

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 : RAYONNEMENTS ET APPLICATIONS

THEME

Calcul de la structure nucléaire et les propriétés
électromagnétiques des noyaux riches en neutrons des
isotopes lourds de calcium et des noyaux de l'île d'inversion

Par

Meriem BOUZIDI

Soutenu le : / /2008

Devant le jury :

Président : N. BELALOUI Prof. Univ. Mentouri Constantine

Rapporteur : M. RAMDHANE Prof. Univ. Mentouri Constantine

Examineurs : A. BELAFRITES MC. Univ. Jijel

B. BENTAG MC. Univ. Mentouri Constantine

M. S. ROUABAH MC. Univ. Mentouri Constantine

Remerciements

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire a été réalisé au laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique du Département de Physique de l'Université Mentouri Constantine.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements les plus chaleureux, ma profonde gratitude et ma reconnaissance infinie à Monsieur M. Ramdhane, professeur à l'Université Mentouri Constantine, pour m'avoir fait confiance tout au long de ces deux années de magistère et d'avoir encadré mon travail de recherche. Encore un grand merci pour ces encouragements, son aide, sa patience et ses idées qui m'ont permis d'aller au fond des réflexions.

Je remercie également l'ensemble des membres de jury : Mr. N. Belaloui, Professeur à l'Université Mentouri Constantine, Mr. A. Belafrites, Maître de Conférence à l'Université de Jijel et Mme. B. Bentag, Maître de Conférence à l'Université Mentouri Constantine pour avoir accepté de faire parti de mon jury.

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

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

Je voudrais terminer en embrassant mes chères et tendres amies Amel, Aziza, Ryma, Lamia, Nadjla, Iftikhar, Aïcha, Samra, Fatima et Hanane.

Table des matières

Introduction	3
1 Généralités	5
1.1 Nombres magiques et la structure en couches	5
1.1.1 Caractéristiques importantes des nombres magiques	6
1.1.2 Nombres magiques dans la vallée de stabilité	11
1.1.3 Nombres magiques loin de la vallée de stabilité	12
1.2 Modes de désexcitation nucléaire et transitions électromagnétiques dans le noyau	15
1.2.1 Transitions électromagnétiques	15
1.2.2 Conversion interne	18
1.2.3 Désintégration β	19
1.3 Région du Calcium	21
1.4 L'île d'inversion	22
1.4.1 Motivations théoriques	24
2 Modélisation du noyau	26
2.1 Généralités sur les modèles de structure nucléaire	26
2.1.1 Introduction	26
2.1.2 Modèle en couches à particule indépendante	27
2.2 Interactions effectives	29
2.2.1 Théorème de séparation	31
2.3 Espace modèle	32
3 Calculs spectroscopiques	34
3.1 Rappel sur le code OXBASH	34

3.2	Espace modèle et interactions effectives	35
3.3	Applications aux noyaux à quelques nucléons de valence dans la région du Calcium	36
3.3.1	Noyaux de Calcium pair-impair	36
3.3.2	Noyaux de Calcium pair-pair	44
3.3.3	Conclusion	52
3.4	Etude des noyaux riches en neutrons $N=21$, $16 \leq Z \leq 20$ dans l'espace sd-fp	53
3.4.1	Espace sd-fp et inteactions effectives	54
3.4.2	L'étude de la structure du ${}^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$:	54
3.4.3	L'étude de la structure du ${}^{39}_{18}\text{Ar}_{21}$:	55
3.4.4	L'étude de la structure du ${}^{37}_{16}\text{S}_{21}$:	56
3.5	Probabilités de transitions électriques $B(E2)$	58
3.5.1	Noyaux de Calcium pair-pair	58
3.5.2	Noyaux de Calcium pair-impair	59
	Conclusion	61
	Références	63

Introduction

Depuis le modèle de l'atome de Rutherford en 1912 et la découverte du noyau par Chadwick en 1932, la physique nucléaire a toujours été un domaine de recherche actif. L'étude de la structure du noyau a reposé sur les noyaux et isotopes stables, que l'on pouvait trouver sur Terre. Il s'agissait donc d'espèces proches de la vallée de stabilité nucléaire. La production et l'étude des noyaux radioactifs mobilisent d'importants moyens humains et technologiques. Le champ d'investigation des physiciens nucléaires s'en trouve considérablement élargi, tant du côté des noyaux riches en neutrons que des riches en protons. Pour comprendre comment de tels noyaux peuvent coexister avec ceux présents dans la nature, il est nécessaire d'étudier à la fois leurs structures et leurs modes de désintégration. Les scientifiques ont disposé d'un outil puissant pour progresser dans la connaissance de la structure nucléaire. A ce jour, plusieurs laboratoires disposent de faisceaux radioactifs, par exemple GSI en Allemagne, GANIL en France, RIKEN au Japon et NSCL/MSU aux Etats-Unis. Ces installations ont rendu possible l'exploration du tableau des nucléides loin de la vallée de stabilité, dans le domaine des noyaux exotiques, et ont ouvert de nouvelles perspectives quant à l'étude de la structure du noyau.

De nombreux modèles théoriques, détaillés dans la littérature, décrivent très bien les propriétés des noyaux situés au voisinage de la vallée de stabilité ou très proches de celle-ci. Cependant le pouvoir prédictif de ces modèles présente souvent des faiblesses dans le cas des noyaux très exotiques. Un de ces modèles les plus utilisés en physique nucléaire est le modèle en couches introduit il y a 50 ans. Ce modèle a permis de comprendre de nombreuses observables comme les spectres d'excitation, les transitions électromagnétiques, les moments magnétiques ainsi que les transitions bêta. Il considère le nucléon se déplace à l'intérieur du noyau sous l'influence d'un champ moyen créé par l'ensemble des autres nucléons. Ce champ moyen est constitué d'un potentiel central (puits carré infini ou fini, oscillateur harmonique, Woods-Saxon ou bien d'autres types) auquel s'est avéré nécessaire d'ajouter le potentiel de spin-orbite qui est à l'origine de l'apparition des bons nombres magiques. Lorsque le nombre de protons ou de neutrons augmente par rapport aux noyaux de couches fermées, il faut alors prendre en compte l'interaction résiduelle entre les nucléons non présente dans le champ moyen à un corps.

Au fil des études expérimentales, il a été découvert que les noyaux exotiques présentant des nombres de nucléons supposés magiques n'ont pas toujours les propriétés attendues. En d'autres termes, les nombres magiques peuvent disparaître, et de nouveaux peuvent apparaître.

L'observation de larges déformations dans des noyaux magiques comme le ^{32}Mg et ^{44}S indique la disparition et l'affaiblissement de la fermeture de couche autour de $N=20$ et $N=28$. D'un point de vue théorique, ceci est interprété comme un effet de déformation qui favorise les corrélations entre les nucléons du noyau, à un tel point que l'état fondamental se trouve dans cette configuration déformée plutôt que dans la configuration "naturelle" sphérique [1]. On parle alors de l'îlot d'inversion. On peut aussi citer le cas du nombre $N=32$ qui devient magique dans les noyaux présentant un excès de neutrons dans les isotopes de calcium, alors qu'au niveau de la vallée de stabilité, ce nombre ne présente pas de propriétés particulières. Dans ce cas, c'est encore l'interaction proton-neutron qui serait responsable d'un réarrangement dans l'ordre des orbitales neutrons de ces noyaux, rendant $N=32$ magique [2], [3].

Nos travaux s'inscrivent dans cette problématique d'actualité ; puisqu'ils portent sur l'étude des noyaux instables riches en neutrons. La détermination de la structure en couches des noyaux étudiés nécessite la réalisation de trois points suivants : un espace de valence, une interaction effective, la construction et la diagonalisation de la matrice d'énergie.

Dans le cadre de ce mémoire, on s'est particulièrement intéressé aux isotopes lourds de calcium riches en neutrons et aux noyaux de l'île d'inversion. Les connaissances théoriques dans ces noyaux sont exploitées afin de mieux reproduire et interpréter les systématiques des données expérimentales.

Le premier chapitre de ce manuscrit porte sur les différentes caractéristiques importantes des noyaux magiques et le comportement des nombres magiques sur et loin de la vallée de stabilité, les modes de désexcitation et les transitions électromagnétiques des noyaux ainsi que la description de la région du calcium et l'île d'inversion.

Le deuxième chapitre est consacré à l'introduction des notions de base du modèle en couches nucléaire et les interactions effectives utilisées pour les calculs spectroscopiques des régions étudiées.

Dans le dernier chapitre, nous présentons les calculs des énergies d'excitation et des probabilités réduites de transitions électromagnétiques pour les isotopes lourds de calcium et les isotones $N=21$ et $Z=16-20$ (^{41}Ca , ^{39}Ar , ^{37}S). Ces calculs sont faits à l'aide du code de structure nucléaire OXBASH sur la base d'interactions effectives connues. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales et à ceux publiés dans la littérature.

Chapitre 1

Généralités

1.1 Nombres magiques et la structure en couches

Historiquement les physiciens ont commencé l'étude du noyau par les isotopes stables. Par la simple observation de la répartition des éléments dans la nature, on note une sur-abondance des éléments pour lesquels le nombre de neutrons et/ou de protons est égal à 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126, ces nombres sont appelés “nombres magiques”. Les noyaux ayant leur nombre de protons ou de neutrons égal à ces valeurs sont appelés noyaux magiques. Si, à la fois, leurs nombres de protons et de neutrons sont des nombres magiques, ces noyaux sont dits ‘doublement magiques’.

Les noyaux magiques ou doublement magiques présentent une grande stabilité par rapport à ses proches voisins. L'ajout d'un ou plusieurs nucléons à une fermeture de couche rend ces derniers moins liés. Ce phénomène est similaire à ce qui se passe pour les gaz rares pour lesquels le potentiel d'ionisation augmente brusquement par rapport à leurs voisins. Donc l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons apporte des informations sur le potentiel nucléaire en présence de nucléons supplémentaires qui sont moins liés.

L'existence des nombres magiques et la structure en couches est aussi suggérée par quelques autres données expérimentales, tel que, la grande énergie d'excitation du premier état excité 2^+ dans les noyaux pair-pair, la probabilité de transition réduite entre le premier état excité et l'état fondamental, disparition des moments quadripolaires électriques pour les nombres magiques, et la grande abondance des noyaux ayant des nombres magiques dans le système solaire.

Les mesures les plus récentes qui emploient le faisceau ionique radioactif révèlent une nature transitoire dans les nombres magiques, l'étude systématique des données de masse indique bien

l'affaiblissement de nombres magiques établi pour les noyaux stables et l'apparition de nouveaux nombres magiques ou semi magiques.

Comme l'interaction dans le moyen nucléaire est lié attentivement à la distribution de la matière dû à la gamme courte de la force forte, on peut attendre que la structure changeante se terminera en une modification de la possibilité nucléaire et par conséquent des nombres magiques qui sont une empreinte digitale de cette possibilité.

1.1.1 Caractéristiques importantes des nombres magiques

Energie du premier état excité

La sur-stabilité des noyaux possédant un nombre magique de protons ou de neutrons a des conséquences directes sur l'énergie de leur premier état excité.

Pour les noyaux paires-paires (ayant un nombre pair de protons et de neutrons), la fermeture de couches implique une grande énergie d'excitation du premier niveau excité 2^+ et une diminution de la probabilité de transition de ce niveau vers le niveau fondamental. L'évolution de cette énergie est représentée sur la figure (1-1).

Globalement, l'énergie d'excitation $E(2^+)$ est une bonne indication de structure de la couche quand a comparé systématiquement à travers une gamme des isotopes. Le comportement de la valeur $E(2^+)$ peut être liée au degré de collectivité dans le système nucléaire d'une manière relativement simple.

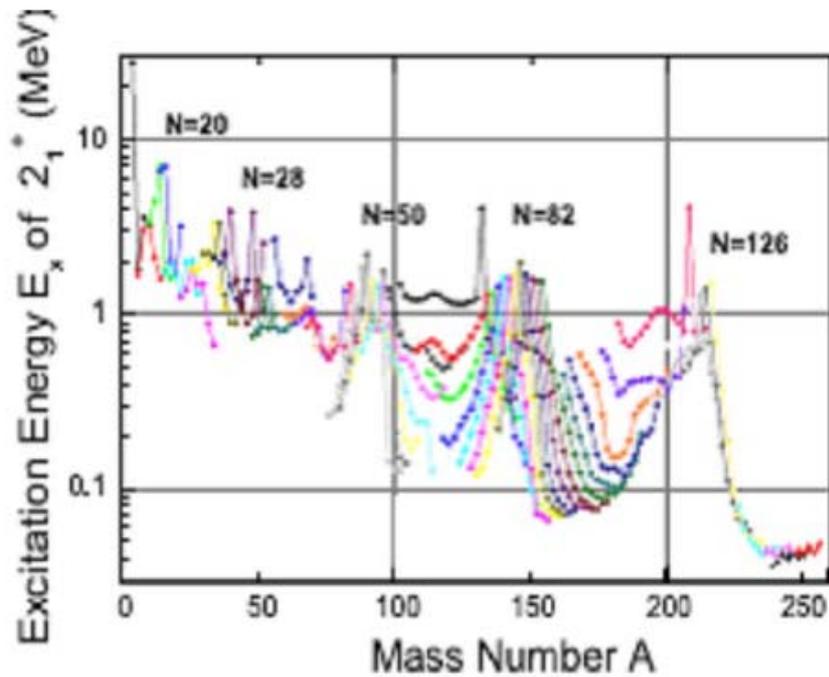


Figure (1-1) : Energies d'excitation $E(2^+)$ des noyaux pair-pairs [4].

Probabilité de transition $B(E2)$

Une autre méthode pour tester la magicité des noyaux est la mesure de la probabilité de transition $B(E2)$ du noyau (c'est complémentaire de la mesure des énergies 2^+). Cette probabilité est très faible pour les noyaux magiques, et atteint des valeurs élevées pour les noyaux déformés très collectifs.

La figure (1-2) montre l'évolution de $B(E2)$ pour les isotopes pair-pairs avec une fermeture de couche. Il est bien clair qu'à chaque série d'isotopes, l'élément avec double fermeture possède la plus faible valeur de $B(E2)$.

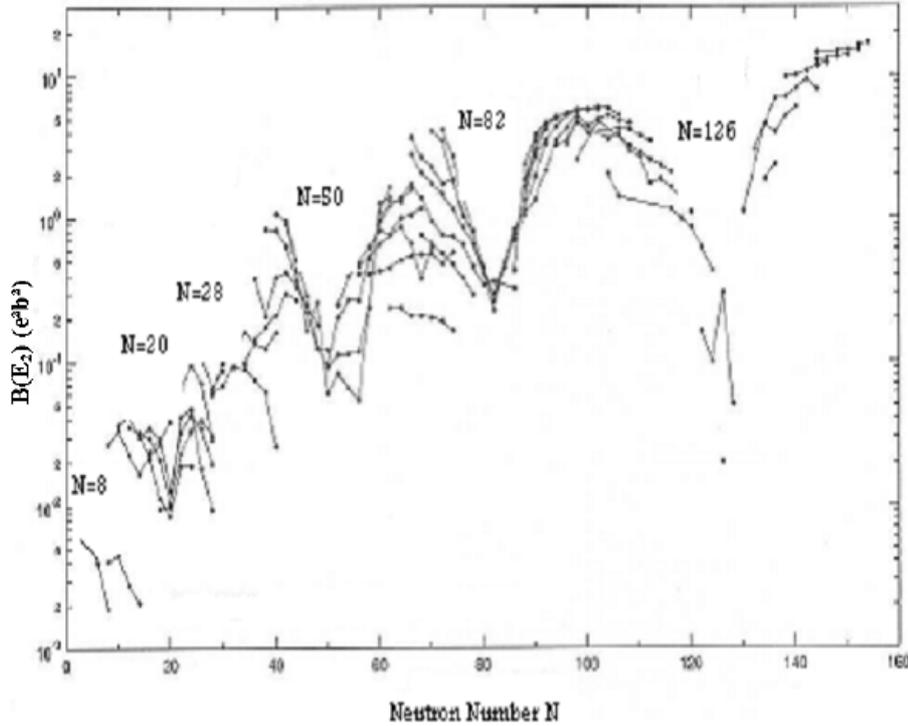


Figure (1-2) : L'évolution de $B(E2)$ des noyaux pair-pairs [5].

Energie de séparation de deux neutrons S_{2n} :

L'étude des fermetures de couches est mise en évidence avec les courbes des énergies de séparation de deux neutrons $S_{2n}(N, Z) = B(N, Z) - B(N-2, Z)$ en fonction de N (Figure (1-3)).

Les courbes S_{2n} décroissent très régulièrement quand N croit. Mais il apparaît aussi des discontinuités qui informent sur la structure nucléaire. Sur ces courbes la fermeture de couche est visible pour tous les noyaux passant d'un certain nombre magique de neutrons au nombre immédiatement supérieur. On observe une chute très nette des valeurs des énergies de séparation des deux neutrons au-delà des nombres magiques ($N = 50$ et $N = 82$). Dans la région $N = 40$, il apparaît un léger changement de la linéarité de $S_{2n}(N)$ (une petite discontinuité). Ce comportement semblerait correspondre à l'apparition d'un nouveau nombre magique (phénomène de shell quenching) [6].

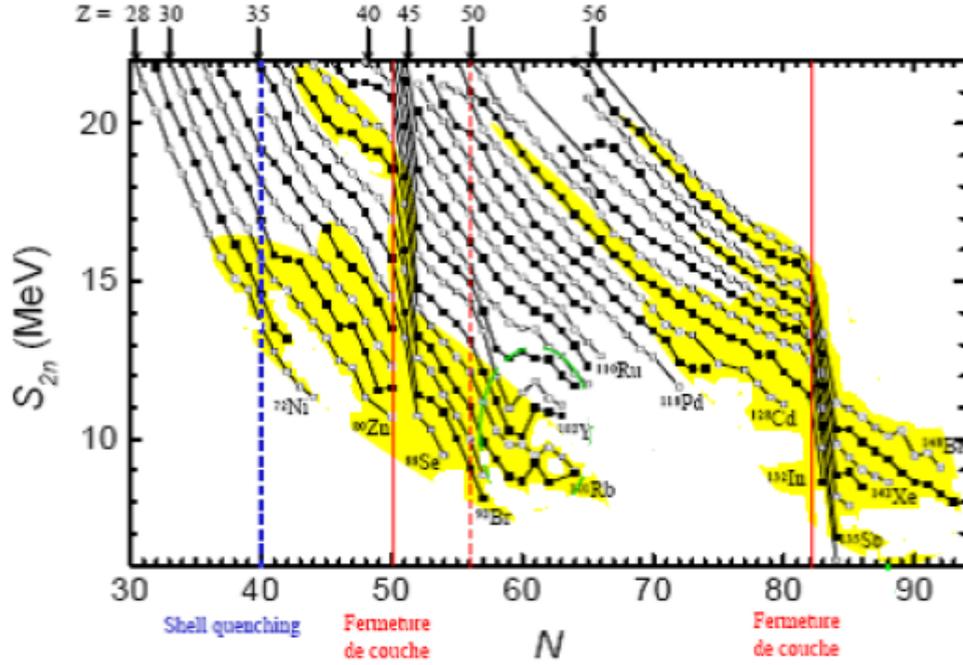


Figure (1-3) :Variation de l'énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} en fonction de N [6].

