$	$\Gamma_W (M4) = 2.1 \times 10^{-18}A^2E_\gamma^9$
$\Gamma_W (E5) = 1.6 \times 10^{-24}A^{10/3}E_\gamma^{11}$	$\Gamma_W (M5) = 4.9 \times 10^{-25}A^{8/3}E_\gamma^{11}$

tableau (3.1) : Les largeurs de Weisskopf d'une seule particule avec  $\Gamma_W(W.u)$  en  $meV$

avec  $E_\gamma$  c'est l'énergie de transition avec l'unité  $MeV$ .

# Chapitre 4

## CALCULS SPECTROSCOPIQUES

### 4.1 Rappels sur le code OXBASH

OXBASH est l'un des codes de calculs de modèle en couches avec des dimensions d'environ 100.000 dans l'arrangement  $JT$  et environ 2.000.000 dans le schéma -m. Oxbash contient une bibliothèque d'espaces et d'interactions modèles [33].

Le code OXBASH dont l'organigramme est schématisé dans la figure (4.1), utilise une base de déterminant de Slater dans le schéma -m, générée à l'aide du programme 'BASIS', pour un nombre donné de particules et une projection  $J_z$  et  $T_z$ . Par technique de projection, les états de base avec les bons spin  $J$  ( $J \geq J_z$ ) et isospin  $T$  ( $T \geq T_z$ ) sont construits par le programme 'PROJ'. Le programme 'MATRIX' construit la matrice hamiltonienne que 'LANCZOS' diagonalise et détermine les vecteurs propres et valeurs propres. Par tous ces programmes, on peut lire les résultats des énergies de liaison de chaque état excité et construire les spectres en énergies des noyaux étudiés.

Par 'TRAMP', on peut calculer les éléments de matrice des 'amplitudes de fonction de parentage' (fpa), les densités de transition à un ou deux corps, et les recouvrements de deux ou trois fonctions d'ondes. Enfin 'TRANS' peut être utilisé pour calculer les moments électromagnétiques, les probabilités de transitions réduites électromagnétiques, Gamow-Teller, etc. . .

Chaque subroutine du code OXBASH utilise les résultats de la subroutine précédente comme des données.

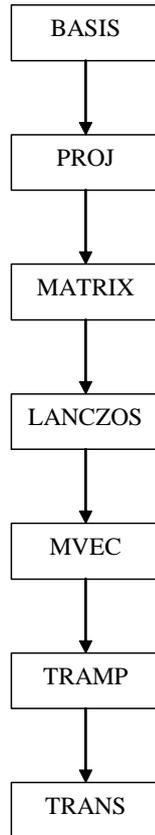


Figure (4.1) : Organigramme succinct du code OXBASH

## 4.2 Interactions

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

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

Les interactions de départ sont *CW5082*, *KH5082* [12] avec l'espace modèle *Z50N82* et les interactions modifiées *KH5082R*, *KH5082N* [9] avec un espace modèle réduit *Z50N82R*. Les interactions *KH208* [2], *SLN* et *SLPN* sont celles que nous proposons avec l'espace modèle *Z50N82*.

### 4.2.1 Interactions Effectives de la région $^{208}\text{Pb}$

Pour la région du  $^{208}\text{Pb}$ , l'interaction résiduelle de Kuo-Herling a eu un succès particulier. Celle-ci a été déduite par les techniques des matrices de réaction développées par Kuo-Brown à partir du potentiel nucléon-nucléon libre avec des renormalisations dans un espace modèle tronqué. Cette interaction ayant donné une meilleure description des noyaux proches des couches fermées est appelée interaction résiduelle effective.

L'interaction Kuo-Herling est une interaction résiduelle valable pour la région du  $^{208}\text{Pb}$  dont l'espace modèle est constitué par sept orbitales neutrons  $1i_{11/2}$ ,  $2g_{9/2}$ ,  $2g_{7/2}$ ,  $4s_{1/2}$ ,  $3d_{5/2}$ ,  $3d_{3/2}$  et  $1j_{15/2}$  pour  $N \geq 126$  et six orbitales protons  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$  et  $1i_{13/2}$  pour  $Z = 82 - 126$  avec un coeur inerte  $^{208}\text{Pb}$ .

Le potentiel utilisé dans l'interaction de Kuo-Herling pour calculer les éléments de matrice à deux corps est un oscillateur harmonique de valeur  $\hbar\omega = 7.0\text{MeV}$  pour les fonctions d'onde radiales [34]. Chacun de ces éléments de matrice à deux corps (TBME) peut être représenté par la relation suivante :

$$TBME \simeq G_{bare} + G_{ph} + G_{2p-2h} \quad (4.1)$$

où :  $G_{bare}$  : éléments de matrice bare.

$G_{ph}$  : polarisation du coeur.

$G_{2p-2h}$  : excitation de  $2p - 2h$ .

Notons que McGrory et Kuo ont montré que seuls les deux premiers termes de cette équation ( $G_{bare} + G_{ph}$ ) donnent un meilleur spectre énergétique expérimental pour le noyau  $^{206}\text{Pb}$ . D'autres applications, leurs ont permis d'approcher la relation (4.1) par une nouvelle formule (4.2), leur permettant d'obtenir de meilleurs accords avec les résultats expérimentaux des énergies de liaison et des schémas de niveaux.

$$TBME \simeq k_{bare}G_{bare} + k_{ph}G_{ph} \quad (4.2)$$

On peut alors écrire l'élément de matrice de la façon suivante :

$$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle = k_{bare} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare} + k_{ph} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{ph} \quad (4.3)$$

avec  $\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare}$  dû aux effets de polarisation du coeur.

La détermination de  $k_{ph}$  est obtenue par comparaison aux niveaux de basse énergie expérimentaux.

La méthode utilisée consiste à définir l'équation (4.4)

$$\Delta E_L^{(i)} = \Delta E_{L(\text{exp})}^{(i)} + \Delta E_{L(KHX)}^{(i)} \quad (4.4)$$

où :  $E_L$  : énergie de liaison prise par rapport à celle du noyau  $^{208}\text{Pb}$

$i = 1, 2, \dots, n$  : indice pour préciser les niveaux expérimentaux de basse énergie.

$KHx$  : peut être soit  $KHH$  (Kuo-Herling Hole) soit  $KHP$  (Kuo-Herling Particle).

Et les trois quantités sont définis comme suit :

$$\langle \Delta E_L \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta E_L^{(i)} \quad (4.5)$$

$$\langle \Delta E_L \rangle_{rms} = \left( \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \Delta E_L^{(i)} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

$$\langle \Delta E_L \rangle = \frac{1}{n} \left[ \left| \langle \Delta E_L \rangle_{rms}^2 - \langle \Delta E_L \rangle^2 \right| \right]^{1/2} \quad (4.7)$$

Les variations de ces trois termes ont pour but de déterminer la valeur de  $k_{ph}$  pour laquelle l'interaction donne le meilleur accord avec le spectre expérimental.

## 4.2.2 Interactions Effectives de la région $^{132}\text{Sn}$

La construction d'interactions dans le cadre du modèle en couches applicables aux noyaux à quelques nucléons de valence dans la région doublement magique  $^{132}\text{Sn}$  a été possible grâce à la découverte de la transition  $\beta^-$  rapide et interdite  $\Delta J = 0$  dans les décroissances des noyaux  $^{133}\text{Sn}$ ,  $^{134}\text{Sn}$ ,  $^{134}\text{Sb}$ . Ces décroissances avaient offert l'opportunité de l'extension des théories établies dans la région du  $^{208}\text{Pb}$  aux régions doublement magiques plus basses. Deux interactions ont alors été construites dans la région du  $^{132}\text{Sn}$ .

Ces différentes interactions sont extraites par modification de l'interaction trou-trou de Kuo-Herling citée précédemment. Ces modifications portent soit sur les énergies à une seule particule, soit sur les éléments de matrice à deux corps (TBME), soit sur les deux.

Deux types d'interactions ont alors été construites par Chou et Warburton :  $KH5082$  et  $CW5082$ .



## KH5082

Cette interaction utilise les éléments de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction Kuo-Herling (*KH*) "bare + one particle-one hole (*1p1h*)" ou "bare G matrix + core polarization" [12]. Tous ces éléments ont été multipliés par le facteur de masse  $(132/208)^{-1/3}$ . Ce facteur est une estimation de la dépendance en masse de l'énergie dans la base de l'oscillateur harmonique [12].

$$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle = (132/208)^{-1/3} \left\{ k_{bare} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare} + k_{ph} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{ph} \right\} \quad (4.8)$$

De plus, les six éléments diagonaux neutron-neutron de  $J^\pi = 0^+$  sont plus attractifs et produisent un déficit dans les énergies de liaison des états de l'interaction Kuo-Herling. Ils ont alors été réduits par le facteur 0.6. Les énergies d'une particule (spe) proton ou neutron sont prises de l'expérience.

Pour les orbitales protons, les états yrast sont supposés les états donnant les énergies *KH* dans la figure (4.2). Les orbitales neutrons sont obtenues par comparaison entre les valeurs des énergies théoriques et expérimentales [12].

Ainsi l'interaction *KH5082* est construite à partir de principes fondamentaux.

## CW5082

L'interaction *CW5082* est construite à partir de l'interaction *KH5082* par le remplacement des éléments de matrice à deux corps (TBME) de protons de la couche  $N = 4$  à l'aide de l'interaction effective de Kruse et Wildenthal [12] dérivant d'un fit de moindre carré des énergies de liaison en prenant l'interaction delta de surface (*SDI*) comme point de départ. Les énergies à une particule résultant de ce fit sont portées sur la figure (4.2).

Les énergies de liaison des orbitales neutrons ont été réduites de 100 *keV* et les TBME proton-neutron sont modifiés pour reproduire les niveaux connus de  $J = 0$  et 1 du noyau  $^{134}\text{Sb}$  (tableau (4.1)).

