



**HAL**  
open science

# Etudes des fermetures de couches nucléaires $N=16, 20,$ $28$ et $40$

O. Sorlin

► **To cite this version:**

O. Sorlin. Etudes des fermetures de couches nucléaires  $N=16, 20, 28$  et  $40$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2005. tel-00011678

**HAL Id: tel-00011678**

**<https://theses.hal.science/tel-00011678>**

Submitted on 24 Feb 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen Basse-Normandie

Mémoire présenté pour l'obtention du Diplôme d'habilitation à  
Diriger des Recherches

par

**Olivier SORLIN**

sur le sujet

**Etudes des fermetures de couches nucléaires  
N=16, 20, 28 et 40**

Le 8 décembre 2005 devant le jury composé de :

Monsieur Wilton Catford

Monsieur Sydney Galès

Monsieur Karl Ludwig Kratz

Rapporteur, Président

Monsieur Marek Lewitowicz

Rapporteur

Monsieur Takaharu Otsuka

Madame Marie Geneviève Porquet

Rapporteur

# Etudes des fermetures de couches nucléaires $N = 16, 20, 28$ et $40$

February 20, 2006

## Contents

		3.3.4	Recherches d'états $0_2^+$ . . . . .	18
		3.3.5	Recherches d'états $2^+, 4^+, \dots$ . . . . .	20
<b>I</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>		
<b>II</b>	<b>Etude de la fermeture de couche <math>N = 28</math></b>	<b>2</b>		
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>2</b>		
<b>2</b>	<b>Etudes de décroissance <math>\beta</math></b>	<b>3</b>		
2.1	Rappels sur la décroissance $\beta$ . . . . .	4		
2.2	Mesures de durées de vie et de $P_n$ . . . . .	4		
2.3	Commentaires sur les interprétation des résultats . . . . .	6		
2.3.1	Décroissance du $^{47}\text{K}$ . . . . .	7		
2.3.2	Décroissance du $^{46}\text{Ar}$ . . . . .	8		
2.4	Spectroscopie $\beta-\gamma$ neutron des noyaux de $^{45}\text{Cl}$ et $^{44}\text{S}$ . . . . .	8		
2.4.1	Dispositif expérimental . . . . .	8		
2.4.2	Décroissance du $^{44}\text{S}$ . . . . .	9		
2.4.3	Décroissance du $^{42}\text{Si}$ . . . . .	10		
2.4.4	Décroissance du $^{45}\text{Cl}$ . . . . .	10		
<b>3</b>	<b>Spectroscopie en ligne des noyaux <math>N \approx 28</math></b>	<b>10</b>		
3.1	Méthode expérimentale . . . . .	10		
3.2	Excitations protons des Cl et P . . . . .	12		
3.2.1	Motivations . . . . .	12		
3.2.2	Etats $1/2_1^+$ et $3/2_1^+$ dans les Cl et P . . . . .	13		
3.2.3	Etats $5/2_1^+$ dans les Cl et P . . . . .	14		
3.2.4	Collectivité au sein de la couche $\pi sd$ . . . . .	15		
3.3	Étude des noyaux de Ar et S riches en neutrons . . . . .	17		
3.3.1	Motivations . . . . .	17		
3.3.2	Noyaux impairs . . . . .	18		
3.3.3	Noyaux pairs . . . . .	18		
<b>4</b>	<b>Etude des noyaux de <math>^{45,47}\text{Ar}</math> par réaction de transfert</b>	<b>22</b>		
4.1	Motivations . . . . .	22		
4.2	Méthode expérimentale . . . . .	22		
4.3	Etude de $^{45}\text{Ar}$ . . . . .	22		
4.4	Etude de $^{47}\text{Ar}$ . . . . .	24		
4.4.1	Résultats . . . . .	24		
4.4.2	Réduction du gap $N = 28$ . . . . .	26		
4.4.3	Réduction du spin-orbite $p_{3/2} - p_{1/2}$ . . . . .	26		
4.4.4	Réduction du spin-orbite $f_{7/2} - f_{5/2}$ . . . . .	28		
4.4.5	Commentaires sur la diminution de spin-orbite . . . . .	29		
4.5	Implication astrophysique . . . . .	30		
4.5.1	Introduction . . . . .	30		
4.5.2	Captures de neutrons . . . . .	31		
4.5.3	Quelques perspectives . . . . .	32		
<b>5</b>	<b>Conclusions sur la fermeture de couche <math>N = 28</math></b>	<b>34</b>		
<b>III</b>	<b>Structure nucléaire des noyaux autour de <math>N = 14 - 20</math></b>	<b>35</b>		
<b>IV</b>	<b>Structure nucléaire des noyaux autour de <math>N = 40</math></b>	<b>38</b>		
<b>V</b>	<b>Conclusions</b>	<b>40</b>		
<b>VI</b>	<b>Remerciements</b>	<b>42</b>		

## Part I

# Introduction générale

La perception de la structure nucléaire des noyaux éloignés de la vallée de stabilité a fortement évolué depuis une dizaine d'années. En particulier la localisation des nombres magiques, déduite de l'étude des fermetures de couches nucléaires à partir de noyaux stables, a été bouleversée lors de l'étude de noyaux très enrichis en neutrons. Les raisons à cela sont multiples, et on retiendra tout particulièrement le rôle de l'interaction neutron-proton, de la force spin-orbite et de l'appariement entre nucléons. Ces trois effets peuvent modifier sensiblement les énergies des orbitales ou/et modifier le lieu et le "gap" des fermetures de couches nucléaires. Le rôle de l'interaction neutron-proton est magnifié pour certains noyaux riches en neutrons du fait que les orbitales protons et neutrons partenaires de spin-orbite sont peuplées, contrairement ce qui se passe pour les noyaux  $N \simeq Z$ . Cet effet est responsable de la disparition de la fermeture de couche  $N = 20$  et du développement de l'îlot d'inversion autour du  $^{32}\text{Mg}$ . L'interaction de spin-orbite est responsable de l'apparition du nombre magique  $N = 28$ . Son affaiblissement est prévu pour les noyaux de grand  $N/Z$  présentant une surface diffuse. Ainsi l'étude des isotones  $N = 28$  est essentielle pour étayer l'existence de ce phénomène dont l'intensité varie selon les modèles utilisés. L'effet d'appariement entre nucléons peut favoriser des sauts de nucléons sur des orbitales de moment angulaire plus élevé. Cette superfluidité du noyau en surface efface toute trace de fermeture de couche ou de sous-couche. C'est le cas pour la fermeture de sous-couche  $N = 40$ .

L'activité scientifique principale que j'ai menée depuis l'obtention de ma thèse est centrée sur l'étude des fermetures de couches et sous-couches nucléaires  $N = 14, 16, 20$ ,  $N = 28$  et  $N = 40$  pour des noyaux très riches en neutrons. Dans la première partie de manuscrit, j'ai choisi de développer plus particulièrement le thème de recherche sur la fermeture de couche nucléaire  $N = 28$ . C'est un sujet qui est revenu de manière récurrente durant ces années de recherche. Je trouvais alors intéressant d'en faire le point d'une manière différente de celle des publications. Les

efforts accomplis sont soulignés, ainsi que les perspectives futures tant sur le plan de la structure nucléaire que de l'astrophysique.

Dans les parties suivantes, je résume les autres thèmes *principaux* de recherche que j'ai abordé depuis mon embauche au CNRS en 1991, sur les fermetures de couches  $N = 14, 16, 20$  et  $N = 40$ . Je mentionne brièvement les découvertes qui me semblent importantes, et y réfère aux articles publiés sur ces sujets.

Pour chacune des régions mentionnées, les moyens d'investigation utilisés en vue d'étudier ces noyaux riches en neutrons sont multiples et complémentaires. Ils dépendent également bien sûr de l'intensité des noyaux produits. Nous avons ainsi utilisé les méthodes spectroscopiques de décroissances  $\beta$ , d'excitation Coulombienne, de désexcitation  $\gamma$  en vol de noyaux produits par fragmentation, et de réaction de transfert. Je mets plus particulièrement l'accent sur les résultats essentiels et les techniques (parfois novatrices) utilisées.

Il est essentiel de souligner que l'ensemble des résultats obtenus ont été interprétés grâce à des collaborations avec des théoriciens du modèle en couches, et de modèles de champ moyen.

## Part II

# Etude de la fermeture de couche $N = 28$

## 1 Introduction

La fermeture de couche neutron  $N = 28$  apparaît dans les systèmes quantiques nucléaires du fait de l'interaction spin-orbite entre nucléons. Ainsi, lorsque l'on souhaite étudier l'évolution de cette couche pour des noyaux de grand  $N/Z$ , on doit en parallèle considérer celle du spin-orbite. L'excès de neutrons entraîne nécessairement une diffusivité plus grande à la surface, et ainsi une réduction du terme de spin-orbite. Il est donc généralement admis que le "gap" sphérique  $N = 28$  doit progressivement se réduire et que les noyaux  $N = 28$  peuvent minimiser leur énergie de liaison en se

déformant. Cependant les preuves expérimentales d'une réduction de "gap" ne sont souvent pas simple à obtenir, car les informations spectroscopiques donnent plutôt des informations indirectes. En particulier, le fait de montrer qu'un noyau  $N = 28$  est déformé ne renseigne pas directement sur la taille du "gap". A l'inverse, une diminution du "gap" neutron n'entraîne pas nécessairement une déformation car les protons peuvent stabiliser le noyau dans une forme sphérique. Ainsi, il est intéressant, voire indispensable, d'étudier la fermeture de couche  $N = 28$  par diverses approches expérimentales complémentaires qui permettront de donner une réponse prenant en compte la globalité des résultats.

Cette étude a également un intérêt astrophysique pour comprendre la production de  $^{48}\text{Ca}$  dans l'univers. Notons d'ailleurs que c'est grâce à la stabilité de cet isotope et de son abondance faible mais suffisante pour en produire des faisceaux intenses que toutes les études qui suivent ont pu être réalisées.

L'étude de la fermeture de couche  $N = 28$  a été réalisée par diverses équipes à travers le monde à l'aide de techniques expérimentales complémentaires : la décroissance  $\beta$ , l'excitation Coulombienne, les mesures de masses, la recherche d'isomères, la spectroscopie en ligne issue de la fragmentation de projectile, et les réactions de "pick-up" ou de "knock-out" d'un neutron. Chacune des techniques évoquées précédemment est sensible à sa manière à la déformation ou plus généralement à la structure nucléaire :

- Les durées de vies nucléaires peuvent varier d'un ordre de grandeur selon la forme du noyau. Cela est vrai également pour les probabilités d'émission de neutrons retardés  $P_n$ .

- L'excitation Coulombienne est sensible à la distribution de charge dans le noyau, et la mesure du  $B(E2:0^+ \rightarrow 2^+)$  est proportionnelle au moment quadripolaire de celui-ci.

- L'existence de fermetures de couches nucléaires se traduit par une chute abrupte des valeurs d'énergies de séparation d'un neutron au delà d'un nombre magique. En cas de déformation cette tendance sera fortement perturbée.

- La présence d'isomères de forme peut révéler

la co-existence d'état sphérique et déformé.

- La spectroscopie des niveaux excités au-dessus du premier état  $2^+$  - et notamment la détermination des rapports  $E(4^+)/E(2^+)$  - permet de caractériser le spectre d'un noyau déformé de comportement rotationnel.

- Enfin les réactions de transfert permettent de déterminer l'énergie, le spin et les occupation des orbitales et ainsi d'apprécier si ces noyaux peuvent être modélisés sur une base sphérique.

Je décrirai par la suite en particulier trois de ces méthodes : la décroissance  $\beta$ , la spectroscopie  $\gamma$  en ligne et la réaction de transfert (d,p) en cherchant à répondre aux questions suivantes :

Comment évolue la fermeture de couche  $N = 28$  pour des noyaux loin de la vallée de stabilité ?

Celle-ci est-elle suffisamment importante pour préserver une forme sphérique au noyau ?

Quel est le rôle des protons pour polariser les noyaux ?

Y a-t-il diminution de l'interaction spin-orbite pour des noyaux exotiques ?

Comment la structure nucléaire à  $N = 28$  permet-elle de comprendre l'abondance de  $^{48}\text{Ca}$  dans l'univers ?

## 2 Etudes de décroissance $\beta$

L'étude de décroissance  $\beta$  permet d'accéder à la structure nucléaire des noyaux. C'est d'ailleurs souvent une des première méthode pour accéder à la spectroscopie de noyaux très riches ou déficients en neutrons. Du fait des règles de sélection imposées par l'interaction faible, nous pouvons connaître l'énergie et la nature de certains états du noyau fils peuplés lors de la décroissance  $\beta$ . La durée de vie  $T_{1/2}$  d'un noyau atomique, ainsi que sa probabilité d'émettre un neutron "retardé"  $P_n$  sont des quantités intégrales qui peuvent contenir un grand nombre de transitions. Il est cependant possible de tirer des informations de structure nucléaires de ces quantités en les comparant à un calcul théorique adapté. Lorsque l'intensité des noyaux produits le permet, une spectroscopie plus fine comprenant la détection de  $\gamma$  ou neutron apporte bien-sûr des in-

formations plus précises et fiables.

Dans un premier temps, quelques points importants de la décroissance  $\beta$  sont rappelés, en montrant la sensibilité des durées de vies et de  $P_n$  à la déformation nucléaire. Les expériences qui ont permis de déterminer ces valeurs de  $T_{1/2}$  et  $P_n$  sont ensuite présentées. Une déduction préliminaire de la structure des noyaux étudiés s'ensuit, en comparant les valeurs expérimentales à un calcul de type QRPA. Ces conclusions sont ensuite discutées et nuancées, du fait que le modèle utilisé n'est visiblement pas adapté à la région de noyaux étudiés. Enfin, nous concluons sur des résultats préliminaires de décroissance  $\beta-\gamma$  - neutron et leurs implications potentielles pour la compréhension de la structure nucléaire à  $N = 28$ .

## 2.1 Rappels sur la décroissance $\beta$

La durée de vie  $T_{1/2}$  d'un noyau riche en neutron est essentiellement gouvernée par des décroissances de type Gamow-Teller dont les règles de sélection sont  $\Delta\ell = 0, \Delta J = 0, \pm 1$  sans changement de parité. La transition  $0^+ \rightarrow 0^+$  est par ailleurs interdite. Les transitions de type Fermi ne sont pas accessibles en énergie, et les transitions de type première interdite ( $\Delta\ell = 1$ ) ont une intensité sensiblement plus faible. La durée de vie s'écrit alors en fonction de la force de transition de Gamow-Teller  $S_{GT}$ :

$$\begin{aligned} 1/T_{1/2} &= \sum_{E^*=0}^{Q_\beta} S_{GT}(E^*) f(Z, R, Q_\beta - E^*) \\ &\simeq \sum_{E^*=0}^{Q_\beta} S_{GT}(E^*) (Q_\beta - E^*)^5 \quad (1) \end{aligned}$$

où  $Q_\beta$  est l'énergie maximale disponible pour les électrons lors de la décroissance  $\beta$  et  $E^*$  l'énergie d'excitation dans le noyau fils.  $f(Z, R, Q_\beta - E^*)$  est la fonction de Fermi qui traduit le facteur d'espace de phase de la décroissance  $\beta$  et la modification de la fonction d'onde de l'électron émis lors de son interaction Coulombienne avec le noyau fils de charge  $Z$  et de rayon  $R$ . Cette fonction peut être approximée par  $f \simeq (Q_\beta - E^*)^5$ . En conséquence, à valeur de  $S_{GT}$  fixée, la durée de vie  $T_{1/2}$  sera d'autant plus courte que les transitions peuvent avoir lieu à basse énergie  $E^*$  dans le noyau fils avec un rapport de branchement  $I_\beta$  important définit comme :

$$I_\beta = S_{GT}(E^*) (Q_\beta - E^*)^5 \quad (2)$$

La plupart des noyaux étudiés émettent des neutrons avec une probabilité  $P_n$  de plus de 10% des décroissances du fait qu'une partie de la force de GT se trouve à haute énergie d'excitation et que leur valeur de  $Q_\beta$  est beaucoup plus grande que celle de  $S_n$  ainsi qu'illustré sur la Figure 1. La probabilité d'émission retardée  $P_n$  lors de l'émission  $\beta$  s'exprime en fonction de la force de transition de Gamow-Teller  $S_{GT}$  comme le rapport de la somme des transitions au-dessus du seuil d'émission de neutrons sur la somme de toutes les transitions :

$$P_n \simeq \frac{\sum_{E^*=S_n}^{Q_\beta} S_{GT}(E^*) (Q_\beta - E^*)^5}{\sum_{E^*=0}^{Q_\beta} S_{GT}(E^*) (Q_\beta - E^*)^5} \quad (3)$$

La distribution de la force de Gamow-Teller, et par suite l'intensité des transitions, dépend de la structure des noyaux via leurs fonctions d'ondes. La fonction d'onde de l'état fondamental d'un noyau atomique peut-être obtenue par la résolution de l'équation de Shrödinger dans un champ moyen sphérique ou déformé. De plus les corrélations entre orbitales voisines, comme l'appariement, modifient le remplissage successifs des orbitales. Cela se traduit par une occupation partielle des états sous le niveau de Fermi au profit de la diffusion de paires de nucléons sur les orbitales de valence.

Les valeurs de  $T_{1/2}$  et de  $P_n$  peuvent dans certains cas présenter une grande sensibilité au paramètre de déformation quadrupolaire  $\epsilon_2$ , comme illustré dans le cas du noyau de  $^{44}\text{S}$  sur la Figure 2. Les valeurs présentées sur cette figure ont été obtenues à partir d'un calcul QRPA utilisant un potentiel de type Folded-Yukawa[4], pour  $\epsilon_2 = +0.3, 0$  et  $-0.3$ . On obtient par ce calcul, pour une forme sphérique, une durée de vie longue égale à  $T_{1/2} = 853$  ms et une valeur de  $P_n$  de 100%. Pour une déformation prolatae  $\epsilon_2 = 0.3$ , on obtient  $T_{1/2} = 150$  ms et un  $P_n$  de 20 %. Une déformation oblate de même amplitude donne  $T_{1/2} = 198$  ms et une valeur de  $P_n$  similaire à celle du cas prolatae. On voit donc une grande sensibilité des valeurs de  $T_{1/2}$  et  $P_n$  à la déformation nucléaire.

## 2.2 Mesures de durées de vie et de $P_n$

Les premières expériences de décroissance  $\beta$  au niveau de la fermeture de couche  $N = 28$  ont

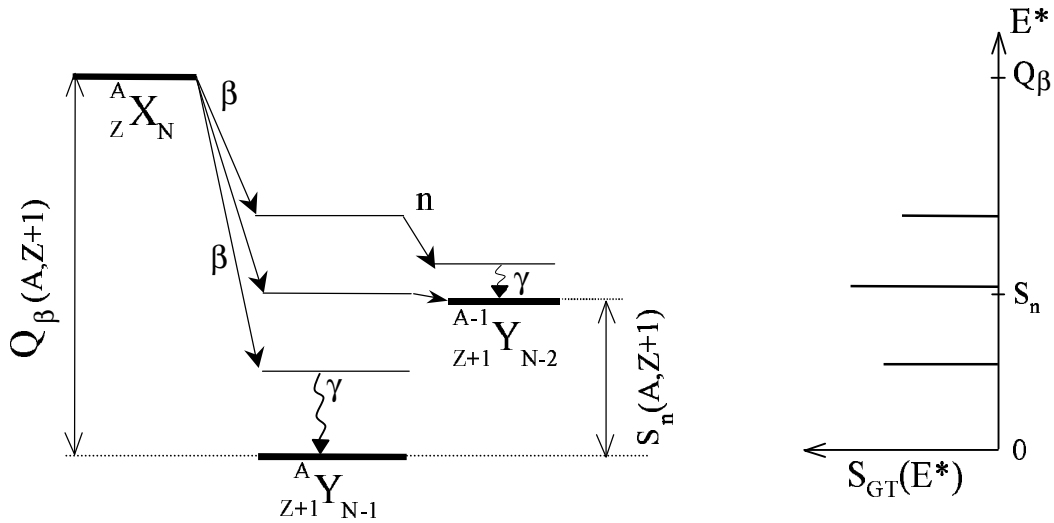


Figure 1: Exemple de décroissance radioactive  $\beta$  qui peut être suivie de l'émission de neutrons retardés.  $Q_\beta$  et  $S_n$  représentent respectivement l'énergie disponible pour la transition et l'énergie de séparation d'un neutron. La force de Gamow-Teller  $S_{GT}$  en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau fils est montrée dans la partie droite de la figure.