Le gap d'énergie d'appariement (pairing gap)

Une autre quantité qui peut montrer des discontinuités à la traversée d'une fermeture de couche est le gap d'énergie d'appariement Δ .

Ce gap de neutron dépend des énergies de séparation du neutron expérimentales est donné comme suit :

$$\Delta_n = -\frac{1}{4} \{S_n(N-1, Z) - 2S_n(N, Z) - S_n(N+1, Z)\} \quad (1.1)$$

Cette formule est valable pour les valeurs N pair et de signe inverse pour les valeurs N impair [7].

L'effet de ce paramètre sur les fermetures de couche est bien montré par la variation de Δ_n sur la figure (1-4) pour la chaîne isotonique de la charte nucléaire. Où le Δ_n possède des maximums pour les fermetures des couches ($N=28, 50$ et 82).

Les fermetures des couches 50 et 82 sont bien clairement visibles mais peu claires pour la sous couche $N=40$.

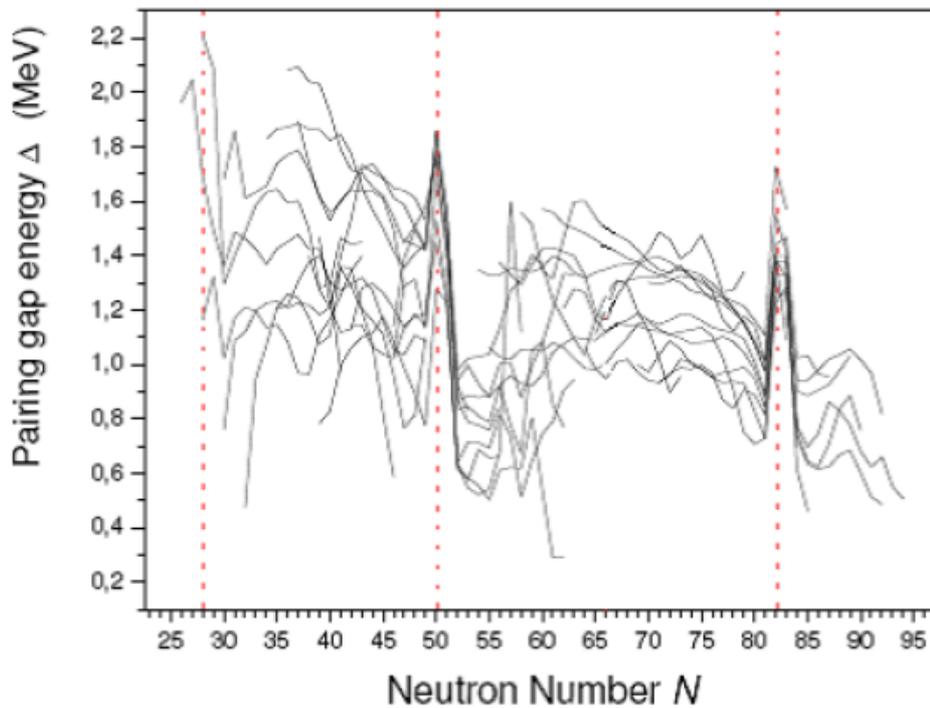


Figure (1-4) : Pairing gap d'énergie en fonction de nombre du neutron [8].

Le moment quadripolaire électrique Q

Une des caractéristiques majeures des noyaux magiques est leur sphéricité. Cette propriété peut facilement être déterminée par la mesure du moment électrique quadripolaire du noyau, c'est un paramètre qui décrit la forme de la distribution de charge nucléaire. Il est nul ou très proche de zéro pour les noyaux magiques. Le moment quadripolaire dépend de la taille et de la charge Z du noyau. Il est donc plus intéressant de considérer le moment quadripolaire réduit qui fait intervenir non plus la taille et la charge du noyau mais qui met en évidence sa sphéricité.

Le moment quadripolaire est présenté dans la figure (1-5) en fonction du nombre de charges Z.

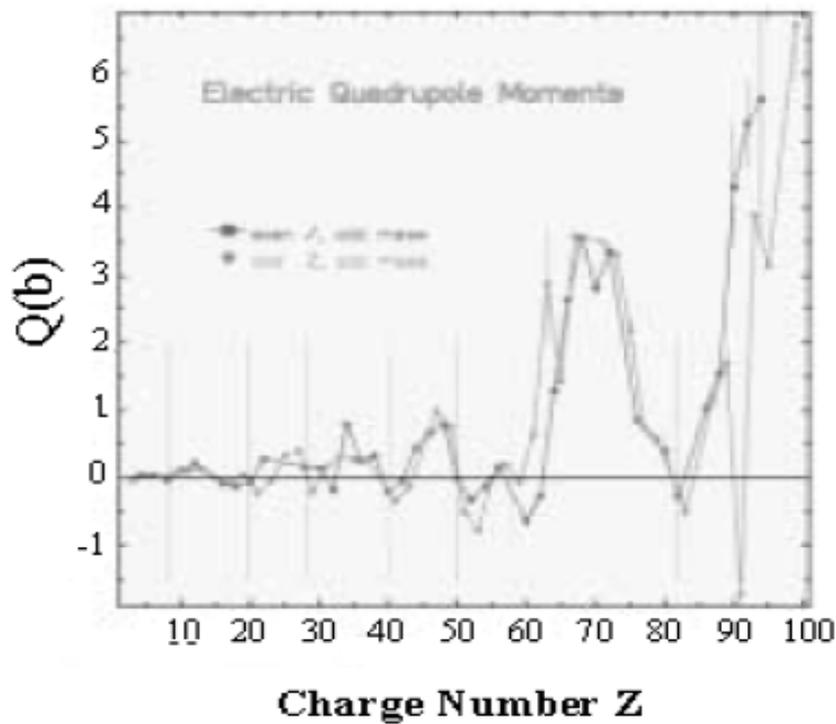


Figure (1-5) : Moment quadripolaire en fonction du nombre de charge Z [9].

1.1.2 Nombres magiques dans la vallée de stabilité

Quand on parle de la confirmation expérimentale des nombres magiques, on fait référence aux données près de la vallée de stabilité, comme il a été le point de départ pour tout travail expérimental dans la physique nucléaire. Bons exemples de noyaux magiques dans la vallée de stabilité sont les noyaux doublement magiques dans lequel les nombres de proton et de neutron sont magiques. Ils ont une extrêmement haute énergie du premier état excité et la prédominance d'états de la parité négative. Dans la figure (1-6), les premiers états excités des noyaux pairs ^{40}Ca - ^{48}Ca , qui sont tous stables, sont représentés, en représentant la systématique d'un noyau doublement magique à un autre.

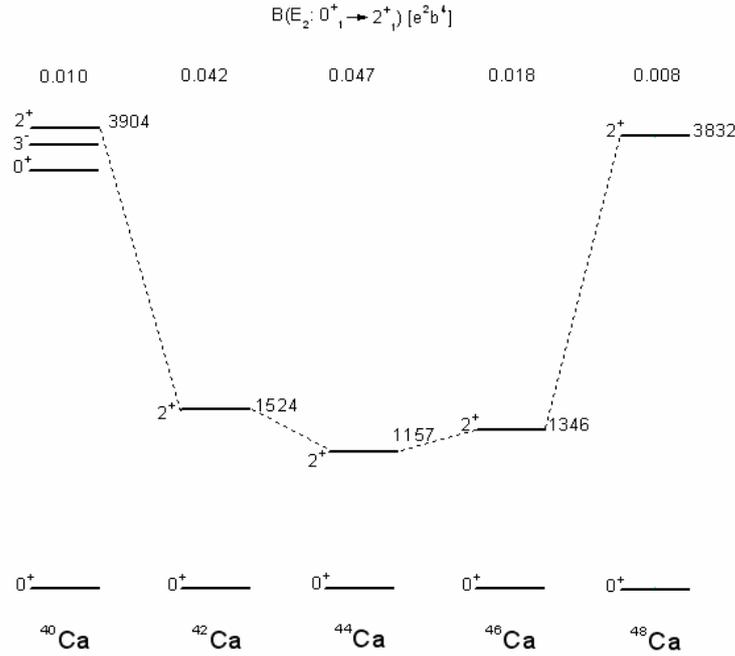


Figure (1-6) : Systématique des premiers états excités et les valeurs $B(E_2)$ des isotopes du Ca pair-pair [10].

Les états 2^+ , même les valeurs de $B(E_2)$, démontrent clairement l'effet des couches fermées $N=20$ et $N=28$ dans les isotopes de Calcium. Le succès du modèle de la particule indépendant est que les séquences des niveaux pour les noyaux proches des couches fermées peuvent extrêmement bien être reproduites, comme dans le cas du ^{41}Ca où le neutron célibataire est encouragé pour produire les premiers états excités. Les moments angulaires J de l'état fondamental et des premiers états excités sont donnés directement par les valeurs de j des orbites qui peuvent être occupés par le nucléon célibataire.

1.1.3 Nombres magiques loin de la vallée de stabilité

Les noyaux en dehors de la vallée de stabilité ont commencé à être étudiés et on a commencé à voir des contradictions avec les prédictions du modèle en couches, en particulier pour les noyaux riches en neutrons. La raison de cela est simple : ces modèles ont été élaborés il y a de cela plusieurs années, à partir des données expérimentales disponibles à ce moment et qui concernaient essentiellement les noyaux proches de la stabilité. Les informations obtenues grâce à l'étude des noyaux exotiques vont permettre de contraindre les modèles et de les améliorer.

Une information importante pour réaliser des calculs de modèle en couches concerne les fermetures de couches et donc les nombres magiques. Or il a été mis en évidence que ces nombres magiques évoluent lorsqu'on s'éloigne de la stabilité vers les noyaux riches en neutrons.

N,Z=8

Pour les noyaux très légers loin de la stabilité, des exceptions comme ^{11}Be , ^{11}N , ^{15}C montrent un spin $1/2^+$ pour l'état fondamental. Ce changement, par rapport au modèle en couches classique, est dû à l'inversion des orbites $2s_{1/2}$ et $p_{1/2}$. Dans le noyau de ^{11}Li , les neutrons du halo ont des configurations $(1p_{1/2})^2$ et $(1s_{1/2})^2$ avec des amplitudes pratiquement égales. La configuration de l'état fondamental du ^{12}Be montre pratiquement les mêmes configurations et amplitudes. Ces indications dénotent un affaiblissement du nombre magique 8, et montrent que la structure des noyaux éloignés de la ligne de stabilité change énormément par rapport aux prédictions faites par le modèle en couches classique.

N=20

La première indication de l'affaiblissement d'une fermeture de couche a été révélée autour de $N=20$. Sur la figure (1-7) sont représentées les énergies 2^+ des isotopes de O, Ne, Mg, Si, et Ca. Les courbes des énergies 2^+ sur les isotopes de O, Mg et Ne à $N=14$ et S à $N=20$ présentent un maximum, caractéristique d'une fermeture de couche. Par contre, le noyau ^{32}Mg a une énergie 2^+ très faible pour $N=20$. Le ^{34}Si se comporte en terme de stabilité comme un noyau doublement magique alors qu'il est magique seulement en neutrons ($N=20$). Sur la figure (1-8), sont représentées les valeurs de $B(E_2)$ des noyaux pair-pairs à $N=20$, ceux ci restent relativement constants entre le Ca et Si, et avec de faibles valeurs, tandis que la valeur de $B(E_2)$ du noyau ^{32}Mg est environ 4 fois plus élevée que celle des autres. Ce comportement du ^{32}Mg indique un changement de structure qui évoque l'affaiblissement du gap $N=20$.

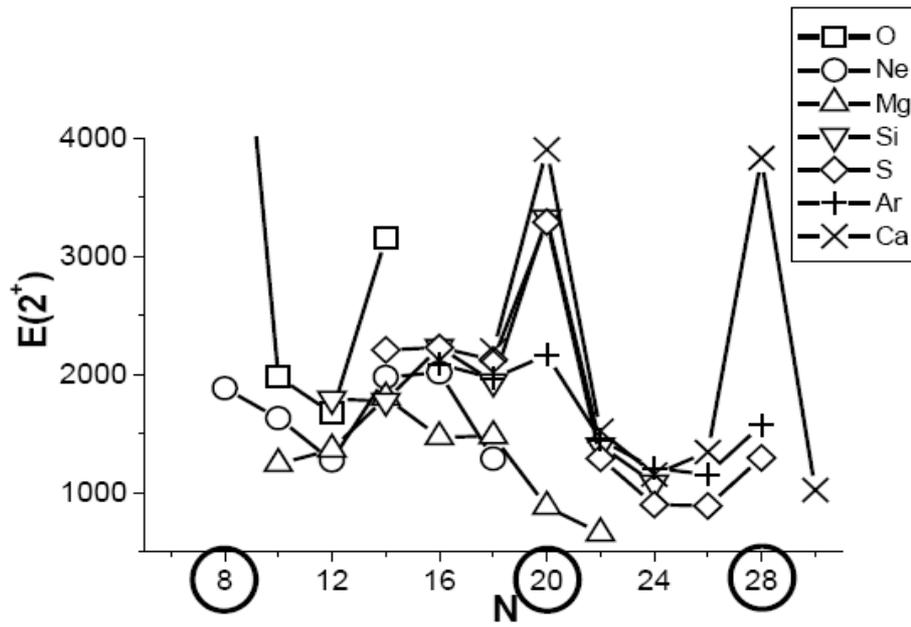


Figure (1-7) : Systématique des énergies 2^+ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pair-pair ayant entre 8 et 20 protons [11].

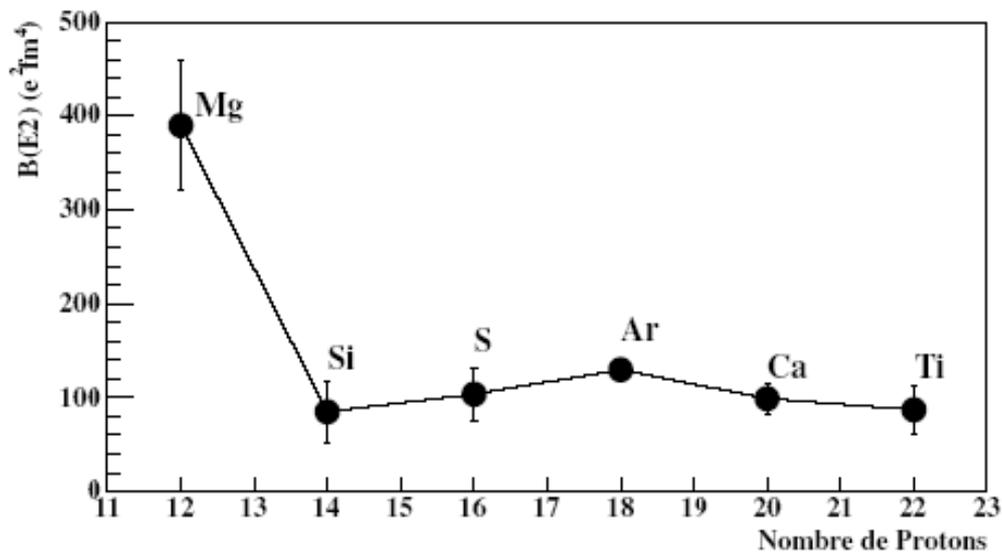


Figure (1-8) : Valeurs de $B(E_2)$ des noyaux pair-pairs à $N=20$ [5].

1.2 Modes de désexcitation nucléaire et transitions électromagnétiques dans le noyau

1.2.1 Transitions électromagnétiques

Le noyau est créé dans un état fortement excité; il se désexcite vers son état fondamental par une succession d'émission de rayonnements γ . Les transitions entre deux niveaux nucléaires (qu'on appellera par la suite état initial et état final) doivent respecter certaines lois de conservations. A partir de ces lois, on peut déterminer l'énergie des rayonnements émis et le moment angulaire emporté lors de la transition électromagnétique. Si l'énergie de l'état initial est E_i et celle de l'état final E_f , alors en raison de la conservation de l'énergie on aura [12] :

$$E_\gamma = E_f - E_i \quad (1.2)$$

Le moment angulaire total d'une transition doit être conservé; ainsi le moment angulaire L emporté par un rayonnement γ doit satisfaire l'inégalité triangulaire suivante :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|, \quad \forall L \neq 0 \quad (1.3)$$

En plus de la règle de sélection sur le moment angulaire, la parité d'une transition électromagnétique doit vérifier la relation :

$$\pi_i \pi_\gamma \pi_f = 1$$

La parité d'une transition radiative est définie par l'opérateur π_γ de telle sorte que :

$$\pi_\gamma(EL) = (-1)^L \quad \text{et} \quad \pi_\gamma(ML) = (-1)^{L+1} \quad (1.4)$$

Ainsi les transitions électriques paires et magnétiques impaires ont une parité positive et ont lieu pour $\pi_i = \pi_f$. En revanche, les transitions électriques impaires et magnétiques paires ont une parité négative et ont lieu pour $\pi_i = -\pi_f$.

La désexcitation d'un état de spin I_i vers un état de spin I_f est représentée schématiquement sur la figure (1-9). Elle peut avoir lieu par émission γ ou e^- sauf dans le cas particulier $I_i = I_f = 0$ où la transition ne peut être radiative et ne procède ainsi que par émission d'électrons de conversion [13].