Configuration	Etats	$KH$	$CW$
$1g_{7/2}2f_{7/2}$	$0^-$	-714	-678
$1g_{7/2}2f_{7/2}$	$1^-$	-721	-336
$2d_{5/2}2f_{7/2}$	$1^-$	-609	-326
$1g_{7/2}1h_{9/2}$	$1^-$	-561	-279
$1h_{11/2}1h_{9/2}$	$1^+$	-1381	-1187

Tableau (4.1) : Valeurs des TBME  $\pi - \nu$  de  $KH$  et  $CW$ .

### 4.2.3 KH5082R et KH5082N

Les états excités à bas spin des noyaux dans la région du  $^{132}\text{Sn}$  sont des états excités plutôt non perturbés à un ou deux particules. Korgul a alors développé, l'interaction  $KH5082N$  pour reproduire le spectre énergétique mesuré du noyau  $^{134}\text{Sb}$  et surtout les états en dessous de l'état isomère  $7^-$ .

Les interactions  $KH5082R$  et  $KH5082N$  ont comme origine l'interaction  $KH5082$ . Elles ont été établies par A. Korgul et al [2].

#### KH5082R

L'espace modèle de l'interaction  $KH5082$  de Chou et Warburton subit une troncation c'est-à-dire qu'on prend toutes les orbitales entre  $^{132}\text{Sn}$  et  $^{208}\text{Pb}$  exceptées celles correspondantes à  $\pi(3s_{1/2}, 2d_{3/2})$  et  $\nu(2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2})$ . Les énergies de la particule individuelle (spe) sont prises de l'expérience à partir des énergies de liaison du noyau  $^{133}\text{Sb}$  pour les protons et de  $^{133}\text{Sn}$  [35] pour les neutrons comme le montre le tableau (4.2) :

Couches	Neutron ( $keV$ )	Couches	Pr oton ( $keV$ )
$1h_{9/2}$	-884	$1g_{7/2}$	-9625
$2f_{7/2}$	-2445	$2d_{5/2}$	-8663
$1i_{13/2}$	+250	$1h_{11/2}$	-6833

Tableau (4.2) : Energies de la particule individuelle (spe)

En faisant l'analogie entre les résultats calculés et expérimentaux des deux régions  $^{208}\text{Pb}$  et  $^{132}\text{Sn}$ , on a pu déduire les différentes informations sur les niveaux inconnus de celle du  $^{132}\text{Sn}$ . La figure (4.3) exprimant la variation des énergies des états excités en fonction des spin de basses valeurs montre une analogie entre les résultats des noyaux  $^{134}\text{Sb}$  et  $^{210}\text{Bi}$ .

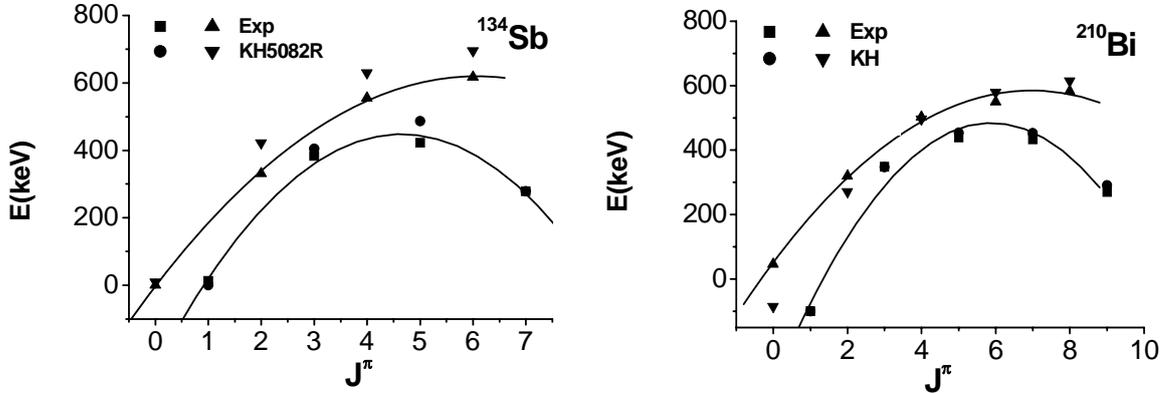


Figure (4.3) : Analogie entre les énergies expérimentales et calculées des noyaux  $^{134}\text{Sb}$  et  $^{210}\text{Bi}$  [34]

On remarque que les paraboles ajustées aux résultats calculés par l'interaction  $KH$  au moyen de code OXBASH reproduisent parfaitement les paraboles expérimentales dans le cas du noyau du  $^{210}\text{Bi}$  pour les états de configuration  $(\pi g_{9/2} \nu h_{9/2})$ . Il est aussi bien clair que les résultats obtenus dans le cas du noyau  $^{134}\text{Sb}$  par l'interaction  $KH5082R$  pour les états de configuration  $(\pi g_{7/2} \nu f_{7/2})$ , ont aussi la forme de paraboles de même allure que celles du  $^{210}\text{Bi}$ .

Cette analogie a été exploitée entre les noyaux  $^{134}\text{Sn}$  et  $^{210}\text{Pb}$  et entre les noyaux  $^{134}\text{Te}$  et  $^{210}\text{Po}$  (figure (4.4) et (4.5)). On trouve que les interactions  $KH5082$  et  $KHPE$  donnent des valeurs différentes, plus ou moins éloignées de celles de l'expérience.

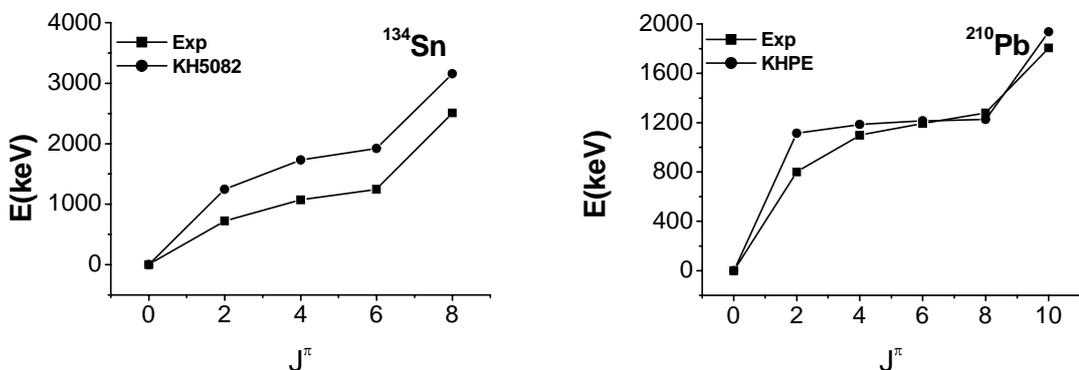


Figure (4.4) : Analogie entre les énergies expérimentales et calculées des noyaux  $^{134}\text{Sn}$  et  $^{210}\text{Pb}$ .

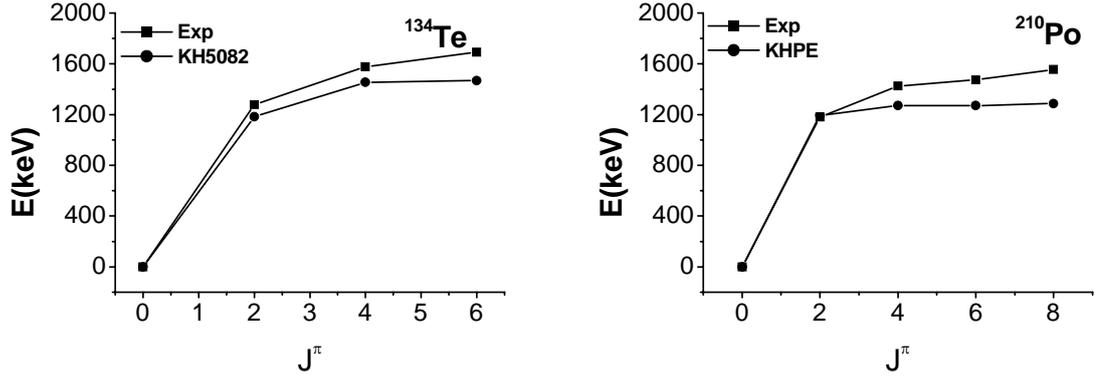


Figure (4.5) : Analogie entre les énergies expérimentales et calculées des noyaux  $^{134}\text{Te}$  et  $^{210}\text{Po}$ .

### KH5082N

La modification de cinq éléments diagonaux proton-neutron (tableau (4.3)) de l'interaction  $KH5082R$  pour la configuration  $(\pi g_{7/2} \nu f_{7/2})$  donne une nouvelle interaction nommée  $KH5082N$ .

Etats	<i>Configurations</i>	$KH5082R$	$KH5082N$
$0^-$	$\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$	-714	-721
$1^-$	$\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$	-722	-698
$2^-$	$\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$	-293	-381
$3^-$	$\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$	-303	-321
$4^-$	$\pi g_{7/2} \nu f_{7/2}$	-91	-164

Tableau (4.3) : Cinq TBME  $\pi - \nu$  modifiés

### 4.2.4 KH208

Dans cette interaction, on a utilisé les éléments de matrice trou-trou de Kuo-Herling avec l'espace modèle  $KHH$  (même espace que  $Z50N82$ ). Les énergies individuelles sont prises de la référence [36] et sont représentées dans le tableau (4.4).

Couches	Neutron ( $keV$ )	Couches	Proton ( $keV$ )
$1h_{9/2}$	-890	$1g_{7/2}$	-966
$2f_{7/2}$	-2460	$2d_{5/2}$	-870
$2f_{5/2}$	-450	$2d_{3/2}$	-722
$3p_{3/2}$	-1600	$3s_{1/2}$	-732
$3p_{1/2}$	-800	$1h_{11/2}$	-687
$1i_{13/2}$	+250	-	-

Tableau (4.4) : Energies individuelles (spe) [36].