été réalisées en 1991 au GANIL sur les noyaux de  $^{45,46}\text{Cl}$ , de  $^{44,45}\text{S}$  et de  $^{43}\text{P}$  [1, 2]. Elles ont été rendues possible du fait de l'intensité du faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  disponible et de la sélectivité du spectromètre LISE. Ceci a permis de produire ces noyaux avec des taux de l'ordre de 1 à 10 noyaux par seconde avec peu de noyaux contaminants transmis. La détection des noyaux radioactifs et de leur électron  $\beta$  associé à leur décroissance était composé d'un télescope de détecteurs Si qui permettait l'identification des noyaux jusqu'à leur implantation, et d'un détecteur en Si(Li) épais en aval pour détecter les particules  $\beta$ . Le faisceau primaire était coupé pendant 1 à 2 secondes de manière à collecter l'électron de radioactivité suivant l'implantation d'un noyau et à ne pas implanter d'autre noyau radioactif pendant ce temps. Ainsi, une corrélation temporelle a pu être effectuée entre chaque isotope produit dans un réglage du spectromètre et ses  $\beta$  de décroissance associés <sup>1</sup>. Trois couronnes de 30 tubes emplis d' $^3\text{He}$  nichées dans de la paraffine entouraient le détecteur d'implantation afin de détecter les neutrons émis lorsque la décroissance  $\beta$  a lieu au delà du seuil d'émission de neutrons

<sup>1</sup>plusieurs  $\beta$  sont émis lors de filiation radioactives successives

$S_n$  comme indiqué sur la Figure 1. Ces neutrons étaient thermalisés par la paraffine après un temps de 100  $\mu\text{s}$  environ avant d'être capturés avec une section efficace de l'ordre de 5000 barns. Cette combinaison d'un détecteur et d'un modérateur a une efficacité d'environ 30 % qui est constante sur une large gamme d'énergie neutron. La plupart des noyaux sus-mentionnés émettent des neutrons avec une probabilité  $P_n$  de plus de 10 %. Par contre les noyaux produits par filiation n'ont rapidement plus cette possibilité. On peut alors construire des spectres en temps des  $\beta$  en imposant une coïncidence  $\beta$ -neutron afin d'obtenir une mesure de durée de vie exempte de contamination par les filiations radiatives de chaque noyau.

Les valeurs trouvées pour les durées de vies des noyaux  $N = 28$   $^{43}\text{P}$  [2],  $^{44}\text{S}$  et  $^{45}\text{Cl}$  [1] étaient trois à dix fois plus courtes que prévues en supposant une forme sphérique. Les valeurs de  $P_n$  étaient globalement plus faible celles que prévues. Ces mesures ont signé la première indication d'une région de déformation pour  $Z \simeq 16, N = 28$ . En particulier, les valeurs expérimentales  $T_{1/2}=123(10)$  ms et  $P_n=18\pm 3$  % diffèrent de manière significative d'un calcul sphérique ainsi que discuté plus haut et représenté sur la Figure 2. Une valeur

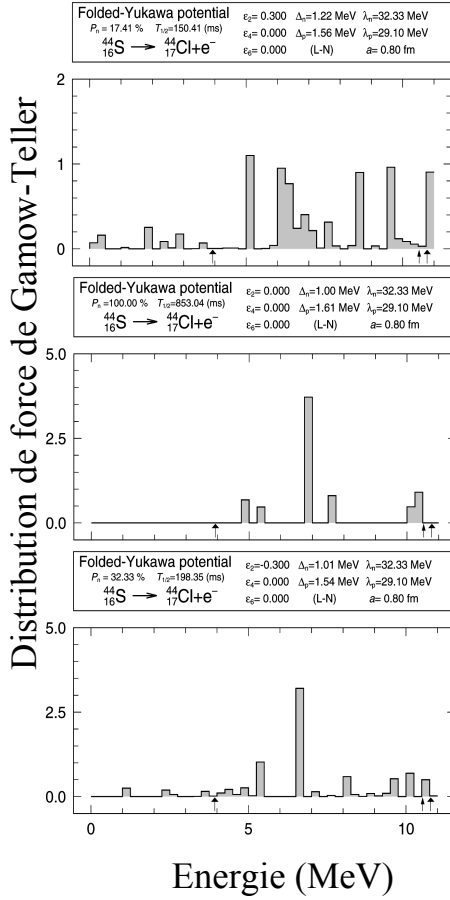


Figure 2: Distribution de la force de Gamow-Teller pour diverses déformations quadrupolaires  $\epsilon_2=0.3$  (haut), 0. (milieu) et  $-0.3$  (bas) du noyau de  $^{44}\text{S}$ . Les flèches sur l'axe horizontal indiquent, de gauche à droite, la localisation de  $S_n$ ,  $Q_\beta$  et  $S_{2n}$ .

si courte de  $T_{1/2}$  et faible de  $P_n$  signifie qu'une partie importante de la force de GT a lieu sous le seuil d'émission neutron. Une déformation prolate  $\epsilon_2=+0.3$  donne un accord satisfaisant avec l'expérience.

Lors de la déformation du noyau, certains sous-états magnétiques épousant au mieux la forme du noyau vont être plus liés, alors que les autres le seront moins. Il en résulte une levée de dégénérescence des états sphériques, l'énergie des orbitales neutrons et protons variant alors fortement avec  $\epsilon_2$  ainsi que l'on peut le voir sur une représentation de type Nilsson comme dans la Fig-

ure 3. A grande déformation, la fonction d'onde de l'état fondamental devient très mélangée, des orbitales neutrons  $f_{7/2}$  plongent sous le gap  $Z=20$  alors que d'autres issues de  $d_{3/2}$  remontent. Des transitions GT - par exemple de type  $\nu d_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$  - apparaissent alors à plus basse énergie d'excitation sous le seuil d'émission de neutrons ainsi que le montre la Figure 2. En particulier, pour  $\epsilon_2 \simeq 0.30$ , une partie importante de la force de GT apparait à basse énergie d'excitation, écourtant ainsi la durée de vie et réduisant la valeur de  $P_n$ . Cette composante correspond à un rapport de branchement  $I_\beta \simeq 35\%$ . Du fait de cet accord global entre les valeurs expérimentales de durées de vies et  $P_n$  et le calcul théorique à déformation importante, nous avons conclu que le noyau de  $^{44}\text{S}$  était déformé, ce qui pouvait être une conséquence d'un affaiblissement du gap sphérique  $N = 28$  [1].

Plus récemment, les durées de vies de nombreux noyaux ont pu être déterminées pour la première fois, dont celles des  $^{39-42}\text{Si}$ ,  $^{44}\text{P}$ ,  $^{46}\text{S}$ ,  $^{47}\text{Cl}$  et  $^{48}\text{Ar}$  [3] (voir plus bas pour le descriptif expérimental). Cela a permis d'étendre la systématique des mesures à  $N = 28$  jusqu'à la fermeture de sous-couche  $Z = 14$ . Cette chaîne isotopique des Si est particulièrement intéressante puisque les prédictions théoriques sur la fermeture de couche  $N = 28$  divergent. La forme de ces noyaux dépend de manière critique de la taille du "gap"  $N = 28$  : s'il diminue, ces noyaux minimiseront leur énergie en se déformant, alors que s'il stagne la fermeture de sous-couche  $Z = 14$  pourrait stabiliser ce noyau dans une configuration sphérique. L'étude de sa décroissance  $\beta$  permet alors d'appréhender - quoique indirectement - l'évolution de la fermeture de couche  $N = 28$ .

Les isotopes de  $^{40,42}_{14}\text{Si}_{26,28}$  présentent également des valeurs de  $T_{1/2}$  très courtes. De manière analogue au cas du  $^{44}\text{S}$ , seules des valeurs de déformation extrêmes dans un calcul QRPA peuvent rendre compte de ces durées de vies. La fermeture de sous-couche proton  $Z = 14$  ne suffirait donc pas à stabiliser ces noyaux dans une forme sphérique [3].

### 2.3 Commentaires sur les interprétations des résultats

Il est intéressant de regarder plus en détail quelles transitions interviennent dans la décroissance  $\beta$  de



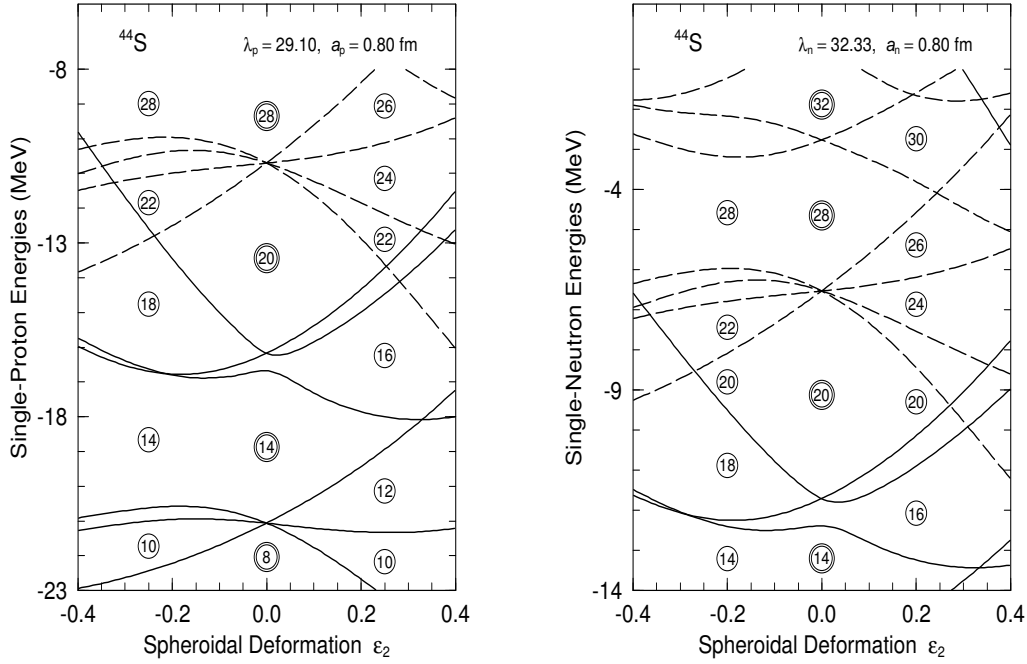


Figure 3: Energies des orbitales protons (gauche, de bas en haut:  $d_{5/2}, s_{1/2}, d_{3/2}, f_{7/2}$ ) et neutrons (droite)  $s_{1/2}, d_{3/2}, f_{7/2}, p_{3/2}$  du  $^{44}\text{S}$  calculées l'aide d'un champ moyen de Folded-Yukawa à des déformations quadrupolaires  $\epsilon_2$  variables.

ces noyaux  $N = 28$ . Les déductions précédentes sur la forme des noyaux dépendent en effet de la position calculée des énergies des orbitales protons et neutrons *sphériques*, puisqu'elles ont une influence directe sur la localisation de la force de GT et par suite sur la durée de vie des noyaux. Afin de vérifier le positionnement des énergies obtenues par un potentiel de type Folded-Yukawa, nous comparons tout d'abord la décroissance  $\beta$  connue des isotones sphériques  $N = 28$   $^{47}\text{K}$  et  $^{46}\text{Ar}$  au calcul. Ensuite nous pourrions revenir aux cas plus complexes concernant les isotones de  $^{45}\text{Cl}$ ,  $^{44}\text{S}$  et  $^{42}\text{Si}$ .

### 2.3.1 Décroissance du $^{47}\text{K}$

La décroissance du  $^{47}\text{K}_{28}$ , de spin  $1/2^+$  et décrit comme  $^{48}\text{Ca} \otimes (\pi s_{1/2})^{-1}$ , vers le  $^{47}\text{Ca}_{27}$  permet de vérifier la validité du modèle utilisé. Cette décroissance a lieu majoritairement via des transitions de type GT vers deux états  $3/2^+$  ( $E = 2.578\text{MeV}$ ,  $I_\beta \simeq 19\%$ ) et  $1/2^+$  ( $E = 2.599\text{MeV}$ ,  $I_\beta \simeq 81\%$ )[10]. Les valeurs de  $\log ft$  associés de 5.45 et 4.81 confirment la nature (GT) de ces

transitions. A partir des facteurs spectroscopiques obtenus par la réaction de transfert  $^{48}\text{Ca}(p,d)^{47}\text{Ca}$ , on se rend compte que ces états  $3/2^+$  et  $1/2^+$  sont des états quasiment purs de trous neutrons provenant respectivement des orbitales  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$ . Ceci confirme donc la supposition que la décroissance  $\beta$  a lieu à partir de neutrons *sd*, en gardant les neutrons  $f_{7/2}$  appariés. La raison à cela est multiple : l'énergie d'appariement est plus importante dans la couche *f* que dans les couches *sd*<sup>2</sup>, une transition  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  serait localisée à plus haute énergie d'excitation en raison de la position de l'orbitale  $\pi f_{7/2}$ , mais surtout la règle de sélection de GT imposées par le spin  $1/2^+$  du  $^{47}\text{K}$  implique des transitions  $\Delta j = 0, \pm 1$  sans changement de parité. Moins de 2% de la décroissance  $\beta$  alimentent le premier état excité  $3/2^-$ , correspondant à un  $\log ft > 6.7$ . La décroissance vers cet état serait de type première interdite  $\nu p_{3/2} \rightarrow \nu s_{1/2}$ . Cependant, pour avoir ce type de transition, il

<sup>2</sup>L'appariement varie en  $(2j+1)$ , en plus de sa dépendance en masse. Il est donc 4 fois plus important en  $f_{7/2}$  qu'en  $s_{1/2}$

est nécessaire d'avoir une occupation partielle de l'orbitale de valence  $p_{3/2}$  dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{47}\text{K}$ . Ceci requiert des excitations de type  $2p2t$  au travers du gap  $N = 28$  qui sont très défavorisées dans les noyaux sphériques. Ce type de transition est donc très faible dans la décroissance du  $^{47}\text{K}$ , mais peut augmenter dans les noyaux de  $^{45}\text{Cl}$  et  $^{44}\text{S}$  en fonction de la diminution du gap  $N = 28$  et de l'augmentation du peuplement de niveau intrus  $p_{3/2}$  par excitation  $2p2t$ .

Le calcul QRPA sphérique utilisant le potentiel de Folded-Yukawa prévoit une seule transition qui prend 100 % de l'intensité  $I_\beta$  à une énergie de 5 MeV, environ 2.5 MeV plus haute que celle observée. Cet écart en énergie s'explique par le fait que les orbitales neutrons  $sd$  calculées sont trop liées par rapport à l'orbitale  $\nu f_{7/2}$  (les valeurs sont  $\epsilon(s_{1/2}) = -14.6464$  MeV,  $\epsilon(d_{3/2}) = -14.1047$  MeV,  $\epsilon(f_{7/2}) = -8.8754$  MeV) et que les corrélations neutron-neutron et neutron-proton ne sont pas prises en compte pour le calcul des énergies de trous du  $^{47}\text{Ca}$ . De par la position de ces orbitales, retirer un neutron sous l'orbitale de valence  $\nu f_{7/2}$  coûte au moins 5.2 MeV. La décroissance  $\beta$  du  $^{47}\text{K}$  nous montre que pour ce noyau, la taille du gap neutron  $N = 20$  est relativement faible, égale à environ 2.5 MeV. Pour améliorer les prédictions sur les autres noyaux, il faudrait déjà réduire cet écart pour être conforme à la décroissance observée du  $^{47}\text{K}$ .

### 2.3.2 Décroissance du $^{46}\text{Ar}$

La décroissance du noyau pair de  $^{46}\text{Ar}$  est également extrêmement simple : elle a lieu à 100% vers un état  $1^+$  à 1.9 MeV, l'état fondamental de spin  $2^-$  étant peuplé à moins de 5% par transition première interdite [11]. Le calcul trouve l'état  $1^+$  à 4.3 MeV. Cet écart en énergie entre le calcul et l'expérience est similaire à celui obtenu déjà dans la décroissance du  $^{47}\text{K}$  vers le  $^{47}\text{Ca}$ . En clair cela signifie que globalement, la localisation de la force de GT est surestimée de 2.5 MeV environ autour de  $Z = 19$ .

## 2.4 Spectroscopie $\beta - \gamma$ neutron des noyaux de $^{45}\text{Cl}$ et $^{44}\text{S}$

### 2.4.1 Dispositif expérimental

Les durées de vies et  $P_n$  étant des quantités "intégrales", elles ne permettent pas de déterminer la localisation de la force de GT. Pour cela, il faut détecter les  $\gamma$  et neutrons de désexcitation issus de la décroissance des noyaux de  $^{45}\text{Cl}$  et  $^{44}\text{S}$  afin de reconstituer la distribution de force de GT pour mieux comprendre la structure de ces noyaux. Ceci a fait l'objet de l'expérience de S. Grévy et al. [3] dans laquelle 3 cristaux de Ge (70%) et un clover Ge assuraient la détection des photons et 18 lattes de scintillateur plastique de TONNERRE situées à 1.2 m du détecteur Si d'implantation détectaient les neutrons. Leur énergie était déterminée par leur temps de vol entre le lieu d'implantation et les lattes. Les taux de production étaient d'un facteur 10 plus importants que dans l'expérience sus-mentionnée, du fait de l'augmentation de l'intensité du faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$ . Ainsi, les valeurs de durées de vies des noyaux étudiés dix ans plus tôt ont été obtenues avec une meilleure précision (par exemple pour le noyau de  $^{46}\text{Cl}$ ,  $T_{1/2} = 223(37)$  ms est en excellent accord avec  $232(2)$  ms). Afin de bénéficier au mieux de cette augmentation d'intensité tout en gardant la corrélation entre un ion précurseur et son/ses  $\beta$  de décroissance, le détecteur d'implantation a été segmenté en 16 pistes horizontales X et verticales Y indépendantes. Ainsi, il est possible d'accepter un taux global plus important en gardant des corrélations noyau-électron car le taux d'implantation de  $100 \text{ s}^{-1}$  est réparti sur des pistes différentes. Cette technique a été utilisée pour la première fois dans la référence [12] pour l'étude des noyaux de vanadium riches en neutrons. La difficulté de détecter l'ion et le  $\beta$  dans la même piste réside dans le fait que la dynamique électronique ne permet en général pas de détecter des électrons de perte d'énergie de l'ordre de 100 keV et des ions de 1 à 2 GeV. Dans cette expérience les pistes en X avaient une sensibilité faible pour déterminer l'énergie des ions. Les pistes en Y étaient connectées à un type de préamplificateur conçu par le service électronique de l'IPN d'Orsay spécialement adapté à la détection des électrons, de par son gain élevé de 40mV/MeV et sa fonction d'écrêtage des

signaux de très grande impulsion. Cette dernière particularité permet de ne pas saturer les voies électroniques - mais de signaler la présence d'un ion de haute énergie - et de détecter un électron dès 100 $\mu$ s après l'implantation d'un noyau.

### 2.4.2 Décroissance du $^{44}\text{S}$

D'après la Figure 3, l'écart entre les orbitales neutron mises en jeu lors de la décroissance  $\beta$  du  $^{44}\text{S}$  est similaire à celui calculé pour le  $^{46}\text{Ar}$ , i.e.  $\epsilon(f_{7/2}) - \epsilon(d_{3/2}) \simeq 5\text{MeV}$ . Ainsi, l'énergie de la force de GT sera également abaissée (par rapport au calcul) dans le  $^{44}\text{S}$ . Les affirmations sur la déformation du  $^{44}\text{S}$  [?] étaient basées sur le fait que le calcul sphérique ne produisait que des transitions à haute énergie d'excitation. On peut noter qu'un abaissement de 2.5 MeV permet d'obtenir des états sous le seuil d'émission de neutrons, même dans le cas sphérique. Cela ne permet pas de rejeter l'hypothèse de déformation, mais la rend moins indéniable qu'auparavant. Avant de voir les résultats obtenus de spectroscopie  $\beta\gamma$  du  $^{44}\text{S}$ , on peut estimer ce que l'on attend sur la base de la décroissance de l' $^{46}\text{Ar}$ .

Le remplissage normal des orbitales neutrons dans le noyau de  $^{44}\text{S}$  prévoit que les couches neutrons  $sd$  soient pleines, ainsi que la couche  $\nu f_{7/2}$ . La décroissance  $\beta$  s'effectue alors en principe par la conversion d'un neutron  $\nu f_{7/2}$  vers des états de proton autorisés par les règles de sélection de Gamow-Teller, à savoir l'orbitale  $\pi f_{7/2}$  ou à plus haute énergie  $\pi f_{5/2}$ .