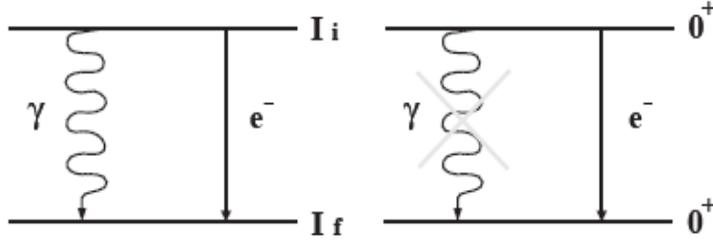


Figure (1-9) : Désexcitation du noyau d'un état de spin I_i vers un état de spin I_f .

Les interactions entre les nucléons donnent lieu à des distributions de charges et de courants qui peuvent être reproduites respectivement par les moments multipôlaire électriques et magnétiques. La désexcitation radiative d'un noyau qui émet un rayonnement γ peut ainsi être décrite en terme d'opérateurs multipôlaire $O(\sigma L)$. Le taux de transition par seconde λ_γ résultant de la désexcitation radiative d'un noyau d'un état de spin I_i vers un état de spin I_f est déterminé par la règle d'or de Fermi. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma(\sigma L; I_i \longrightarrow I_f) &= \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \frac{\langle I_f || O(\sigma L) || I_i \rangle^2}{2I_i + 1} \\ &= \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \longrightarrow I_f) \end{aligned} \quad (1.5)$$

$B(\sigma L; I_i \longrightarrow I_f)$ est la probabilité réduite de transition, entre l'état initial i et l'état final f , définie par :

$$B(\sigma L; I_i \longrightarrow I_f) = \frac{\langle J_f || O(\sigma L) || J_i \rangle}{2I_i + 1} \quad (1.6)$$

Si l'état initial décroît sur plusieurs états finaux ou s'il y a plusieurs types de décroissances qui peuvent dépeupler l'état initial, la probabilité totale de transition sera donnée par la somme des probabilités partielles.

Les transitions radiatives entre deux états peuvent assez souvent être caractérisées par un mélange de multipôles électromagnétiques. Comme la probabilité de transition dépend très fortement du multipôle électromagnétique, les mélanges de deux multipôles L et $L+1$ seront les plus fréquents. Pour décrire ce type de radiation, on introduit le rapport de mélange multipolaire δ défini par la relation :

$$\delta^2(\sigma L + 1/\sigma' L) = \frac{\lambda_\gamma(\sigma L + 1; I_i \longrightarrow I_f)}{\lambda_\gamma(\sigma' L; I_i \longrightarrow I_f)} \quad (1.7)$$

La conservation de la parité impose que les deux composantes de la transition radiative doivent être $EL + 1$ et ML ou bien $ML + 1$ et EL . La formule (1.7) permet la mesure expérimentale de la valeur absolue de δ . Le signe de δ peut être déduit à partir des mesures de distributions et corrélations angulaires.

Les probabilités de transitions réduites $B(\sigma L; I_2 \longrightarrow I_1)$ et $B(\sigma L; I_1 \longrightarrow I_2)$ représentant, respectivement, l'émission et l'absorption, peuvent être exprimées l'une en fonction de l'autre par la relation :

$$B(\sigma L; I_2 \longrightarrow I_1) = \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} B(\sigma L; I_1 \longrightarrow I_2) \quad (1.8)$$

Les probabilités réduites sont, généralement, exprimées en unités de Weisskopf. Ces unités sont des probabilités réduites déduites à partir des hypothèses suivantes :

- ✓ Le noyau est composé d'un coeur inerte plus une particule active.
- ✓ Les transitions ont lieu entre des états $I_i = L \pm 1/2$ et $I_f = 1/2$.
- ✓ Les termes radiaux dans les fonctions d'onde des états initial et final sont constants à l'intérieur du noyau et sont nuls à l'extérieur.

Les valeurs de probabilités réduites de transitions exprimées en unités de Weisskopf permettent de déterminer si une transition est due à un comportement plutôt individuel ou plutôt collectif du noyau. Elles sont données par l'équation (1.9) :

$$\begin{aligned} B(EL)_W &= \frac{1 \cdot 2^{2L}}{4\pi} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{\frac{2L}{3}} \quad [e^2 f m^{2L}] \\ B(ML)_W &= \frac{10}{\pi} 1 \cdot 2^{2L-2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{\frac{2L-2}{3}} \quad [\mu_N^2 f m^{2L-2}] \end{aligned} \quad (1.9)$$

où $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m}$ est le magnéton nucléaire, avec m la masse du nucléon.

Le temps de vie moyen τ d'un état est donné pour un seul mode de désexcitation par l'inverse du taux d'émission γ :

$$\tau(\sigma L; I_i \longrightarrow I_f) = \frac{1}{\lambda(\sigma L; I_i \longrightarrow I_f)} \quad (1.10)$$

et la demi-période est reliée au temps de vie par l'équation (1.11) :

$$T_{1/2} = (\ln 2) \tau \quad (1.11)$$

Le temps de vie d'un état nucléaire excité est typiquement de l'ordre de la fs mais certains états peuvent avoir des durées de vie beaucoup plus grandes, pouvant aller jusqu'à des années. Ces états excités portent le nom d'états isomères et leurs longs temps de vie sont souvent dus à des différences importantes entre les spins et les parités des états initial et final [12].

1.2.2 Conversion interne

L'émission d'électrons de conversion est en compétition avec le processus de désexcitation radiative du noyau ; sauf dans le cas de transitions $E0$ qui ne peuvent avoir lieu par émission γ . Le moment angulaire de la transition est alors transféré à un électron du cortège atomique. L'énergie cinétique E_{cin} d'émission d'un électron dépend de son énergie de liaison B_e :

$$E_{cin} = (E_i - E_f) - B_e \quad (1.12)$$

où $(E_i - E_f)$ est l'énergie de la transition.

B_e dépend de l'orbitale atomique occupée par l'électron (couche K, L, M, N, ...). Cette énergie doit être inférieure à l'énergie de transition pour que l'électron soit émis. Après l'émission de l'électron, un trou est créé dans l'orbitale atomique, suivi un réarrangement du cortège électronique, processus caractérisé par l'émission de rayons X . Les rayons X sont une signature caractéristique à chaque élément et, donc, permettent d'identifier par son nombre de protons Z la nature du noyau.

Le coefficient de conversion interne α est défini par le rapport entre la probabilité de décroissance par électrons de conversions et la probabilité de décroissance par désexcitation radiative γ soit :

$$\alpha = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_\gamma} \quad (1.13)$$

Si la transition électromagnétique est caractérisée par un mélange de polarités électriques et magnétiques (le rapport de mélange δ est différent de zéro), le coefficient de conversion s'écrit :

$$\alpha(\delta) = \frac{\alpha(L) + \delta^2 \alpha(L+1)}{1 + \delta^2} \quad (1.14)$$

La probabilité totale de décroissance devient :

$$\lambda = \lambda_\gamma (1 + \alpha) \quad (1.15)$$

Il s'avère donc nécessaire de corriger l'intensité mesurée d'une transition γ par le facteur de conversion interne pour déterminer l'intensité totale de la transition étudiée. Le coefficient de conversion dépend de l'énergie de la transition, de la charge du noyau et du nombre quantique principal N par la relation :

$$\alpha \propto \frac{Z^3}{N^3 E_\gamma^{5/2}} \quad (1.16)$$

Ainsi, la probabilité d'émission d'électrons de conversion est d'autant plus élevée que l'énergie de la transition est faible et que la charge de l'ion est élevée. De plus, elle est plus importante pour des transitions magnétiques que pour les transitions électriques [12].

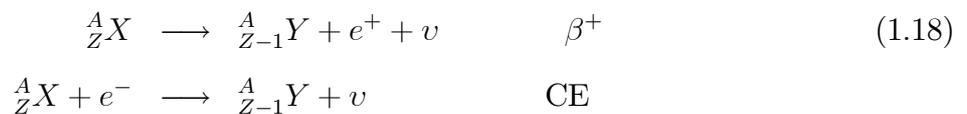
1.2.3 Désintégration β

La décroissance β est le type de décroissance la plus répandue dans la nature. Elle correspond à une transformation isobarique se manifestant sous trois formes suivant la composition du noyau père ${}^A_Z X$ par rapport à ceux situés dans la vallée de stabilité.

– Si le noyau père ${}^A_Z X$ possède un excès de neutrons par rapport au nombre de protons, il se produit une transformation d'un neutron en un proton suivant la réaction :



– Si le noyau père ${}^A_Z X$ est déficient en neutrons, on assiste à la transformation d'un proton en neutron suivant deux réactions possibles : réaction de type β^+ ou de type capture électronique (CE) :



Ces trois types de désintégration sont schématisés dans la figure (1-10)

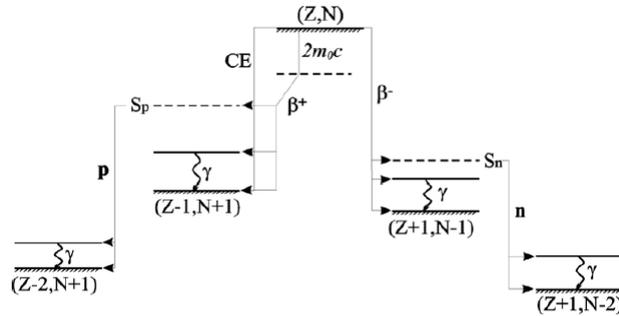


Figure (1-10) : Schéma de décroissance d'un noyau.

Les périodes radioactives observées peuvent prendre des valeurs très différentes suivant la composition en protons et neutrons du noyau, de l'ordre de la milliseconde jusqu'à quelques 10^{15} années.

Dans le cas des noyaux riches en neutrons loin de la vallée de la stabilité, le bilan énergétique Q_β d'un tel processus s'écrit :

$$Q_\beta = M \left({}^A_Z X \right) - M \left({}^A_{Z+1} Y \right) = E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}} + E_X \quad (1.19)$$

La décroissance β est énergétiquement permise si la quantité Q_β est positive. Alors il est possible de peupler des états excités du noyau fils sur toute la fenêtre énergétique Q_β disponible.

Les noyaux fils sont peuplés sur des niveaux excités ou sur leurs états fondamentaux. Si les niveaux peuplés se trouvent au dessus de l'énergie de séparation d'un neutron S_n , la décroissance β^- a une probabilité d'être suivie par l'émission d'un neutron dite retardée. Ce processus est appelé la décroissance β neutron retardée (β_n).

On peut distinguer deux classes de décroissance β :

- Si le neutrino et l'électron émis ont des spins parallèles, les décroissances observées sont du types Gamow-Teller (GT), et la paire leptonique $e-\nu$ est émise dans un état de triplet de spin ($S_e+S_\nu=1$) et emporte un moment angulaire relatif $l = 0,1,2, \dots$ dans les cas respectifs d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite,...

– Et si le neutrino et l'électron ont des spins antiparallèles, les transitions β sont du type Fermi (F), la paire leptonique $e-\nu$ est émise dans un état de singulet de spin ($S_e+S_\nu=0$) et emporte un moment angulaire relatif $l = 0,1,2, \dots$ dans les cas respectifs d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite,...

1.3 Région du Calcium

La grande majorité des noyaux couramment observés dans la nature sont stables dans le sens qu'ils ont une durée de vie infinie. Ils forment la ce qu'on appelle "ligne de stabilité" du plan (Z, N) . Cette ligne se confond avec la ligne $Z = N$ pour les noyaux les plus légers, puis s'en écarte progressivement au fur et à mesure que le nombre de nucléons augmente. La proportion plus importante de neutrons compense l'effet disruptif des forces coulombiennes entre les protons.

Aujourd'hui, le développement des techniques expérimentales permet de produire des isotopes de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité. L'observation de ces noyaux, appelés noyaux "exotiques", permet d'explorer la matière nucléaire dans des conditions extrêmes d'isospin et de tester la validité des modèles. Ainsi, certains faits expérimentaux accumulés depuis près de 20 ans suggèrent une évolution des fermetures de couches dans les noyaux exotiques, en particulier pour les noyaux riches en neutrons, avec disparition de certains nombres magiques ($N=20$) ou apparition de nouveaux nombres magiques. De récents travaux portant sur l'étude des noyaux $20 \leq Z \leq 28, N \geq 30$ de la couche fp suggèrent ainsi l'existence de nouvelles fermetures de couches à $N=32$ et $N=34$. La description de cette région de masse a pendant longtemps constitué un défi pour les calculs du modèle en couches tant du point de vue de la détermination d'une interaction effective que d'un point de vue purement pratique du fait de la lourdeur des calculs. Cependant, les progrès constants de l'informatique et la mise au point de codes de calculs très performants permettent à présent d'effectuer des calculs complets dans la couche fp et ouvrent ainsi la voie à la description des noyaux dans cette région de masse. Dans cette optique, les isotopes de Calcium très riches en neutrons sont apparus comme des noyaux clés permettant de mettre en évidence d'éventuels phénomènes de couches à $N=32$ et $N=34$. La simplicité de leur fonction d'onde due à la fermeture de couche $Z=20$ laisse en effet espérer la possibilité de contraindre l'interaction neutron-neutron entre les orbites supérieures de la couche fp responsable de la spectroscopie détaillée des isotopes de Calcium (48-56).

Pour obtenir des informations sur ces noyaux, la décroissance β apparaît comme un outil de choix. L'étude de la décroissance des isotopes de potassium très riches en neutrons permet en effet de peupler par transitions Gamow-Teller première interdite et permise respectivement des états de parité naturelle et non naturelle dans les isotopes de calcium. Les premiers, situés généralement à basse énergie d'excitation, sont tributaires de l'interaction neutron-neutron dans la couche fp et se désexcitent par émission de rayonnements γ . Les seconds, tributaires de l'interaction entre les couches sd et fp et situés à plus haute énergie d'excitation, sont généralement non liés et se désexcitent par l'émission de neutrons. Il apparaît ainsi que l'étude de la décroissance β K \rightarrow Ca nécessite un dispositif expérimental adapté à la fois à la détection des neutrons et à celle des rayonnements γ .

1.4 L'île d'inversion

Les progrès réalisés depuis près de 30 ans au niveau de la production de faisceaux radioactifs permettent de sonder la structure des noyaux exotiques situés de plus en plus loin de la vallée de stabilité. Pour des noyaux très riches en neutrons, les protons et les neutrons cessent d'occuper les mêmes orbitales de valence. Cette dissymétrie a pour conséquence l'apparition de nouveaux phénomènes en contradiction avec les prédictions du modèle en couches sphérique. L'exemple le plus connu est la disparition de la fermeture de couches à N=20 mise en évidence par de nombreux résultats expérimentaux tels que la faible énergie d'excitation de l'état 2^+ à 885 keV dans $^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$ ou la forte densité d'états à basse énergie dans $^{31}_{12}\text{Mg}$. De fait, il s'est avéré que les états fondamentaux des isotones N=21 $^{31}_{10}\text{Ne}$, $^{32}_{11}\text{Na}$ et $^{33}_{12}\text{Mg}$ correspondaient à des configurations intruses avec le saut d'un neutron de la couche sd vers la couche fp résultant de la diminution du gap entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu d_{3/2}$. Cette région a ainsi été appelée «l'île d'inversion» bien qu'il n'y ait pas une réelle inversion des orbitales mises en jeu, c'est une région d'une grande déformation située à (Z=10-12, N=20-22) (figure(1-11)).

$\nu d_{3/2}$, donc l'énergie dépend directement du nombre de protons (trous) actifs dans la couche $d_{5/2}$.

1.4.1 Motivations théoriques

Le premier aperçu des noyaux très riches en neutrons dans le contexte du modèle en couches est faite par Wildenthal, Curtin et Brown [17], en utilisant l'interaction USD [18] pour calculer le spectre d'énergie et les propriétés de la désintégration β de tous les noyaux riches en neutrons dans la couche sd. Cependant quelques années après, les mêmes calculs par Wildenthal et Chung comparés à l'expérience du noyau ^{31}Na , conduit aux auteurs d'intituler que les lois du modèle en couches s'affaissent dans les isotopes riches en neutrons Na et Mg [19], après des résultats confirment ce point de vue. Dans nos jours, des nouvelles expressions apparaient comme une nouvelle phase de la matière nucléaire ou la disparition de la fermeture en couches. Donc les descriptions du modèle en couches dans cette nouvelle région, sont empêchées par l'absence d'une interaction universelle[20].

Récemment, plusieurs mesures indépendantes concernent l'étude des noyaux riches en neutrons, localisées près de la fermeture en couches $N=20$ et $N=28$, ont été réalisées avec différentes approches et techniques [21], [22], [23]. Les mesures les plus importantes ont été faites par Thibault et al [23], où une région d'une grande déformation est découverte autour de $N=21$ et $Z=11$. A présent, les résultats expérimentaux sur la détermination des masses, la structure des niveaux et les probabilités de transitions ont été faites par les calculs théoriques [21], [24] concernant différentes configurations autour de la fermeture en couches $N=20$.

Dans le modèle en couches, l'évolution des énergies d'une seule particule joue un rôle très important pour déterminer l'interaction effective entre les particules de valence, qui nous aide dans l'étude de la région $14 \leq Z \leq 20$ et $20 \leq N \leq 28$, pour savoir comment les énergies d'une seule particule (trou) évolue, en ajoutant un neutron ($N=20-28$) où en enlevant un proton ($Z=20-14$). Cette étude est déterminée récemment expérimentalement dans les laboratoires de ISOLDE au CERN.

Du point de vue du modèle en couches, l'étude des noyaux dans l'espace de valence (sd-fp) est démontrée dans [25] et confirmée dans [26] et [27] que les protons se trouvent dans la couche (sd), et d'autre part les neutrons sont en compétition entre les configurations $0\hbar\omega$ et les configurations intruses de l'excitation sd-fp. Plusieurs interactions sont dérivées : dans

[21], une interaction effective WBMB est dérivée de cet espace de valence, qui contient trois parties : les éléments de la matrice USD [18] pour l'interaction p-p, les éléments de matrice KB pour l'interaction n-n et la matrice G de Kahana, Lee et Scott (KLS) pour décrire les éléments d'interaction n-p. D'autres études ont été développées pour décrire les noyaux dans cet espace : comme la méthode de Monté Carlo (SMMC) près de la fermeture en couches $N=28$ [26]. L'étude des noyaux très riches en neutrons autour de $N=20$, a révélée une région réduite ($10 \leq Z \leq 12$, $19 \leq N \leq 21$) d'une grande déformation ; où l'état fondamental correspond à l'intrusion de l'état (2p-2h) [28].