#### 4.2.5 SLN et SLPN

Nous avons modifié l'interaction *CW5082*. Nous avons pris  $^{132}\text{Sn}$  comme un coeur inerte. L'espace de valence se compose de cinq orbitales :  $\pi(1g_{9/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$  et  $1h_{11/2}$  :  $Z = 50 - 82$ ) avec les énergies individuelles (spe) en  $MeV$  :  $-9.6629, -8.7005, -7.2233, -6.9657$  et  $-6.8714$  et de six orbitales :  $\nu(1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}$  et  $1i_{13/2}$  :  $N = 82 - 126$ ) avec les spe en  $MeV$  :  $-0.8944, -2.4553, -0.4507, -1.6016, -0.7996$  et  $+0.2397$ . Les énergies individuelles (spe) de neutron et de proton sont tirées des valeurs expérimentales [11]. Les spe de neutron sont les énergies de liaison expérimentales des niveaux du noyau  $^{133}\text{Sn}$  sauf l'état  $1i_{13/2}$  qui est pris à partir de la référence [37]. Les spe de proton sont celles des niveaux du noyau  $^{133}\text{Sb}$  avec l'énergie de l'état  $3s_{1/2}$  obtenue par une systématique locale [12].

Nous avons changé les éléments de matrice de deux corps (TBME) de neutron-neutron et de proton-neutron gardant les mêmes que ceux dans *CW5082*. Les six éléments neutron-neutron (TBME) diagonaux avec  $J^\pi = 0^+$  étant trop attractifs ont été multipliés par le facteur 0.48. Ce facteur est obtenu en reproduisant l'énergie de liaison expérimentale  $6.365 MeV$  de  $^{134}\text{Sn}$  [11].

Puis, nous avons utilisé les énergies de liaison des 4 premiers états excités  $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$  du noyau  $^{134}\text{Sn}$ .

Par les mêmes étapes de modification, nous avons aussi utilisé l'énergie de liaison expérimentale du noyau  $^{134}\text{Sb}$  de  $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 7^-, 8^-, 9^+, 10^+, 10^-, 11^-,$  et  $12^-$ . en modifiant leurs éléments de matrice.

Enfin, on obtient une nouvelle interaction que l'on nomme  $SLN$ , par la modification de 22 éléments de matrice de l'interaction  $CW5082$ .

Par la suite, nous avons modifié les éléments proton-proton par l'utilisation de l'énergie de liaison du noyau  $^{134}\text{Te}$  de  $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ , et  $6^+$ . Cette interaction est dénotée par le nom  $SLPN$ . Au total, nous avons modifié 26 éléments de matrice pour l'interaction  $SLPN$ .

Toutes les modifications des éléments de matrice sont faites à partir de la formule de l'énergie de liaison suivante :

$$E_J^L = E_{\text{coeur}} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \langle V_{12} \rangle \quad (4.9)$$

Cette formule est écrite pour les énergies de liaison expérimentales et les énergies de liaison de l'interaction  $CW5082$ . Par soustraction de deux formules, on trouve que la différence entre les éléments de matrice  $\langle V_{12} \rangle_{Exp}$  et  $\langle V_{12} \rangle_{CW5082}$  dépend de la différence entre  $E_{J(Exp)}^L$  et  $E_{J(CW5082)}^L$ .

$$\langle V_{12} \rangle_{Exp} - \langle V_{12} \rangle_{CW5082} = E_{J(Exp)}^L - E_{J(CW5082)}^L \quad (4.10)$$

Cette différence est ajoutée aux éléments de matrice de l'interaction  $CW5082$ .

## 4.3 Etude des noyaux à 2 et 3 nucléons de valence dans la région de l'étain

### 4.3.1 Noyaux de deux nucléons de valence $A=134$

#### Noyau de l'étain $^{134}\text{Sn}$

Le noyau de l'étain  $^{134}\text{Sn}$  a deux neutrons de valence en dehors du coeur inerte doublement magique ( $Z = 50, N = 82$ ) dans la couche  $\nu 2f_{7/2}$  selon le modèle en couches. Le spectre énergétique de ce noyau est constitué par l'état fondamental  $0^+$  et trois états excités  $2^+, 4^+, 6^+$  par la configuration  $(\nu 2f_{7/2})^2$  et l'état excité  $8^+$  de la configuration  $(\nu 1h_{7/2} \nu 2f_{7/2})$ . Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (4.5) et représenté sur la figure (4.6).

Dans le tableau (4.5) ci-dessous, on a reporté les valeurs des énergies d'excitation et calculées pour le noyau  $^{134}\text{Sn}$  par les différentes interactions au moyen du code OXBASH. On observe clairement que les résultats obtenus par l'interaction  $SLN$  sont très proches de ceux

de l'expérience. Par contre, les deux interactions  $CW5082$  et  $KH5082$  donnant les mêmes valeurs, sont trop éloignées de celles de l'expérience.

Etats	$0^+$	$2^+$	$4^+$	$6^+$	$8^+$
$E_{exp}$	0	725.6	1073.4	1247.4	2508.9
$E_{KH5082}$	0	1245	1732	1924	3154
$E_{CW5082}$	0	1245	1732	1924	3154
$E_{SLN}$	0	726	1074	1248	2509

Tableau (4.5) : Illustration des énergies expérimentales [11] et calculées du noyau  $^{134}\text{Sn}$  des états excités, en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $SLN$  dans l'espace modèle  $Z50N82$ .

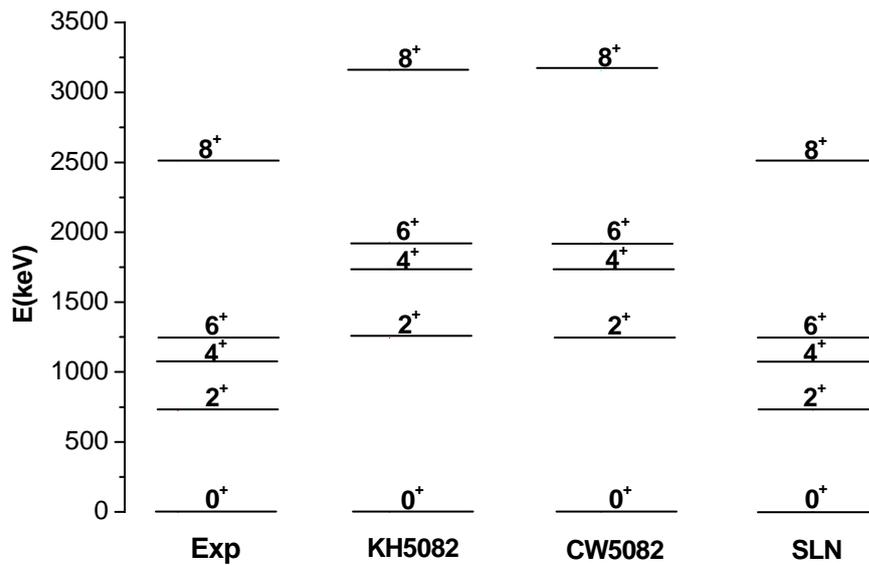


Figure (4.6) : Spectres énergétiques expérimentaux [11] et calculés du noyau  $^{134}\text{Sn}$

### Noyau de l'antimoine $^{134}\text{Sb}$

Ce noyau contient un proton de valence situé sur l'orbite  $\pi 1g_{7/2}$  et un neutron de valence situé sur l'orbite  $\nu 1h_{9/2}$ . Pour ce noyau, on a reproduit les niveaux d'énergies élevées obtenus

par Saha et al. [11] et ceux de basses énergies obtenus par Korgul et al. [2], qui correspondent aux configurations suivantes :

$$(\pi 1g_{7/2}\nu 2f_{7/2}) : 0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^- [2]$$

$$(\pi 2d_{5/2}\nu 2f_{7/2}) : 6^-)_2, 2^-)_2, 1^-)_2 [2].$$

$$(\pi 1g_{7/2}\nu 1h_{9/2}) : 8^- [35]$$

$$(\pi 1g_{7/2}\nu 1i_{13/2}) : 10^+ [35]$$

$$(\pi 1h_{11/2}\nu 2f_{7/2}) : 9^+ [35]$$

$$(\pi 1h_{11/2}\nu 1i_{13/2}) : 10^-, 11^-, 12^- [38]$$

Les niveaux  $0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 2^-)_2, 1^-)_2$  sont les niveaux observés dans la décroissance  $\beta^-$  du noyau  $^{134}\text{Sn}$  [9]. Tandis que, les niveaux  $7^-, 4^-, 5^-, 6^-, 8^-, 9^+, 10^+$  sont les niveaux peuplés par l'intermédiaire de la décroissance  $\beta^-$  suivi de l'émission de neutron retardé du noyau  $^{135}\text{Sn}$  [9].

Ces calculs sont faits en utilisant soit l'espace modèle  $Z50N82$  avec l'une des interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $KH208$  et  $SLN$  ou soit l'espace modèle réduit  $Z50N82R$  avec l'une des interactions  $KH5082R$  et  $KH5082N$ . Les résultats obtenus sont reportés dans les tableaux (4.6) et (4.7) et représentés sur les figures (4.7) et (4.8).

Etats	$E_{exp}$	$E_{KH5082}$	$E_{KH5082R}$	$E_{KH5082N}$	$E_{KH208}$	$E_{CW5082}$	$E_{SLN}$
$0^-$	0	1	10	0	0	0	0
$1^-$	13	0	0	13	8	321	13
$2^-$	331	411	422	331	357	376	331
$3^-$	383	407	405	385	351	374	383
$1^-)_2$	885	695	829	826	808	871	1003
$2^-)_2$	935	941	1388	1385	981	881	988

Tableau (4.6) : Illustration des énergies expérimentales [2] et calculées du noyau  $^{134}\text{Sb}$  des états excités de bas spin, en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $SLN$ , et  $KH208$  de l'espace modèle  $Z50N82$  et les interactions  $KH5082R$  et  $KH5082N$  de l'espace modèle  $Z50N82R$ .

La figure (4.7) montre que les deux interactions  $SLN$  et  $KH5082N$  donnent les valeurs les plus proches à l'expérience.