L'énergie d'excitation à laquelle la transition GT est attendue dépend essentiellement de la position de l'état proton  $f_{7/2}$ . Une partie de la décroissance peut avoir lieu par transition de type première interdite de type  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$ . Elles sont cependant probablement peu intenses. Le noyau peut aussi garder la couche neutron  $\nu f_{7/2}$  intacte (comme dans le  $^{46}\text{Ar}$  et le  $^{47}\text{K}$ ) et utiliser des neutrons des orbitales inférieures, donnant alors une décroissance GT de type  $\nu d_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$  ou  $\nu s_{1/2} \rightarrow \pi s_{1/2}$ . L'énergie d'excitation à laquelle se trouvent ces transitions GT dépend de l'écart entre les orbitales neutrons  $sd$  et  $f_{7/2}$ . Ce type de transition dans laquelle les neutrons appariés dans une orbitale de grand  $\ell$  sont spectateurs de la décroissance  $\beta$  a été observée dans la décroissance du noyau de  $^{69}\text{Co}_{42}$  dans lequel les neutrons présents dans la

couche  $g_{9/2}$  restent préférentiellement appariés tout au long de la séquence  $^{69}\text{Co} \rightarrow ^{69}\text{Ni} \rightarrow ^{69}\text{Cu}$  [7, 8].

Lors de la décroissance  $\beta$  d'un noyau pair-pair les transitions de type GT ont lieu à partir d'un état fondamental  $0^+$  vers un état  $1^+$ . Il faut rechercher dans les transitions précédentes celles qui donnent un état à basse énergie qui sera le plus alimenté. La première hypothèse ( $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ ) correspond à une configuration finale  $(\nu f_{7/2})^{-1} \otimes (\pi f_{7/2})^{+1}$  qui donne un multiplet d'états ( $J = 0^+ - 7^+$ ) dont les états les plus abaissés en énergie sont  $J = 3, 4^+$  selon les règles de Paar sur les couplages particules-trous neutrons-protons (cf.[9] chapitre 4). L'énergie de l'état  $1^+$  se trouve à une énergie rehaussée par rapport au centroïde du multiplet. La seconde hypothèse  $\nu d_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$  correspond à une configuration  $(\nu d_{3/2})^{-1} \otimes (\pi d_{3/2})^{+1}$  donne un multiplet ( $J = 0^+ - 3^+$ ) avec pour état minimum  $J = 1, 2^+$ . L'état  $1^+$  est globalement peu abaissé en énergie. Une décroissance de type  $\nu s_{1/2} \rightarrow \pi s_{1/2}$  donne également un état  $1^+$ .

Au total la décroissance  $\beta$  calculée du  $^{44}\text{S}$  doit présenter principalement trois transitions vers des niveaux  $1^+$ . Ceux ci étaient calculés entre 5 et 7 MeV par le code QRPA (qui utilise les énergies issues du potentiel de Folded-Yukawa), ainsi que montré sur la Fig. 2. La surestimation calculée de l'écart entre les orbitales neutrons  $f_{7/2}$  et  $sd$  dans laquelle les neutrons servent à la décroissance  $\beta$  va induire un glissement des énergies  $1^+$  (correspondant aux transitions issues des niveaux neutrons  $sd$  de 2.5 MeV environ par rapport au calcul.

L'analyse préliminaire de cette décroissance  $\beta$  par J. Mrasek montre que 73% a lieu vers un état à 2.79 MeV, et 7% vers un état à 4.4 MeV. Ce dernier se trouve au-dessus du seuil d'émission de neutrons. Les valeurs de  $\log ft$  de ces transitions sont compatibles avec les règles de Gamow-Teller, impliquant que ces deux états sont de spin  $J = 1^+$ . Le reste des transitions est très fragmenté, une partie ayant lieu à basse énergie d'excitation par des transitions de type première interdite. En comparaison avec la décroissance de l' $^{46}\text{Ar}$  celle du  $^{44}\text{S}$  est plus fragmentée, et a lieu à plus haute énergie (environ 800 keV). Ceci se produit s'il faut plus d'énergie pour convertir des neutrons en protons à partir de la couche  $\nu d_{3/2}$ , i.e. si le gap  $N = 20$  a augmenté. Ce fait pourrait s'expliquer partiellement par la réduction attendue du gap  $N = 28$  entre le Ar et de S. Le fait que cette tran-

sition ne prenne plus 3/4 de l'intensité totale pourrait s'expliquer si cette orbitale ne contient plus que 3 neutrons sur les 4 permis ou qu'une transition de type  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  redevient partiellement compétitive. Dans la première hypothèse, ce serait le signe d'une déformation du noyau induisant une non-occupation partielle de la couche  $\nu d_{3/2}$  au profit de l'état  $f p$ .

### 2.4.3 Décroissance du $^{42}\text{Si}$

Dans le cas du  $^{42}\text{Si}$ , les décroissances sont calculées à environ 7.5 MeV [3]. Elles sont du type  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  ou  $\nu d_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$ . Ces transitions sont attendues à très haute énergie d'excitation du fait que les orbitales  $\pi f_{7/2}$  et  $\pi d_{3/2}$  se trouvent à haute énergie par rapport à l'état fondamental  $\pi d_{5/2}$  dans le cas d'un gap sphérique  $Z = 14$  important (cf Fig.3). Il n'y a donc pas de raison triviale, autre qu'une déformation extrême, pour expliquer les durées de vies courtes des isotopes de  $^{40,42}\text{Si}$ . Peut-être que la valeur de  $Q_\beta$  calculée est nettement sous-estimée, ou/et que les transitions de type premières interdites comme  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi d_{5/2}$  jouent un rôle plus important que prévu, si l'orbitale  $\pi d_{5/2}$  n'est pas tout à fait pleine. Aucun calcul sérieux n'a, à ma connaissance, pu être fait pour estimer le rôle de ces transitions dans ces noyaux.

### 2.4.4 Décroissance du $^{45}\text{Cl}$

Cette expérience a permis, en plus de la détermination de durées de vie de noyaux inconnus, l'étude détaillée de la décroissance  $\beta - \gamma$  du noyau de  $^{45}_{17}\text{Cl}_{28}$  vers le  $^{45}_{18}\text{Ar}_{27}$ . Ce dernier a par ailleurs été étudié par spectroscopie en ligne et réaction de transfert (cf. paragraphes suivants). Le spin de l'état fondamental du  $^{45}\text{Cl}$  est  $3/2^+$  ou  $1/2^+$  (voir discussion au chapitre suivant). On devrait obtenir un schéma de décroissance  $\beta$  similaire au  $^{47}_{19}\text{K}$  si le noyau  $^{45}\text{Cl}$  est sphérique, i.e. si l'orbitale intruse  $\nu p_{3/2}$  est faiblement peuplée, et si les états  $\pi d_{3/2}$  et  $\pi s_{1/2}$  sont peu couplés à l'excitation  $2^+$  du coeur. Un tel couplage fragmenterait la distribution de force de GT. La valeur de  $P_n$  de ce noyau, égale à 24(4) % [1], montre déjà qu'une partie de la décroissance a lieu vers un/des états au-dessus du seuil d'émission de neutrons égal à 5.3 MeV. D'après les valeurs de  $\log ft$  obtenues pour les transitions mesurées [5], on observe une distribution de

la force de GT entre 1.7 et 3.3 MeV ( $I_\beta \simeq 60\%$ ), la transition la plus favorable ( $I_\beta \simeq 40\%$ ) ayant lieu vers un état à 3.295 MeV (à comparer à 2.5 MeV dans le  $^{47}\text{Ca}$ ). On observe donc un glissement de la localisation de la force de GT d'environ 800 keV. Cette valeur peut en partie s'expliquer par le surcoût énergétique pour effectuer des transitions issues des orbitales  $sd$  alors que le gap  $N = 20$  augmente au détriment de  $N = 28$ . Aucun des états observés n'était connu auparavant. D'autres transitions de valeur de  $\log ft$  typique de première interdite (et de  $I_\beta$  de quelques pourcent) sont vues à plus basse énergie d'excitation, en particulier vers les deux états  $3/2^-$  identifiés ( $\ell = 1$ ) par réaction de transfert  $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$  [6]. Ces transitions seraient alors de type  $\nu p_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$  ou  $\nu p_{3/2} \rightarrow \pi s_{1/2}$ . La confrontation de ces deux expériences confirme la nature de ces transitions. Les états peuplés par décroissance de type GT, et correspondant à des états de trous neutrons  $sd$  ne sont d'ailleurs pas vus par réaction de transfert (d,p) puisque ces orbitales sont normalement pleines et l'on ne peut donc y déposer de neutron. La proportion de transitions premières interdites depuis la couche  $\nu p_{3/2}$  nous renseignerait donc sur la composition intruse de l'état fondamental du  $^{45}\text{Cl}$ , et donc sur sa déformation. La comparaison de ces résultats expérimentaux avec des calculs de type modèle en couche permettra de mieux quantifier cette déformation au travers de mélanges de configurations. Ces calculs ne peuvent pour le moment traiter que les transitions de type GT.

## 3 Spectroscopie en ligne des noyaux $N \simeq 28$

### 3.1 Méthode expérimentale

La technique de spectroscopie  $\gamma$  en ligne de noyaux produits par réaction de fragmentation d'un projectile a été développée en 1998 conjointement par le GANIL et l'IPN d'Orsay. Elle permet d'avoir accès aux niveaux excités de noyaux en même temps qu'ils sont produits par fragmentation nucléaire [13, 14]. Cette technique a été utilisée dans un premier temps en utilisant la fragmentation d'un faisceau primaire (simple étape), puis a été étendue en 2001 aux faisceaux secondaires (double étape), de manière à accéder à la spec-

troscopie de noyaux très proches de la limite de liaison nucléaire. Dans le cas d'une fragmentation en simple étape l'intensité du faisceau primaire était limitée à environ 15 nAe, qui correspondait à l'intensité maximale que le multidétecteur  $\gamma$ , placé autour de la cible, pouvait supporter. La plupart de ces réactions ne nous intéressaient pas, comme par exemple des voies de réaction produisant des noyaux proches du faisceau primaire. La méthode en double étape permettait d'utiliser le maximum d'intensité primaire pour produire un faisceau secondaire plus proche des noyaux d'intérêt. Ainsi par exemple, la méthode en double étape a été utilisée pour étudier les noyaux de  $^{17-20}\text{C}$  [15] et  $^{21-24}\text{O}$  [76] à partir de faisceaux secondaires de  $^{26,27}\text{Ne}$ . Elle a également été appliquée pour étudier les noyaux riches en protons de  $^{32}\text{Ar}$  et de  $^{37}\text{Ca}$  [17] à partir de faisceaux secondaires de  $^{36}\text{Ca}$  et de  $^{33}\text{Ar}$ . Enfin, nous présenterons quelques résultats en cours d'analyse sur l'étude des noyaux de  $^{40-42}\text{Si}$  et  $^{41-43}\text{P}$  produits par un faisceau secondaire de  $^{44}\text{S}$ .

Les premières investigations dans la région des noyaux  $N=28$  ont eu pour but d'obtenir les niveaux excités des noyaux de  $^{37,39}\text{P}$  [18],  $^{40-44}\text{S}$  [19],  $^{43,45}\text{Cl}$  [18] et de  $^{45,46}\text{Ar}$  [20] au delà de ceux qui étaient connus jusqu'alors. Nous avons utilisé un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  à une intensité moyenne de 15 nAe et à l'énergie de 60.3 A.MeV, sur une cible de 2.76 mg.cm $^{-2}$  de  $^9\text{Be}$ . Les fragments émergents étaient détectés dans le spectromètre SPEG dont la rigidité magnétique a été choisie pour optimiser la production de  $^{44}\text{S}$ . Pour ce réglage, les isotopes de  $^{45,46}\text{Ar}$  étaient transmis dans leur état de charge  $q = 17^+$  ce qui a permis de les étudier également. Les photons  $\gamma$  produits lors de la collision du projectile sur le noyau cible étaient détectés en coïncidence avec les fragments produits de façon à déduire leurs niveaux excités. Le système de détection  $\gamma$  était composé des 70 BaF $_2$  du Château de Cristal placés selon deux hémisphères à une distance moyenne de 16 cm de la cible et de trois Ge clover segmentés placés dans le plan médian à une distance de 15 cm de la cible. Les trois détecteurs Ge étaient placés à des angles de 85, 122 et 136 degrés par rapport à la direction du faisceau. Le seuil de détection  $\gamma$  était d'environ 200 keV, et l'efficacité  $\gamma$  totale de 0.7 % à 1300 keV. Nous avons pu constater une anisotropie angulaire des transitions  $\gamma$  observées et en tirer partie pour déterminer les multipolarités des transi-

tions en comparant les rapports d'intensité à deux paires d'angles différents, à ceux de transitions de multipolarité connue. Nous avons pour cela utilisé comme référence et normalisation la transition E2 à 1.57 MeV dans le noyau de  $^{46}\text{Ar}$ . On peut alors voir sur la Figure 4 que les transitions de type E2 (noté  $\Delta I=0,2$ ) se situent dans une zone distincte de celle correspondant à des transitions E1 ou M1 ( $\Delta I=1$ ). Nous avons utilisé cette information sur les distributions angulaires pour déduire les spins de certains niveaux. Cette anisotropie est visible du fait que les fragments préservent une partie de leur alignement lors du processus de fragmentation. Les fragments de quantité de mouvement  $\mathbf{p}$  détectés dans le spectromètre SPEG donnent ainsi un axe de référence absolu par rapport auquel on peut regarder les distributions angulaires des photons  $\gamma$ . Cependant,

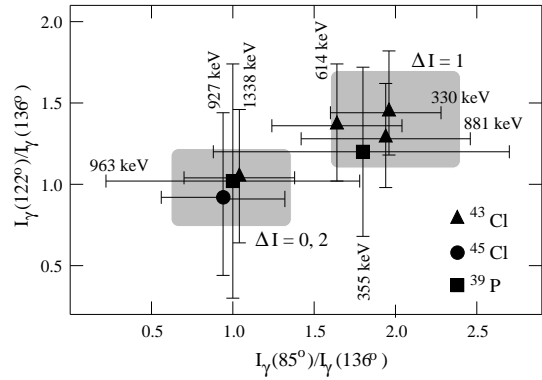


Figure 4: Rapports d'intensité des raies  $\gamma$  obtenus avec les cristaux de Ge placés à différents angles. Ces rapports sont normalisés à la transition de type E2 à 1.57MeV du noyau de  $^{46}\text{Ar}$ .

la statistique pour ces noyaux loin de la stabilité est trop faible pour différencier des transitions de type électriques et magnétiques en utilisant la propriété de diffusion Compton lors de l'interaction d'un  $\gamma$  dans les cristaux de Ge segmentés. Les transitions de type magnétiques seraient diffusées dans le sens longitudinal alors que les transitions électriques le seraient dans le plan transversal. Les cristaux de BaF $_2$  étaient utilisés pour leur grande efficacité de détection  $\gamma$  permettant d'établir des coïncidences entre des raies  $\gamma$  associées à un noyau. Cette technique de spectroscopie  $\gamma$  en ligne a été utilisée pour sonder les excitations de protons et de neutrons pour les noyaux proches de  $N = 28$

riches en neutrons. En effet l'origine d'un changement de structure nucléaire ne peut se comprendre correctement que par l'inspection du comportement des orbitales neutrons *et* protons. L'origine de la déformation nucléaire peut varier, mais elle est souvent induite par des effets d'interaction proton-neutron que nous abordons dans le paragraphe suivant.

## 3.2 Excitations protons des Cl et P

### 3.2.1 Motivations

Nous regardons dans cette partie le rôle des excitations de protons pour induire la déformation des isotopes de S autour de  $N = 28$ . Pour cette chaîne isotopique les protons de valence se trouvent dans les orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ . Au premier ordre, on pourra dire que le noyau gagnera de la collectivité quadrupolaire au travers d'excitations protons si ces deux orbitales  $\ell=0$ , et  $\ell=2$ , séparées de deux unités de moment angulaire, sont proches en énergie. De même, les isotopes riches en neutrons de Si auront une grande collectivité quadrupolaire si les orbitales de valence protons  $s_{1/2}$  et  $d_{5/2}$  sont suffisamment proches en énergie.

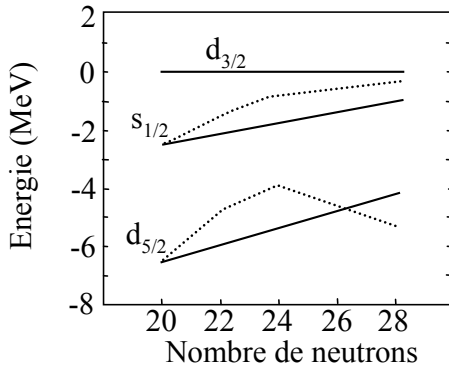


Figure 5: Les énergies expérimentales relatives (par rapport à  $d_{3/2}$ ) des orbitales protons dans les isotopes de K en fonction du nombre de neutrons  $N$  sont représentées en trait pointillé [21, 22]. Les prédictions issues de l'interaction tenseur monopole [23] sont indiquées en trait plein.

L'évolution en énergie de l'orbitale proton  $d_{3/2}$  par rapport à  $s_{1/2}$  en fonction du nombre de neu-

trons a été déterminée dans les noyaux de K par réactions de transfert de type  $(d, {}^3\text{He})$  sur les isotopes de Ca [21, 22]. Il a été montré en particulier que l'état  $1/2^+$ , à 2.57 MeV dans le  ${}^{39}\text{K}$  reste au-dessus de l'état fondamental  $3/2^+$  jusque  $N = 26$ , puis passe 359 keV au-dessous dans le  ${}^{47}\text{K}$ . Les facteurs spectroscopiques mesurés confirment que ces états ont une configuration compatible avec des occupations quasi-pleines des orbitales  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$ . La moyenne pondérée sur tous les états donne la localisation des orbitales  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$  en fonction du nombre de neutrons (cf. Figure 5). Ainsi la sous-couche  $Z=16$  disparaît progressivement lors du remplissage de l'orbitale neutron  $f_{7/2}$ . Cet effet peut être expliqué par l'action de l'interaction neutron-proton plus liante entre les orbitales  $\nu f_{7/2}$  et  $\pi d_{3/2}$  qu'entre  $\nu f_{7/2}$  et  $\pi s_{1/2}$ . On observe une baisse quasi-linéaire [24] de l'écart en énergie  $3/2^+ - 1/2^+$  entre  $N = 20$  et  $N = 28$  (noté  $(E_{31})_{20}$  et  $(E_{31})_{28}$ ) que l'on peut attribuer aux éléments d'interaction neutron-proton monopolaires  $V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}$  et  $V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np}$ . En effet cet écart peut s'écrire ainsi :

$$(E_{31})_{28} = (E_{31})_{20} - 8(V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np})$$

A partir des valeurs expérimentales  $(E_{31})_{20} = 2.52\text{MeV}$  et  $(E_{31})_{28} = -0.359\text{MeV}$ , on peut déduire que  $(V_{f_{7/2}d_{3/2}} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}) = 360\text{keV}$ . On peut appliquer la même relation pour les chaînes isotopiques de Cl et de P, en utilisant les valeurs connues de  $(E_{31})_{20}$  de 1.726 MeV et 2.386 MeV pour les noyaux de  ${}^{37}\text{Cl}$  et de  ${}^{35}\text{P}$ . Ce faisant on obtient la tendance observée sur la Figure 6 pour les Cl et les P, qui suggèrent un croisement des orbitales  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$  en fonction de  $N$  plus tôt que dans les K.

T. Otsuka propose qu'une partie de cette interaction proton-neutron dans le noyau puise son origine dans l'interaction nucléon-nucléon tensorielle qui est liante entre les deux orbitales de spin anti-aligné ( $\pi d_{3/2}$  et  $\nu f_{7/2}$ ) et répulsive entre deux orbitales de spin aligné ( $\pi d_{3/2}$  et  $\nu f_{5/2}$ ) [23]<sup>3</sup>. Afin de voir si cette interaction a un rôle important dans ces noyaux, on peut regarder quelles propriétés de cette interaction sont vérifiées qualitativement dans les résultats expérimentaux. Nous observons en effet

<sup>3</sup>un neutron  $f_{7/2}$  a un spin aligné par rapport à son moment orbital, alors que un proton  $d_{3/2}$  a une orientation de spin opposée.

que le remplissage de l'orbitale  $\nu f_{7/2}$  engendre un abaissement progressif de l'orbitale  $\pi d_{3/2}$  par rapport à l'orbitale  $\pi s_{1/2}$  (cf. Figures 5 et 6). De manière symétrique, vider l'orbitale proton  $\pi d_{3/2}$  d'excitation (autour de 6MeV) et très fragmentée dans les isotopes de K [21]. Plus gênant, il semble que la tendance des états  $5/2^+$  lorsque  $N$  augmente suive les valeurs d'énergies  $2^+$  dans le noyau de Ca. Ces états sont donc plutôt interprétés comme des états  $(d_{3/2})^{-1} \otimes 2^+$  que comme des états provenant de la couche  $\pi d_{5/2}$ . Il est donc pour le moment impossible de vérifier cette hypothèse de réduction du gap  $Z = 14$  de manière directe. Cette réduction peut avoir cependant des conséquences importantes sur le caractère magique du  $^{42}\text{Si}_{28}$ , comme discuté par la suite. La taille de ce gap est déterminante pour savoir si ce noyau est doublement magique ou si des corrélations E2 en proton et neutron le rendent fortement déformé.