Chapitre 2

Modélisation du noyau

2.1 Généralités sur les modèles de structure nucléaire

2.1.1 Introduction

Historiquement, la première description sur la structure du noyau a été fournie par C. Von Weizäcker en 1935 grâce au modèle de la goutte liquide. Le noyau est décrit comme formé d'une goutte de matière nucléaire homogène et uniformément chargée. La formule de Bethe-Weizäcker exprime leur énergie de liaison comme la somme d'un terme de volume, d'un terme de surface et d'un terme coulombien. Cette formule permet de bien reproduire les énergies de liaison des noyaux stables ou proches de la stabilité. Ce modèle est mis en évidence par les observations expérimentales qui ne peut pas décrire les détails de la structure nucléaire surtout pour les noyaux les plus exotiques dans les deux côtés de la charte nucléaire.

Cependant, en 1949, Maria Göppert Mayer et Johannes Hans Daniel Jensen ont proposé le modèle en couches, qui explique les nombres magiques en introduisant le couplage spin-orbite, c'est un modèle phénoménologique, qui permet de décrire simultanément toutes les propriétés physiques d'une région de masse donnée : les énergies de liaison, les spin et parités des états excités des noyaux ainsi que leur spectre en énergie, 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. Ceci confère au modèle en couches un pouvoir descriptif et prédictif indispensable.

2.1.2 Modèle en couches à particule indépendante

Le modèle à particules indépendantes a d'abord été introduit pour décrire les atomes et expliquer la table périodique des éléments. Il s'est avéré également valable pour décrire l'interaction des nucléons dans le noyau.

Dans ce modèle, on considère que chaque nucléon se meut librement dans un potentiel moyen généré par tous les autres nucléons. Ce postulat est issu du libre parcours moyen important d'un nucléon dans le noyau. En effet, il résulte du principe d'exclusion de Pauli interdisant à deux particules identiques d'occuper le même état quantique et de la partie répulsive à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon que le parcours moyen d'un nucléon est supérieur à la taille du noyau. Il est à noter l'analogie avec le noyau atomique dans lequel les électrons occupent des orbites individuelles qui sont les états propres d'un potentiel moyen généré par l'interaction coulombienne des électrons avec le noyau atomique et avec chacun d'entre eux. Par contre dans le noyau, le potentiel est généré directement par l'interaction des nucléons entre eux.

L'évolution microscopique d'un nucléon i repéré par le vecteur position r_i^{\rightarrow} est décrite, dans un cadre non-relativiste, par l'équation de Schrödinger :

$$(T_i + U_i) \Psi(r_i^{\rightarrow}) = E_i \Psi(r_i^{\rightarrow}) \quad (2.1)$$

où T_i représente l'énergie cinétique du nucléon et U_i le potentiel ressenti. La résolution de cette équation permet de déterminer la fonction d'onde $\Psi(r_i^{\rightarrow})$ décrivant l'état du nucléon et son énergie individuelle E_i .

Le potentiel couramment utilisé pour décrire, en première approximation, un système lié est celui de l'oscillateur harmonique défini par la relation :

$$U(r) = -U_0 + \frac{1}{2} \mu \omega^2 r^2 \quad (2.2)$$

Où U_0 est la profondeur du puits, μ la masse réduite du nucléon : $\mu = m \frac{A-1}{A}$, m étant la masse du nucléon libre et r la distance entre les nucléons et l'origine du référentiel.

L'avantage de considérer un potentiel harmonique est que l'équation de Schrödinger est alors séparable en une partie radiale et une autre angulaire. Les fonctions d'onde propres sont le produit de la fonction radiale $R_{nl}(r)$ et des harmoniques sphériques $Y_{ml}(\theta, \varphi)$; n étant le nombre quantique principal et l et m respectivement le moment angulaire orbital et sa

projection sur l'axe de quantification. Les valeurs propres des énergies des états sont données par :

$$E_{nl} = \left(2n + l - \frac{1}{2}\right) \hbar\omega = \left(N + \frac{3}{2}\right) \hbar\omega \quad (2.3)$$

avec $N = 2(n - 1) + l$ le nombre de quanta excités de l'oscillateur harmonique. l prend des valeurs de 0 à N .

L'utilisation de ce potentiel comme champ moyen ressenti par chaque nucléon permet d'expliquer la séquence des premiers nombres magiques jusqu'à $N=20$. Au-delà, on obtient les nombres $N=40, 70$, et 112 définissant les couches majeurs de l'oscillateur harmonique, en désaccord avec les nombres magiques $N=28, 50, 82$ et 126 observés expérimentalement.

Un potentiel plus réaliste que celui de l'oscillateur harmonique qui tend vers l'infini, est le potentiel de Woods-Saxon. De plus, il modélise la forme aplatie du fond du puits de potentiel et ainsi reproduit mieux la forme du noyau. Il est paramétrisé par :

$$U(r) = \frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad (2.4)$$

Les valeurs typiques pour les paramètres sont la profondeur du puits de potentiel $U_0 \sim -50$ Mev, le rayon du noyau $R_0 = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 \sim 1.2$ fm et un paramètre de diffusivité qui caractérise l'étendue de la surface nucléaire $a \sim 0.7$ fm .

Après l'élaboration des modèles plus ou moins complexes pour tenter d'expliquer les nombres magiques au-delà de $N=20$, M. G. Mayer et O. Haxel, J. Jensen et H. Suess [29] ont proposé indépendamment en 1949 l'existence d'un couplage spin-orbite entre le moment angulaire orbital l^{\rightarrow} et le spin s^{\rightarrow} du nucléon permettant de rétablir la bonne séquence des nombres magiques de 2 à 126. En tenant également compte d'un terme en l^2 , n'ayant pas de signification physique particulière mais permettant de lever les dégénérescences en l propres à l'oscillateur harmonique, le potentiel moyen $U(r)$ prend la forme :

$$U(r) = U_{o.h.}(r) - D l^2 - C l^{\rightarrow} \cdot s^{\rightarrow} \quad (2.5)$$

avec $U_{o.h.}$ le potentiel de l'oscillateur harmonique et D et C des constantes de couplage.

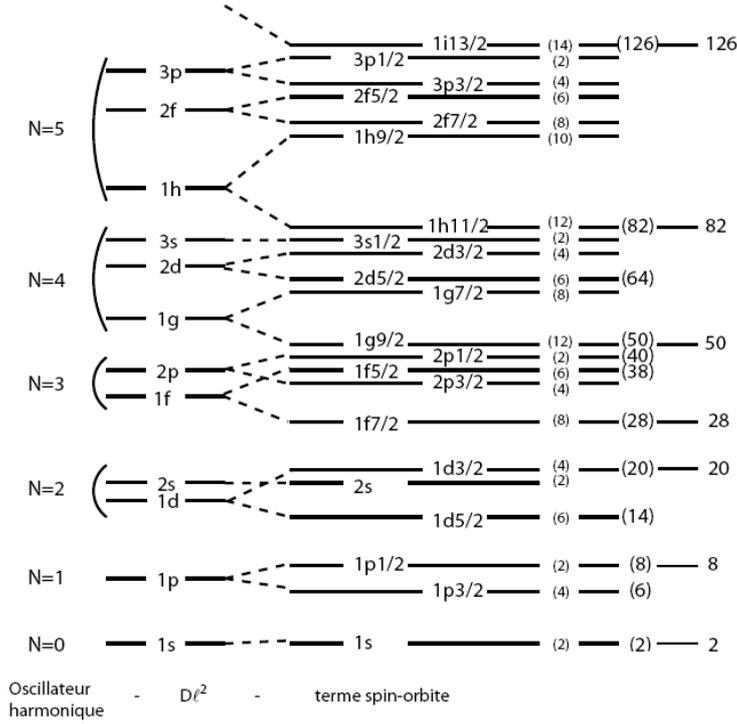


Figure (2-1) : Schéma des orbitales du modèle en couches pour les potentiels : OH, WS et Spin-Orbite.

Les orbitales individuelles illustrées sur la figure (2-1) sont les solutions de l'équation de Schrödinger (2.1) utilisant le potentiel à 1 corps $U(r)$ (formule (2.5)). On remarque que l'effet du terme spin-orbite est particulièrement important pour les couches possédant un grand moment angulaire orbital l . Les fermetures de couches à $N=28, 50, 82$ et 126 sont dues à l'abaissement d'une orbite de grand l qui se retrouve soit isolée (cas de la couches $f_{7/2}$ pour $N=28$), soit au sommet d'une couche majeure de l'oscillateur harmonique (cas de couches $g_{9/2}, h_{11/2}$ et $i_{13/2}$ pour $N=50, 82$ et 126 respectivement). De nouvelles couches majeures apparaissent ainsi et définissent la séquence des nombres magiques observés expérimentalement.

2.2 Interactions effectives

La connaissance de plus en plus détaillée de l'interaction nucléon-nucléon V_{NN} a montré également une très forte répulsion à courte portée qui se renormalise dans le noyau pour permettre au régime de particules indépendantes de s'établir c'est à dire qu'il existe une interaction

effective telle que, de l'équation de Schrödinger dans l'espace de Hilbert infini on se ramène à la résolution d'un hamiltonien effectif dans un espace effectif [29] :

$$H\Psi = E\Psi \longrightarrow H_{eff}\Psi_{eff} = E\Psi_{eff} \quad (2.6)$$

L'Hamiltonien effectif H_{eff} s'écrit :

$$H_{eff} = \sum_i \epsilon_i a_i^+ a_i + \sum_{ijkl} V_{ijkl}^{JT} (a_i^+ a_j^+)^{JT} (\tilde{a}_k \tilde{a}_l)^{JT} \quad (2.7)$$

Tout calcul du modèle en couches nécessite donc la réalisation des trois points suivants :

- ✓ définir un espace de valence ;
- ✓ définir une interaction effective ;
- ✓ construire et diagonaliser la matrice énergie.

La détermination de l'interaction effective doit être adaptée au choix de l'espace de valence. Cette interaction effective peut être déterminée essentiellement de deux façons. La première consiste à construire une interaction effective phénoménologique en ajustant les éléments de matrices à deux corps sur les données expérimentales (niveaux d'énergie, transitions électromagnétiques). Cette méthode, en minimisant les écarts entre spectres calculés et spectres expérimentaux, permet d'obtenir une bonne description spectroscopique des noyaux dans un domaine en masse restreint mais empêche tout lien avec une théorie sous-jacente. C'est le cas par exemple de l'interaction USD (Universal SD shell interaction) [30] permettant une description correcte des états de basse énergie pour de nombreux noyaux de masse comprise entre $A=16$ et $A=40$. Une autre alternative consiste à construire une interaction réaliste effective reproduisant les déphasages de l'interaction nucléon-nucléon libre. Cette méthode nécessite des approches complexes pour s'affranchir de la forte répulsivité de l'interaction nucléon-nucléon à courte portée et permettre de la régulariser dans des calculs tenant compte de la matière nucléaire infinie. Il est cependant apparu que ces interactions réalistes ont un comportement spectroscopique qui se dégrade au fur et à mesure que le nombre de particules de valence augmente. C'est le cas de l'interaction Kuo-Brown (KB) construite pour décrire des noyaux dans la couche fp .

Finalement, une interaction effective dans un espace de valence donné est entièrement déterminée par les énergies individuelles ϵ_i des nucléons sur les orbitales i et par les éléments de matrice à deux corps de la forme :

$$V_{ijkl}^{JT} = \langle (ij)_{JT} | V_{eff} | (kl)_{JT} \rangle \quad (2.8)$$

avec k et l les orbitales de valence occupées par les nucléons dans l'état initial et i et j les orbitales occupées dans l'état final. L'hamiltonien effectif H_{eff} ne peut ainsi connecter que des états initiaux et finaux pour lesquels les deux nucléons se couplent à même moment angulaire total J et à même isospin total T .

2.2.1 Théorème de séparation

M. Dufour et P. Zuker ont démontré que l'hamiltonien de l'interaction effective peut être séparé en deux parties [29] :

$$H_{eff} = H_m(\text{monopole}) + H_M(\text{multipole}) \quad (2.9)$$

H_m contient tous les termes qui interviennent dans une description Hartree-Fock sphérique et sont de ce fait, responsables des propriétés globales de saturation et de comportement du champs sphérique des états à une particule. Il en résulte que l'hamiltonien monopolaire décrit exactement l'énergie des états possédant des configurations couches fermées (CF) plus ou moins une particule :

$$\langle CF \pm 1 | H_{eff} | CF \pm 1 \rangle = \langle CF \pm 1 | H_m | CF \pm 1 \rangle \quad (2.10)$$

L'hamiltonien multipolaire H_M comporte entre autres des termes quadrupolaires et d'appariements responsables des corrélations dans les couches ouvertes. Il s'avère, pour des interactions réalistes effectives, que l'hamiltonien H_M est correctement décrit alors que H_m ne l'est pas. Ce dernier doit donc être modifié de manière phénoménologique. L'hamiltonien monopolaire H_m représente la partie de l'interaction associée aux termes linéaires et quadratiques en nombres de particules n_r dans l'espace de valence. Il peut s'écrire sous la forme :

$$H_m = \sum_r n_r e_r + \sum_{r \leq s} V_{rs}^T \frac{n_r (n_s - \delta_{rs})}{1 + \delta_{rs}} \quad (2.11)$$

avec n_r et n_s les nombres de particules de valence sur les couches r et s , e_r l'énergie individuelle de la couche r et δ_{rs} le symbole de Kronecker valant 1 si $r = s$ et 0 sinon. Le terme V_{rs}^T

représente l'interaction monopolaire s'exprimant comme une somme sur les valeurs de J et T permises des éléments de matrice à deux corps V_{rsrs}^{JT} :

$$V_{rs}^T = \frac{\sum_{JT} (2J + 1) V_{rsrs}^{JT}}{\sum_{JT} (2J + 1)} \quad (2.12)$$

2.3 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.

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

- un coeur inerte dont les orbitales sont toujours remplies. Dans un noyau de (N, Z) nucléon, pour un coeur constitué de N_c neutrons et Z_c protons, on a n_v neutrons de valence ($n_v = N - N_c$) et z_v protons de valence ($z_v = Z - Z_c$).
- un espace de valence dont les orbitales sont partiellement remplies suivant l'interaction effective utilisée.
- un espace externe contenant toutes les orbitales inoccupées.

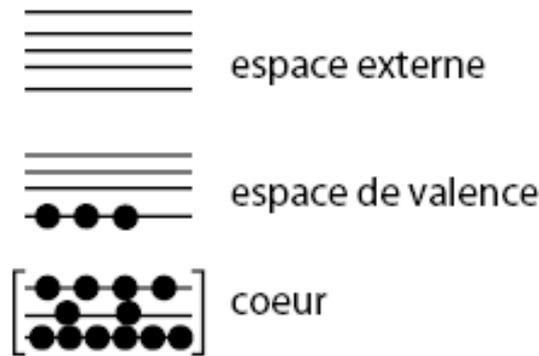


Figure (2-2) : Schéma des orbitales formant le coeur, l'espace de valence et l'espace externe.

Les espaces de valence naturels sont généralement délimités par la séquence des nombres magiques. En effet, l'approximation consistant à considérer les nucléons occupant les orbites de

coeur comme des nucléons spectateurs est d'autant plus justifiée qu'il existe un grand écart en énergie séparant ces orbites de celles immédiatement supérieures.

Plusieurs types de l'espace modèle examinent les propriétés des noyaux , qui sont :

- La couche p définie par les orbitales $[1p_{3/2}, 1p_{1/2}]$, les calculs dans cet espace de valence décrivent les noyaux avec $2 < N, Z \leq 8$.
- La couche sd définie par les orbitales $[1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}]$ constitue un espace de valence naturel pour les noyaux $8 < N, Z < 20$.
- La couche fp formée de quatre orbitales $[1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1f_{5/2}]$ représente un espace de valence pour les noyaux $20 < N, Z < 40$.

Il est important de rappeler que l'espace de valence, l'interaction effective et les phénomènes étudiés sont intimement liés. L'espace de valence doit en effet comporter les degrés de liberté nécessaires à la description de certains états et de leurs propriétés. Ainsi, certains espaces peuvent être corrects pour certains états ou pour certaines propriétés et pas pour d'autres (états ou propriétés).

Chapitre 3

Calculs spectroscopiques

3.1 Rappel sur le code OXBASH

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

OXBASH est l'un des codes de calculs de modèle en couches avec des dimensions d'environ 100.000 dans l'arrangement $J T$ et environ 2.000.000 dans le schéma $-m$. OXBASH contient une bibliothèque d'espaces et d'interactions modèles [31].

Le code OXBASH dont l'organigramme est schématisé dans la figure (3-1), 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 (3-1) : Organigramme succint du code OXBASH.

3.2 Espace modèle et interactions effectives

Les interactions de cette région sont prises à partir des éléments de matrice des interactions de la région du Calcium, avec des modifications sur les énergies d’une seule particule (spe) pour les états de proton et les états de neutron. Actuellement, les interactions effectives les plus utilisées pour décrire la couche fp en moyen du code Oxbash dans le cadre du modèle en couches sont :

GXFP1[3], GXFP2[32], KB3, KB3G[33] et FPD6[34]. Ces interactions reproduisent les énergies de liaisons, spectres d'excitation nucléaire et les propriétés électromagnétiques des états excités.

L'espace modèle utilisé pour toutes ces interactions est nommé fp constitué des quatre orbitales ($\nu f_{7/2}$, $\nu p_{3/2}$, $\nu p_{1/2}$, et $\nu f_{5/2}$) avec un coeur fermé de ^{40}Ca . Les énergies individuelles sont fixées par la spectroscopie de ^{41}Ca avec $e_{f_{7/2}} = 0$, $e_{p_{3/2}} = 2\text{ MeV}$, $e_{p_{1/2}} = 4\text{ MeV}$ et $e_{f_{5/2}} = 6.5\text{ MeV}$.