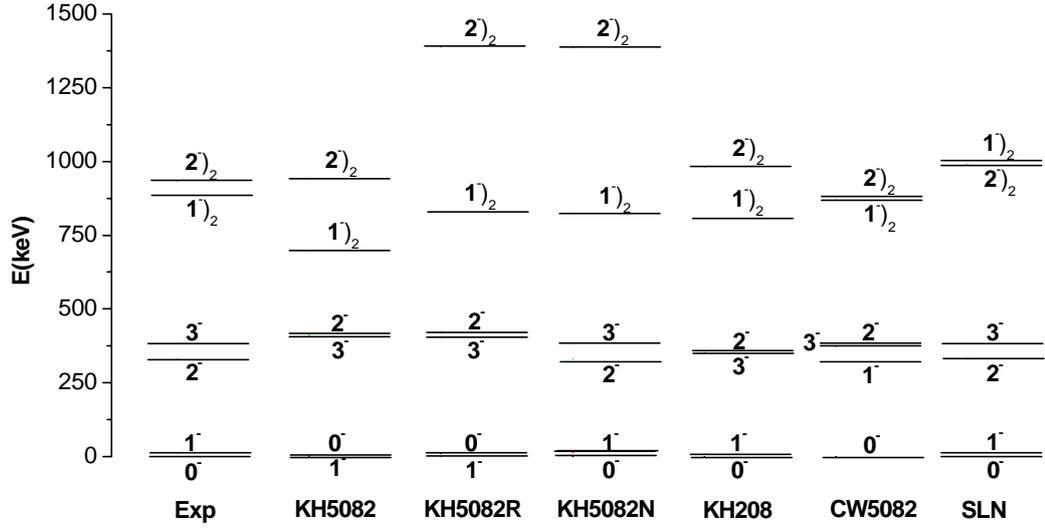


Figure (4.7) : Spectres énergétiques expérimentaux [2] et calculés du noyau  $^{134}\text{Sb}$  pour les niveaux excités de bas spin observés dans la décroissance  $\beta^-$  du noyau  $^{134}\text{Sn}$ .

Etats	$E_{exp}$	$E_{KH5082}$	$E_{KH5082R}$	$E_{KH5082N}$	$E_{KH208}$	$E_{CW5082}$	$E_{SLN}$
$7^-$	279	379	279	276	305	346	283
$5^-$	442	496	487	484	422	463	514
$4^-$	555	659	630	555	565	625	554
$6^-$	617	761	695	692	644	728	780
$6^-)_2$	—	1108	1030	1027	1072	1035	1126
$8^-$	1073	1622	1579	1594	1664	1589	1073
$9^+$	2126	2659	2781	2777	2858	2605	2125
$10^+$	2434	2266	2759	2756	2833	2232	2434
$10^-$	4094	5622	6125	6122	6111	5554	4094
$11^-$	4425	5586	6089	6086	6080	5518	4425
$12^-$	4517	4954	5457	5454	5325	4886	4517

Tableau (4.7) : Illustration des énergies expérimentales [11] et calculées du noyau  $^{134}\text{Sb}$  des états excités de haut spin, en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $SLN$ , et  $KH208$  de l'espace modèle  $Z50N82$  et les interactions  $KH5082R$  et  $KH5082N$  de l'espace modèle  $Z50N82R$ .

La figure (4.8) illustre une grande similarité entre le spectre calculé par l'interaction  $SLN$  et celui expérimental. Tandis que le spectre calculé par l'interaction  $KH5082N$  est en bon accord avec celui expérimental pour les premiers niveaux ( $7^-$ ,  $4^-$ ,  $5^-$ , et  $6^-$ ) seulement.

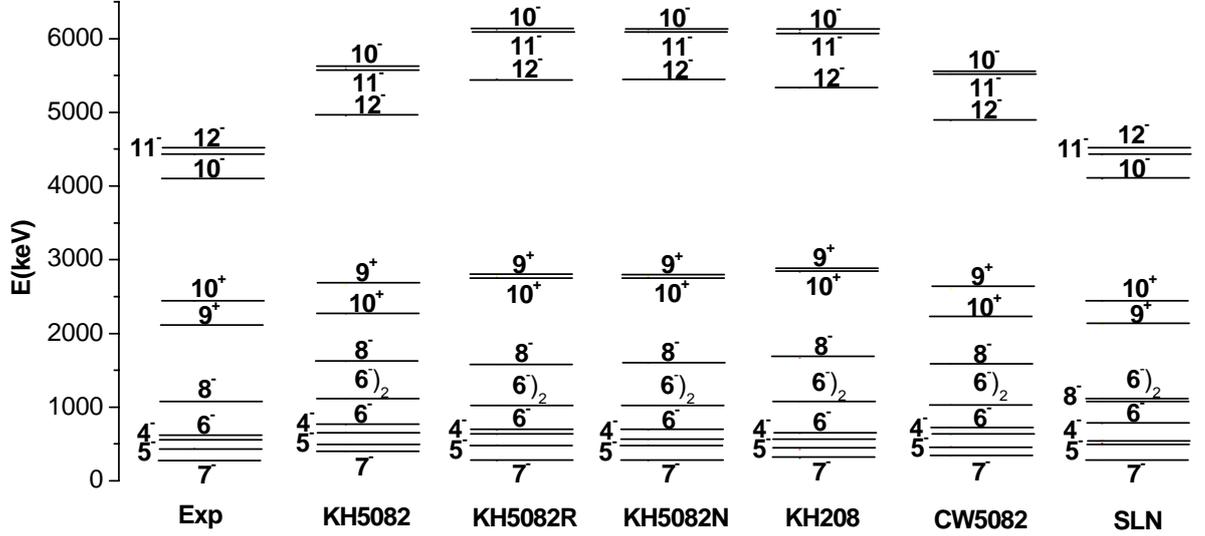


Figure (4.8) : Spectres énergétiques expérimentaux [11] et calculés du noyau  $^{134}\text{Sb}$  pour les niveaux excités de haut spin observés dans la décroissance  $\beta^-n$  du noyau  $^{135}\text{Sn}$

### Noyau de Tellure $^{134}\text{Te}$

Le noyau de Tellure  $^{134}\text{Te}$  a deux protons de valence situés sur la couche  $\pi 1g_{7/2}$  d'après le modèle en couches. Le spectre des niveaux excités de ce noyau est construit comme suit : [39]

$$\begin{aligned}
 (\pi 1g_{7/2})^2 &: 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \\
 (\pi 1g_{7/2}\pi 2d_{5/2}) &: (6^+)_2, (2^+)_2, (4^+)_2, 3^+, 5^+ \\
 (\pi 1g_{7/2}\pi 1h_{11/2}) &: 9^-, 7^-, 8^- \\
 (\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 2f_{7/2} 1h_{11/2}^{-1}) &: 8^+, 9^+, 10^+ \\
 (\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 2f_{7/2} 1d_{3/2}^{-1}) &: 10^-, 11^-
 \end{aligned}$$

Les spectres expérimentaux et calculés sont comparés sur les figures (4.9) et (4.10).

Dans le tableau (4.8) ci-dessous, on a reporté les valeurs des énergies d'excitation inférieures à 3000 keV du noyau  $^{134}\text{Te}$  calculés par les différentes interactions du code OXBASH. On observe que l'interaction  $SLPN$  donne les résultats les plus proches à l'expérience.

Etats	$E_{exp}$	$E_{KH5082}$	$E_{CW5082}$	$E_{SLN}$	$E_{SLPN}$
$0^+$	0	0	0	0	0
$2^+$	1279	1182	1330	1322	1279
$4^+$	1576	1455	1504	1497	1575
$6^+$	1692	1468	1703	1703	1692
$6^+)_2$	2398	2134	2293	2328	2253
$2^+)_2$	2465	2366	2485	2522	2441
$4^+)_2$	2555	2422	2679	2713	2640
$3^+$	2683	2435	2712	2745	2662
$5^+$	2727	2451	2803	2839	2757

Tableau (4.8) : Illustration des énergies expérimentales [40] et calculées du noyau  $^{134}\text{Te}$  des états excités d'énergies inférieures à 3000  $keV$ , en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $SLN$ ,  $SLPN$  de l'espace modèle  $Z50N82$ .

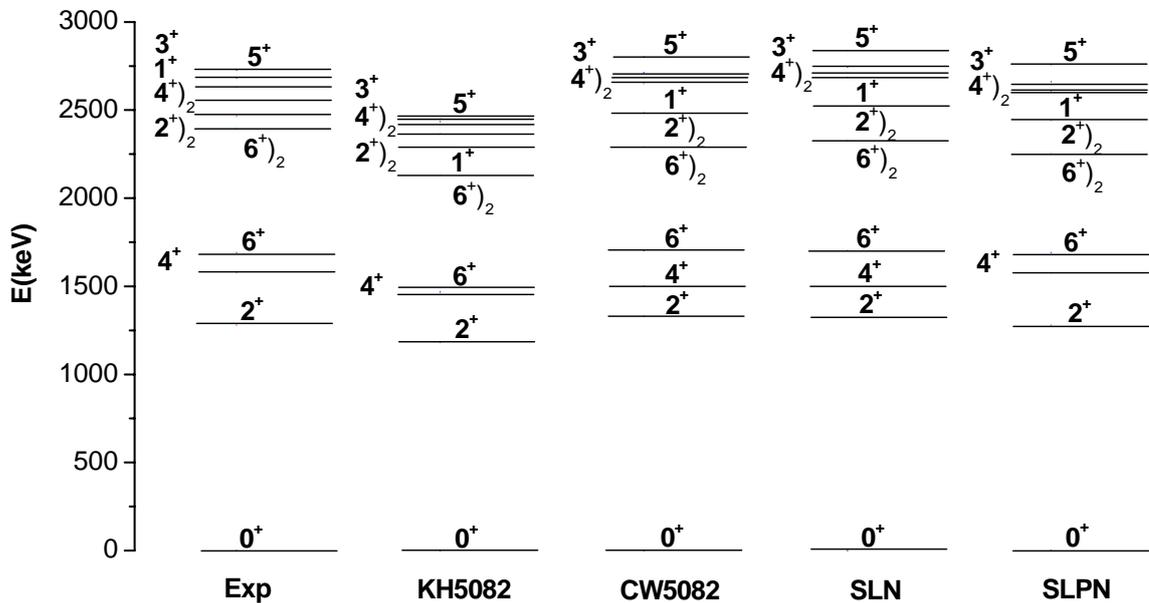


Figure (4.9) : Spectres énergétiques expérimentaux [40] et calculés du noyau  $^{134}\text{Te}$  des états excités d'énergies inférieures à 3000  $keV$ .