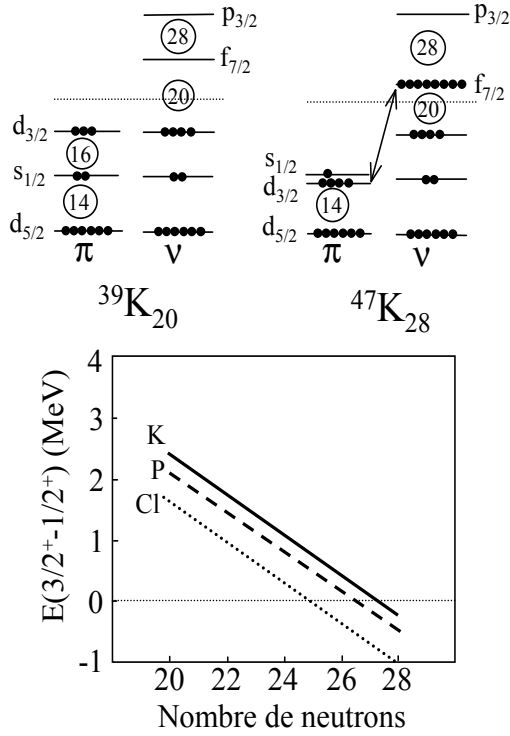


Figure 6: Haut: Evolution schématique de l'énergie des orbitales protons  $\pi$  et neutrons  $\nu$  dans la chaîne des K. Bas: Différences d'énergie entre les états  $3/2^+ - 1/2^+$  ( $E_{31}$  dans le texte) dans les chaînes isotopiques de K, Cl et P. Les valeurs pour les  $^{39,47}\text{K}$  sont expérimentales, les autres valeurs pour les K, Cl et P sont estimées, ainsi que discuté dans le texte.

Cette interaction prévoit également une remontée de l'orbitale proton  $\pi d_{5/2}$ , réduisant alors le gap  $Z = 14$  entre l'orbitale  $\pi d_{5/2}$  et les autres

orbitales  $sd$  (cf. Figure 5). Il est très difficile expérimentalement d'avoir accès à l'énergie de cette orbitale qui est observée à haute énergie dans les isotopes de K [21]. Plus gênant, il semble que la tendance des états  $5/2^+$  lorsque  $N$  augmente suive les valeurs d'énergies  $2^+$  dans le noyau de Ca. Ces états sont donc plutôt interprétés comme des états  $(d_{3/2})^{-1} \otimes 2^+$  que comme des états provenant de la couche  $\pi d_{5/2}$ . Il est donc pour le moment impossible de vérifier cette hypothèse de réduction du gap  $Z = 14$  de manière directe. Cette réduction peut avoir cependant des conséquences importantes sur le caractère magique du  $^{42}\text{Si}_{28}$ , comme discuté par la suite. La taille de ce gap est déterminante pour savoir si ce noyau est doublement magique ou si des corrélations E2 en proton et neutron le rendent fortement déformé.

Les énergies obtenues sur la Figure 6 ne tiennent pas compte des corrélations proton de type quadripolaire ou de pairing. Celles-ci sont faibles dans le noyau à couche quasi-fermée de K, mais peuvent devenir importantes lorsque  $Z$  diminue dans les chaînes isotopiques de Cl et de P. Sans considérer ces corrélations, on s'attend à ce que le croisement des orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  ait lieu autour de  $N = 24, 26$ . Des calculs de type modèle en couches ont été faits en tenant compte de ces corrélations. Les résultats sont présentés sur les figures 9 et 10. Ces résultats sont discutés dans la suite.

### 3.2.2 Etats $1/2_1^+$ et $3/2_1^+$ dans les Cl et P

Les études expérimentales que nous avons réalisées complètent la systématique des noyaux de Cl jusqu'à présent connus jusqu'au  $^{41}\text{Cl}$  [26] et celle des P où le  $^{37}\text{P}$  a été obtenue par réaction de transfert [27]. Un schéma de niveau expérimental a pu être construit pour le  $^{43}\text{Cl}_{26}$  grâce aux relations de coïncidences entre trois raies  $\gamma$ , et aux relations de sommes d'énergies entre différents états. Les anisotropies angulaires (Figure 4) permettent de plus de proposer des valeurs de spin pour les états excités trouvés ainsi que le montre la Figure 8. Pour l'isotope de  $^{43}\text{Cl}$ , une raie  $\gamma$  de 927 keV a été observée, ainsi qu'une autre probable à 1616 keV. L'un des deux états  $3/2^+$  (ou  $1/2^+$ ) attendus à basse énergie d'excitation n'a pas été ob-

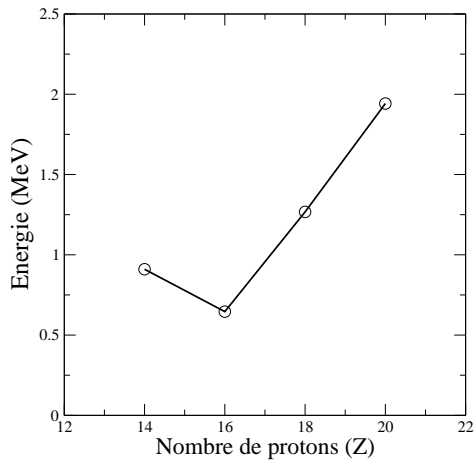


Figure 7: Evolution de l'énergie de l'état  $3/2^-$  dans les isotones  $N = 21$  en fonction du nombre de protons  $Z$ , d'après la ref. [25]

servé, probablement à cause du seuil de détection trop haut de nos détecteurs Ge. Une analyse similaire nous a permis d'obtenir les deux premiers états excités du  $^{39}\text{P}$ , et de confirmer l'énergie du premier état excité du  $^{37}\text{P}$ .

Les schémas de niveaux du  $^{43}\text{Cl}$  et du  $^{39}\text{P}$  sont assez similaires, aussi bien en ce qui concerne les énergies des états excités que leurs valeurs de spin. Pour le  $^{39}\text{P}$ , l'état fondamental  $1/2^+$  correspond au remplissage normal de la couche  $s_{1/2}$ . Dans le cas du  $^{43}\text{Cl}$ , on s'attendrait alors comme dans le  $^{45}\text{K}$  à un état fondamental de spin  $3/2^+$ , correspondant à un état de particule ( $^{43}\text{Cl}$ ) ou de trou ( $^{45}\text{K}$ ) dans l'orbitale  $d_{3/2}$ . En fait l'inversion entre les états  $1/2^+$  et  $3/2^+$  est déjà présente dans le  $^{41}\text{Cl}$ , à  $N = 24$  ainsi que montré sur la Figure 9. Ceci est interprété comme une conséquence de la proximité des orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  (qui sont plus proches que dans les K comme indiqué sur la Figure 6) et de leur grande possibilité de mélange. Ainsi, un spin  $1/2^+$  peut être obtenu par une configuration où une paire de protons se couple à  $0^+$  dans  $d_{3/2}$ , laissant une configuration de trou dans  $s_{1/2}$  mais également par couplage de  $s_{1/2}$  ou  $d_{3/2}$  avec une excitation de type  $2^+$ . Le schéma de niveau du  $^{43}\text{Cl}$ , ainsi que les fonctions d'ondes calculées, suggèrent que ce type d'excitation est important dans ce noyau.<sup>4</sup>La dernière expérience réalisée au GANIL en fragmen-

<sup>4</sup>Une expérience de type  $(d, ^3\text{He})$  sur les isotopes de  $^{44,46}\text{Ar}$  permettrait de déterminer les occupations respec-

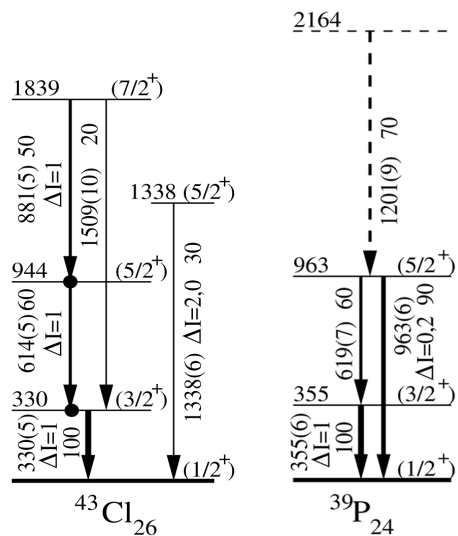


Figure 8: Schémas de niveaux obtenus pour les noyaux de  $^{43}\text{Cl}$  et  $^{39}\text{P}$ .

tation double étape (en cours d'analyse) montre l'existence de 2 raies  $\gamma$  dont une à basse énergie (180 keV) dans le noyau de  $^{43}\text{P}$ . Le fait que cette transition ne soit pas retardée implique une transition de type  $\Delta\ell=1$  qui joint probablement les deux états  $1/2^+$  et  $3/2^+$ . Ces deux états sont donc très proches en énergie, comme dans les isotones voisins. Une réaction de type knock-out d'un proton à partir du noyau de  $^{44}\text{S}$  permettrait de connaître les configurations respectives des états fondamentaux et excités en analysant les distribution en moment des noyaux de  $^{43}\text{P}$ .

Les Figures 9 et 10 résument les schémas de niveaux obtenus dans les chaînes isotopiques de Cl et de P.

### 3.2.3 Etats $5/2_1^+$ dans les Cl et P

On peut remarquer sur la Figure 9 que l'énergie de l'état  $5/2^+$  ne varie que très peu, et correspond pour les isotopes  $^{41}\text{Cl}$  et  $^{43}\text{Cl}$  aux énergies  $2^+$  dans les noyaux de  $^{40}\text{S}$  (909 keV)[28, 29, 19] et de  $^{42}\text{S}$  (904 keV)[28, 19]. Cela suggère que cet état  $5/2^+$  correspond à un couplage ( $\pi s_{1/2}, d_{3/2} \otimes 2^+$ ) plutôt qu'à un état de trou dans l'orbitale  $d_{5/2}$ . Pour l'isotope de  $^{45}\text{Cl}$  l'énergie de l'état de spin probable  $5/2^+$  reste constante alors que l'énergie de l'état

tives des orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  dans les isotopes de  $^{43,45}\text{Cl}$ .



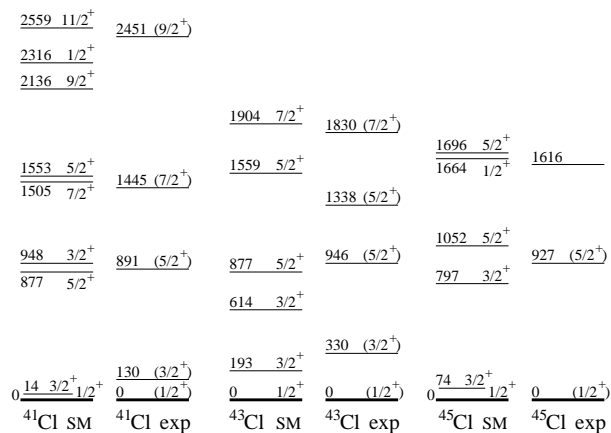


Figure 9: Comparaison entre les schémas de niveaux expérimentaux (exp) et théoriques (calcul modèle en couches) pour les isotopes de Cl. Le schéma expérimental du  $^{41}\text{Cl}$  provient de la référence [26].

$2_1^+$  dans le  $^{44}\text{S}$  atteint 1330 keV. Cette augmentation apparente de l'état  $2_1^+$  provient en fait de la répulsion des deux états  $0^+$ . Dans le cas du  $^{45}\text{Cl}$ , la fermeture de couche  $N = 28$  implique que les excitations neutrons se fassent de l'orbitale  $\nu f_{7/2}$  vers la  $\nu p_{3/2}$ . Ainsi la nature de l'état  $2^+$  change, et par suite le couplage des protons avec le  $2^+$  pourrait différer par rapport aux isotopes  $N < 28$ .

Dans la chaîne isotopique des P, l'énergie de l'état  $5/2^+$  dans les  $^{37}\text{P}$  et de  $^{39}\text{P}$  est également corrélée à celle des énergies  $2^+$  des isotopes de  $^{36}\text{Si}$  (1399 keV) et de  $^{38}\text{Si}$  (1084 keV) déterminées par Ibbotson et al. [31]. Cet état  $5/2^+$  est de type  $(\pi s_{1/2}, d_{3/2} \otimes 2^+)$ . Compte tenu de la récente détermination de l'énergie  $2^+$  dans le noyau de  $^{40}\text{Si}$  à 990 keV [34], l'état  $5/2^+$  dans l'isotope de  $^{41}\text{P}$  devrait se trouver à une énergie proche. Par analogie avec la chaîne isotopique des Cl, on devrait alors pouvoir estimer l'énergie  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$  si l'on connaît celle de l'état  $5/2^+$  dans le  $^{43}\text{P}$ . L'autre raie  $\gamma$  observée dans par S. Grévy et al. autour de 800 keV dans le  $^{43}\text{P}$  serait un bon candidat à la décroissance d'un état  $5/2^+$ . Ainsi, selon la tendance mentionnée ci-dessus, l'énergie de l'état  $2^+$  dans le noyau de  $^{42}\text{Si}$  pourrait être inférieure à 1 MeV. Ainsi, on peut tirer profit du fait que ce type d'état soit facilement identifiable et que son énergie suive l'énergie  $2^+$  du coeur pour prévoir l'énergie

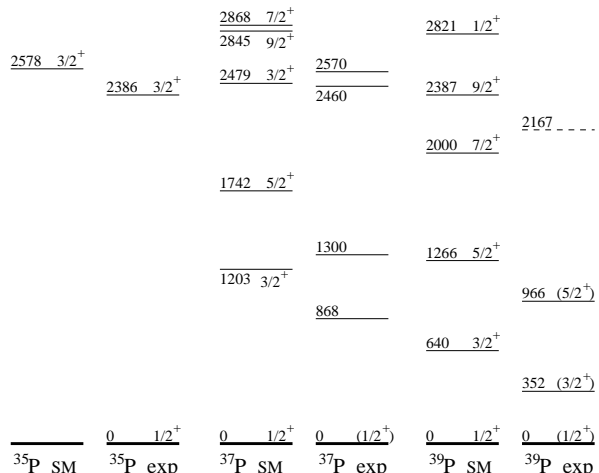


Figure 10: Comparaison entre les schémas de niveaux expérimentaux (exp) et théoriques (calcul modèle en couches) pour les isotopes de P. Les états 300, 2460 et 2570 keV du  $^{37}\text{P}$  proviennent de la référence [27].

$2^+$  d'un noyau pair-pair inconnu à partir du spectre connu du noyau impair  $Z + 1$ .

### 3.2.4 Collectivité au sein de la couche $\pi sd$

La structure nucléaire du  $^{42}\text{Si}$  dépend fortement de la position en énergie de l'orbitale  $\pi d_{5/2}$  par rapport aux orbitales  $\pi s_{1/2}$  et  $\pi d_{3/2}$ , c'est à dire de la taille du gap  $Z = 14$  à  $N = 28$ . L'étude du noyau de  $^{35}\text{P}_{20}$  par la réaction de transfert  $^{36}\text{S}(d, ^3\text{He})$  semble montrer que l'orbitale  $\pi d_{5/2}$  se trouve (à  $N = 20$ ) à plus de 4.5 MeV au-dessous de  $\pi s_{1/2}$ . Deux cas de figures se présentent alors selon l'évolution de cette orbitale en fonction du remplissage de la couche  $\nu f_{7/2}$  : le gap  $Z = 14$  reste important et le noyau de  $^{42}\text{Si}$  est alors "doublement magique", ou alors le gap  $Z = 14$  devient faible et permet de développer des corrélations quadripolaires relativement fortes en protons qui vont s'ajouter à celles en neutrons au travers du gap  $N = 28$ .

Dans le cas où le gap  $Z = 14$  reste important, on ne prévoit pas/peu d'excitation du coeur proton en fonction du nombre de neutrons dans l'orbitale  $\nu f_{7/2}$ . Dans ce cas, on s'attend à une grande énergie  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$ , à une faible augmentation ou stagnation des valeurs de  $B(E2)$  dans la chaîne isotopique des Si, et à une égalité de l'écart en énergie  $7/2^- - 3/2^-$  (noté  $E_{73}$ ) entre les isotopes de  $^{35}\text{Si}_{21}$  et  $^{41}\text{Si}_{27}$ . En effet, on peut prédire

la variation de l'écart en énergie  $7/2^- - 3/2^-$  entre les isotopes de  $^{35}\text{Si}_{21}$  et  $^{41}\text{Si}_{27}$  en supposant qu'il n'y a pas d'excitations au travers de  $Z = 14$  et  $N = 20, 28$ , ce qui signifie que les noyaux de  $^{34}\text{Si}$  et  $^{42}\text{Si}$  sont doublement magiques. On va voir que ce résultat ne dépend pas du coeur proton choisi, mais seulement des éléments d'interaction neutron-neutron  $V^{nn}$ . En prenant un coeur de  $^{28}\text{O}$  comme référence, on obtient pour le noyau de  $^{35}\text{Si}$  :

$$E_{73} = 6(V_{p_{3/2}d_{5/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{5/2}}^{np})$$

Pour le noyau de  $^{41}\text{Si}$  on obtient:

$$E_{73} = 6(V_{p_{3/2}d_{5/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{5/2}}^{np} + V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{nn} - V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{nn})$$

L'écart  $\delta E_{73}$  vaut alors  $6(V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{nn} - V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{nn})$  ce qui ne dépend pas de la nature de l'orbitale proton de valence, en l'occurrence la  $d_{5/2}$ . On obtient donc le même résultat en regardant  $\delta E_{73}$  entre le  $^{41}\text{Ca}_{21}$  et  $^{47}\text{Ca}_{27}$  où le coeur proton est l'espace  $\pi sd$  entier. Dans ces noyaux,  $E_{73}$  vaut respectivement 1.942 et 2.013 MeV, soit des valeurs d'énergies très proches. Ceci signifie en particulier que  $V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{nn} \simeq V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{nn}$ , mais surtout que l'on ne devrait pas avoir de différence en énergie entre les isotopes de Si à  $N = 21$  et  $27$  dans l'hypothèse où il n'y a pas d'excitation de coeur. L'énergie de l'état  $3/2^-$  est de 910 keV dans le  $^{35}\text{Si}$ . Il faut donc pouvoir déterminer l'énergie de cet état dans le noyau de  $^{41}\text{Si}$ .

Si le gap  $Z = 14$  diminue avec le nombre de neutrons, le noyau de  $^{42}\text{Si}$  aurait la particularité de présenter des excitations de type E2 à la fois en protons et neutrons au travers de  $Z = 14$  et  $N = 28$ . Qualitativement, ceci permettrait à ce noyau de développer plus facilement de la collectivité quadripolaire, si les gaps sphériques sont réduits. Dans cette hypothèse le noyau de  $^{42}\text{Si}$  serait alors déformé et l'énergie  $2^+$  serait faible. L'évolution de la taille du gap  $Z = 14$  lorsque l'on remplit l'orbitale neutron jusque  $N = 28$  est difficile à prévoir quantitativement. Elle dépend sensiblement de l'existence de l'interaction de type tenseur monopolaire prédite répulsive entre les orbitales  $\pi d_{5/2}$  et  $\nu f_{7/2}$ .

Les résultats expérimentaux préliminaires sur les noyaux de  $^{41,42}\text{Si}$ , obtenus au GANIL par spectroscopie en ligne à partir d'un faisceau secondaire de  $^{44}\text{S}$ , montrent une énergie  $2^+$  égale à 770(15) keV [35], et un état excité à 630 keV dans le  $^{41}\text{Si}$ .

La valeur d'énergie  $2^+$  est extrêmement basse pour un noyau de masse  $A = 42$ , et proche de l'énergie de l'état  $5/2^+$  dans le noyau de  $^{43}\text{P}$ . Une énergie si basse ne correspond absolument pas à une valeur typique d'excitation d'un noyau doublement magique (plus proche de quelques MeV).

D'autre part, une baisse de 300 keV environ est observée entre l'énergie des premiers états excités des noyaux de  $^{35}\text{Si}$  (910 keV) et de  $^{41}\text{Si}$  (630 keV). Si l'ordre des états fondamentaux et excités (qui sont respectivement  $7/2^-$  et  $3/2^-$  dans le  $^{35}\text{Si}$ ) est inchangé, alors l'énergie  $7/2^- - 3/2^-$  varie de 300 keV dans la chaîne isotopique des Si. Ceci signifierait que des corrélations supplémentaires mais modestes ont lieu au travers des gap  $Z = 14$  ou/et  $N = 28$  pour abaisser l'énergie de cet état. Le noyau de  $^{41}\text{Si}_{27}$  ne se comporte pas qualitativement comme l'isotone de  $^{47}\text{Ca}_{27}$  modélisé par rapport au noyau doublement magique de  $^{48}\text{Ca}_{28}$ . Si l'ordre des états fondamentaux et excités est inversé, ainsi que cela semble être le cas pour l'isotone de  $^{43}\text{S}$  [36], l'énergie  $7/2^- - 3/2^-$  varierait d'environ 1.5 MeV. Les calculs de type modèle en couches prévoient la présence de niveaux à très basse énergie d'excitation dans le  $^{41}\text{Si}$  pour reproduire l'énergie  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$ . D'autres investigations expérimentales, telles que la détermination du spin de l'état fondamental du  $^{41}\text{Si}$ , sont nécessaires pour étayer ces hypothèses.