3.3 Applications aux noyaux à quelques nucléons de valence dans la région du Calcium

3.3.1 Noyaux de Calcium pair-impair

▲ ^{47}Ca :

Le noyau de calcium ^{47}Ca a sept neutrons de valence en dehors du coeur inerte doublement magique ($Z=20$, $N=20$). Ces neutrons occupent l'orbitale ($\nu 1f_{7/2}$) du modèle en couches. A l'aide du code Oxbash, on a calculé les énergies du spectre d'excitation avec les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (3-1) et représentés sur la figure (3-2).

Le tableau (3-2) ci-dessous regroupe les valeurs expérimentales de l'énergie des états excités dans le noyau ^{47}Ca .

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
$7/2^-$	0	0	0	0	0
$3/2^-$	2.088	1.791	2.263	2.011	1.644
$1/2^-$	3.265	3.035	2.953	2.690	2.674
$3/2^-$	3.105	2.732	3.385	3.111	2.746
$7/2^-$	3.496	3.125	3.440	3.141	3.054
$5/2^-$	3.357	2.951	3.828	3.540	3.224

Tableau (3-1) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{47}Ca .

Etat	$7/2^-$	$(1/2, 3/2^-)$	$(1/2, 3/2^-)$	$(5/2, 7/2^-)$
E_{exp}	0	2.84	2.87	3.26

Etat	$3/2^-$	$7/2^-$	$(5/2^-)$	$(5/2, 7/2^-)$	$1/2, 3/2^-$
E_{exp}	2.01	3.42	3.87	3.93	4.02

Tableau (3-2) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales du noyau ^{47}Ca .

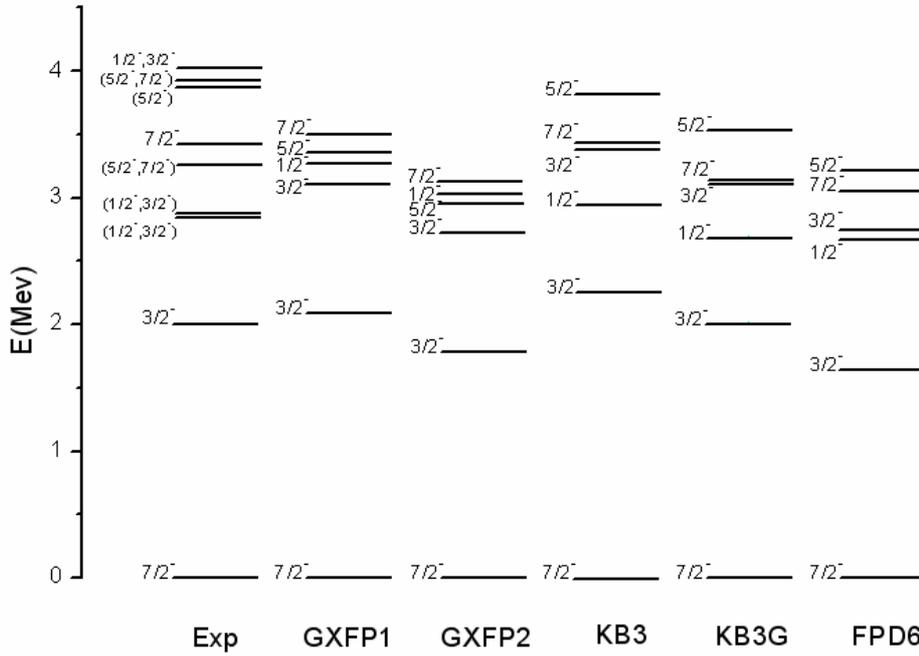


Figure (3-2) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{47}Ca .

Dans la figure (3-2), on remarque que les énergies calculées par les différentes interactions du premier niveau excité $3/2^-$ sont proches des résultats expérimentaux.

▲ ^{49}Ca :

Le noyau ^{49}Ca , dans son état de plus basse énergie, est décrit dans l'espace de valence fp par huit neutrons remplissant l'orbite $(\nu f_{7/2})$ et un neutron célibataire situé sur l'orbite $(\nu p_{3/2})$ (figure (3-3)). La configuration correspondante est notée $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{3/2})^1$ et correspond à un état fondamental $3/2^-$. Le premier état excité $1/2^-$ de configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ correspond à un saut du neutron célibataire de l'orbite $(\nu p_{3/2})$ vers l'orbite $(\nu p_{1/2})$. Le premier état $5/2^-$ correspond à la configuration $(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^2$ et le second état $5/2^-$ de configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ correspond à un saut vers l'orbitale $(\nu f_{5/2})$.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (3-3) et représentés sur la figure (3-4).

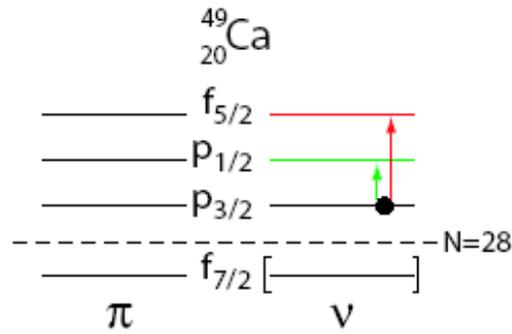


Figure (3-3) : Schéma des orbitales de la couche fp et configuration de ${}^{49}\text{Ca}$. Les crochets indiquent que l'orbitale ($\nu f_{7/2}$) est entièrement remplie.

Etats	E_{exp}	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}	E_{MSDI}
$3/2^-$	0	0	0	0	0	0	0
$1/2^-$	2.02	1.712	1.925	1.809	1.817	2.367	2.12
$5/2^-$	3.59	3.623	3.144	3.791	3.440	2.758	3.45
$5/2^-$	3.99	4.063	3.681	3.839	3.886	3.534	-

Tableau (3-3) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 et celles obtenues par l'interaction MSDI [35] du noyau ${}^{49}\text{Ca}$.

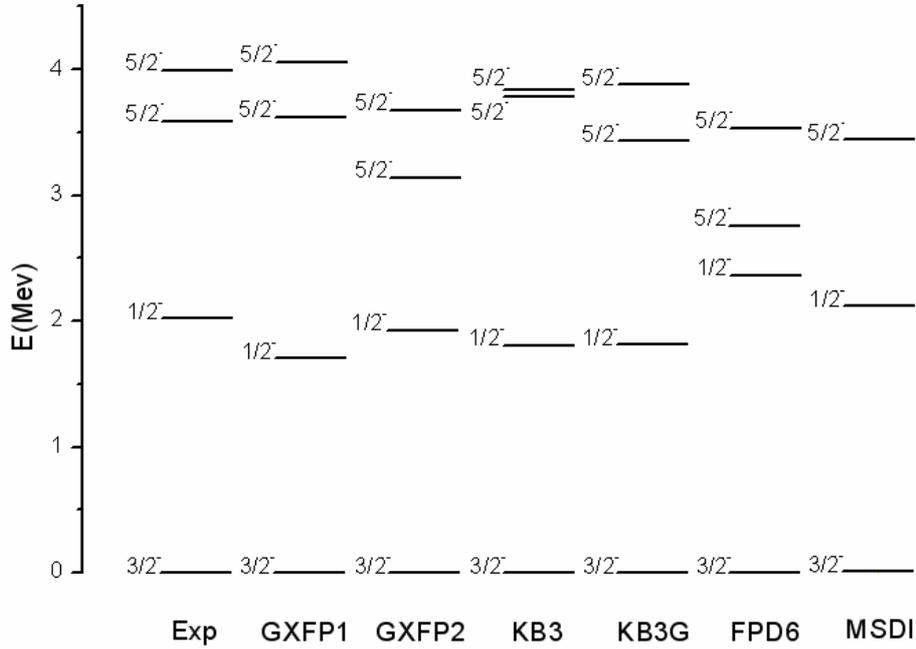


Figure (3-4) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{49}Ca

En comparant les valeurs expérimentales des énergies d'excitations pour le noyau ^{49}Ca avec les prédictions théoriques, on observe clairement que les trois interactions GXFP1, KB3 et KB3G reproduisent relativement bien les données expérimentales, par contre les deux autres interactions GXFP2 et FPD6 donnent des valeurs un peu éloignées de celles de l'expérience.

▲ ^{51}Ca :

Le spectre énergétique de ce noyau est constitué par l'état fondamental $3/2^-$ correspondant à la configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{3/2})^3$ et trois états excités $1/2^-$, $5/2^-$ et $3/2^-$ possédant la même configuration $(\nu p_{3/2})^2 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ illustrée sur la figure (3-5). L'état $1/2^-$ est le plus simple car il correspond au saut d'un neutron vers l'orbitale $(\nu p_{1/2})$ avec un couplage $J^\pi=0^+$ des deux neutrons restant sur l'orbitale $(\nu p_{3/2})$. Les états $3/2^-$ et $5/2^-$ correspondent également à la même configuration mais avec un couplage $J^\pi=2^+$ des deux neutrons donnant des états $3/2^-$ et $5/2^-$.

Dans le tableau (3-4) ci-dessous, on a reporté les valeurs des énergies d'excitation calculées pour le noyau ^{51}Ca par les différentes interactions au moyen du code OXBASH.

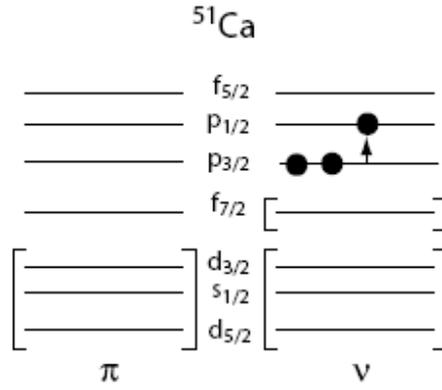


Figure (3-5) : Configuration des états excités $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{51}Ca correspondant au saut d'un neutron sur l'orbitale ($\nu p_{1/2}$).

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}	E_{MSDI}
$3/2^-$	0	0	0	0	0	0
$1/2^-$	1.208	1.148	1.575	1.614	1.773	1.263
$5/2^-$	2.280	1.879	2.162	2.121	1.909	3.040
$7/2^-$	3.283	3.307	2.767	3.663	3.026	3.850
$3/2^-$	2.058	2.313	2.855	2.803	3.060	2.171
$5/2^-$	3.791	3.346	3.800	2.822	2.661	-

Tableau (3-4) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1 , GXFP2 , KB3 , KB3G et FPD6 et celles obtenues par l'interaction MSDI [35] du noyau ^{51}Ca .

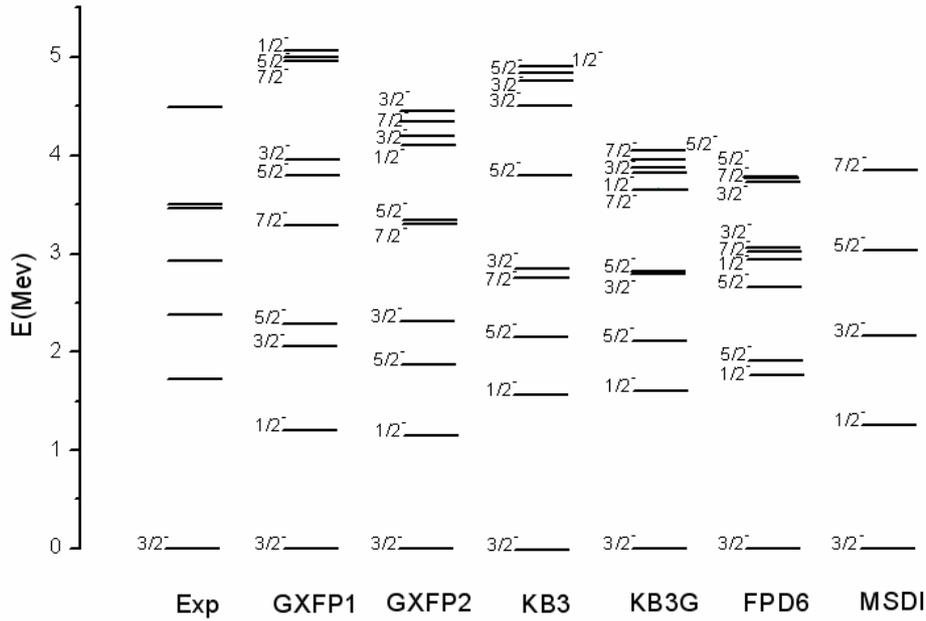


Figure (3-6) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{51}Ca .

La figure (3-6) représente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{51}Ca déduit à partir des mesures par décroissance β de ^{52}K [30] et les spectres calculés avec différentes interactions dans l'espace de valence fp complet.

D'après les spectres calculés avec les différentes interactions, on constate que l'état à 1.72 Mev est de nature $1/2^-$, il possède une énergie très proche de l'état $1/2^-$ à 2.02 Mev dans ^{49}Ca . Les états à 2.38 et 2.93 Mev sont également de bons candidats à un assignement respectif $5/2^-$ et $3/2^-$. L'interaction GXFP1 présente une différence d'énergie entre l'état $1/2^-$ calculé et l'état observé expérimentalement. On remarque également l'inversion en énergie des états $5/2^-$ et $3/2^-$ par rapport à l'interaction KB3G.

▲ ^{53}Ca :

Le noyau ^{53}Ca contient cinq neutrons de valence, quatre neutrons occupant l'orbitale $(\nu p_{3/2})$ et un neutron occupant l'orbitale $(\nu p_{1/2})$, cette configuration $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ correspond à l'état fondamental $1/2^-$. Les états excités $3/2^-$ et $5/2^-$ correspondent principalement à des configurations respectives $(\nu p_{3/2})^3 \otimes (\nu p_{1/2})^2$ et $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu f_{5/2})^1$.

Le tableau (3-5) comporte les valeurs des énergies d'excitation calculées à partir des interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6.

Etat	E _{GXFP1}	E _{GXFP2}	E _{KB3}	E _{KB3G}	E _{FPD6}
1/2 ⁻	0	0	0	0	0
3/2 ⁻	1.466	1.615	2.278	2.157	0.949
5/2 ⁻	2.850	2.760	2.788	1.034	0.022

Tableau (3-5) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ⁵³Ca.

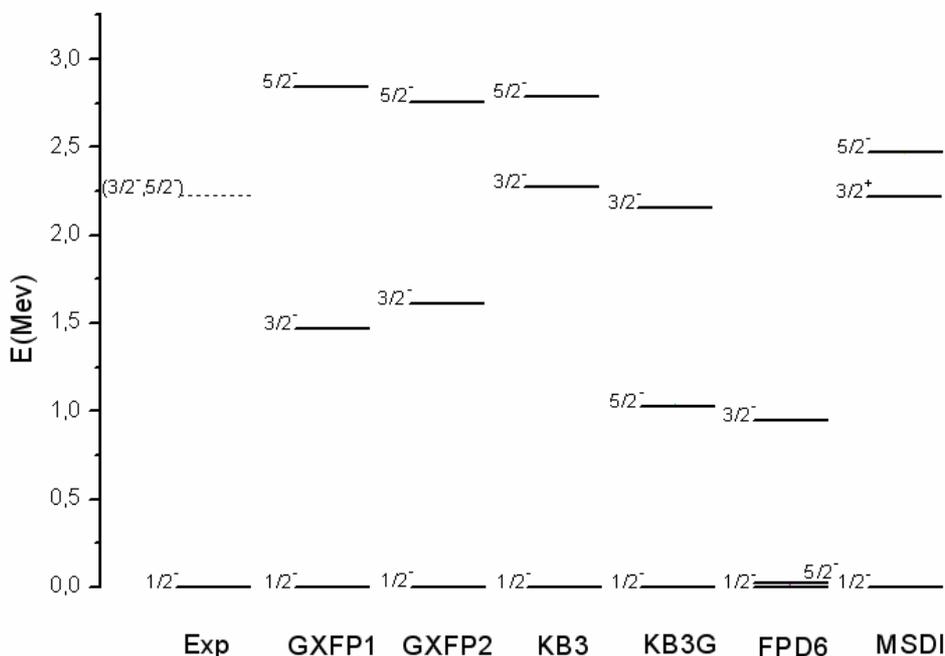


Figure (3-7) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ⁵³Ca.

En comparant les valeurs expérimentales des énergies d'excitation avec celles calculées par les interactions utilisées dans notre étude, nous constatons que les interactions KB3 et KB3G reproduisent bien l'énergie de l'état à 2.22 Mev, par contre les interactions GXFP1, GXFP2 et FPD6 sous estiment l'énergie de cet état.

▲ ⁵⁵Ca :

Le spectre énergétique du noyau ⁵⁵Ca est constitué de l'état fondamental 5/2⁻ correspondant à la configuration $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu f_{5/2})^3$ et des états excités possédant la même configuration $(\nu f_{5/2})^2 \otimes (\nu p_{1/2})^1$, l'état 1/2⁻ correspond au saut d'un neutron vers l'orbitale $(\nu p_{1/2})$ avec

un couplage $J^+=0^+$ des deux neutrons restant sur l'orbitale $(\nu f_{5/2})$, les deux états excités $3/2^-$ et $5/2^-$ correspondent à la même configuration mais avec un couplage $J^+=2^+$ et l'état $7/2^-$ correspond également à la même configuration mais avec un couplage $J^+=4^+$ des deux neutrons de l'orbite $(\nu f_{5/2})$.

Pour ce noyau, il n'y a pas de données expérimentales permettant la confrontation des calculs théoriques avec ceux de l'expérience. On a calculé les énergies d'excitation en utilisant les interactions du code OXBASH. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (3-6) ci-dessous et représentés sur la figure (3-8).

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
$5/2^-$	0	0	0	0	0.124
$1/2^-$	2.573	1.862	2.277	0.225	0
$3/2^-$	3.173	2.789	3.122	0.932	0.422
$7/2^-$	3.512	2.603	3.542	1.378	1.428
$5/2^-$	3.641	3.462	3.583	1.378	1.261

Tableau (3-6) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{55}Ca .