Dans le tableau (4.9) ci-dessous, on remarque que l'énergie calculé de l'état excité  $10^+$  est trop éloignée à celle de l'expérience. On remarque aussi que toutes les interactions ne donnent pas la valeur d'énergie de l'état  $9^+$ .

Etats	$E_{exp}$	$E_{KH5082}$	$E_{CW5082}$	$E_{SLN}$	$E_{SLPN}$
$9^-$	4014	3772	4204	4235	4152
$7^-$	4300	4119	4316	4347	4264
$8^-$	4563	4227	4466	4496	4413
$9^+$	5079	—	—	—	—
$10^+$	5622	7087	7565	7629	7546

Tableau (4.9) : Illustration des énergies expérimentales [40] et calculées du noyau  $^{134}\text{Te}$  des états excités d'énergies supérieures à 3000  $keV$ , en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $SLN$ ,  $SLPN$  de l'espace modèle  $Z50N82$ .

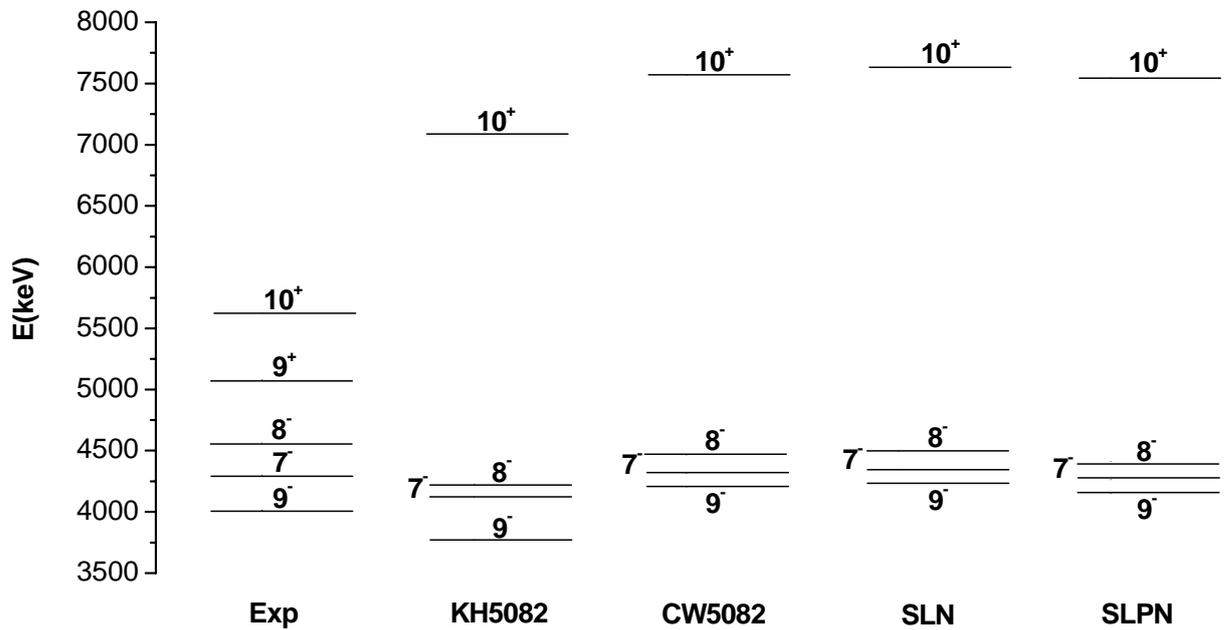


Figure (4.10) : Spectres énergétiques expérimentaux [40] et calculés du noyau  $^{134}\text{Te}$  des états excités d'énergies supérieures à 3000  $keV$ .

### 4.3.2 Noyaux de trois nucléons de valence A=135

#### Noyau de l'étain $^{135}\text{Sn}$

Le noyau de  $^{135}\text{Sn}$  contient trois neutrons de valence en dehors du coeur inerte doublement magique ( $Z = 50$  et  $N = 82$ ), ces neutrons sont situés sur l'orbitale  $\nu 1h_{9/2}$ .

Il n'y a pas d'informations sur le spectre énergétique expérimental du noyau  $^{135}\text{Sn}$ . Les calculs à l'aide de code OXBASH sont faits en utilisant les interactions  $KH5082$ ,  $CW5082$  et  $SLN$ , et les dix états correspondants aux configurations suivantes :

$$(\nu 1f_{7/2})^3 : 7/2^-, 5/2^-, 3/2^-, 11/2^-, 9/2^-, 15/2^-$$

$$(\nu 1f_{7/2})^2 (\nu 3p_{3/2}) : 3/2^-_2, 9/2^-_2, 7/2^-_2, 1/2^-$$

Selon le Tableau (4.10), on observe que l'interaction  $KH5082$  et  $CW5082$  donnent les mêmes résultats qui sont très différents de ceux obtenus par l'interaction  $SLN$ .

Etats	$7/2^-$	$5/2^-$	$3/2^-$	$11/2^-$	$9/2^-$	$15/2^-$	$3/2^-_2$	$9/2^-_2$	$7/2^-_2$	$1/2^-$
$E_{KH5082}$	0	634	571	1193	1320	1664	793	1394	1541	1005
$E_{CW5082}$	0	634	571	1193	1320	1663	793	1394	1541	1005
$E_{SLN}$	0	221	351	656	705	1002	1018	1435	1533	1644

Tableau (4.10) : Illustration des énergies calculées de  $^{135}\text{Sn}$  des états excités, en utilisant les interactions  $KH5082$ ,  $CW5082$  et  $SLN$  de l'espace modèle  $Z50N82$ .

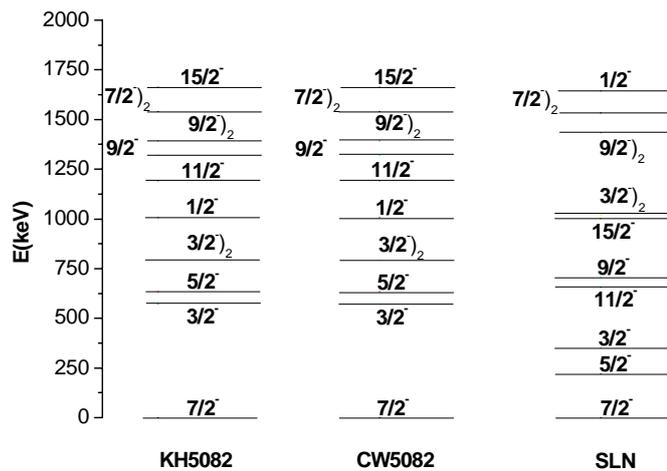


Figure (4.11) : Spectres énergétiques calculés du noyau  $^{135}\text{Sn}$ .

## Noyau de l'antimoine $^{135}\text{Sb}$

Pour ce noyau, on a un proton de valence situé sur l'orbite  $\pi 1g_{7/2}$  et deux neutrons de valence situés sur l'orbite  $\nu 1h_{9/2}$ . Avec le spectre énergétique suivant :

$$(\pi 1g_{7/2}) (\nu 2f_{7/2})^2 : 7/2^+, 11/2^+, 15/2^+, 19/2^+, 17/2^+$$

$$(\pi 2d_{5/2}) (\nu 2f_{7/2})^2 : 5/2^+$$

$$(\pi 1g_{7/2}) (\nu 1h_{9/2} \nu 2f_{7/2}) : 23/2^+$$

les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (4.11) et représentés sur la figure (4.12).

Dans le tableau (4.11), on observe que c'est l'interaction  $SLN$  qui donne des valeurs plus proches des valeurs expérimentales. L'énergie de niveau excité  $23/2^-$  calculée par l'interaction  $KH5082R$  et  $KH5082N$  est plus proche de la valeur expérimentale.

Etats	7/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup>	11/2 <sup>+</sup>	15/2 <sup>+</sup>	19/2 <sup>+</sup>	17/2 <sup>+</sup>	23/2 <sup>+</sup>
$E_{exp}$	0	282	707	1118	1343	1475	1971
$E_{KH5082}$	0	648	1118	1644	1893	2128	2806
$E_{KH5082R}$	0	704	821	1098	1131	1279	1936
$E_{KH5082N}$	0	723	795	1086	1147	1295	1952
$E_{KH208}$	0	625	788	1145	1271	1418	2245
$E_{CW5082}$	0	618	1066	1590	1840	2074	2753
$E_{SLN}$	0	716	729	1152	1334	1598	1648

Tableau (4.11) : Illustration des énergies expérimentales [11] et calculées de  $^{135}\text{Sb}$  des états excités, en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$  et  $SLN$  de l'espace modèle  $Z50N82$  et les interactions  $KH5082R$  et  $KH5082N$  de l'espace modèle  $Z50N82R$ .

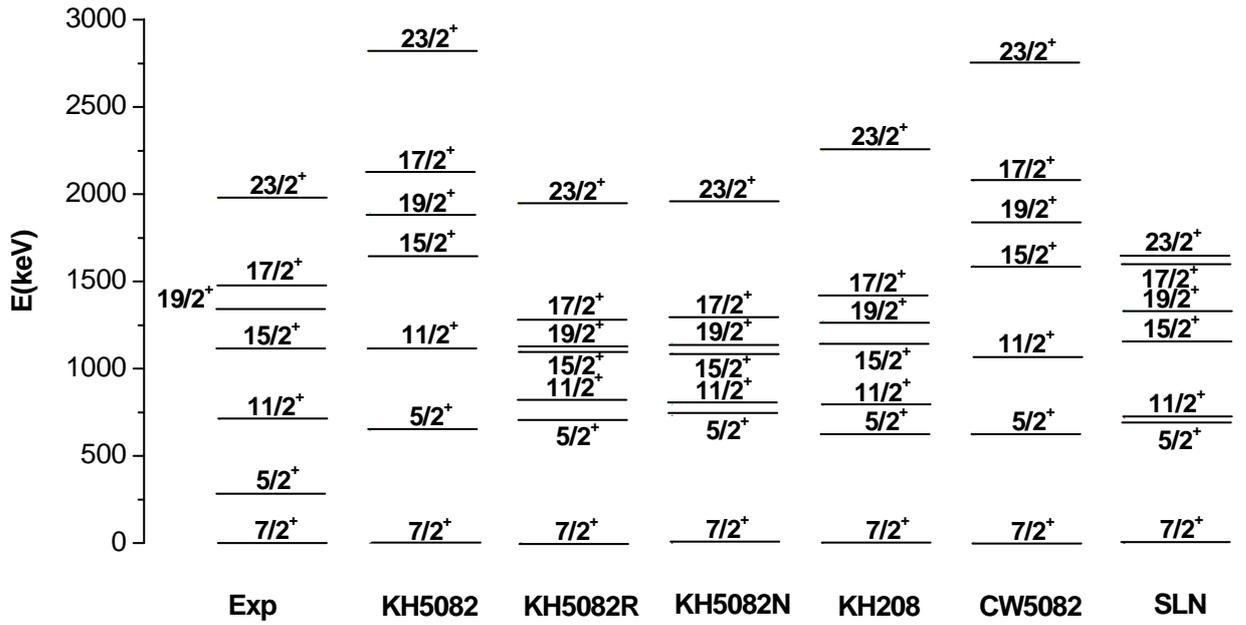


Figure (4.12) : Spectres énergétiques expérimentaux [11] et calculés du noyau  $^{135}\text{Sb}$ .