Les faibles énergies  $2^+$  et  $5/2^-$  dans le  $^{42}\text{Si}$  et le  $^{43}\text{P}$  mettent en doute le résultat publié dans la revue Nature sur le caractère doublement magique du  $^{42}\text{Si}$  [30]. A l'inverse nos résultats expérimentaux permettent indirectement d'appuyer les suppositions d'une diminution des gaps  $Z = 14$  et/ou  $N = 28$  (peut-être d'origine tenseur monopolaire) et de présence de fortes corrélations de type quadripolaires dans le  $^{42}\text{Si}$ .

Cet effet de réduction du gap  $Z = 14$  ou d'augmentation de polarisation de coeur doit se manifester sur la variation des valeurs de  $B(E2)$  dans cette chaîne isotopique. En effet, si le remplissage de l'orbitale neutron  $\nu f_{7/2}$  entraîne une diminution de l'espacement spin-orbite proton  $d_{5/2} - d_{3/2}$  alors la valeur de  $B(E2)$  (qui traduit essentiellement les excitations protons) doit augmenter fortement au moment du remplissage de l'orbitale  $\nu f_{7/2}$ . Les résultats expérimentaux de Ibbotson et al. [31] ne permettent pas de conclure à

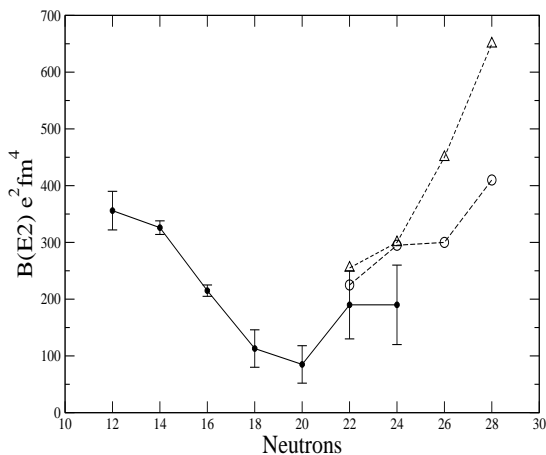


Figure 11: Evolution des probabilités de transitions réduites  $0^+ \rightarrow 2^+$  dans la chaîne isotopique des Si. Les points noirs correspondent aux valeurs expérimentales extraites de [31] et [33]. Les cercles et carrés vides correspondent à des calculs de modèle en couches [32] dont les paramètres permettent de reproduire (triangles) ou non (ronds) la faible valeur d'énergie  $2^+$  dans le  $^{42}\text{Si}$ .

un effet important compte tenu des larges incertitudes sur les valeurs des  $^{36,38}\text{Si}$  indiquées sur la Fig.11. On voit sur cette même Figure les résultats de deux calculs de modèle en couches utilisant deux interactions différentes [32], permettant ou non de reproduire la très faible énergie  $2^+$  dans le  $^{42}\text{Si}$ . La sensibilité entre ces deux calculs est nette à partir du noyau de  $^{40}\text{Si}$  dont il faudrait pouvoir déterminer la valeur de  $B(E2)$ .

### 3.3 Étude des noyaux de Ar et S riches en neutrons

#### 3.3.1 Motivations

Les spectres expérimentaux des noyaux de  $^{45,46}\text{Ar}$  et de  $^{40,42,44}\text{S}$  ont été publiés dans les refs. [20, 19]. Ainsi que mentionné ci-dessus, la structure de ces noyaux dépend des excitations neutrons *et* protons. Nous nous intéressons dans ce paragraphe aux excitations neutrons. En particulier, la taille du "gap" neutron  $N = 28$  joue un rôle important pour favoriser des états dits intrus  $p_{3/2}$  par rapport aux états normaux  $f_{7/2}$ . Afin de pouvoir suivre l'évolution de ces états dits intrus lorsque

l'on diminue le nombre de protons à partir du  $^{48}\text{Ca}$ , on peut d'ores et déjà rechercher cet état dans le  $^{47}\text{Ca}$  puis dans les isotones  $N = 27$  de  $^{45}\text{Ar}$  et de  $^{43}\text{S}$ .

L'état fondamental ( $7/2^-$ ) du  $^{47}\text{Ca}_{27}$  est une configuration de trou dans la couche neutron  $\nu f_{7/2}$  par rapport au  $^{48}\text{Ca}_{28}$ . Dans le noyau de  $^{47}\text{Ca}$ , les excitations protons n'interviennent qu'à haute énergie d'excitation, le coeur proton étant fermé. Par conséquent, l'état excité ( $3/2^-$ ,  $E=2027$  keV) est un état pur 1 particule 2 trous ( $1p2t$  appelé état intrus), une particule étant promue au-delà du gap  $N = 28$ . Cet état a été observé dans des expériences de transfert  $^{46}\text{Ca}(d,p)$  et  $^{48}\text{Ca}(p,d)$ . Les facteurs spectroscopiques confirment sa configuration pure.

On peut déterminer l'énergie du gap  $N = 28$  à partir des énergies de séparation d'un neutron  $S_n(A)$  autour du  $^{48}\text{Ca}$  :

$$E_{gap}(A, N = 28) = S_n(A + 1) - S_n(A)$$

La valeur ainsi obtenue du gap  $N = 28$  est de 4.8 MeV. L'énergie nécessaire pour promouvoir un neutron en  $p_{3/2}$  est sensiblement plus faible que la taille du gap  $N = 28$ . Ceci est dû aux interactions liantes proton ( $d_{3/2}$ ) -neutron ( $p_{3/2}$ ) nouvellement créées par ces excitations  $1p2t$ . On peut écrire en négligeant les corrélations quadripolaires que :

$$E(1p2t) = E_{gap} - V_{mon}$$

où  $V_{mon}$  contient les différences des interactions monopolaires neutron-neutron  $V^{nn}$  et neutron-proton  $V^{np}$  entre l'état excité et fondamental du  $^{47}\text{Ca}$ :

$$V_{mon} = -4(V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}) - 2(V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np}) - 6(V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{nn} - V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{nn})$$

Certains de ces éléments d'interaction (ou plus exactement leurs différences) peuvent être déduits facilement des spectres d'excitation des isotones  $N = 21$ . En effet  $2(V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np})$  correspond à la différence d'énergie entre les états  $3/2^-$  dans les isotones de  $^{41}_{20}\text{Ca}$  (1942 keV) et  $^{39}_{18}\text{Ar}$  (1267 keV). Ainsi,

$$2(V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}) = 675 \text{ keV}$$

De même le terme  $2(V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np})$  correspond à la différence d'énergie entre les états  $3/2^-$

dans les isotones de  $^{37}_{16}\text{S}$  (646 keV) et  $^{35}_{14}\text{Si}$  (910 keV). On peut alors écrire que:

$$2(V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np}) = -264 \text{ keV}$$

On déduit ainsi que l'on gagne environ 1086 keV grâce aux interactions  $V^{np}$ . A l'aide de la valeur expérimentale de l'état  $1p2t$  de 2.013 MeV, on déduit que 1.7 MeV sont gagnés par les interactions  $V^{nn}$ . Le cas d'étude du Ca est relativement simple car la couche est fermée en proton et l'on n'a pas d'élément d'interaction supplémentaire de type pairing ou quadripolaire comme ce serait le cas par exemple dans chaînes isotopiques d'Ar et de S. Celles-ci sont responsables de l'abaissement de l'énergie de l'état  $3/2^-$  qui peut alors ne plus être un état pur d'excitation neutron, mais correspondre à un couplage au  $2^+$ .

### 3.3.2 Noyaux impairs

Si l'état  $3/2^-$  dans le  $^{47}\text{Ca}$  est un état relativement pur de type  $1p2t$ , le couplage avec les excitations  $2^+$  du coeur peut également générer un état  $3/2^-$  via  $\nu f_{7/2} \otimes 2^+$  pour des noyaux de  $Z < 20$ . Ceci est plus favorisé dans ces noyaux du fait que l'énergie  $2^+$  passe de 3.832 MeV ( $^{48}\text{Ca}$ ), 1.577 MeV ( $^{46}\text{Ar}$ ) [37] à 1.329 MeV ( $^{44}\text{S}$ ) [38]. Si le gap  $N = 28$  diminue et/ou le couplage au  $2^+$  augmente, l'énergie de ces états  $3/2^-$  va diminuer, jusqu'à devenir l'état fondamental dans le  $^{43}\text{S}_{27}$ . Même si cette inversion entre état normal et intrus n'a pas été formellement prouvée dans le  $^{43}\text{S}$ , la découverte d'un isomère de type E2, en accord avec les calculs de modèle en couches, accrédite cette supposition [36]. La longue durée de vie de cet isomère, de l'ordre de 300 ns (0.04 unités de Weisskopf), est due à l'effet combiné d'un faible écart en énergie entre les états  $7/2^-$  et  $3/2^-$  et au faible recouvrement des deux configurations.

Il est intéressant de mettre en évidence cet isomère E2 dans le noyau de  $^{45}\text{Ar}$ , situé entre les noyaux de  $^{47}\text{Ca}$  et de  $^{43}\text{S}$ . Le couplage à l'état  $\nu f_{7/2} \otimes 2^+$  dans le  $^{45}\text{Ar}$  est intuitivement plus faible que dans le  $^{43}\text{S}$ . En effet, l'énergie du  $2^+$  du  $^{46}\text{Ar}$  est plus grande que celle du  $^{44}\text{S}$  de 250 keV. Egalement, la valeur de B(E2) de  $^{46}\text{Ar}$  est plus faible d'environ 30% que celle du  $^{44}\text{S}$ . Certains états ont été mis en évidence et interprétés comme issus des membres du multiplet  $\nu f_{7/2} \otimes 2^+$ , i.e.  $5/2^- - 11/2^-$ . Dans le cas où un des noyaux produits lors de la collision

se désexcite via un état isomérique, les photons issus de cet état ne seront plus émis au niveau de la cible de production mais plus tard, parfois même en dehors de la zone où sont placés les détecteurs  $\gamma$ . On peut estimer le rayon de détection maximal à environ 50 cm, ce qui compte tenu de la vitesse des noyaux ( $\beta \simeq 0.3$ ) permet de détecter la décroissance d'isomères de l'ordre de quelques ns. Les raies  $\gamma$  étant issus de ces isomères ne vont pas être correctement corrigées par effet Doppler qui suppose une émission au centre de cible, comme pour les autres raies. Une simulation de type Monte Carlo permet d'estimer la proportion des photons détectés à différents angles dans les cristaux de Ge par un isomère de durée de vie variable. En comparant les rapports d'intensités expérimentaux à la simulation, nous avons pu découvrir l'état isomère  $3/2^-$  (de type E2) à une énergie de 537 keV dans le  $^{45}\text{Ar}$  de durée de vie 0.34 ns [20] (4 unités de Weisskopf, à comparer avec  $< 0.26$  pour le  $^{47}\text{Ca}$ ). Cette valeur de transition en unité de Weisskopf correspond de manière prépondérante à la décroissance d'un état  $\nu f_{7/2} \otimes 2^+$  vers le fondamental. Dans cette hypothèse, la décroissance de cet état est similaire à une transition de type  $2^+ \rightarrow 0^+$ . Dans le cas où cet état aurait été  $p_{3/2}$  pur (état intrus), la durée de vie aurait été retardée puisqu'il y aurait eu changement d'orbitales séparées de  $\ell=2$ . Comme nous le verrons par la suite, cet état  $3/2^-$  correspond au mélange des deux configurations d'état intrus (état  $1p2t$ ) et d'état de couplage  $f_{7/2} \otimes 2^+$ .

### 3.3.3 Noyaux pairs

#### 3.3.4 Recherches d'états $0_2^+$

La recherche des états  $0_2^+$  dans les noyaux pair-pair permet de vérifier si l'on a une bonne connaissance de la structure des noyaux étudiés. L'énergie et la composition des états  $2p2t$  permet de connaître le rôle d'excitations au travers du gap  $N = 28$ . L'énergie de ces états correspond à l'énergie que coûte la promotion de deux neutrons au travers de  $N = 28$  (environ  $2 \times 4.8$  MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$ ) diminuée de celle gagnée par l'interaction entre les particules et trous neutrons nouvellement créés et les protons. La taille du gap  $N = 28$ , obtenue par les énergies quasiparticules neutrons du calcul modèle en couches diminue lorsque Z décroît jusque  $Z=16$  : 4.7 MeV ( $^{48}\text{Ca}$ ), 3.84 MeV ( $^{46}\text{Ar}$ ),

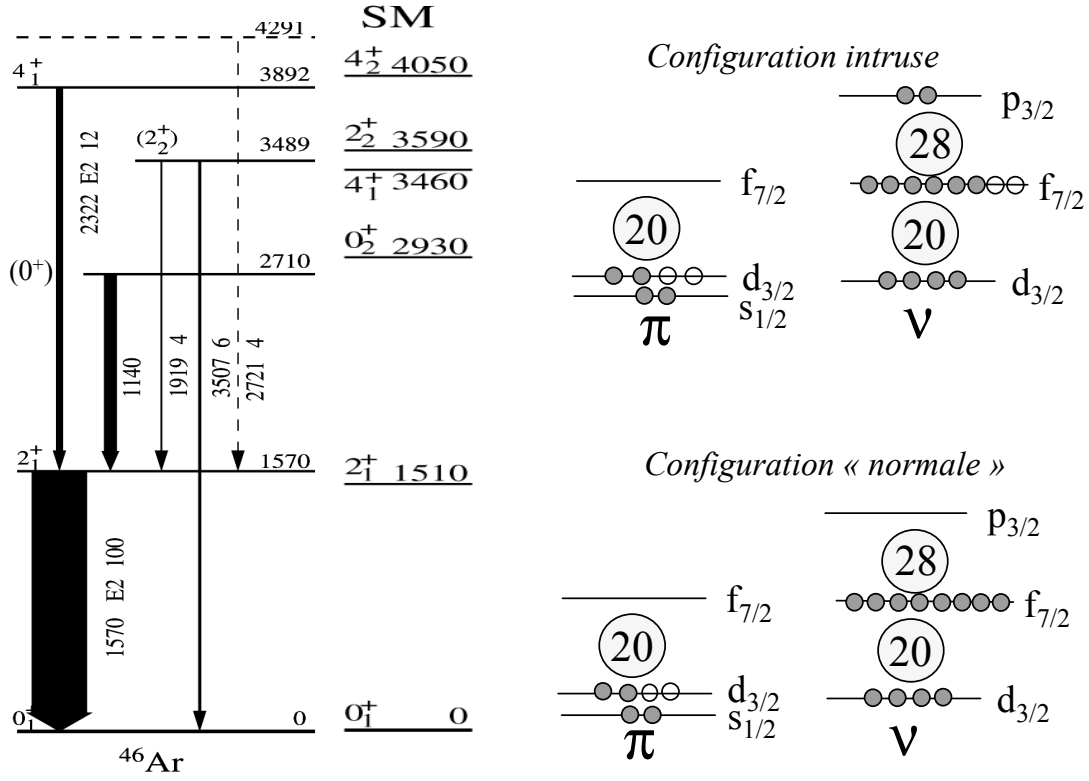


Figure 12: Gauche: Le schéma de niveaux expérimental de  $^{46}\text{Ar}$  obtenu par spectroscopie en ligne et comparé à un calcul théorique de type modèle en couches. Droite: Description schématique des états normaux et intrus dans le  $^{46}\text{Ar}$ .

3.23 MeV ( $^{44}\text{S}$ ) et 3.50 MeV ( $^{42}\text{Si}$ ) [94]. En parallèle, l'énergie de corrélation augmente (excitations  $pt$  monopolaires et quadripolaires) : 4.08 MeV ( $^{48}\text{Ca}$ ), 5.98 MeV ( $^{46}\text{Ar}$ ), 6.66 MeV ( $^{44}\text{S}$ ) et 6.0 MeV ( $^{42}\text{Si}$ ) [94]. Le coût net calculé pour des excitations  $2p2t$  est donc de 5.3 MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$ , il chute à 1.7 MeV dans le  $^{46}\text{Ar}$  et devient quasi-nul dans le  $^{44}\text{S}$  [94]. Ces deux états fondamentaux et intrus se mélangent ensuite pour donner deux états  $0_{1,2}^+$  observés expérimentalement (voir Figure 12). Plus ils sont proches en énergie avant interaction, plus leur amplitude de mélange sera importante (cf [9], chap.1). C'est cet effet qui explique que les deux premiers états  $0^+$  dans le  $^{44}\text{S}$  sont prédits très mélangés. Dans le cas de  $^{46}\text{Ar}$ , l'état fondamental est de type  $0p0t$  à 80%, le  $0_2^+$  étant majoritairement composé d'excitations  $2p2t$ .

Connaissant la taille du gap  $N = 28$ , l'énergie de l'état  $0_2^+$  dans le  $^{48}\text{Ca}$ , et estimant les interactions

de pairing (noté  $\Delta p, \Delta f$  et plus généralement  $\Delta(A)$  pour un noyau de masse atomique  $A$ ) dans les orbitales neutrons  $p$  et  $f$ , on peut estimer la partie *monopolaire*  $V_{mon}$  pour la configuration  $2p2t$  dans le  $^{48}\text{Ca}$ . Pour cela on peut écrire :

$$E(2p2t) = E_{gap} - V_{mon} + \Delta p - \Delta f$$

avec

$$\Delta(A) = -1/2[S_n(A-1) - 2S_n(A) + S_n(A+1)]$$

La différence d'énergie d'appariement  $\Delta f(A) - \Delta p(A)$  peut être déterminée à l'aide des valeurs de  $S_n$  déterminées expérimentalement et reportées sur la Figure 13. Elle vaut environ 1.6 MeV. On obtient alors une valeur de  $V_{mon}$  égale à environ 4 MeV.

La recherche de cet état  $0_2^+$  a été entreprise pour les isotones  $N = 28$  par la technique de spectroscopie  $\gamma$  en vol et par la recherche d'isomère E0, comme décrit dans la suite.

L'expérience de spectroscopie en vol a mis en

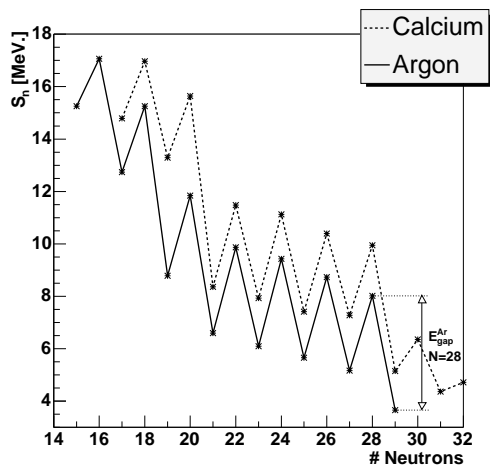


Figure 13: Evolution des énergies de séparation d'un neutron  $S_n$  en fonction du nombre de neutrons dans les chaînes isotopiques de Ca et Ar.

évidence un état  $0_2^+$  à 2.710 MeV dans le noyau de  $^{46}\text{Ar}$ , proche de la valeur calculée à 2.930 MeV. La statistique obtenue pour le  $^{44}\text{S}$  ne permet pas de construire un schéma de niveau de manière inamalgable [20]. Nous observons deux raies  $\gamma$  à 998(15) keV et 1350(10) keV (cette dernière est attribuée à la décroissance du  $2^+$  [40]) d'intensités comparables. Si le taux de  $\gamma$  détectés par noyau produit est à peu près constant et égal à 80 % pour tous les noyaux étudiés, il était environ deux fois plus faible dans le cas du  $^{44}\text{S}$ . La raison à cela pourrait provenir du fait qu'une partie des noyaux de  $^{44}\text{S}$  sont produits dans un état isomère dont la durée de vie est suffisamment longue pour que le noyau décroisse hors du champ couvert par les détecteurs  $\gamma$  et qu'une partie de sa décroissance soit convertie sous forme d'électrons. Cependant une telle proportion de population d'état isomérique n'a pas été reproduit depuis.