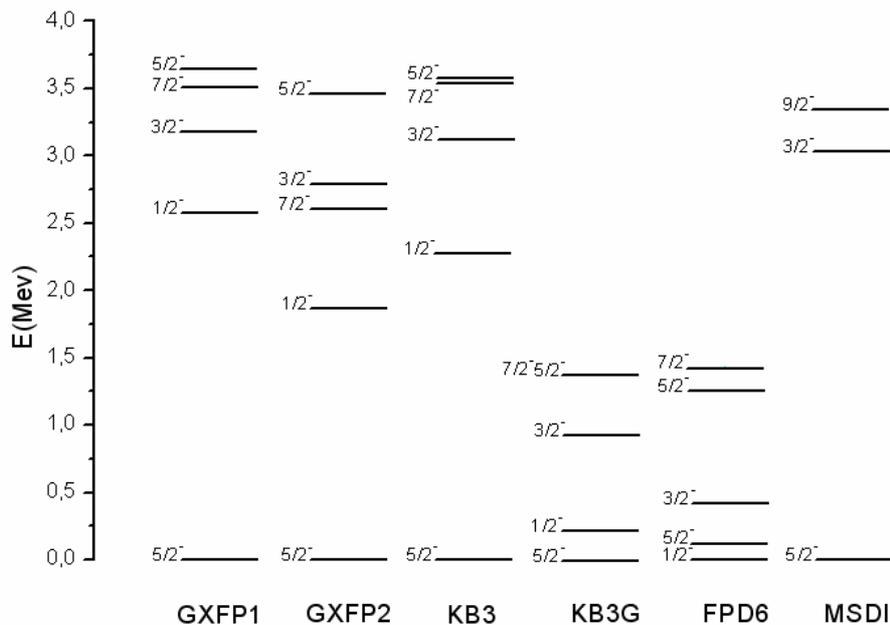


Figure (3-8) : Spectres énergétiques calculés du noyau ^{55}Ca .

La figure (3-8) représente la comparaison entre le spectre du ^{55}Ca calculés avec les interactions du code OXBASH et celui obtenu par l'interaction phénoménologique MSDI [35].

3.3.2 Noyaux de Calcium pair-pair

▲ ^{46}Ca :

Le noyau de calcium ^{46}Ca a six neutrons de valence en dehors du coeur inerte ($Z=20$ et $N=20$) situés sur la couche $(\nu f_{7/2})$. Le spectre des niveaux excités de ce noyau est construit par les états 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ correspondant à la configuration $(\nu f_{7/2})^6$.

Les spectres expérimentaux et calculés sont comparés sur la figure (3-9).

Dans le tableau (3-8) ci-dessous, on a reporté les valeurs des énergies d'excitation du noyau ^{46}Ca calculées par les différentes interactions du code OXBASH.

Etat	0^+	2^+	0^+	4^+	6^+	2^+	2^+	4^+
E_{exp}	0	1.35	2.42	2.57	2.97	3.02	3.64	3.86

Tableau (3-7) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales du noyau ^{46}Ca .

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
0^+	0	0	0	0	0
2^+	1.478	1.459	1.218	1.177	1.576
4^+	2.437	2.293	2.299	2.229	2.757
2^+	4.265	3.899	4.093	3.855	3.826
4^+	4.752	4.447	4.621	4.340	4.480

Tableau (3-8) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{46}Ca .

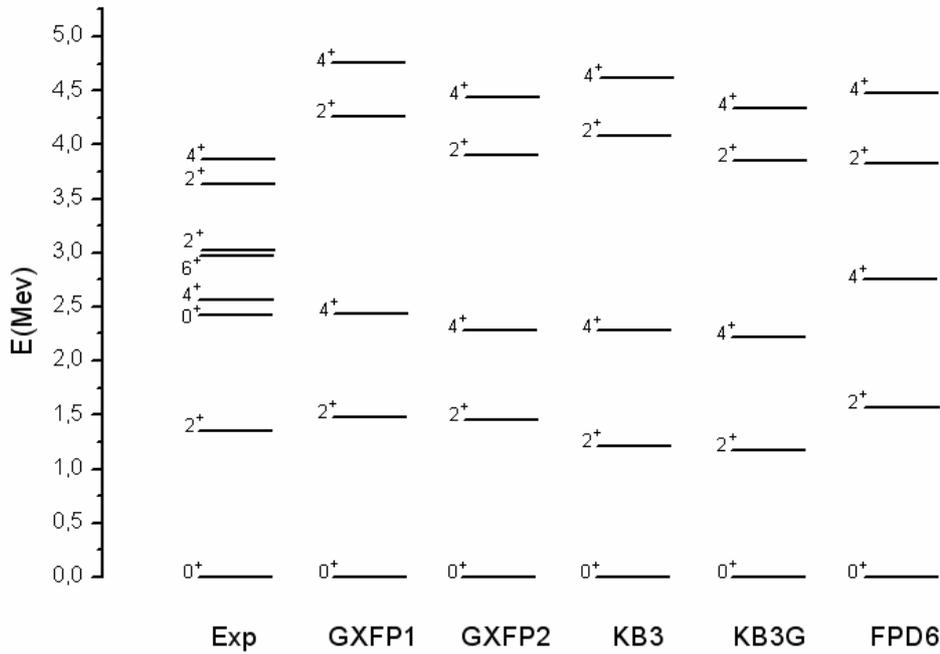


Figure (3-9) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{46}Ca .

Pour le noyau de ^{46}Ca , les différentes interactions utilisées donnent des valeurs proches à celles de l'expérience pour les niveaux excités à bas spin (les deux premiers états excités 2^+ et 4^+), tandis que les énergies des états à haut spin sont un peu plus loin de celles de l'expérience.

▲ ^{48}Ca :

Le noyau ^{48}Ca , dans son état de plus basse énergie, est décrit dans l'espace de valence fp par huit neutrons remplissant l'orbite $(\nu f_{7/2})$. Pour ce noyau, les niveaux d'énergies excités correspondent aux configurations suivantes :

$$(\nu f_{7/2})^8 : 0^+, 2^+, 4^+, 6^+.$$

$$(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^1 : 2^+, 3^+, 4^+, 5^+.$$

$$(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu f_{5/2})^1 : 1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+.$$

$$(\nu p_{3/2})^1 \otimes (\nu p_{3/2})^1 : 0^+, 2^+.$$

Les résultats calculés par les différentes interactions et les valeurs expérimentales des énergies d'excitation sont reportés sur le tableau (3-9) et schématisés sur la figure (3-10) ci-dessous.

Etat	E_{exp}	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
0^+	0	0	0	0	0	0
2^+	3.83	3.791	3.395	4.618	4.238	3.658
4^+	4.28	4.324	3.930	4.646	4.231	4.134
0^+	-	5.112	4.832	5.296	5.175	4.875

Tableau (3-9) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées du noyau ^{48}Ca .

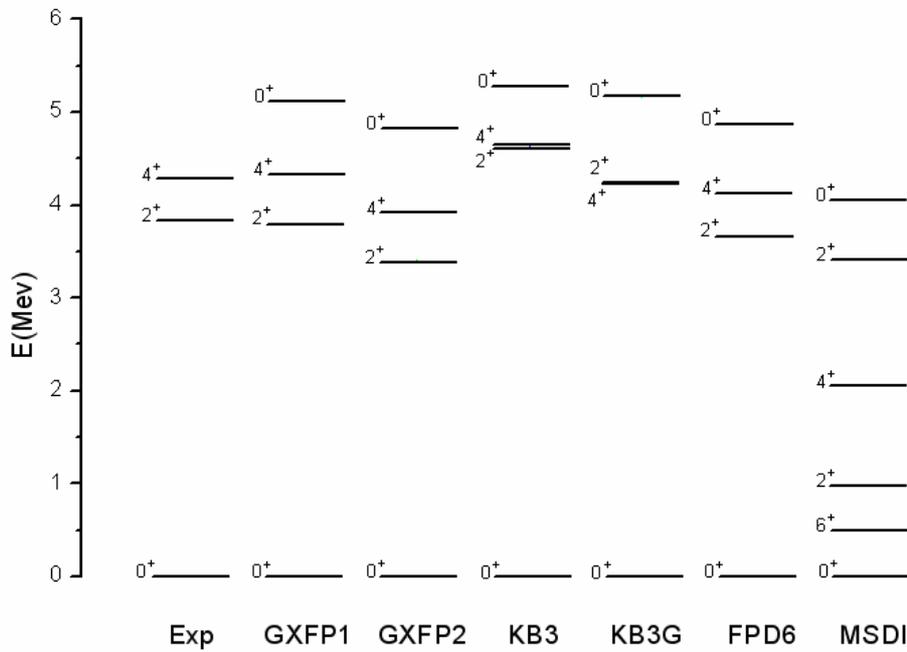


Figure (3-10) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{48}Ca .

La figure (3-10) montre que les résultats obtenus par les deux interactions GXFP1 et FPD6 des premiers niveaux (2^+ , 4^+) sont plus proches des résultats expérimentaux que les autres interactions et que l'interaction KB3G donne une inversion entre ces deux états excités (2^+ , 4^+).

▲ ^{50}Ca :

Le noyau ^{50}Ca avec huit neutrons de valence situés sur la couche ($\nu f_{7/2}$) et deux autres neutrons situés sur la couche ($\nu p_{3/2}$), possède un spectre d'excitation constitué des états suivants :

$$(\nu p_{3/2})^2 : 0^+, 2^+.$$

$$(\nu p_{3/2})^1 \otimes (\nu p_{1/2})^1 : 1^+, 2^+.$$

$$(\nu p_{3/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1 : 1^+, 2^+, 3^+, 4^+.$$

$$(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^3 : 2^+, 3^+, 4^+, 5^+.$$

Les tableaux (3-10) et (3-11) résument les résultats obtenus expérimentalement et ceux calculés théoriquement par les différentes interactions du code OXBASH.

Les différents spectres en énergie sont présentés sur la figure (3-11). Nous n'avons présenté que les états calculés $J^\pi=0^+, 1^+$ et 2^+ . En effet, ce sont les seuls états accessibles par décroissance GT première interdite à partir d'un état fondamental 0^- pour ^{50}K [30].

Etat	0^+	2^+	$0^+, 2^+$	$1^+, 2^+$	$1^+, 2^+$	$0^+, 2^+$	$1^+, 2^+$
E_{exp}	0	1.03	3.00	3.53	4.04	4.48	4.89

Tableau (3-10) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales du noyau ^{50}Ca .

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
0^+	0	0	0	0	0
2^+	1.281	0.938	1.168	1.060	1.325
2^+	3.156	2.922	2.968	2.851	3.496
1^+	3.021	3.303	3.554	3.412	4.187
2^+	4.257	3.792	3.739	4.143	3.957
0^+	4.731	4.905	4.895	5.055	4.787

Tableau (3-11) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{50}Ca .

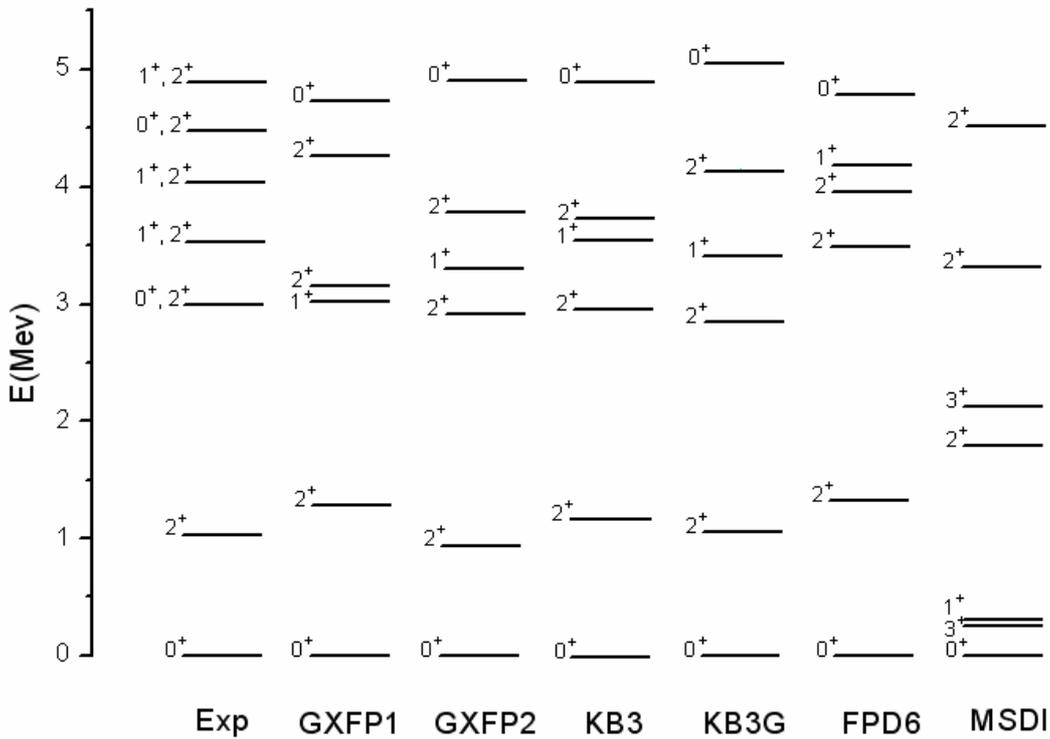


Figure (3-11) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{50}Ca .

La figure (3-11) présente la comparaison entre le spectre expérimental du ^{50}Ca et les spectres d'excitation calculés avec les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6. D'après cette figure, on remarque que les différentes interactions reproduisent raisonnablement les énergies des deux premiers états excités (2_1^+ , 2_2^+). Dans le cas de l'interaction GXFP1, l'énergie du deuxième état 2^+ est assez bien reproduite mais l'état 1^+ , généralement situé à plus haute énergie d'excitation que le niveau 2^+ , est attendu en dessous.

▲ ^{52}Ca :

Le ^{52}Ca a quatre neutrons de valence situés sur la couche ($\nu p_{3/2}$). Les premières configurations excitées possibles à partir de la configuration ($\nu p_{3/2}$)⁴ de l'état fondamental sont illustrées sur la figure (3-12). La première d'entre elle correspond à la brisure d'un paire de neutrons et au saut d'un neutron vers l'orbitale ($\nu p_{1/2}$). Le couplage entre les neutrons célibataires sur les orbitales ($\nu p_{3/2}$) et ($\nu p_{1/2}$) donnent les premiers états 2^+ et 1^+ présents dans les spectres calculés. Les états 2^+ et 4^+ correspondent au saut d'un neutron vers l'orbitale ($\nu f_{5/2}$), cette configuration ($\nu p_{3/2}$)³ \otimes ($\nu f_{5/2}$)¹ donne un quadruplet d'états $J^\pi=1^+$, 2^+ , 3^+ , et 4^+ dont nous n'avons représenté que ceux avec J pair. Les états 0^+ et 2^+ sont issus de la configuration ($\nu p_{3/2}$)² \otimes ($\nu p_{1/2}$)².

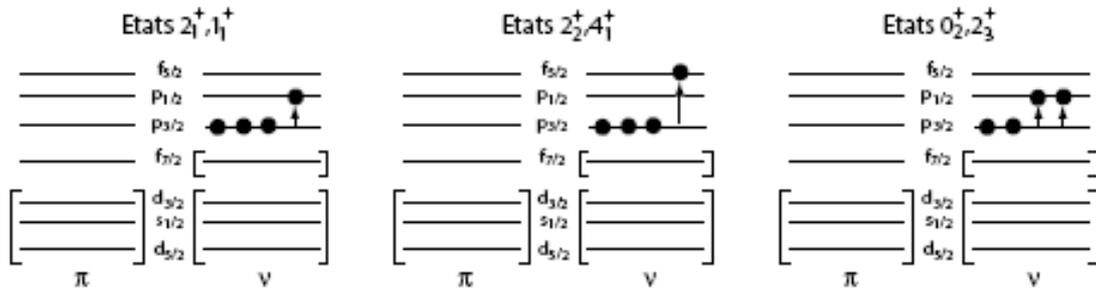


Figure (3-12) : Illustration des premières configurations excitées dans ^{52}Ca .

Les résultats calculés par les différentes interactions au moyen du code OXBASH sont reportés dans le tableau (3-12).

Etat	0 ⁺	2 ⁺	1 ⁺	0 ⁺	2 ⁺	4 ⁺	2 ⁺	4 ⁺
E _{GXFP1}	0	2.350	2.383	3.428	4.112	5.228	5.313	5.474
E _{GXFP2}	0	1.606	2.407	3.167	4.011	4.541	4.484	4.895
E _{KB3}	0	2.432	3.244	4.430	5.053	5.112	5.493	5.441
E _{KB3G}	0	2.349	3.084	4.284	3.942	3.901	4.901	5.935
E _{FPD6}	0	2.749	3.500	3.097	2.963	3.242	4.148	5.074

Tableau (3-12) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{52}Ca .

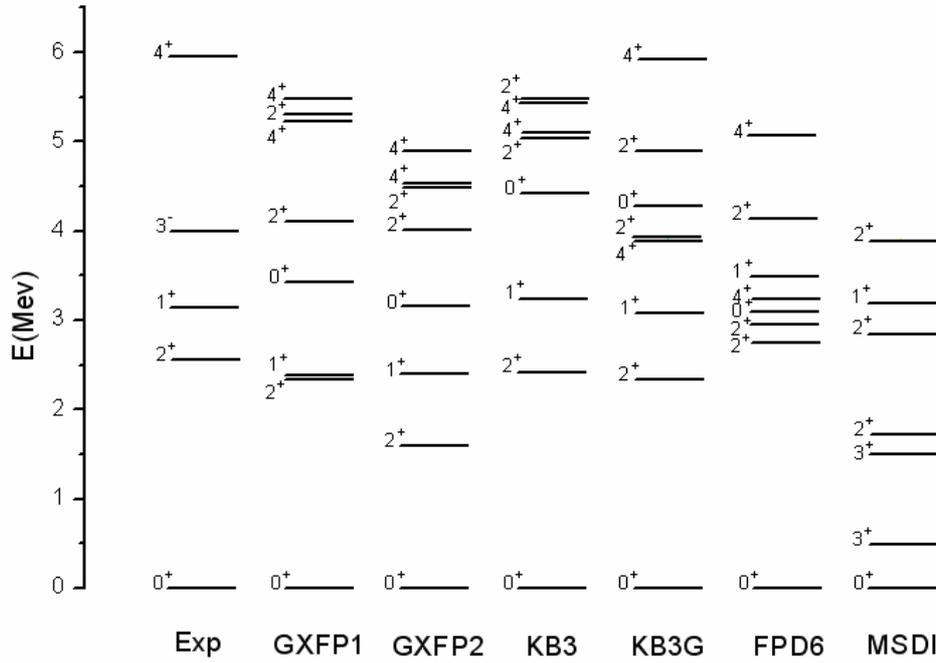


Figure (3-13) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{52}Ca .