### Noyau de Tellure $^{135}\text{Te}$

Ce noyau contient deux protons de valence dans l'orbite  $\pi 1g_{7/2}$  avec un neutron de valence dans l'orbite  $\nu 1h_{9/2}$ . Les états suivants :

$$(\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 2f_{7/2}) : 7/2^-, 3/2^-, 5/2^-, 11/2^-, 5/2_2^-, 15/2^-, 19/2^-, 17/2^- [39]$$

$$(\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 2f_{5/2}) : 19/2_2^-$$

$$(\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 1h_{9/2}) : 21/2^- [41]$$

$$(\pi 1g_{7/2} \nu 1h_{9/2} \nu 2f_{7/2}) : 25/2^+ [41]$$

forment le spectre énergétique du noyau  $^{135}\text{Te}$ .

Les énergies représentées dans le tableau (4.12) obtenue par les interactions  $KH5082$ ,  $CW5082$ ,  $SLN$  et  $SLPN$  sont plus ou moins proches de l'expérience.

Etats	$E_{exp}$	$E_{KH5082}$	$E_{CW5082}$	$E_{SLN}$	$E_{SLPN}$
$7/2^-$	0	0	0	0	0
$3/2^-$	659	609	528	752	742
$1/2^-$	1084	950	831	1094	1117
$5/2^-$	1127	857	998	1111	1113
$11/2^-$	1180	1223	1171	1205	1199
$9/2^-$	1246	1123	1281	1194	1184

Tableau (4.12) : Illustration des énergies expérimentales [41] et calculées de  $^{135}\text{Te}$  des états excités d'énergies inférieures à 1400 keV, en utilisant les interactions  $CW5082$ ,  $KH5082$ ,  $SLN$ ,  $SLPN$  de l'espace modèle  $Z50N82$ .

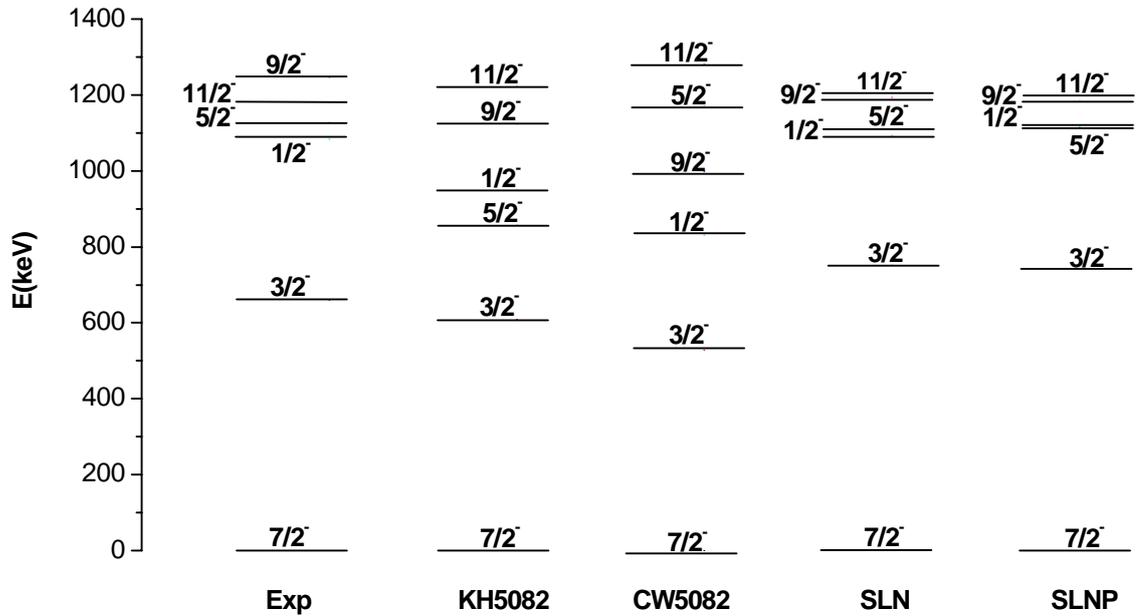


Figure (4.13) : Spectres énergétiques expérimentaux [41] et calculés du noyau  $^{135}\text{Te}$  des états excités d'énergies inférieures à 1400 keV.

Dans le tableau (4.13), on observe que les résultats qui sont obtenus par l'interaction  $KH5082$  des niveaux : ,  $19/2^-$  ,  $21/2^-$  et  $25/2^+$  sont plus proches des résultats expérimentaux que les autres interactions. L'interaction  $SLN$  donne de bon résultats pour les niveaux  $5/2^-$ )<sub>2</sub> et  $17/2^-$ .



## 4.4 Transition électrique d'ordre 2 : E2

Pour examiner les fonctions d'onde correspondantes à l'hamiltonien de différentes interactions et charges effectives pour cette région, nous avons calculé les valeurs des probabilités réduites de transitions électriques  $B(E2)$  pour les noyaux  $^{134,135}\text{Sn}$ ,  $^{134,135}\text{Sb}$  et  $^{134,135}\text{Te}$  en faisant varier les valeurs des charges effectives de proton et de neutron [11].

Les calculs des probabilités réduites de transition électrique  $B(E2)$ , nous avons utilisé toutes les interactions développées dans la première partie des calculs.

Les intégrales radiales impliquées dans le calcul des éléments de matrice de  $E2$  sont déterminées à partir de la fonction d'onde radiale de l'oscillateur harmonique avec une énergie  $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$ .

Nous avons reporté sur le tableau (4.14), les valeurs expérimentales et calculées de  $B(E2)$  pour les noyaux à 2 et 3 nucléons de valence.

Les valeurs de  $B(E2)$  calculées à partir des différentes interactions sont comparées à celles obtenues à partir des durées de vie mesurées pour ces différents noyaux.

Noyaux	<i>Exp</i>	<i>CW5082</i>			<i>SLN</i>			<i>SLPN</i>			<i>KH5082</i>			<i>KH5082R</i>			<i>KH5082N</i>			<i>KH208</i>		
		(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
<sup>134</sup> Sn Δ E (keV) 0 <sup>+</sup> $\xrightarrow{725.6}$ 2 <sup>+</sup> 6 <sup>+</sup> $\xrightarrow{174.0}$ 4 <sup>+</sup>	-	413.9	306.9	413.9	365.4	270.9	365.4	365.4	270.9	365.4	413.9	306.9	413.9	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	36 ± 7	48.64	36.07	48.64	36.65	27.18	36.65	36.65	27.18	36.65	48.64	36.07	48.64	-	-	-	-	-	-	-	-	-
<sup>134</sup> Sb 6 <sup>-</sup> $\xrightarrow{62.0}$ 4 <sup>-</sup>	-	34.18	47.28	59.49	30.23	43.61	54.65	30.24	43.61	54.65	34.03	47.05	59.20	19.94	31.69	39.36	19.95	31.71	39.38	29.40	42.53	53.28
<sup>134</sup> Te 0 <sup>+</sup> $\xrightarrow{1279}$ 2 <sup>+</sup> 6 <sup>+</sup> $\xrightarrow{116.0}$ 4 <sup>+</sup>	960 ± 120	254.6	725.1	859.7	258.0	734.7	872.1	258.8	737.1	874.0	20.43	58.19	68.99	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	83.5 ± 12	28.80	82.00	97.23	29.71	84.60	100.3	30.53	86.93	103.1	20.44	58.19	69.00	-	-	-	-	-	-	-	-	-
<sup>135</sup> Sn 3/2 <sup>-</sup> $\xrightarrow{\quad}$ 7/2 <sup>-</sup>	-	68.60	50.87	68.60	64.37	47.73	64.37	64.37	47.73	64.37	68.60	50.87	68.60	-	-	-	-	-	-	-	-	-
<sup>135</sup> Sb 19/2 <sup>+</sup> $\xrightarrow{225.0}$ 15/2 <sup>+</sup>	≈45	92.60	86.04	112.9	68.53	65.73	85.94	68.53	65.73	85.94	92.27	85.50	112.2	38.35	26.43	34.52	39.42	27.00	35.18	90.29	62.63	82.06
<sup>135</sup> Te 19/2 <sup>-</sup> $\xrightarrow{50.0}$ 15/2 <sup>-</sup>	163.3	72.33	143.7	175.1	66.99	136.9	166.4	71.18	142.9	174.0	55.28	101.2	124.1	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tableau (4.14): Probabilités réduites B (E2) expérimentales et calculées en unité  $e^2fm^4$  pour les noyaux de deux et trois nucléons de valence pour différentes valeurs de charges effectives de proton et de neutron:

(1):  $e_p^{eff}=0.80e$ ,  $e_n^{eff}=0.72e$ , (2):  $e_p^{eff}=1.00e$ ,  $e_n^{eff}=0.62e$ , (3):  $e_p^{eff}=1.47e$ ,  $e_n^{eff}=0.72e$ .