Cet isomère a depuis été mis en évidence, son énergie est de  $1365 \pm 1$  keV, et sa durée de vie  $2.3 \pm 0.3 \mu\text{s}$  [38]. Il a été détecté par spectroscopie d'électrons de conversion. Cet état  $0_2^+$  décroît à la fois par électron de conversion, par création de paire et via l'état  $2^+$  à 1.329 MeV. La déconvolution de ces voies de réaction individuelles permet d'obtenir les amplitudes de transition  $\rho^2(E0)$  et  $B(E2:0_2^+ \rightarrow 2^+)$ . Par ailleurs la valeur

de  $B(E2:0_1^+ \rightarrow 2^+)$  a été déterminée par excitation Coulombienne, ce qui nous permet d'estimer le mélange des deux états  $0^+$  au travers de leur interaction avec l'état  $2^+$ . La valeur de  $\rho^2(E0) \times 1000$  est de 30. En supposant une amplitude de mélange importante entre les deux états  $0_{1,2}^+$  (suggéré par les résultats expérimentaux sus-mentionnés et les calculs), on peut déduire une déformation relative  $\Delta\beta$  des deux états  $0^+$  avant mélange grâce à la relation suivante [41] :

$$\rho^2(E0) \simeq 9/(64\pi^2) \cdot Z^2 \cdot \Delta\beta^4$$

Dans le cas présent, on obtient une valeur  $\Delta\beta=0.31$ , valeur qui permet de corroborer par exemple la présence de deux états  $0^+$  quasi-dégénérés sphérique  $\beta=0$  et prolate  $\beta=0.31$  dans le  $^{44}\text{S}$ . Après interaction ces deux états se repoussent, et leur composition est un mélange quasiment égal des deux configurations de départ. Notons qu'une coexistence de formes prolate et oblate, et donc de signes de déformation  $\beta$  opposés ne donnerait pas une valeur de  $\rho^2(E0)$  si importante. Certaines forces de Skyrme ou la force de Gogny D1S permettent de reproduire une coexistence sphérique-déformé ou oblate-prolate [42, 43, 44, 45, 46].

L'observation de cet isomère E0 est en parfait accord avec les calculs de modèle en couches qui prévoient dans le  $^{44}\text{S}$  un état  $0_2^+$  50 keV au-dessus de l'état  $2_1^+$  [94]. L'énergie de l'état  $0_2^+$  baisse donc graduellement lorsque Z diminue : 4.28 MeV ( $^{48}\text{Ca}$ ), 2.7 MeV ( $^{46}\text{Ar}$ ), et 1.365 MeV ( $^{44}\text{S}$ ). Dans le noyau de  $^{46}\text{Ar}$ , la composition calculée en  $2p2t$  de l'état  $0_2^+$  est de l'ordre de 20%, alors qu'elle augmente à 50 % dans le  $^{44}\text{S}$  [94]. La composition de l'état fondamental du  $^{42}\text{Si}$  pourrait ainsi probablement devenir majoritairement intrusive. L'étude du  $^{44}\text{S}$  vient d'être réalisée à nouveau par la même technique de spectroscopie en ligne, mais avec production en double étape à partir d'un faisceau secondaire de  $^{46}\text{Ar}$ . Les résultats, en cours d'analyse, permettront peut-être de mettre en évidence des états au-dessus de l'isomère  $0_2^+$ .

### 3.3.5 Recherches d'états $2^+, 4^+ \dots$

L'énergie des états  $2_2^+$  (3.489 MeV) et  $4_1^+$  (3.892 MeV) de l'  $^{46}\text{Ar}$  ont été déduites par spectroscopie en vol [20], complétant son schéma

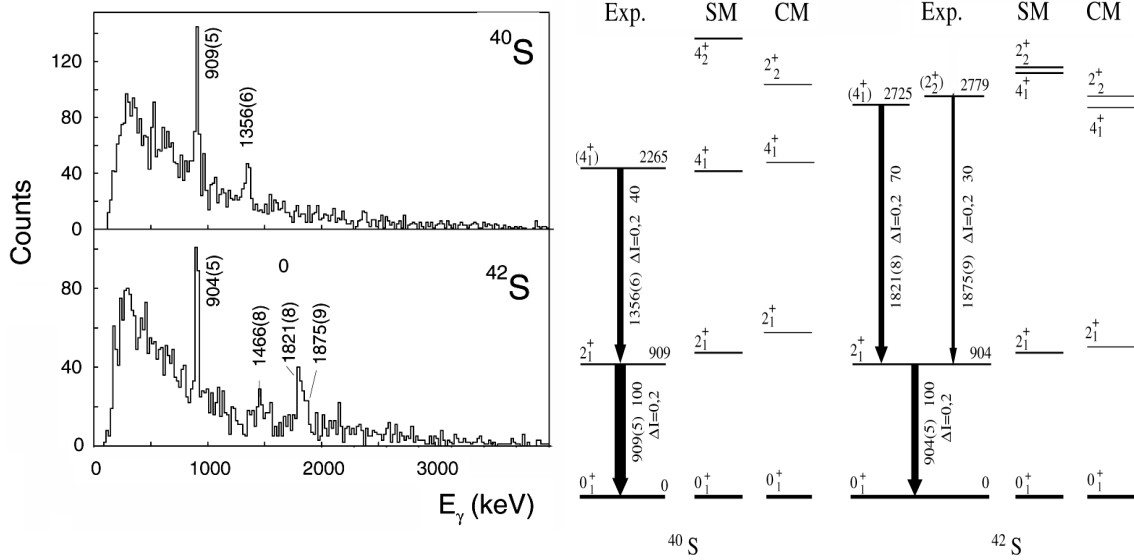


Figure 14: Gauche: Spectres  $\gamma$  obtenus pour les noyaux de  $^{40,42}\text{S}$  par spectroscopie en vol dans les détecteurs Ge. Droite: Schémas de niveaux expérimentaux des noyaux de  $^{40,42}\text{S}$  comparés à ceux obtenus à partir de calculs de modèle en couches (SM)[24, 19] et microscopique collectif en utilisant la force de Gogny (CM)[45, 19].

d'excitation au delà du  $2_1^+$  à 1.57 MeV (cf. Figure 12). L'accord entre ce schéma de niveaux expérimental et les calculs de modèle en couches est très bon, les valeurs calculées étant  $2_1^+$  : 1.51 MeV,  $2_2^+$  : 3.59 MeV et  $4_1^+$  : 3.46 MeV [20]. Les spectres  $\gamma$  expérimentaux des noyaux de  $^{40,42}\text{S}$  sont présentés sur la partie gauche de la Figure 14. Les spectres en énergie déduits sont montrés sur la partie droite de cette même figure. Les pics correspondants à la désexcitation des états  $2^+$  dans les  $^{40,42}\text{S}$  sont clairement visibles à 909 et 904 keV. Ils ont l'intensité la plus grande. Pour le  $^{40}\text{S}$ , la coïncidence entre la raie à 1356 keV et celle à 909 keV a été établie. La distribution angulaire de cette transition permet de dire qu'elle est de type  $\Delta\ell = 0, 2$ . La comparaison avec les modèles théoriques rend l'assignation de spin  $4^+$  la plus probable pour l'état à 2265 keV. Le spectre du  $^{42}\text{S}$  comprend un pic asymétrique à environ 1.8 MeV, qui témoigne de la présence d'un doublet dont les centroides sont déterminés à 1820 et 1875 keV. La distribution angulaire de ce doublet est compatible avec des transitions de type  $\Delta\ell = 0, 2$ . L'intensité du pic de gauche est la plus importante. Nous lui conférons une valeur de spin  $4^+$  du fait que la fragmentation

du projectile favorise la production d'états Yrast (état de spin maximal à une énergie donnée). Par suite, nous attribuons un spin  $2^+$  à la partie droite du pic. Le rapport  $E(4^+)/E(2^+)$  qui vaut 3.0 dans le noyau de  $^{42}\text{S}$ , caractérise un spectre rotationnel de noyau rigide. Toutefois, la présence d'un état  $2_2^+$  proche de l'état  $4^+$  indique que ce noyau est plutôt triaxial ( $\gamma \simeq 23^\circ$ ). Ces résultats sont comparés à deux calculs théoriques de type modèle en couches (SM) et microscopique (CM) en utilisant la force de Gogny [45] (cf Figure 14). L'accord entre les spectres expérimentaux et calculés est très bon. Toutefois, du fait que ces noyaux n'ont pas un comportement de rotor rigide, il a été nécessaire de tenir compte dans le modèle collectif de l'évolution du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation  $\omega$  du noyau ( $\hbar\omega \simeq 1/2 \times [E(J+1) - E(J)]$ ) pour reproduire ces valeurs d'énergie.

## 4 Etude des noyaux de $^{45,47}\text{Ar}$ par réaction de transfert

### 4.1 Motivations

Les expériences présentées précédemment suggèrent l'affaiblissement du gap sphérique  $N = 28$  de manière indirecte, du fait de l'émergence de déformation nucléaire. Cette déformation a été suggérée par les mesures de durées de vies et probabilités d'émission de neutrons retardés, détermination d'énergies d'états excités, mesure de  $B(E2)$ , et mise en évidence d'états isomériques. Cependant aucune preuve directe de l'affaiblissement de ce gap n'existe au travers de ces résultats. L'origine de ce gap  $N = 28$  provient de l'interaction spin-orbite, ainsi un affaiblissement du gap doit être corrélé à une modification du terme de spin-orbite. Cette interaction a été postulée en 1949 par M.G. Mayer [63] et O. Haxel et al. [65] pour reproduire les nombres magiques  $N = 28$  et  $N = 50$ . Son origine microscopique est encore partiellement mystérieuse, même si l'on sait qu'elle provient de la dépendance en spin de l'interaction nucléaire. Sur un plan plus macroscopique, il semble que ce soit une interaction de surface dont l'intensité est modifiée par la diffusivité du noyau, pour des noyaux de grand  $A/Z$ . Les expériences de transfert d'un neutron présentées dans ce paragraphe ont pour but de déterminer la taille du gap  $N = 28$  et l'écart en énergie des orbitales partenaires de spin-orbite pour les orbitales  $f$  et  $p$  dans le  $^{46}\text{Ar}$ . Ces études ont fait l'objet de la thèse de L. Gaudefroy [47]. Ces valeurs seront alors comparées à celles du  $^{48}\text{Ca}$  afin de déterminer l'évolution de la fermeture de couche  $N = 28$  et de l'interaction de spin-orbite.

### 4.2 Méthode expérimentale

Lors de réactions de transfert de type (d,p), un neutron est pris au noyau de deuton pour être transféré sur un état vacant du noyau cible (cinématique directe) ou incident (cinématique inverse). La détection précise de l'énergie des protons, de leur distribution angulaire, et de leur section efficace permet d'accéder aux énergies, moment angulaires et probabilités d'occupation des orbitales neutrons.

Pour réaliser les expériences  $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$  nous avons utilisé les faisceaux radioactifs de  $^{44,46}\text{Ar}$  délivrés par SPIRAL. Ces noyaux ont été produits lors de la collision d'un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  dans une cible épaisse de C. Cette cible était chauffée à 2000 K pour faciliter l'extraction des noyaux d'Ar. Les isotopes ont ensuite été ionisés à un état de charge  $q = 9^+$  par une source ECR, puis accélérés par le cyclotron CIME à une énergie de 10A·MeV. L'intensité obtenue était de  $3 \cdot 10^5 \text{sec}^{-1}$  et  $2 \cdot 10^4 \text{sec}^{-1}$  pour les isotopes de  $^{44}\text{Ar}$  et  $^{46}\text{Ar}$ . La réaction (d,p) a été effectuée dans une cible mince de  $380 \mu\text{gcm}^{-2}$  de  $\text{CD}_2$ . Dans ce type de réaction, il faut reconstruire le point d'impact de chaque noyau sur la cible, et détecter le proton dans un détecteur de bonne résolution en énergie et de fine granularité. Nous avons utilisé une optique de faisceau peu divergente, ce qui permet la reconstruction du point d'impact par simple translation grâce à un détecteur à gaz CATS [48] placé 10 cm derrière la cible. Les détecteurs Si à pistes des huit modules du multi-détecteur MUST [49] placés à 10 cm de la cible aux angles arrières ont permis de déterminer l'énergie et l'angle des protons émis lors de la réaction avec une efficacité totale d'environ 30%. Les noyaux de  $^{45,47}\text{Ar}$  produits lors du "pick up" d'un neutron sont sélectionnés et identifiés dans le spectromètre SPEG [50]. Ceux-ci n'étaient pas complètement épluchés après leur passage au travers de la cible et du détecteur CATS, et deux états de charges  $Q = 17^+, 18^+$  étaient transmis dans le plan focal de SPEG, ainsi que l'on peut le voir sur la Figure 15. La partie diffusion élastique et inélastique est stoppée dans un volet métallique avant d'atteindre le plan focal de SPEG. Lorsque le transfert s'effectue sur des états non-liés vis-à-vis de l'émission de neutrons ("pick-up break-up"), les noyaux finaux sont détectés également dans le plan focal, dans la queue de distribution de la diffusion inélastique (voir Figure 15). Un faisceau stable de  $^{40}\text{Ar}$ , avec lequel la réaction de transfert a été réalisée en cinématique directe [51], a été utilisé pour valider les résultats obtenus en cinématique inverse.

### 4.3 Etude de $^{45}\text{Ar}$

Le spectre d'excitation de  $^{45}\text{Ar}$  est montré sur la partie droite de la Figure 15. La distribution angulaire des pics les plus intenses a permis de leur at-



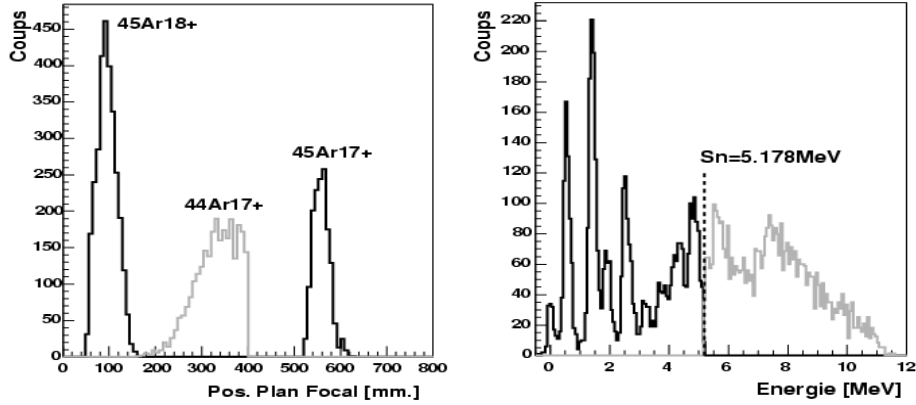


Figure 15: Gauche: Position des noyaux issus des réactions de transfert  $^{44}\text{Ar} (d,p) ^{45}\text{Ar}$  dans le plan focal de SPEG, avec la condition de détecter un proton dans MUST. La partie grisée du spectre correspond au cas où le transfert se situe au dessus du seuil d'émission de neutron  $S_n$ . La partie droite de la Figure montre le spectre d'énergie d'excitation correspondant.

tribuer des valeurs de moment angulaire  $\ell=1$  ou 3. La Figure 16 montre les distributions angulaires de trois de ces états dans le  $^{45}\text{Ar}$ , ainsi que le schéma de niveaux déduit de cette étude en comparaison à un calcul de type modèle en couches. Les facteurs spectroscopiques ont été déterminés à partir de calculs DWBA utilisant les potentiels globaux de la voie d'entrée ( $^{44}\text{Ar}+d$ ) et de sortie ( $^{45}\text{Ar}+p$ ) donnés dans les références [54, 55]. On voit un bon accord avec la théorie pour la plupart des états observés. L'état  $3/2_1^-$ , mis en évidence dans les expériences de décroissance  $\beta$  et de spectroscopie en ligne, est confirmé comme ayant un moment angulaire  $\ell=1$ . D'après les calculs, la composition de cet état ainsi que de celui nouvellement identifié comme  $\ell=1$  à 1423 keV, est un mélange d'excitations  $1p2t$  et  $\nu f_{7/2} \otimes 2^+$ . Expérimentalement, la réaction de transfert est principalement sensible à la composante intruse  $1p2t$ , la seconde nécessitant une réaction en deux étapes: excitation de l'état  $2^+$ , et dépôt d'un neutron en  $\nu f_{7/2}$ . Le facteur spectroscopique du  $3/2_1^-$  est un peu plus faible que le calcul, ce qui signifie que cet état comprend moins d'excitation intruses vers l'orbitale  $p_{3/2}$  que prévu (cf Figure 16). L'énergie de cet état est également un peu plus grande que prévue. Qualitativement, ces deux faits signifient que le noyau de  $^{45}\text{Ar}$  reste assez proche d'un noyau à gap  $N = 28$  fermé. La moyenne pondérée des facteurs spectroscopiques des énergies des états  $3/2^-$  est de 1.054 MeV. Au

delà des états issus de l'orbitale  $p_{3/2}$ , on peut voir une autre composante  $\ell=1$  due aux états  $p_{1/2}$  à 1.876 et 2.510 MeV. Par ailleurs, les états situés de part et d'autre du seuil d'émission de neutron ont un moment angulaire  $\ell=3,4$ . Ils sont probablement issus de l'orbitale  $f_{5/2}$ , partenaire spin-orbite de l'orbitale  $f_{7/2}$ . On ne peut cependant pas exclure qu'ils proviennent de l'orbitale  $g_{9/2}$  bien que le moment angulaire de cette orbitale soit un peu grand pour être peuplé à cette énergie de faisceau.<sup>5</sup> En collectant toute l'intensité de ces états  $f_{5/2}$  on pourrait estimer la force de l'interaction spin-orbite dans ces noyaux. Une analyse plus fine des états situés entre 3.2 MeV et 4.3 MeV est en cours, afin d'en estimer la composition en moment angulaire  $\ell=1,3$ . Les orbitales neutrons  $sd$  étant remplies, on n'attend pas d'états de type  $\ell=0$  ou 2, ce qui est d'ailleurs confirmé par toutes les distributions angulaires analysées jusqu'à présent. On peut en particulier noter que l'état à 3.295 MeV dans le  $^{45}\text{Ar}$  peuplé à 40% par décroissance  $\beta$  du  $^{45}\text{Cl}$  n'est pas observé par transfert (d,p). Ceci confirme sa nature d'état de trou neutron  $sd$  avec  $\ell=0$  ou 2.

<sup>5</sup>La valeur optimale de moment angulaire ( $\ell \simeq 2.5$ ) est obtenue en comparant la vitesse du nucléon dans le centre de masse dans le deuton à celle d'une orbitale dans le noyau final.

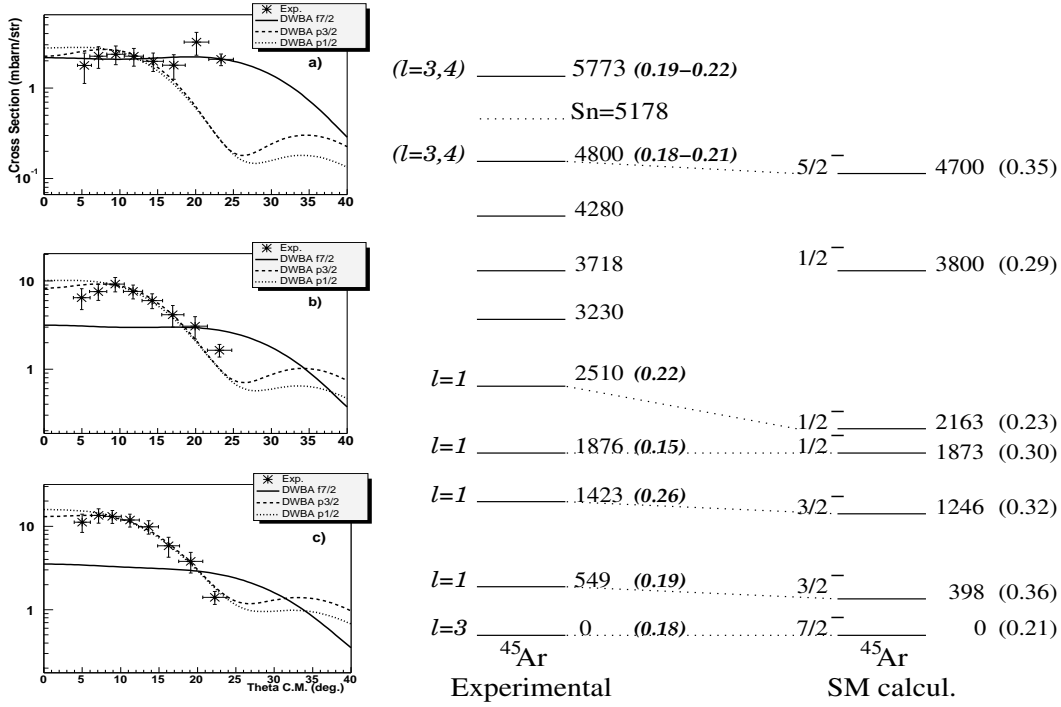


Figure 16: Gauche: Les distributions angulaires pour les états fondamentaux **a**), premier **b**) et second état excité **c**) dans le noyau de  $^{45}\text{Ar}$  sont comparées à des calculs de type DWBA pour des valeurs de moment orbital  $l=1$  (état  $p$ ) ou 3 (état  $f$ ). Droite: Comparaison du schéma de niveaux expérimental de  $^{45}\text{Ar}$  avec un calcul de modèle en couche utilisant le code ANTOINE [52, 53]. Les facteurs spectroscopiques sont indiqués entre parenthèses.