La figure (3-13) présente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{52}Ca déduit à partir des mesures par décroissance β de ^{52}K et ^{53}K et les spectres calculés avec les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 dans l'espace de valence fp complet.

On remarque que les interactions GXFP1, KB3 et KB3G donnent des valeurs proches de l'expérience pour les niveaux excités à bas spin (2^+ , 1^+).

▲ ^{54}Ca :

Le ^{54}Ca contient deux neutrons de valence occupant l'orbitale $(\nu p_{1/2})$, son spectre énergétique est constitué de l'état fondamental 0^+ correspondant à la configuration $(\nu p_{1/2})^2$ et un premier état excité 2^+ correspondant à la configuration $(\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1$.

Les énergies d'excitation de ce noyau ne sont pas connues expérimentalement. Les résultats obtenus par les différentes interactions à l'aide du code OXBASH sont reportés dans le tableau (3-13) et comparés avec ceux calculés par l'interaction phénoménologique MSDI [35] dans la figure (3-14).

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
0^+	0	0	0	0	0
2^+	3.834	3.209	3.418	1.317	1.470

Tableau (3-13) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{54}Ca .

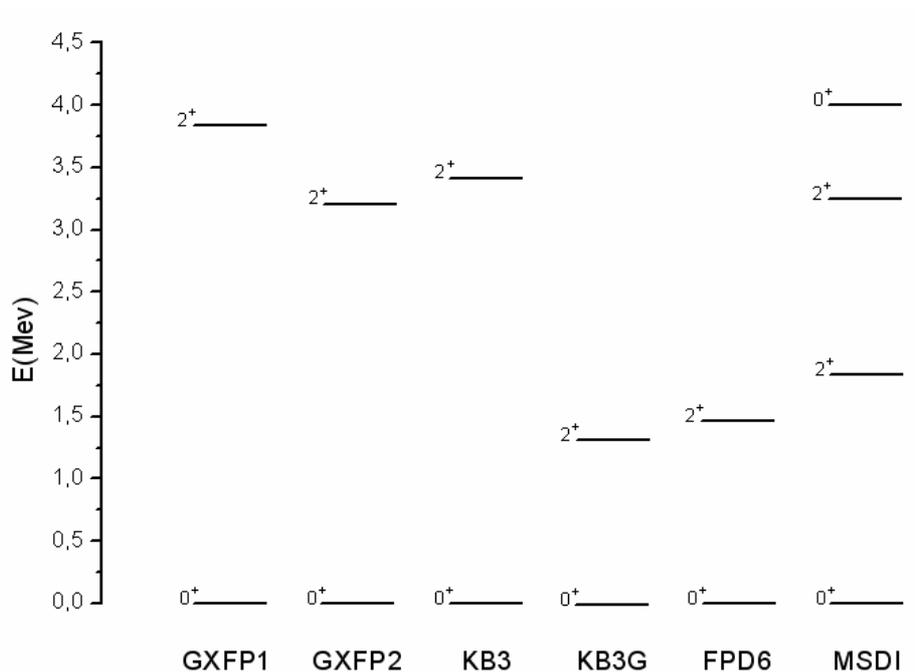


Figure (3-14) : Spectres énergétiques calculés du noyau ^{54}Ca .

▲ ^{56}Ca :

Le spectre énergétique de ce noyau est construit par l'état fondamental 0^+ et les états excités 2^+ , 4^+ issus de la configuration $(\nu p_{1/2})^2 \otimes (\nu f_{5/2})^2$ et l'état 1^+ issu de la configuration $(\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^3$.

Il n'y a pas d'informations sur le spectre énergétique expérimental du noyau ^{56}Ca . Les résultats obtenus par les calculs du code OXBASH en utilisant les différentes interactions sont représentés dans le tableau (3-14) et schématisés sur la figure (3-15).

Etat	E_{GXFP1}	E_{GXFP2}	E_{KB3}	E_{KB3G}	E_{FPD6}
0^+	0	0	0	0	0
2^+	1.069	1.473	1.173	1.064	1.366
4^+	1.368	1.511	1.664	1.574	2.456
2^+	3.640	2.970	4.033	1.844	2.041
1^+	4.183	3.959	4.545	2.294	2.810

Tableau (3-14) : Illustration des énergies d'excitation calculées par les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 du noyau ^{56}Ca .

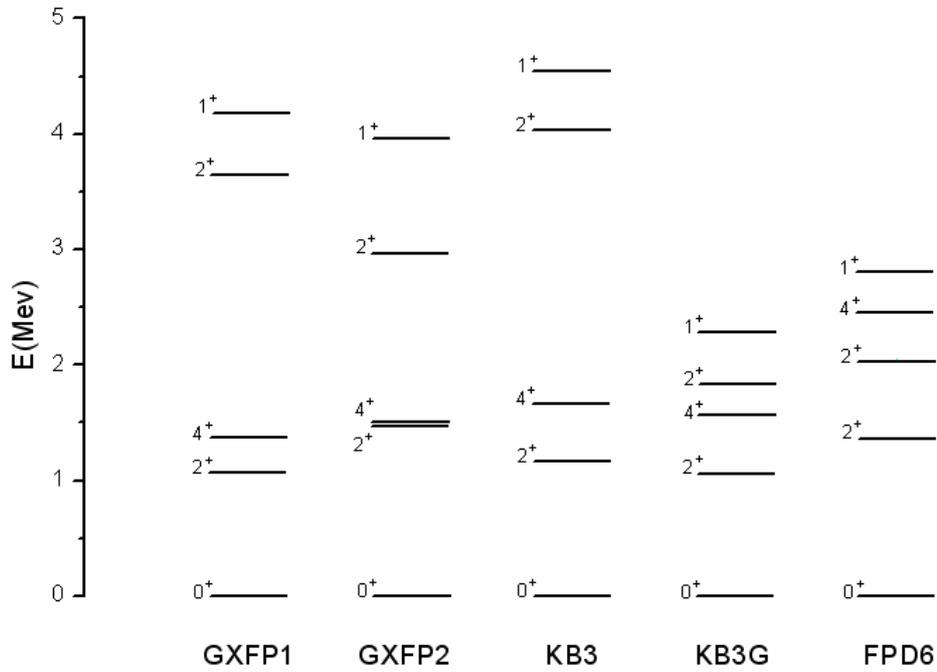


Figure (3-15) : Spectres énergétiques calculés du noyau ^{56}Ca .

3.3.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons déterminé les spectres énergétiques des isotopes de calcium pair-impair ainsi les isotopes de calcium pair-pair. Les calculs sont réalisés à l'aide des interactions effectives GXFP1 [3], GXFP2 [32], KB3, KB3G [33] et FPD6 [34] de la littérature. On constate que les deux interactions KB3G et GXFP1 reproduisent relativement bien les données expérimentales sur les isotopes de calcium, notamment les énergies des états 2^+ dans les

isotopes pair-pair jusqu'à ^{52}Ca avec la fermeture de couche à $N=32$. Ces deux interactions présentent également une forte occupation de l'orbitale $\nu p_{1/2}$ à $N=34$, légèrement plus prononcée pour l'interaction GXFP1 que pour KB3G. On constate cependant une grande divergence des prédictions sur la localisation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca . Une telle différence trouve essentiellement son origine dans le fait que les deux interactions n'utilisent pas la même énergie individuelle de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ et ne la placent donc pas de la même manière par rapport aux autres orbitales. L'interaction GXFP1 tient ainsi compte d'un fort gap entre les orbitales $\nu p_{3/2}$, $\nu p_{1/2}$ d'une part et l'orbitale $\nu f_{5/2}$ d'autre part, contrairement à l'interaction KB3G pour laquelle ce gap est réduit. Cela influe donc naturellement sur la localisation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca qui possède une configuration $(\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1$. La localisation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ peut également être obtenue de manière plus pure dans les isotopes de calcium pair-impair par la mise en évidence de l'état $5/2^-$ correspondant à la présence d'un neutron sur l'orbitale $\nu f_{5/2}$.

3.4 Etude des noyaux riches en neutrons $N=21$, $16 \leq Z \leq 20$ dans l'espace sd-fp

Les découvertes du fameux îlot d'inversion autour de $N=20$ sont apparues comme de nouveaux types de phénomènes caractéristiques des noyaux exotiques et ont entraîné de nombreuses études expérimentales en particulier sur les comportements magiques loin de la stabilité ($N=8$, $N=16$, $N=20$, $N=40$...) [29]. L'étude expérimentale a permis d'évaluer les niveaux d'énergie de la particule indépendante dans l'espace (sd-fp); et l'inversion des états $0\hbar\omega$ et $2\hbar\omega$ dans l'île d'inversion située à ($Z=10-12$, $N=20-22$) [36]. L'un des principaux aspects de cette région est l'apparition de la coexistence de forme sphérique et prolate. Cette déformation est due à la réduction du nombre de protons, et la diminution du gap neutronique entre les couches ($f_{7/2} - p_{3/2}$); où les états excités sont les états les plus bas.

En réalité, dans l'étude du modèle en couches, l'évolution de l'énergie de la particule indépendante joue un rôle important en déterminant l'interaction effective entre les particules de valence [37].

Cependant, le but principal dans cette partie de travail est d'obtenir la structure des niveaux d'énergie d'une série d'isotones $N=21$ avec $16 \leq Z \leq 20$, en utilisant des interactions effectives à l'aide du code OXBASH dans le cadre du modèle en couches nucléaire. Les résultats calculés

sont comparés avec les résultats expérimentaux obtenus récemment dans les laboratoires de ISOLDE/CERN [36] [37].

3.4.1 Espace sd-fp et interactions effectives

Espace sd-fp

L'espace modèle de proton a été pris comprenant les orbitales sd ($1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$) en dehors du coeur fermé $1p_{1/2}$ à $Z=8$. L'espace de neutron a été pris comprenant les orbitales fp ($1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$) en dehors du coeur fermé $1d_{3/2}$ à $N=20$.

Interactions effectives

Les interactions utilisées dans les calculs du code OXBASH sont SAS (SAKAKURA-ARIMA-SEBE) [39] et HW de S.T.Hsieh, X.Ji, R.Mooy et B.H.Wildenthal avec l'espace modèle D3F7 et les interactions SASPN, HWPN (formalisme proton-neutron) et HWCDPN avec l'espace modèle D3F7PN.

SAS Cette interaction est valable pour cette région dont l'espace modèle D3F7 est constitué par deux orbitales ($1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$) avec un coeur inerte $A=32$, avec les énergies individuelles (spe) en MeV (0, 2.94) [38].

HW Cette interaction utilise les éléments de matrice à deux corps (24 TBME) de l'interaction Hsieh-Wildenthal. L'espace de valence D3F7 se compose de deux orbitales : ($1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$: $A=32$, $Z=16$) avec les énergies individuelles (spe) en MeV (-8.617, -5.836) [38].

3.4.2 L'étude de la structure du ${}^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$:

Le spectre du calcium ${}^{41}\text{Ca}$ est déterminé par la séquence des états ($7/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$), le résultat de la présence d'un neutron dans la couche fp ($1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$), et l'état $3/2^+$ le résultat de l'excitation de l'état $1d_{3/2}$ vers l'état $1f_{7/2}$.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (3-15) et représentés sur la figure (3-16).

Etat	E_{exp}	E_{SAS}	E_{SASPN}	E_{HW}	E_{HWPN}	E_{HWCDPN}	E_{MSDI}
$7/2^-$	0	0	0	0	0	0	0
$3/2^+$	2.01	1.507	1.507	2.293	1.899	1.637	2.133
$5/2^-$	2.58	3.065	3.065	3.824	2.815	2.452	4.504
$3/2^-$	1.94	4.359	4.359	5.453	4.981	4.641	2.618

Tableau (3-15) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par les interactions SAS, SASPN, HW, HWPN et HWCDPN et celles obtenues par l'interaction MSDI [39] du noyau ^{41}Ca .

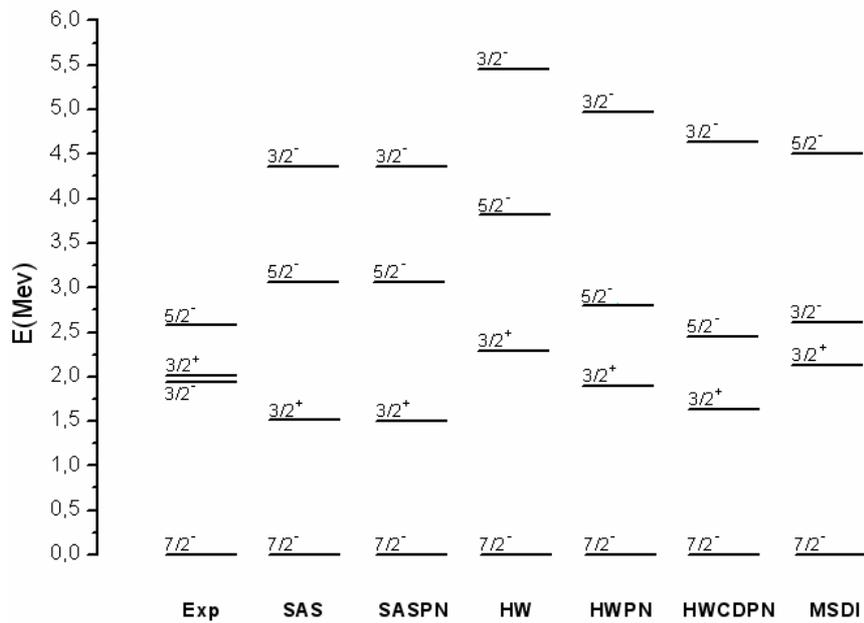


Figure (3-16) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{41}Ca .

3.4.3 L'étude de la structure du $^{39}_{18}\text{Ar}_{21}$:

Le noyau ^{39}Ar contient cinq neutrons de valence, quatre neutrons occupant l'orbitale ($1d_{3/2}$) et un neutron occupant l'orbitale ($1f_{7/2}$), et deux protons de valence occupant l'orbitale ($1d_{3/2}$). Le spectre des niveaux excités de ce noyau est construit par les états $7/2^-$, $3/2^+$, $5/2^-$, $3/2^-$.

Le tableau (3-16) comporte les valeurs des énergies d'excitation expérimentales et calculées à partir les interactions SAS, SASPN, HW, HWPN et HWCDPN.

Etat	E_{exp}	E_{SAS}	E_{SASPN}	E_{HW}	E_{HWPN}	E_{HWCDPN}	E_{MSDI}
$7/2^-$	0	0	0	0	0	0	0
$3/2^+$	1.52	0.984	0.984	1.386	1.359	1.322	1.049
$5/2^-$	2.09	2.436	2.436	2.189	2.120	1.989	-
$3/2^-$	1.27	2.606	2.606	2.403	2.213	2.094	2.888

Tableau (3-16) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par les interactions SAS, SASPN, HW, HWPN et HWCDPN et celles obtenues par l'interaction MSDI [39] du noyau ^{39}Ar .

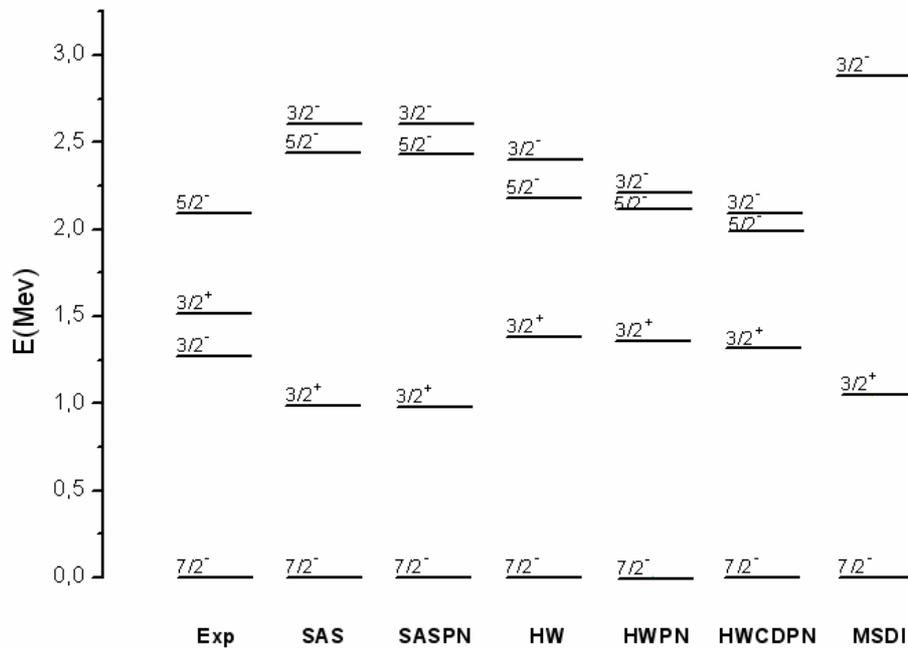


Figure (3-17) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{39}Ar .

3.4.4 L'étude de la structure du $^{37}_{16}\text{S}_{21}$:

Le noyau de soufre ^{37}S a cinq neutrons de valence en dehors du coeur inerte ($Z=16$ et $N=16$) situés sur les orbitales $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$. Le spectre des niveaux excités de ce noyau est construit par les états $7/2^-$, $3/2^+$, $5/2^-$, $3/2^-$ tel que :

- ✓ L'état $7/2^-$ est déterminé par la présence d'un neutron dans la couche $1f_{7/2}$.
- ✓ Les états ($3/2^-$, $5/2^-$) sont le résultat de l'excitation du neutron de l'état $1f_{7/2}$ vers les états ($2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$).

✓ L'état $3/2^+$ est le résultat de l'excitation de l'état $1d_{3/2}$ du coeur vers la couche $1f_{7/2}$.

Les spectres expérimentaux et calculés sont comparés sur la figure (3-18).

Le tableau (3-17) résume les résultats obtenus expérimentalement et ceux calculés théoriquement par les différentes interactions du code OXBASH.

Etat	E_{exp}	E_{SAS}	E_{SASPN}	E_{HW}	E_{HWPN}	E_{HWCDPN}	E_{MSDI}
$7/2^-$	0	0	0	0	0	0	0
$3/2^+$	1.40	1.082	1.082	1.497	1.504	1.504	0.932
$5/2^-$	-	3.244	3.244	2.895	2.625	2.626	-
$3/2^-$	0.65	4.323	4.323	3.922	3.921	3.921	1.518

Tableau (3-17) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par les interactions SAS, SASPN, HW, HWPN et HWCDPN et celles obtenues par l'interaction MSDI [39] du noyau ^{37}S .