## 4.5 Discussion et Comparaison

### 4.5.1 Energies d'excitation

Dans la première partie de notre étude, nous avons déterminé les spectres énergétiques des noyaux : Sn, Sb, Te à deux et trois nucléons de valence. Les calculs sont réalisés à l'aide des interactions effectives *CW5082* [12], *KH5082* [12], *KH5082R* [2], *KH5082N* [2] et *KH208* [9] de la littérature et les interactions *SLN* et *SLPN* que nous avons tenté d'établir.

Les modifications de l'interaction *SLN* portent sur les énergies de liaison expérimentales, alors que celles dans l'interaction *SLPN* concernent les 4 éléments de matrice proton-proton.

Les résultats obtenus dans le cas des noyaux à deux nucléons de valence sont comme suit :

Pour le noyau  $^{134}\text{Sn}$  : les valeurs des énergies des états excités obtenues à l'aide de l'interaction *SLN* sont en bon accord avec celles de l'expérience et sont aussi similaires à celles établies par S. Saha et al [11] au moyen de l'interaction *SMN*.

Pour le noyau  $^{134}\text{Sb}$  : le résultat est semblable à celui de  $^{134}\text{Sn}$ . De plus, on remarque que les interactions *KH5082N* et *KH208* donnent des valeurs proches à celles de l'expérience pour les niveaux excités à bas spin ( $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$ ,  $3^-$ ,  $4^-$ ,  $5^-$ ,  $6^-$ ,  $7^-$ ), tandis que les énergies des états à haut spin sont loin de celles de l'expérience. Ceci s'explique par le fait que les modifications sont faites seulement sur les éléments de matrice des niveaux de bas spin. Enfin, nous remarquons qu'il existe une inversion entre les niveaux  $0^-$  (fondamental) et  $1^-$  (premier état excité) dans les résultats de *KH5082R*.

Pour le noyau  $^{134}\text{Te}$  : on remarque que l'interaction *SLPN* donne des résultats meilleurs que ceux obtenus par *SLN* et ceux pour les 4 premiers états excités qui sont les mêmes valeurs obtenues par S. Saha [11].

Les résultats obtenus dans le cas des noyaux à trois nucléons de valence sont comme suit :

On trouve que les interactions utilisées donnent des valeurs des énergies d'excitation plus ou moins éloignées de l'expérience, sauf le premier état excité  $5/2^-$  du noyau  $^{135}\text{Sb}$ .

Les résultats obtenus par S. Saha [11] pour l'interaction *SMN* pour les noyaux  $^{135}\text{Sn}$  et  $^{135}\text{Sb}$  sont différents de ceux de *SLN*. Cette différence s'explique l'effet de l'énergie de liaison de l'état fondamental dans les modifications de S. Saha (figures (4.15) et (4.16)).

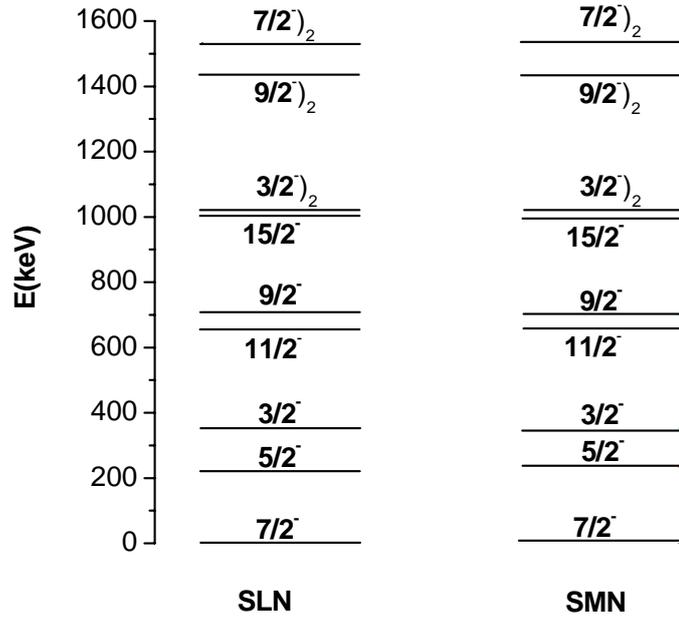


Figure (4.14) : Comparaison des spectres énergétiques du noyau  $^{135}\text{Sn}$  pour les interactions *SLN* et *SMN* [11].

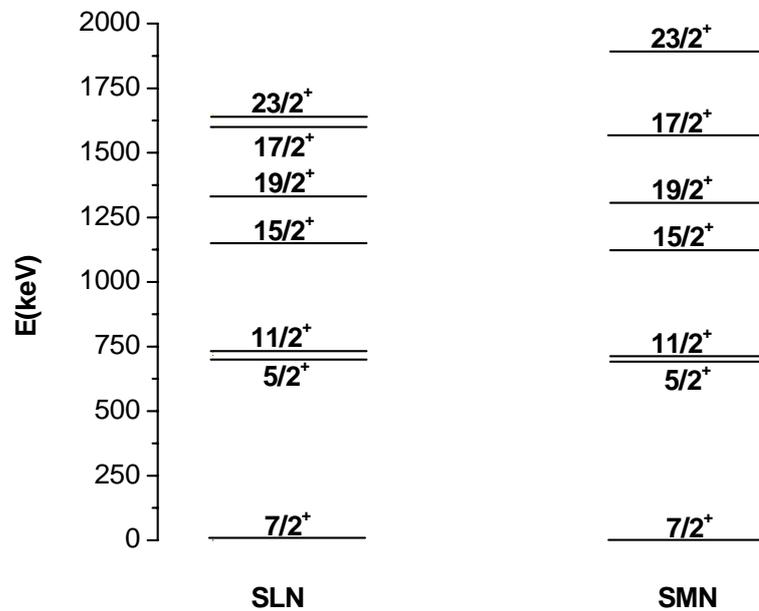


Figure (4.15) : Comparaison des spectres énergétiques du noyau  $^{135}\text{Sb}$  pour les interactions *SLN* et *SMN* [11]

D'après la figure (4.15), on observe que pour le noyau  $^{135}\text{Sn}$  (nucléons de valence identiques), la différence entre  $SLN$  et  $SMN$  n'est pas importante où la grande valeur de  $|\Delta E|$  est  $12 \text{ keV}$  pour le premier niveau excité  $5/2^-$ . Tandis que, la figure (4.16) montre une grande différence entre les deux interactions pour le noyau  $^{135}\text{Sb}$  (nucléons de valence non identiques) où la grande valeur de  $|\Delta E|$  est  $250 \text{ keV}$  pour le niveau  $23/2^+$ .

## 4.5.2 Probabilité réduite de transition électrique E2

Dans la deuxième partie de notre étude, nous avons calculé les probabilités réduite de transition électrique  $B(E2)$  pour certains niveaux dont les résultats expérimentaux existent. Ils correspondent aux transitions  $0^+ \rightarrow 2^+$  (absorption) et  $6^+ \rightarrow 4^+$  (émission) pour le noyau  $^{134}\text{Sn}$  et  $^{134}\text{Te}$ , et  $6^- \rightarrow 4^-$  pour  $^{134}\text{Sb}$ ,  $3/2^- \rightarrow 7/2^-$  pour le noyau  $^{135}\text{Sn}$ ,  $19/2^+ \rightarrow 15/2^+$  pour  $^{135}\text{Sb}$  et  $19/2^- \rightarrow 15/2^-$  pour le noyau  $^{135}\text{Te}$ .

Pour les isobares  $A = 134$ , on trouve qu'une charge effective de proton de valeur  $1.00e$  et une charge effective de neutron entre  $0.62 - 0.72e$ , permettent de retrouver des valeurs proches de celles de l'expérience. Pour le noyau du  $^{134}\text{Te}$ , il est important de noter que la charge effective de proton utilisée pour la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  donne une valeur de  $B(E2)$  plus petite que la limite minimale expérimentale dans le cas de l'absorption  $0^+ \rightarrow 2^+$ . Si on compare les résultats de  $B(E2)$  pour le noyau  $^{134}\text{Te}$  obtenus par l'interaction  $SLN$  avec ceux de F. Majeed ( $822.2e^2 \text{ fm}^4$ ) [42] utilisant l'interaction  $SN100PN$  avec l'espace modèle  $SN100PN$ , on trouve que ses résultats sont plus proches.

Pour les isotopes  $A = 135$ , on trouve que les charges effectives qui reproduisent le mieux les valeurs de  $B(E2)$  pour les noyaux  $^{134}\text{Sn}$  et  $^{134}\text{Te}$  (systèmes de deux nucléons de valence identiques), ne peuvent pas reproduire les valeurs de  $B(E2)$  pour les noyaux  $^{135}\text{Sb}$  et  $^{135}\text{Te}$ . Dans ce cas, on trouve que la charge effective de neutron  $0.72e$  et la charge effective de proton  $1.47e$  donnent les valeurs de  $B(E2)$  les plus proches.

# Conclusion

Dans ce mémoire, le travail a porté sur l'étude théorique des isotopes de l'étain riches en neutrons Sn, Sb, et Te avec deux et trois nucléons de valence au moyen du code OXBASH dans le cadre du modèle en couches. Ces isotopes sont supposés constitués d'un cœur inerte doublement magique, noyau  $^{132}\text{Sn}$  ( $Z = 50$ ,  $N = 82$ ). Les informations obtenues permettront de préciser les interactions effectives utilisées pour les différents calculs spectroscopiques dans cette région.

Pour cette étude, les interactions de départ *CW5082*, *KH5082* et *KHHE* subissent différentes modifications proposées dans la littérature, comme les modifications de S. Saha pour l'interaction *CW5082*, A. Korgul pour l'interaction *KH5082* et J. Shergur pour l'interaction *KHHE*. Ces modifications sont faites pour reproduire les résultats expérimentaux. Elles prennent pour base :

- Les énergies expérimentales de la particule singulière ou individuelle.
- Les éléments de matrice à deux corps.
- L'espace modèle de la région de l'étain.

En effet, l'interaction *KH5082* subit les trois modifications, l'interaction *CW5082* subit les deux premières modifications, et dans l'interaction *KHHE* seules les énergies individuelles ont été modifiées.