## 4.4 Etude de $^{47}\text{Ar}$

### 4.4.1 Résultats

Aucun niveau n'était jusqu'à présent connu dans ce noyau. Le spectre d'énergie d'excitation présenté sur la Figure 17 a été obtenu de manière similaire à  $^{45}\text{Ar}$ . Plusieurs états sont clairement identifiés, et la détection du transfert sur l'état fondamental permet de déterminer l'excès de masse de  $^{47}\text{Ar}$ . Grâce à cette valeur, nous avons déterminé que  $S_n(^{47}\text{Ar}) = 3.55(8)$  MeV, ce qui donne une taille de gap  $N = 28$  dans le noyau de  $^{46}\text{Ar}$  de  $S_n(^{47}\text{Ar}) - S_n(^{46}\text{Ar}) = 4.47(8)$  MeV. Cette valeur diffère sensiblement de la précédente détermination qui donnait un gap 600 keV plus faible environ. Etant donné que nous identifions tous les états de valence attendus, nous n'avons pas de doute sur la valeur expérimentale obtenue. La valeur du gap  $N = 28$  a diminué de 330(80) KeV entre les Ca et

Ar, la taille du gap valant 4.8 MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$ . Cependant le gap  $N = 28$  reste suffisamment grand dans la chaîne isotopique des Ar pour que le noyau de  $^{46}\text{Ar}$  garde une structure semi-magique. Dans ce cas, on s'attend donc à ce que les neutrons soient principalement capturés sur les orbitales vides  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  et  $f_{5/2}$ , et peu/pas capturés sur les orbitales normalement occupées comme  $f_{7/2}$ . Les facteurs spectroscopiques important reportés sur la Figure 18 pour les états  $3/2^-$  et  $1/2^-$  confirment le fait que ce noyau se comporte quasiment comme un noyau magique. Le faible facteur spectroscopique (0.17) de l'état  $7/2^-$  à 1.710 MeV laisse supposer que cet état est de type  $1t2p$  (état intrus) où un trou reste dans le coeur  $N = 28$  et deux particules sont couplées à  $J = 0$  en  $p_{3/2}$ . Ceci traduit le fait que la couche  $f_{7/2}$  n'est que partiellement remplie ( $\simeq 6.6$  neutrons en moyenne), et qu'une partie des neutrons ( $\simeq 1.4$ ) se trouvent en  $p_{3/2}$  dans

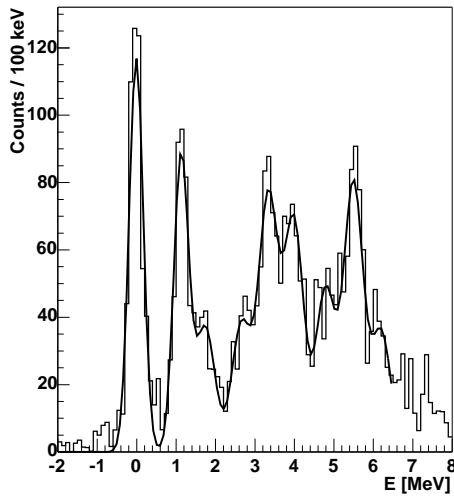


Figure 17: Spectre d'énergie d'excitation expérimental du  $^{47}\text{Ar}$ . La valeur de  $S_n$  déterminée par cette expérience est de 3.55 MeV.

l'état fondamental du  $^{46}\text{Ar}$ . On s'attend de ce fait à une probabilité plus faible de déposer un neutron en  $p_{3/2}$ , avec un facteur spectroscopique maximal de 0.66 (qui correspond à  $1-(1.4/4)$ ). L'énergie de l'état intrus peut s'écrire en fonction de la taille du gap, de l'énergie d'appariement dans la couche  $p_{3/2}$ , et des corrélations (monopolaires et quadripolaires) entre les particules et trous neutrons et protons :

$$E(1t2p) = E_{gap} - \Delta p - V_{cor}$$

Cet état est plus haut d'environ 425 keV par rapport aux calculs de modèle en couches. Cela souligne que le calcul sous-estime un peu la taille du gap  $N = 28$  ou/et sur-estime l'énergie de corrélation. Dans la ref. [94], ce gap est de 3.84 MeV, alors que notre valeur expérimentale est de 4.47 (8) MeV. Cet écart de 630 keV explique alors partiellement le décalage en énergie de 425 keV de l'état  $7/2^-$ . Globalement les facteurs spectroscopiques et les énergies des niveaux du  $^{47}\text{Ar}$  sont en bon accord avec les calculs.

L'écart entre les orbitales  $p_{3/2}$  et  $p_{1/2}$  diminue de 890 keV entre le  $^{49}\text{Ca}$  (2.02MeV) et le  $^{47}\text{Ar}$  (1.145 MeV).

Bien que l'on ne collecte pas toute l'intensité correspondant à l'orbitale  $\nu f_{5/2}$ , les composantes observées à une énergie moyenne de 3.17 MeV sur la Figure 17 sont plus basses que la couche

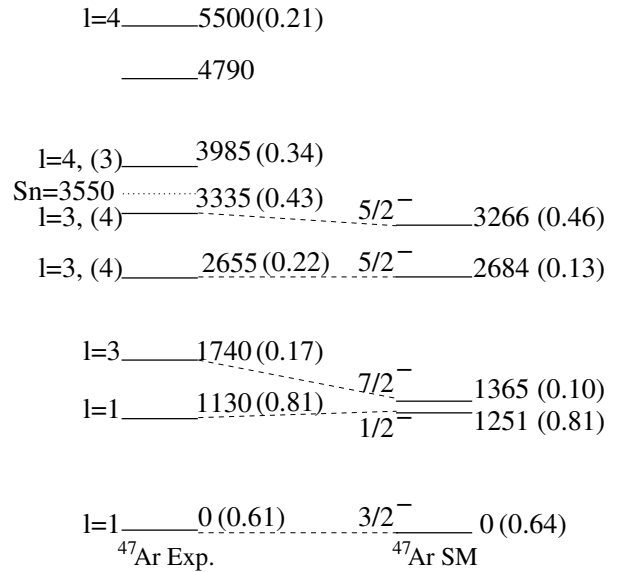


Figure 18: Comparaison du schéma de niveaux expérimental de  $^{47}\text{Ar}$  avec un calcul de modèle en couches utilisant le code ANTOINE [52, 53]. Les facteurs spectroscopiques sont indiqués entre parenthèses.

$\nu f_{5/2}$  située à 4 MeV dans le  $^{49}\text{Ca}$ . Notons que cette valeur de 3.17 MeV est minorante de la position de la couche  $\nu f_{5/2}$  puisque l'on observe que 60% de l'ensemble des composantes  $\nu f_{5/2}$ , dont une partie se trouve probablement à plus haute énergie d'excitation. Il faut toutefois mentionner que si d'autres états  $\ell = 3$  existent à plus haute énergie d'excitation dans le  $^{47}\text{Ar}$ , ils vont faire augmenter l'énergie moyenne de l'orbitale  $\nu f_{5/2}$ , et donc réduire la différence avec le  $^{49}\text{Ca}$ . Etant donné que le calcul modèle en couche reproduit très bien les énergies et facteurs spectroscopiques des deux états observés, on peut penser que la valeur pondérée sur tous les états calculés soit plus proche de la réalité. La position de la couche  $f_{5/2}$  ainsi calculée est de 3.5 MeV d'excitation dans le  $^{47}\text{Ar}$ . La position de l'orbitale  $\nu f_{7/2}$  est obtenue par l'énergie de séparation d'un neutron du  $^{46}\text{Ar}$ <sup>6</sup>. L'écart  $\nu(f_{7/2} - f_{5/2})$  entre les noyaux de  $^{48}\text{Ca}$  et  $^{46}\text{Ar}$  passe alors de 8.79 MeV à environ 8.08 MeV,

<sup>6</sup>Le fait de ne pas prendre le même noyau de référence pour la détermination des énergies de liaison change peu la position de l'orbitale  $\nu f_{7/2}$ . Ce changement est de plus similaire pour les trois isotones et le fait de regarder des effets différentiels ne devrait pas changer les interprétations.

ce qui correspond à une réduction de 10% environ. Ces valeurs sont résumées sur la Figure 19.

#### 4.4.2 Réduction du gap $N = 28$

On peut essayer de comprendre si la réduction  $\delta E_{gap}$  du gap  $N = 28$  entre le  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$  correspond à celle attendue lorsque l'on retire deux protons dans l'orbitale  $\pi d_{3/2}$ . Pour cela, on écrit les différences de  $E_{gap}$  entre ces noyaux en fonction des éléments d'interaction monopolaires déterminés plus haut. En faisant cette différence entre des isotones, les termes d'interaction neutron-neutron  $V^{nn}$  se suppriment. On obtient ainsi:

$$\begin{aligned} \delta E_{gap} &\hat{=} E_{gap}(^{48}\text{Ca}) - E_{gap}(^{46}\text{Ar}) \\ \delta E_{gap} &= 2(V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}) \end{aligned}$$

En utilisant les éléments d'interaction déterminés au 3.3.1 à partir des spectres expérimentaux des isotones  $N = 21$  de Ca et Ar, on trouve que  $\delta E_{gap}$  vaut 675 keV. Ainsi on s'attend, de par les éléments d'interaction neutron-proton fixés à  $N = 21$  que le gap  $N = 28$  diminue de 675keV entre le  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$  si les deux protons retirés au  $^{48}\text{Ca}$  sont issus de l'orbitale  $\pi d_{3/2}$ . La valeur expérimentale de 330 (80) keV est plutôt inférieure et suggère qu'une fraction des protons se trouvaient dans l'orbitale  $\pi s_{1/2}$  qui est très proche de l'orbitale  $\pi d_{3/2}$  dans le noyau de  $^{47}\text{K}_{28}$  [21, 22]. On peut estimer l'effet du retrait de deux protons  $s_{1/2}$  sur la taille gap  $N = 28$  entre le  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$ . En utilisant les éléments d'interaction neutron-proton de l'orbitale  $\pi s_{1/2}$  déterminés à partir des isotones  $N = 21$  de S et Si définis au paragraphe 3.3.1 :

$$\delta E_{gap} = 2(V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np})$$

La valeur  $\delta E_{gap}$  déduite des éléments d'interaction  $V^{np}$  vaut -264 keV, ce qui signifie que l'on obtiendrait alors une *augmentation* du gap  $N = 28$  entre le  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$ . La valeur expérimentale de 330 keV est donc intermédiaire entre ces deux situations, et un calcul simple permet d'estimer que environ 1.33 protons ont été retirés de  $\pi d_{3/2}$  et 0.66 de  $\pi s_{1/2}$ . Ces valeurs correspondent à une équi-probabilité de retirer des protons de ces deux orbitales qui en contiennent respectivement 4 et 2. Ceci est cohérent avec le fait que ces orbitales  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$  sont quasi-dégénérées. La diminution du gap  $N = 28$  entre le  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$  est alors interprétée comme essentiellement

due à l'action plus liante de l'élément d'interaction  $V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}$  par rapport à  $V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np}$ .

Les éléments d'interaction  $V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}$  et  $V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np}$  peuvent être déterminés à partir des composantes du multiplet des spectres en énergie des noyaux impair-impair de  $^{38}\text{Cl}$  et  $^{36}\text{P}$  selon la méthode décrite par J.P. Schiffer et W.W. True[56]. On obtient alors:

$$V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np} = -1\text{MeV} ; V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np} = -880\text{keV}$$

L'utilisation de ces valeurs permet de déterminer les éléments d'interaction inconnus :

$$V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np} = -662\text{keV} ; V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np} = -1010\text{keV}$$

Ces valeurs sont obtenues à partir des relations :

$$\begin{aligned} 2(V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np} - V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np}) &= 675 \text{ keV} \\ 2(V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np}) &= -264 \text{ keV} \end{aligned}$$

#### 4.4.3 Réduction du spin-orbite $p_{3/2} - p_{1/2}$

La réduction de l'écart entre les partenaires de spin-orbite  $\nu p_{3/2}$  et  $\nu p_{1/2}$  peut être imputée directement aux interactions neutron-proton  $V_{p_{1/2,3/2}d_{3/2}}^{np}$  et  $V_{p_{1/2,3/2}s_{1/2}}^{np}$  selon les orbitales protons desquelles les deux protons retirés au  $^{48}\text{Ca}$ . En prenant les valeurs déduites précédemment, la différence  $\delta E(p_{1/2,3/2})$  entre  $\nu p_{1/2}$  et  $\nu p_{3/2}$  dans le  $^{49}\text{Ca}$  et le  $^{47}\text{Ar}$  s'écrit formellement :

$$\delta E(p_{1/2,3/2}) = 1.33(V_{p_{1/2}d_{3/2}}^{np} - V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{np}) + 0.66(V_{p_{1/2}s_{1/2}}^{np} - V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{np})$$

La valeur expérimentale de  $\delta E(p_{1/2,3/2})$  vaut environ 875 keV. Cette variation de l'écart entre les orbitales spin-orbite peut provenir d'éléments d'interaction neutron-proton qui dépendent des orientations respectives des orbitales (interaction  $V_{p_{1/2,3/2}d_{3/2}}^{np}$ ) ou/et de la densité baryonique au coeur du noyau ( $V_{p_{1/2,3/2}s_{1/2}}^{np}$ ). Ce dernier élément d'interaction dépend de la densité baryonique du fait que la densité de probabilité de présence de l'orbitale  $\pi s_{1/2}$  est très importante au coeur du noyau. La proportion de ces deux effets dépend de l'intensité respective des éléments d'interaction et du nombre de nucléons retirés en  $d_{3/2}$  (nous avons déduit 1.33) et  $s_{1/2}$  (0.66).

Les énergies de liaison des orbitales neutrons sont reportées sur la Figure 19. Ces résultats mon-

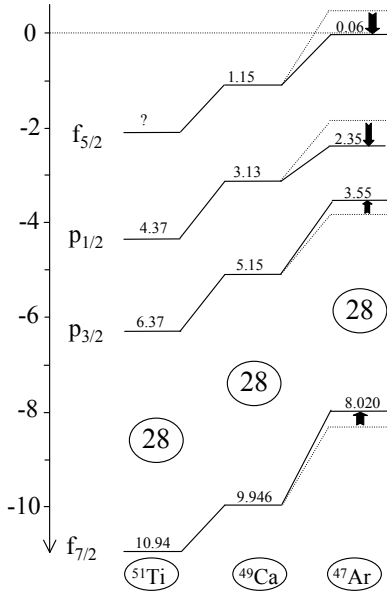


Figure 19: Energie  $\epsilon$  des orbitales neutrons  $fp$  entre les isotones  $N = 29$  de  $^{47}\text{Ar}$ ,  $^{49}\text{Ca}$  et  $^{51}\text{Ti}$ . Les traits pointillés représentent le résultat de calcul de type Hartree Fock. Les flèches noires indiquent les effets de l'interaction tenseur monopolaire sur les orbitales  $f$  et  $p$ .

trent une descente environ deux fois plus rapide de l'orbitale  $\nu p_{3/2}$  que la  $\nu p_{1/2}$  entre les isotones  $N = 29$  de Ar et de Ca. Une telle disymétrie n'est pas observée entre les isotopes de Ca et de Ti où des protons sont retirés dans la couche  $\pi f_{7/2}$ . Ceci signifie que le remplissage de la couche  $\pi f_{7/2}$  n'a pas d'effet différentiel entre les états de spin  $\nu p_{3/2}$  et  $\nu p_{1/2}$ , contrairement au remplissage (ou retrait) de protons dans la couche  $\pi d_{3/2}$ .

Nous pouvons comparer les énergies expérimentales à celles obtenues par un calcul de type champ moyen. Nous avons utilisé ici un calcul Hartree Fock avec la force SLy4. L'énergie calculée  $\epsilon$  des orbitales  $\nu p_{3/2}$  et  $\nu p_{1/2}$  varie de 1.37 MeV et 1.28 MeV entre le  $^{51}\text{Ti}$  et le  $^{49}\text{Ca}$ . Expérimentalement, ces variations sont de 1.22 MeV et 1.24 MeV. Entre le  $^{49}\text{Ca}$  et le  $^{47}\text{Ar}$ , le calcul prédit une variation de 1.32 MeV (pour  $\nu p_{3/2}$ ) et 1.33 MeV (pour  $\nu p_{1/2}$ ). Les énergies expérimentales ne corroborent cependant pas ces calculs. En effet, on observe que l'écart spin-orbite est réduit de 850 keV environ entre le  $^{49}\text{Ca}$  et le

$^{47}\text{Ar}$ , alors que le calcul de type champ moyen ne prévoit pas de variation. L'énergie de l'orbitale  $p_{3/2}$  varie de 1.22 MeV entre le  $^{51}\text{Ti}$  et le  $^{49}\text{Ca}$  et de 1.6 MeV entre le  $^{49}\text{Ca}$  et le  $^{47}\text{Ar}$ . Les orbitales  $p_{1/2}$  varient également différemment, de 1.24 MeV entre le  $^{51}\text{Ti}$  et le  $^{49}\text{Ca}$  et seulement de 0.78 MeV entre le  $^{49}\text{Ca}$  et le  $^{47}\text{Ar}$ . On voit donc que par rapport à un effet moyen de type HF (SLy4), les orbitales  $p_{3/2}$  et  $p_{1/2}$  sont, après renormalisation de l'écart entre le Ti et Ca à la valeur calculée, respectivement réhaussées de  $\simeq 280$  keV et abaissées de  $\simeq 550$  keV. Nous verrons au paragraphe suivant qu'une telle variation disymétrique est caractéristique d'une variation d'un terme de type spin-orbite, dont il faut analyser l'origine.

Cet effet spécifique de dépendance en orientation a été mentionné par T. Otsuka [23] comme provenant d'une force dite tenseur entre les neutrons et protons. Il n'est cependant pas trivial d'en montrer directement la contribution car les termes d'interactions  $V$  incluent plusieurs composantes, dont la partie tensorielle. Nous pouvons dans un premier temps supposer que ce terme tensoriel n'étant pas pris en compte par les modèles de champs moyen, son intensité correspond alors à la différence entre la valeur expérimentale et celle du champ moyen. Dans ces modèles, il n'y a donc quasiment pas de variation prévue de l'écart spin-orbite entre le  $^{51}\text{Ti}$  et le  $^{47}\text{Ar}$ . Ceci est confirmé par des calculs de type HFB utilisant la force de Gogny. On voit en effet sur la Figure 11 de la Ref.[45] que cet écart spin-orbite varie de moins de 50 KeV entre le  $^{51}\text{Ti}$  ( $Z = 22$ ) et le  $^{47}\text{Ar}$  ( $Z = 18$ ), et 200 keV entre le  $^{51}\text{Ti}$  ( $Z = 22$ ) et le  $^{43}\text{Si}$  ( $Z = 14$ ).

Les prédictions quantitatives de T. Otsuka (incluant le terme tensoriel et le terme LS) prévoient que l'orbitale  $p_{1/2}$  est abaissée de 70 keV (au lieu de 630 keV expérimental), et que la  $p_{3/2}$  est réhaussée de 36 keV (au lieu de 260 keV). Ce qui induit une modification de l'écart spin-orbite de 106 keV, à comparer avec la valeur expérimentale de 875 keV. Cet effet ne permet pas dans ce cas à lui seul de rendre compte de la grande variation d'écart spin-orbite observée. La raison pour laquelle ce terme est relativement faible entre les orbitales  $\pi 1d_{3/2}$  et  $\nu 2p_{1/2,3/2}$  provient au premier ordre du fait de leur faible recouvrement spatial, leurs fonctions d'ondes présentant un nombre de noeuds différent.

Les calculs de type champ moyen relativiste permettent de rendre compte d'un tel effet. Ils com-

prennent en effet un terme de variation de spin-orbite en fonction de la densité baryonique au centre du noyau [57]. Les protons issus de l'orbitale  $s_{1/2}$  étant localisés au centre du noyau, leur retrait partiel modifie sensiblement la densité de charge au centre du noyau. A la limite où les deux protons retirés au  $^{48}\text{Ca}$  proviennent de l'orbitale  $s_{1/2}$ , ils prévoient la disparition complète de l'écart spin-orbite. Un retrait de 0.66 protons, tel que nous le suggérons, est en parfait accord avec une variation de 40% de cet écart. Il semble donc que nous ayons mis en évidence cet effet, jamais observé jusqu'alors. Il justifie la pertinence dont le spin-orbite est traité dans l'approche de champ moyen relativiste.