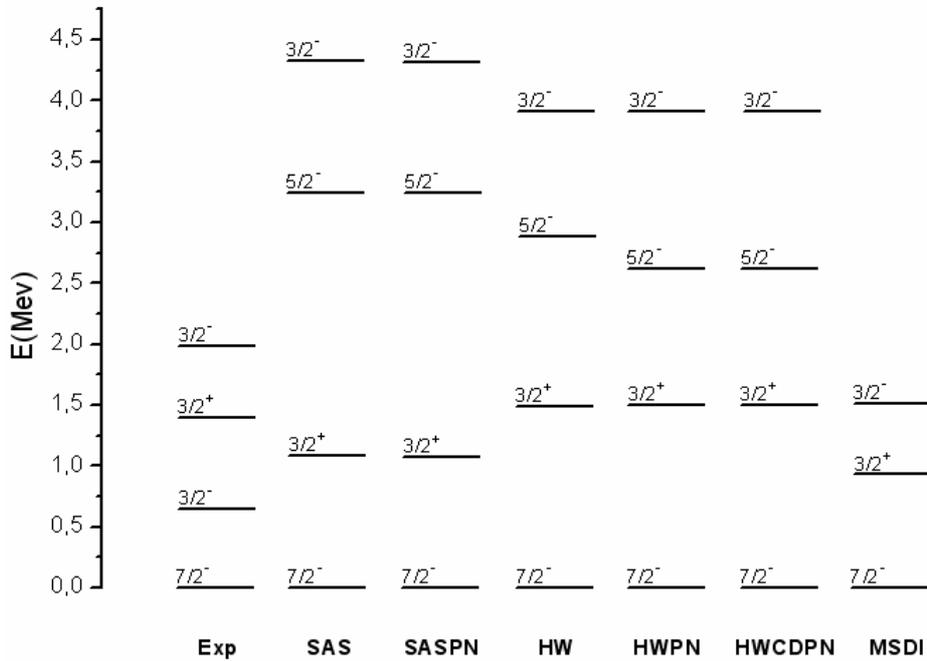


Figure (3-18) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{37}S .

3.5 Probabilités de transitions électriques B(E2)

Pour tester les fonctions d'ondes correspondantes à l'hamiltonien de différentes interactions et charges effectives pour cette région de masse, nous avons calculé les valeurs de probabilités réduites de transitions électriques B(E2) pour les noyaux de Calcium (A=47-56) en utilisant les mêmes interactions développées dans la partie précédente. Les intégrales radiales $\langle j_1 | r^\lambda | j_2 \rangle$ 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 $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$ [40].

3.5.1 Noyaux de Calcium pair-pair

Dans les tableaux (3-18), (3-19) et (3-20), les valeurs des B(E2), calculées avec les interactions GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6, sont comparées avec celles obtenues expérimentalement pour les isotopes pair-pair de Calcium.

Noyau	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Exp	GXFP1	GXFP2	KB3	KB3G	FPD6
^{46}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	36	18.19	18.51	18.00	18.19	24.57
^{48}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	20	23.67	25.55	22.52	22.62	27.51
^{50}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	18.02	19.59	18.59	17.57	19.60
^{52}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	17.24	16.13	16.01	14.93	17.02
^{54}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	12.85	12.61	12.11	16.48	31.70
^{56}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	17.99	14.08	14.66	18.22	35.77

Tableau (3-18) : Probabilités réduites B (E2) expérimentales et calculées en unité $e^2\text{fm}^4$ pour les noyaux de Calcium pair-pair avec la valeur de la charge effective de neutron : $e_n=0.7e$.

Noyau	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Exp	GXFP1	GXFP2	KB3	KB3G	FPD6
^{46}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	36	25.58	26.02	25.31	25.57	34.54
^{48}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	20	33.28	35.92	31.66	31.81	38.67
^{50}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	25.34	27.54	26.13	24.71	27.55
^{52}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	24.24	22.68	22.51	21.00	23.93
^{54}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	18.07	17.73	17.02	23.17	44.57
^{56}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	23.05	19.79	20.61	25.62	50.29

Tableau (3-19) : Probabilités réduites $B(E2)$ expérimentales et calculées en unité e^2fm^4 pour les noyaux de Calcium pair-pair avec la valeur de la charge effective de neutron : $e_n=0.83e$.

Noyau	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Exp	GXFP1	GXFP2	KB3	KB3G	FPD6
^{46}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	36	30.07	30.59	29.76	30.07	40.61
^{48}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	20	39.12	42.23	37.23	37.40	45.47
^{50}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	39.79	32.38	30.72	29.05	32.40
^{52}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	28.50	26.67	26.47	24.69	28.14
^{54}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	21.25	20.85	20.02	27.24	52.40
^{56}Ca	$2^+ \rightarrow 0^+$	-	27.10	23.27	24.23	30.12	59.13

Tableau (3-20) : Probabilités réduites $B(E2)$ expérimentales et calculées en unité e^2fm^4 pour les noyaux de Calcium pair-pair avec la valeur de la charge effective de neutron : $e_n=0.9e$.

3.5.2 Noyaux de Calcium pair-impair

Les tableaux (3-21), (3-22) et (3-23) reportent les valeurs expérimentales et calculées des $B(E2)$ pour les noyaux de Calcium pair-impair.

Noyau	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Exp	GXFP1	GXFP2	KB3	KB3G	FPD6
^{47}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	3.567	3.133	0.788	0.824	1.401
^{49}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	7.669	8.042	0.935	0.803	1.944
^{51}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	14.27	16.77	13.65	13.50	7.326
^{53}Ca	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	-	7.141	7.052	7.978	8.737	11.79
^{55}Ca	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	-	1.744	1.397	2.580	2.169	4.873

Tableau (3-21) : Probabilités réduites $B(E2)$ expérimentales et calculées en unité e^2fm^4 pour les noyaux de Calcium pair-impair avec la valeur de la charge effective de neutron : $e_n=0.7e$.

Noyau	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Exp	GXFP1	GXFP2	KB3	KB3G	FPD6
^{47}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	5.016	4.405	1.108	1.158	1.969
^{49}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	10.78	11.31	1.315	1.129	2.733
^{51}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	20.06	23.58	19.19	18.97	10.30
^{53}Ca	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	-	10.04	9.914	11.22	12.28	16.57
^{55}Ca	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	-	2.452	1.964	3.628	3.050	6.851

Tableau (3-22) : Probabilités réduites $B(E2)$ expérimentales et calculées en unité $e^2\text{fm}^4$ pour les noyaux de Calcium pair-impair avec la valeur de la charge effective de neutron : $e_n=0.83e$.

Noyau	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Exp	GXFP1	GXFP2	KB3	KB3G	FPD6
^{47}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	5.897	5.180	1.303	1.362	2.316
^{49}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	12.68	13.29	1.546	1.328	3.214
^{51}Ca	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	-	23.59	27.72	22.57	22.31	12.11
^{53}Ca	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	-	11.80	11.66	13.19	14.44	19.49
^{55}Ca	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	-	2.883	2.310	4.265	3.586	8.055

Tableau (3-23) : Probabilités réduites $B(E2)$ expérimentales et calculées en unité $e^2\text{fm}^4$ pour les noyaux de Calcium pair-impair avec la valeur de la charge effective de neutron : $e_n=0.9e$.

Dans la troisième partie de notre étude, nous avons calculé les probabilités réduites de transition électrique $B(E2)$, nous nous limiterons à l'étude de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ pour les noyaux de calcium pair-pair et les transitions $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ et $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ pour les noyaux de calcium pair-impair. Pour cela, on a utilisé trois valeurs de charge effective de neutrons qui sont 0.7e, 0.83e et 0.9e.

Les résultats expérimentaux des probabilités réduites de transition $B(E2)$ ne sont pas connus sauf pour les deux noyaux ^{46}Ca et ^{48}Ca , et avec le choix des charges effectives, nous avons retrouvé des valeurs proches de celles de l'expérience.

Pour le ^{46}Ca , on a obtenu la valeur $30.07 e^2\text{fm}^4$ avec la charge effective de neutron 0.9e pour les deux interactions GXFP1 et KB3G, cette valeur reproduit parfaitement la valeur expérimentale de $B(E2)$ ce qui confirme la validité de ces interactions .

Pour le ^{48}Ca , la charge effective de neutron qui donne la valeur la plus proche de l'expérience est 0.7e avec les trois interactions GXFP1, KB3 et KB3G.

Conclusion

Dans ce mémoire, le travail a porté d'une part sur l'étude théorique des isotopes lourds de calcium de masse $46 \leq A \leq 56$ et d'autre part sur l'étude de la structure d'une série d'isotone $N=21$ et $Z=16-20$. Les calculs sont réalisés au moyen du code OXBASH dans le cadre du modèle en couches nucléaire. Ce code, fonctionnant sous le système d'exploitation Windows, est constitué de plusieurs fichiers et programmes structurés sous forme de répertoires.

L'étude de la région des isotopes de calcium riches en neutrons est théoriquement fondamentale, elle nous aide à comprendre l'effet de l'ajout de neutron dans l'espace de valence sur les résultats des interactions effectives. Ces noyaux sont supposés constitués d'un coeur inerte doublement magique ^{40}Ca ($Z=20$, $N=20$). Les informations obtenues permettront de préciser les interactions effectives utilisées pour les différents calculs spectroscopiques dans cette région.

Pour cette étude, les interactions utilisées sont celles de la littérature : GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6. Avec toutes ces interactions nous avons calculé les énergies d'excitation et les probabilités réduites de transition électrique $B(E2)$ pour les isotopes de calcium pair-pair et pair-impair.

A partir des résultats obtenus, on a constaté que :

- Les spectres énergétiques de calcium pair-impair est bien reproduits par les trois interactions GXFP1, KB3G et FPD6 avec certaines inversions des niveaux.

- Pour les isotopes de calcium pair-pair, les spectres énergétiques obtenus par les deux interactions GXFP1, KB3G sont bien reproduits en comparaison avec les spectres expérimentaux notamment les énergies de l'états excité 2^+ jusqu'à ^{52}Ca avec la fermeture de couche à $N=32$. Ces deux interactions prédisent également une forte occupation de l'orbitale $\nu p_{1/2}$ à $N=34$ dans le ^{54}Ca , légèrement plus prononcée pour l'interaction GXFP1 que pour KB3G.

- Pour les valeurs des $B(E2)$ calculées pour ^{46}Ca correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$, nous avons obtenu de bons résultats avec la charge effective de neutron 0.9e avec les deux interactions GXFP1 et KBG3.

- Pour le ^{48}Ca les valeurs de $B(E2)$ sont bien reproduites pour la charge effective de neutron 0.7e en utilisant les interactions GXFP1, KB3 et KB3G.

Dans la deuxième partie de cette étude, nous nous sommes intéressés particulièrement à l'étude d'une série d'isotone $N=21$ et $16 \leq Z \leq 20$ en utilisant plusieurs interactions du code OXBASH, les valeurs calculées théoriquement sont comparables aux résultats expérimentaux.

En conclusion, les résultats obtenus par ces études donnent un important point de référence pour l'extrapolation des calculs du modèle en couches, la meilleure évaluation de l'interaction effective et la détermination de la structure des noyaux dans une région particulièrement intéressante.

Références

Références

- [1] E. Caurier, F. Nowacki et A. Poves. Nuclear Physics A, 693 :374, (2001).
- [2] T. Otsuka et al. Physical Review Letters, 87 :082502, (2001).
- [3] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown et T. Mizusaki, Phys. Rev. C65, 061301(R), (2002).
- [4] E. Ha and D. Cha, xxx.arxiv.org, arXiv :nucl-th/0703035v1(2007).
- [5] O.Perru, Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, U.F.R scientifique d'Orsay (2004).
- [6] F. Ibrahim, Thèse de Doctorat, Université Denis DIDEROT, PARIS VII, France (2005).
- [7] A. M. Oros-Peusquens and P.F. Mantica , Nucl. Phys. A 669, 81 (2000).
- [8] C. Guénaut, Thèse de Doctorat, Université PARIS XI, ORSAY, France (2005).
- [9] B. Blank, Nucl. Phys. News, Vol.10, N°4 (2000).
- [10] S. Nummela, Thèse de doctorat, Université de JYVÄSKYLÄ, Finland (2001).
- [11] M. A. Stamoïu, Thèse de doctorat, Université de CAEN, Basse-Normandie, U.F.R sciences, Ecole doctorale SIMEM (2003).
- [12] I. Matea, Thèse de Doctorat, Université de CAEN, Basse-Normandie, U.F.R sciences, Ecole doctorale SIMEM (2003).
- [13] A. Hüstel, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur de Strasbourg (2002).
- [14] N. H. Storm, A. Watt, and R. R. Witchaod, J. Phys G9. L165 (1983).
- [15] De-Shalit and Feshbach : Theoretical Nuclear Physics (volume I) (Nuclear Structure). Wiley Classic Library Phys. Rev 92, 1211 (1953).
- [16] P. Federman and S. Pittel, Phys. Rev. C20, 820 (1979).
- [17] B. H. Wildenthal, M. S. Curtin and B. A. Brown, Phys. Rev. C28 (1983) 1343.
- [18] B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. 11.5 (1984).

- [19] B. H. Wildenthal, W. Chung : Phys. Rev. C22 (1980) 2260.
- [20] E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves, xxx.arxiv.org, arXiv : nucl-th/ 0011010 (2000).
- [21] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves, Phys. Rev. C55, 1266 (1997).
- [22] R. W. Ibbotson et al, Phys. Rev. Lett 80, 2081 (1998).
- [23] C. T. Thibault, R. Klabisch, C. Rigaud, A. M. Poskanger, R. Priceles, L. Lessard and W. Reisdorf : Phys. Rev C12, 644(1975).
- [24] X. Campi, H. Floccard, A. K. Kerman and S. Koonin, Nucl. Phys. A251, 193 (1975).
- [25] F. Nowacki, E. Caurier and A. Poves, Phys. Rev. C55, 1266 (1997).
- [26] D. J. Dean, M. T. Ressel, M. Hjorth-Jensen, S. E. Koonin, K. Langanke and A. P. Zuker, Phys. Rev. C59, 2474 (1999).
- [27] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki and M. Honma, Phys. Rev. C60, 054315 (1999).
- [28] J. A. Becker, E. K. Warbrton and B. A. Brown, Phys. Rev. C41, N°3 (1990).
- [29] F. Nowacki, Cours de l'école Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, CNRS-IN2P3, p139 (2002).
- [30] F. Perrot, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur de Strasbourg (2004).
- [31] B. A. Brown, A. Etchegoyen, W. D. M. Rae, NS. Godwin, MSU-NSCL Report No. 524, 1985, unpublished.
- [32] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown, et T. Mizusaki, xxx.arxiv.org, arXiv : nucl-th/ 0205033 v1 (2002).
- [33] A. Poves, J. Séánchez-Solano, E. Caurier, et F. Nowacki, Nucl. Phys. A694, 157 (2001).
- [34] W. A. Richter, M. G. Vander Merwe, R. E. Julies et B. A. Brown, Nucl. Phys. A523, 325 (1991).
- [35] A. Boudiar, Thèse de Magister, Université Mentouri Constantine, Algérie (2003).
- [36] S. Nummela and al, Phys. Rev C64, 054313 (2001).
- [37] S. Nummela and al : Spectroscopy of $^{34,35}\text{Si}$ by β decay : sd-fp gap and single-particle states, Phys. Rev C63, 044316 (2001).
- [38] B. A. Brown et al., MSU-NSCL report No. 1289 (2004).
- [39] H. Naidja, Thèse de Magister, Université Mentouri Constantine, Algérie (2002).
- [40] L. Aissaoui, Thèse de Magister, Université Mentouri Constantine, Algérie (2006).

Abstract:

This work is considered to study the structure of the heavy calcium isotopes ($46 \leq A \leq 56$) in the fp shell. This study is based on the determination of excited energies and the reduced probabilities of electric transition $B(E_2)$. The calculations are made in the framework of the shell model using the nuclear structure OXBASH code. We have used the existing interactions in the literature of calcium region: GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G and FPD6 with fp model space.

Moreover, we have studied the nuclear structure of a set of isotones $N=21$ and $Z=16-21$ while calculating their excitation energies by effective interactions of the OXBASH code.

The obtained results are near of those found experimentally with regard to the energy spectra of the studied nuclei. The values of the neutron effective charge ($e_n=0.7e$ and $e_n=0.9e$) reproduce the best experimental reduced probabilities of electric transition $B(E_2)$ of even-even calcium isotopes.

All these studies are going to allow us to determine the parameters of the nuclear interaction, to define the nearest interaction and to follow the evolution of the structure in this region of mass.

Key words:

Shell model, Effective interactions, fp model space, OXBASH code, heavy calcium isotopes, Probability $B(E_2)$.

Résumé:

Ce travail est consacré à l'étude de la structure des isotopes lourds de calcium de masse $46 \leq A \leq 56$ dans l'espace fp. Cette étude est basée sur la détermination des énergies d'excitation et des probabilités réduites de transitions électriques $B(E_2)$. Les calculs sont faits dans le cadre du modèle en couches à l'aide du code de structure nucléaire OXBASH. Nous avons utilisé des interactions effectives existantes dans la littérature de la région du calcium: GXFP1, GXFP2, KB3, KB3G et FPD6 avec l'espace modèle fp.

De plus, nous avons étudié la structure nucléaire d'une série d'isotones $N=21$, $Z=16-20$ en calculant leurs énergies d'excitation par des interactions effectives du code OXBASH.

Les résultats obtenus sont proches de ceux trouvés expérimentalement en ce qui concerne les spectres énergétiques des noyaux étudiés. Les valeurs de charges effectives de neutron ($e_n=0.7e$ et $e_n=0.9e$) reproduisent mieux les probabilités réduites de transitions électriques expérimentales $B(E_2)$ des isotopes de calcium pair-pair.

Toutes ces études vont nous permettre de déterminer les paramètres de l'interaction nucléaire, définir l'interaction la plus proche et suivre l'évolution de la structure dans cette région de masse.

Mots clés:

Modèle en couches, Interactions Effectives, Espace modèle fp, Code OXBASH, Isotopes lourds de calcium, Probabilités de transition $B(E_2)$.