Les calculs des spectres énergétiques et des probabilités réduites de transition électrique  $B(E2)$  sont faits à l'aide de toutes ces interactions.

Le spectre d'énergie de noyau  $^{134}\text{Sn}$  est bien reproduit par les deux interactions *SLN* et *SLPN*, et elles donnent de bons résultats pour le noyau  $^{134}\text{Sb}$ , alors que l'interaction *KH5082N* donne de bons résultats sauf pour les low-spin. Le spectre d'énergie de noyau  $^{134}\text{Te}$  sont bien reproduites par l'interaction *SLPN*. Ces interactions ne donnent pas de bons spectres d'énergie pour les noyaux  $^{135}\text{Sn}$ ,  $^{135}\text{Sb}$  et  $^{135}\text{Te}$ . Dans les noyaux à deux particules de valence, les valeurs de  $B(E2)$  est bien reproduit pour la charge effective de neutron dans la gamme  $(0.62 - 0.72)e$  et  $1.47e$  pour la charge de proton pour la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  et  $1.00e$  pour la transition  $0^+ \rightarrow 2^+$ .

Dans le cas de trois nucléons de valence, La charge effective de proton  $1.47e$  et la charge effective de neutron  $0.72e$  donnent les bonnes valeurs de  $B(E2)$ .

# Références

- [1] J. Shergur et al., Phys. Rev. C65, 034343 (2002).
- [2] A. Korgul et al., Eur. Phys. J. A15, 181 (2002).
- [3] Y. Blumenfeld, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p45 (2002).
- [4] [www.spm.cnrs-dir.fr/actions/publications/idp/idP200304/15Mittig.pdf](http://www.spm.cnrs-dir.fr/actions/publications/idp/idP200304/15Mittig.pdf)
- [5] A. Boukhellout, Thèse de Magister, Université de Mentouri Constantine (2001)
- [6] A. Korgul et al., Eur. Phys. J. A25, 123 (2005).
- [7] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C72, 057302 (2005).
- [8] J. P. Omtvedt et al., Phys. Rev. Lett. C75. 3090 (1995).
- [9] J. Shergur et al., Phys. Rev. C71, 064321 (2005).
- [10] J. Shergur et al., Eur. Phys. J. A25, 121 (2005).
- [11] S. Sarkar and M. S. Saha, Eur. Phys. J. A21, 61 (2004).
- [12] W. T. Chou and E. K. Warburton, Phys. Rev. C45, 1720 (1992).
- [13] A. Gargano et al., Eur. Phys. J. A20, 103 (2004).
- [14] K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics, Ed. Wiley, 1988.
- [15] A. Korgul et al., Eur. Phys. J. A12, 129 (2001).
- [16] O. Prerru, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI ORSAY (2004).
- [17] B. A. Brown, Nucl. Phys. A704, 11c (2002).
- [18] J. Dobaczewski, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p1 (2002).
- [19] A. Hürstel, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur de Strasbourg (2002).
- [20] C. H. T. Pierre, Thèse de Doctorat, Université de Caen (2002).
- [21] S. Q. Zhang et al., SCIENCE IN CHINA SERIES G46 (6), 632 (2003)..
- [22] S. Nimmela, Doctorat Thesis, University of Jyväskylä, Finland (2001).
- [23] J. Rotureau, Thèse de Doctorat, Université de Caen (2005).
- [24] B. A. Brown, Progress in Particle and Nuclear Physics 47, 517 (2001).
- [25] A. Deshalit and H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics V1 : Nuclear Structure, Ed Wiley, 1990
- [26] S. S. M. Wong, Introductory Nuclear Physics, Ed. Wiley, 1998.
- [27] J. P. Blaizot et J. C. Tolénado, Symétrie et Physique microscopique,

Ed. Marketing. S.A., 1997.

- [28] L. Valentin, Physique Subatomique : Noyaux et Particules. Ed. OPU, 1987.
- [29] B. A. Brown et al., Phys. Rev. C22, 774 (1980).
- [30] B. A. Brown et al., Phys. Rev. C26, 2247 (1982).
- [31] P. J. Brussard and P. W. M. Glaudemans, Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy, Ed. NHPC, 1977.
- [32] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure VI, Ed. W. A. Benjamin, P 333 (1969).
- [33] B. A. Brown, A. Etchegoyen, W. D. M. Rae, NS. Godwin, MSU-NSCL Report No. 524, 1985, unpublished.
- [34] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C43, 602 (1991).
- [35] A. Korgul et al., Eur. Phys. J. A7, 167 (2000).
- [36] J. Shergur et al., Phys. Rev. C72, 024305 (2005).
- [37] W. Urban et al., Eur. Phys. J. A5, 239 (1999).
- [38] B. Fornal et al., Phys. Rev. C63, 024322 (2001).
- [39] C. T. Zhang et al., Phys. Rev. Lett 77, 3743 (1996).
- [40] S. K. Saha et al., Phys. Rev. C65, 017302 (2001).
- [41] ENSDF, "National Data Center", [www.nndc.bnl.gov](http://www.nndc.bnl.gov)
- [42] F. Majeed, [xxx.arxiv.org](http://xxx.arxiv.org), arXiv-nucl. th/0601084 (2006).

## ملخص:

الهدف من عملنا يتمحور في دراسة منطقة نظائر القصدير الغنية بالنيوترونات. تتركز هذه الدراسة على تعريف الطاقات المثارة و احتمالات الانتقال الكهربائي المختصرة  $B(E2)$  للأنوية ذات نكليونين و ثلاثة نكليونات :  $^{134,135}\text{Te}$ ,  $^{134,135}\text{Sb}$ ,  $^{134,135}\text{Sn}$ .

أقيمت الحسابات في النموذج الطبقي بواسطة البرنامج OXBASH للبنية النووية. كنقطة انطلاق، استعملنا التفاعلات الموجودة في المراجع الخاصة بمنطقة القصدير: CW5082, KH5082 مع الفضاء النموذجي Z50N82 والتفاعل KHHE بالنسبة لمنطقة الرصاص.

لقد أحدثنا تغييرات على هذه التفاعلات للحصول على تفاعلات أخرى جديدة: SLPN, SLN KH5082R KH5082N و KH208 بغرض الحصول على النتائج التجريبية. تركزت هذه التغييرات على: الطاقات التجريبية لجسيم وحيد، عناصر المصفوفة لجسيمين، و الفضاء النموذجي الخاص بهذه المنطقة. النتائج المحصل عليها على توافق جيد مع التجربة فيما يخص الأطياف الطاقوية للأنوية ذات نكليوني التكافؤ و تبرز بعض الاختلاف في حالة ثلاث نكليونات. تعطي قيم الشحن الفعالة ( $e_p = 1.47e$ )  $(e_n=0.62e)$  أحسن احتمالات الانتقال الكهربائي المختصرة ي التجريبي  $B(E2)$ .

## الكلمات المفتاحية:

النموذج الطبقي، الفضاء النموذجي، البرنامج OXBASH، التفاعلات KHHE CW5082 KH5082، SLPN SLN KH208 KH5082N KH5082R، الشحن الفعالة.

## **Abstract:**

The aim of our work is constant to the study of the neutron-rich tin isotopes region. This study is based on the determination of excited energies and the reduced probabilities of electric transition  $B(E2)$  for the nuclei with two and three valence nucleons of  $^{134, 135}\text{Sn}$ ,  $^{134, 135}\text{Sb}$  and  $^{134, 135}\text{Te}$ .

The calculations are made in the framework of the shell model using the nuclear structure OXBASH code. We have used as starting point the existing interactions in the literature of tin region: *KH5082*, *CW5082* with *Z50N82* model space and of Plomb region: *KHHE*.

We have modified these interactions to obtain *KH5082R*, *KH5082N*, *KH208*, *SLN* and *SLPN*. These modifications are made to reproduce the experimental results. They take for base, the experimental single particle energies, the two bodies matrix elements, and the tin region model space. The results obtained are in agreement with those of the experiment with regard to the energy spectra of the nuclei with two valence nucleons and present some different in the case of three nucleons. The values of the effective charge ( $e_p = 1.47e$  and  $e_n = 0.62e$ ) reproduce the best experimental reduced probabilities of electric transition  $B(E2)$ .

## **Key words:**

Shell Model, Oxbash code, Interactions *KH5082* *CW5082* *KHHE* *KH5082R* *KH5082N* *KH208* *SLN* *SLPN*, Probability  $B(E2)$ , Effective charges.

## Résumé:

L'objectif de notre travail est consacré à l'étude de la région des isotopes de l'étain riches en neutrons. Cette étude est basée sur la détermination des énergies d'excitation et des probabilités réduites de transitions électriques B(E2) pour les noyaux à deux et trois nucléons de valence  $^{134,135}\text{Sn}$ ,  $^{134,135}\text{Sb}$ , et  $^{134,135}\text{Te}$

Les calculs sont faits dans le cadre du modèle en couches à l'aide du code de structure nucléaire OXBASH. Nous avons utilisé comme point de départ les interactions existantes dans la littérature de la région de l'étain: *KH5082*, *CW5082* avec l'espace modèle *Z50N82* et de la région du Plomb: *KHHE*.

Nous avons modifié ces interactions pour obtenir *KH5082R*, *KH5082N*, *KH208*, *SLN* et *SLPN*. Ces modifications sont faites pour reproduire les résultats expérimentaux. Elles prennent pour bases, les énergies expérimentales de la particule singulière ou individuelle, les éléments de matrice à deux corps, et l'espace modèle de la région de l'étain. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de l'expérience en ce qui concerne les spectres énergétiques des noyaux à deux nucléons de valence et présentent quelques différences dans le cas de trois nucléons. Les valeurs des charges effectives ( $e_p = 1.47e$  et  $e_n=0.62$ ) reproduisent le mieux les probabilités réduites de transitions électriques expérimentales B(E2).

## Mots clés:

Modèle en couches, Code Oxbash, Interactions *KH5082* *CW5082* *KHHE* *KH5082R* *KH5082N* *KH208* *SLN* *SLPN*, Probabilité B(E2), Charges effectives.