Afin de pouvoir vérifier la dépendance en densité de cette interaction, il faut trouver d'autres systèmes nucléaires dans lesquels la densité baryonique au centre du noyau varie différemment. Par exemple, il faut étudier d'autres cas similaires dans la charte des noyaux où plus de protons sont otés de l'orbitale  $s_{1/2}$ , comme dans le  $^{206}\text{Hg}$ . Si cette interaction est indépendante de la charge, on peut également voir un effet de variation de spin-orbite *protons* lorsque des *neutrons* sont retirés de l'orbitale  $s_{1/2}$ . Cette variation d'écart spin-orbite entre orbitales protons favoriserait alors les excitations protons, se traduisant alors par un accroissement subit d'excitation quadripolaire B(E2). Cet effet est peut-être à l'origine de la variation importante de B(E2) entre les isotones de  $^{16}\text{C}$  et de  $^{18}\text{O}$  [60]. Le noyau de C contient en effet vraisemblablement deux neutrons en  $s_{1/2}$ , il présenterait donc un large écart spin-orbite entre les orbitales protons  $p$ . A l'inverse, le  $^{18}\text{O}$  aurait un déficit de neutrons au centre du noyau étant donné que les neutrons de valence se trouvent en  $d_{5/2}$ . Dans ce cas l'écart spin-orbite est donc diminué. Des calculs sont en cours afin de voir l'amplitude des effets prévus. Un programme expérimental pourrait être mis en place pour mieux comprendre cet effet.

Les déductions précédentes sont faites en supposant que 1.33 protons  $d_{3/2}$  et 0.66 en  $s_{1/2}$  ajoutés à  $^{47}\text{Ar}$  pour former le  $^{49}\text{Ca}$ . La détermination des occupations de ces orbitales s'avère ainsi essentielle pour comprendre plus finement l'affaiblissement du terme de spin-orbite à  $N = 28$ . Plusieurs expériences peuvent être proposées pour cela. Par exemple une réaction de 'knock-out' de 2 protons à partir du noyau de  $^{48}\text{Ca}$ , sélectionnant l'état fonda-

mental de l' $^{46}\text{Ar}$  permettrait de déterminer la proportion de protons issus de  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  en regardant la distribution en moment du noyau de  $^{46}\text{Ar}$ . Une expérience de type  $^{46}\text{Ar}(d, ^3\text{He})^{45}\text{Cl}$  ou 'knock-out' d'un proton à partir du  $^{46}\text{Ar}$  permettrait d'accéder à des informations similaires et complémentaires. L'expérience  $^{38}\text{Ar}(d, ^3\text{He})^{37}\text{Cl}$ , réalisée par Doll et ses collaborateurs [61], pourrait servir de base à des recherches futures sur le transfert. En plus d'obtenir les occupations protons, cette expérience devrait permettre d'étendre la systématique des schémas de niveaux des Cl, entamée à l'aide de la méthode de spectroscopie en ligne. Celle-ci montrait une inversion des états  $1/2^+$  et  $3/2^+$  déjà à  $N = 24$ , alors qu'un croisement des états purs était attendu vers  $N = 26$ . On pourrait également espérer sonder la position de l'orbitale proton  $d_{5/2}$ . L'écart entre cette orbitale et les deux orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  est un élément essentiel pour savoir si le noyau de  $^{42}\text{Si}$  est doublement magique ou déformé par de fortes corrélations E2 protons *et* neutrons de part et d'autre de  $Z = 14$  *et*  $N = 28$ .

En résumé, les données expérimentales sont compatibles avec deux types d'interaction neutron-proton  $\pi d_{3/2}\nu p_{1/2,3/2}$  ou  $\pi s_{1/2}\nu p_{1/2,3/2}$ . Dans ces deux cas, la variation observée de l'écart spin-orbite neutron n'est pas due à la variation de la diffusivité des neutrons de la *surface* du noyau comme cela est mentionné souvent pour les noyaux riches en neutrons[62]. Nous prouvons ici qu'un tel affaiblissement a une toute autre raison, tirée de l'interaction neutron-proton. Celle proposée par Todd-Rutel [57] provient d'un terme *central* du potentiel, proportionnel à la densité baryonique, et non à la diffusivité du noyau en surface. Celle proposée par T. Osuka provient de la dépendance d'orientation en spin de cette interaction. Nous pensons que l'effet de densité est ici dominant.

#### 4.4.4 Réduction du spin-orbite $f_{7/2} - f_{5/2}$

On peut déterminer la variation de l'écart  $\nu(f_{7/2} - f_{5/2})$  entre les noyaux de Ca et Ar proches de  $N = 28$ . La position  $\epsilon(f_{7/2})$  de l'orbitale  $\nu f_{7/2}$  s'écrit pour les Ar et Ca :

$$\begin{aligned}\epsilon(f_{7/2}) &= -S_n(^{46}\text{Ar}) \\ \epsilon(f_{7/2}) &= -S_n(^{48}\text{Ca})\end{aligned}$$

On trouve alors que la couche  $f_{7/2}$  est liée par 8.020 MeV dans le  $^{46}\text{Ar}$  et de 9.946 MeV dans le

$^{48}\text{Ca}$ . La différence entre les Ca et Ar nous donne un gain d'énergie de liaison selon la relation :

$$1.33V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np} + 0.66V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np} = -1.9 \text{ MeV.}$$

De même, on peut déterminer la différence de position de l'orbitale  $\nu f_{5/2}$  entre les Ar et Ca en utilisant les valeurs de  $S_n$  mesurées de  $^{47}\text{Ar}$  et  $^{49}\text{Ca}$ :

$$\begin{aligned} \epsilon(f_{5/2}) &= -S_n(^{47}\text{Ar}) + 3.64 \text{ MeV} \\ \epsilon(f_{5/2}) &= -S_n(^{49}\text{Ca}) + 4 \text{ MeV} \end{aligned}$$

En prenant la valeur calculée de l'orbitale  $f_{5/2}$ , la différence entre les Ca et Ar nous donne :

$$1.33V_{f_{5/2}d_{3/2}}^{np} + 0.66V_{f_{5/2}s_{1/2}}^{np} = -1.1 \text{ MeV.}$$

A partir des valeurs expérimentales seules, on obtiendrait -630 keV.

La variation en énergie des orbitales  $\nu f_{7/2}$  et  $\nu f_{5/2}$  déterminée par un calcul HF est identique pour chaque orbitale, égale à environ 1.6 MeV. Expérimentalement, ces variations sont respectivement de 1.9 MeV et 1.1 MeV. On peut remarquer que le calcul ne reproduit pas correctement l'énergie de liaison du  $^{49}\text{Ca}$ , du fait probable de l'interaction  $\nu f_{7/2} - \pi f_{7/2}$  qui s'ajoute à un effet de champ moyen. Par rapport au calcul de champ moyen, les orbitales  $\nu f_{7/2}$  et  $\nu f_{5/2}$  varient en sens opposé. En prenant une variation 1.6 MeV, on obtient un écart par rapport au calcul de +300 keV pour l'orbitale  $f_{7/2}$  et de -400 keV pour l'orbitale  $f_{5/2}$ . Si l'on note l'interaction  $W$  comme complémentaire au champ moyen, on peut écrire :

$$\begin{aligned} 1.33W_{f_{7/2}d_{3/2}}^{np} + 0.66W_{f_{7/2}s_{1/2}}^{np} &\simeq -300 \text{ keV} \\ 1.33W_{f_{5/2}d_{3/2}}^{np} + 0.66W_{f_{5/2}s_{1/2}}^{np} &\simeq +400 \text{ keV.} \end{aligned}$$

Les éléments d'interaction de type tenseur (t) et LS calculés par T. Otsuka sont les suivants :

$$\begin{aligned} W_t f_{7/2} d_{3/2} &= -209 \text{ keV} \\ W_t f_{5/2} d_{3/2} &= +278 \text{ keV} \\ W_{LS} f_{7/2} d_{3/2} &= -38 \text{ keV} \\ W_{LS} f_{5/2} d_{3/2} &= 41 \text{ keV} \end{aligned}$$

En supposant que la majeure partie de la différence entre le calcul de champ moyen et l'expérience provient du dépeuplement de l'orbitale  $d_{3/2}$  (1.33 protons), le calcul prédit que l'orbitale  $\nu f_{5/2}$  est abaissée de 414 keV (exp. 400 keV), et l'orbitale  $\nu f_{7/2}$  est réhaussée de 328 keV

(exp. 300 keV). L'accord entre l'expérience et la théorie est assez remarquable. Au total la diminution de l'écart spin-orbite calculée due à l'interaction neutron-proton est de 742 keV, la valeur expérimentale de 700 keV. On remarque que le rôle de cette interaction tensorielle sur les orbitales  $f$  est plus important que pour les orbitales  $p$ . Au premier ordre, on peut comprendre cela du fait que le recouvrement spatial entre les fonctions d'ondes  $\pi 1d_{3/2}$  et  $\nu 1f_{7/2}$  est environ 7 fois plus important que celui entre  $\pi 1d_{3/2}$  et  $\nu 2p_{3/2}$ . La raison de ne pas prendre en compte le rôle de l'orbitale proton  $s_{1/2}$  ici est qu'elle ne contribue pas à un effet tensoriel, et que sa contribution en densité sur les orbitales  $f$  est très faible, contrairement aux orbitales  $p$ . Ce dernier point s'explique qualitativement du fait que la barrière centrifuge empêche les neutrons  $f$  de se rendre compte de la modification au coeur du noyau.

#### 4.4.5 Commentaires sur la diminution de spin-orbite

Nous avons vu précédemment que la variation de l'écart entre deux orbitales de spin aligné ou anti-aligné avec leur moment angulaire peut avoir plusieurs origines, jusqu'alors non observées. Nous pouvons voir que même si ces effets ne correspondent pas à la modification de la surface du noyau, ils en ont tout de même des effets similaires.

L'interaction de spin-orbite a été postulée en 1949 par M.G. Mayer [63] et O. Haxel et al. [65] pour reproduire les nombres magiques qui n'étaient pas reproduit par le modèle d'oscillateur harmonique comme  $N = 28$  et au-delà. Elle s'exprime en fonction du potentiel central  $V_c$  et d'une valeur ajustable  $W_{\ell s}$  :

$$V_{\ell s} = -W_{\ell s} \times 1/r \quad dV_c/dr \times \vec{\ell} \cdot \vec{s}$$

Il est souvent dit que c'est une interaction de surface puisque la dérivée du potentiel nucléaire est en principe faible ou nulle au coeur du noyau. Après développement du terme  $(\vec{\ell} \cdot \vec{s})$  et projection sur la base  $|\ell, s, j\rangle$ , on trouve que par rapport à la position de l'orbitale  $\ell$  de laquelle les composantes  $j$  sont issues, l'orbitale  $j_{max} = \ell + 1/2$  est abaissée de  $\ell/2\hbar^2$  alors que  $j_{min} = \ell - 1/2$  est réhaussée de  $(\ell + 1)\hbar^2/2$ . On voit ainsi que dans le cas d'une diminution du terme de spin-orbite, dû par exemple à une diffusivité plus grande de la

surface du noyau, l'orbitale  $j_{min}$  est plus affectée que  $j_{max}$ . L'écart entre les orbitales de spin-orbite s'écrit comme  $\Delta_{l,s} = (\ell + 1/2)\hbar^2$ . Cet écart est donc d'autant plus grand que  $\ell$  est important. On peut appliquer ces relations pour déduire les variations attendues de spin-orbite des orbitales  $p(\ell = 1)$  et  $f(\ell = 3)$  entre le  $^{49}\text{Ca}$  et le  $^{47}\text{Ar}$ . Le rapport de déplacement attendu entre l'orbitale  $j_{min}$  et l'orbitale  $j_{max}$  est de  $\frac{(\ell+1)/2}{\ell/2}$ . Pour les orbitales  $p$ , on obtient que  $p_{1/2}$  varie deux fois plus rapidement que  $p_{3/2}$ , conformément à ce que l'on trouve expérimentalement (voir Figure 19). Les termes  $f_{5/2}$  et  $f_{3/2}$  doivent varier dans un rapport 4/3, ce qui est également en relativement bon accord avec ce que nous trouvons.

Même si l'expérience est en accord avec une variation de l'interaction spin-orbite, on ne lui attribue pas une origine de variation de diffusivité de surface. En effet les variations observées sont trop importantes, et nécessiteraient une diffusivité du noyau extrêmement improbable, par exemple pour expliquer une variation de 40% de l'écart spin-orbite entre les orbitales  $p$ . Les mesures de rayon de charge des noyaux de  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$  ne montrent d'ailleurs pas d'effet remarquable [64]. Pour les termes spin-orbite issus de l'orbitale  $f$ , on obtient une variation expérimentale d'environ 700 keV sur 8.8 MeV, soit environ 8%. A nouveau, une telle variation n'est prévue par aucun modèle théorique de type champ moyen (voir par exemple la référence [45]).

On peut noter que dans le cas d'une variation de surface importante, le terme de spin-orbite issu de l'orbitale  $f$  aurait dû être plus affecté que celui issu de l'orbitale  $p$  puisque  $\Delta_{l,s}$  varie selon  $(\ell + 1/2)\hbar^2$ . Cette remarque n'est vraie qu'au premier ordre, si l'on considère que  $W_{\ell s}$  ne dépend pas de  $\ell$ . En toute rigueur, les fonctions d'ondes des états  $p$  et  $f$  diffèrent de par leur localisation spatiale et de leur énergie de liaison. Ainsi, le terme  $W_{\ell s}$  dépend au moins de  $\ell$ . Nous avons déduit que la variation de l'interaction spin-orbite est due à des interactions spécifiques neutrons-protons. Le terme  $W$  devrait alors également contenir cette dépendance. Nous voyons alors que l'origine du terme de spin-orbite est bien plus complexe que celle couramment invoquée jusqu'à présent. Cette richesse ne peut être découverte que par des expériences de spectroscopie fine au voisinage de fermetures de

couches nucléaire, afin de sonder des orbitales (en négligeant le coeur) dont on ne connaît pas encore le type d'interaction majeur.

## 4.5 Implication astrophysique

### 4.5.1 Introduction

L'intérêt astrophysique lié à l'évolution de la fermeture de couche  $N = 28$  a été décrit en détail dans les références [66, 67]. On peut rappeler que la compréhension du rapport isotopique  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} = 250$  dans une inclusion réfractaire de la météorite d'Allende, et plus généralement le rapport du système solaire (= 53) nécessite de connaître l'évolution de cette fermeture de couche entre les chaînes isotopiques d'Ar et S. En effet, il a été démontré qu'un tel rapport isotopique ne peut être expliqué à partir d'une irradiation neutron des noyaux de Ca stables, mais plus vraisemblablement via un processus de captures de neutrons et de décroissances  $\beta$  provenant des chaînes isotopiques d'Ar et de S.

En effet, pour développer la capture de neutrons dans la chaîne isotopique des Ca au-delà des isotopes instables de  $^{45}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 162$  jours) et de  $^{47}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 4.5$  jours), il faut des flux de neutrons importants, supérieurs à ceux du processus lent ( $\simeq 10^8 \text{cm}^{-3}$ ) de capture de neutrons ayant lieu dans les étoiles géantes rouges. Il faut de plus favoriser l'isotope stable le plus éloigné de la stabilité  $^{48}\text{Ca}$  au détriment du  $^{46}\text{Ca}$ , ce qui requiert que les sections efficaces de capture de neutrons soient importantes (faibles) pour les isotopes de  $^{46}\text{Ca}$  ( $^{48}\text{Ca}$ ). Les mesures de section efficace de capture de neutrons ont montré que tel n'était pas le cas [68], et que même le rapport isotopique du système solaire ne pouvait être reproduit.

La production de  $^{46,48}\text{Ca}$  via un processus de captures de neutrons et décroissances  $\beta$  au travers d'autres chaînes isotopiques de  $Z$  plus faible comme celles des Ar ou des S requiert des flux de neutrons plus importants ( $> 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ) car les isobares correspondant de  $A = 46, 48$  sont plus enrichis en neutrons, et leur section efficace de capture de neutrons est plus faible. De tels flux de neutrons sont vraisemblablement associés à des processus exosifs de haute température ( $> 5.10^8 \text{K}$ ). Dans ce cadre, la fermeture de couche joue *en principe* un rôle majeur qui consiste à bloquer les captures



de neutrons. Egalement, à haute température les noyaux qui subsistent sont localisés aux fermetures de couches, où l'énergie de séparation d'un neutron  $S_n$  chute brutalement. Au delà ils sont rapidement photo-désintégrés. Le nombre de noyaux de masse atomique  $A + 1$  s'exprime en fonction de celui de masse atomique  $A$ , de la température et de la constante de Boltzman  $k$  selon l'équation de Saha :

$$N(A + 1) = N(A)exp(-S_n(A)/kT)$$

Ainsi, si le flux et la température sont tels qu'un équilibre entre capture de neutrons et photo-désintégration est établi, alors toute chute brutale de  $S_n$  fixe les générateurs de noyaux stables produits dans ces conditions explosives. La courbe des valeurs de  $S_n$  montre que la fermeture de couche persiste dans les isotopes d'Ar ainsi que montré sur la Figure 13. La détermination de la durée de vie de ces noyaux fixe le temps d'accumulation dans une chaîne isotopique de  $Z$  donné à l'endroit de ces générateurs, avant que la décroissance  $\beta$  ne permette de peupler la chaîne isotopique  $Z + 1$  dans laquelle les captures de neutrons se développent à nouveau. Un temps d'accumulation long se traduit par un enrichissement de l'isobare stable (ou le noyau  $A - 1$  dans le cas d'une décroissance avec émission de neutrons retardés) produit après la fin de l'explosion. Dans le cas présent les durées de vies des isotopes  $^{48,49}\text{Ar}$ , générateurs potentiels du  $^{48}\text{Ca}$  ont été déterminées dans les Refs. [3, 69]. Dans le cas où cet équilibre n'est pas atteint ou/et en fin d'explosion, les captures de neutrons dictent les abondances respectives des noyaux dans une chaîne isotopique donnée. Ce type de conditions peut se trouver dans les couches externes de supernovae dans lesquelles des combustions explosives de l'He produisent des neutrons via des réactions de type  $(\alpha, n)$ . La détermination de section efficace de capture de neutrons par des noyaux instables nécessite de disposer d'un faisceau d'ions radioactifs et de simuler cette capture de neutron via une réaction de transfert de type (d,p).

#### 4.5.2 Captures de neutrons

La méthode d'utilisation de la réaction (d,p) pour simuler la capture radiative  $(n, \gamma)$  a été testée et décrite dans le cas du  $^{48}\text{Ca}$  par Krausmann et al.[72]. En effet dans ce cas, à la fois la mesure directe de section efficace de capture de neutron et

la réaction (d,p) ont été réalisées. La capture radiative peut s'effectuer sur des états résonants ou du noyau composé de  $^{49}\text{Ca}$  au voisinage de  $S_n$  ou par capture *directe* sur des états liés de faible  $\ell$  (états  $p$ ) et de facteurs spectroscopiques proches de 1. Il a été montré pour ce noyau que la capture de neutron s'effectue très majoritairement de manière directe ( $\simeq 96\%$ ). Les raisons sont multiples :

- La densité de niveau dans le noyau de  $^{49}\text{Ca}$  au niveau du seuil d'émission de neutrons est faible et ce sont essentiellement des orbitales de  $\ell = 3, 4$  qui sont présentes à cette énergie. Ces orbitales sont difficilement peuplées en raison de la forte barrière centrifuge.

- Les états (de faible  $\ell$ )  $p$  sont liés, à basse énergie d'excitation dans le  $^{49}\text{Ca}$  (l'état  $p_{3/2}$  est le fondamental) et induisent donc un grand  $Q$  de réaction (égal à  $S_n$  dans le cas d'une capture sur l'état fondamental).

- La capture directe radiative peut s'effectuer sur les états  $p$  par l'opérateur  $E1$  qui, par les règles de sélection, conduit à une capture d'un neutron  $\ell_n = 0$ . Cette capture s'effectue de manière très favorable en raison de l'absence de barrière centrifuge (on perd typiquement un facteur  $10^5$  entre une capture sur un état  $p$  et  $f$ ).

L'expérience de transfert (d,p) réalisée sur les noyaux de  $^{44,46}\text{Ar}$  a permis de vérifier que ces propriétés subsistent dans la chaîne isotopique des Ar ainsi que montré sur la Figure 20, ce qui est dû au fait que la fermeture de couche  $N = 28$  reste importante. La détermination des section efficaces  $^{44,46}\text{Ar}(n, \gamma)^{45,47}\text{Ar}$  a été réalisée à partir de nos données expérimentales dans la thèse de L. Gauderoy [47]. Le schéma de niveaux du noyau de  $^{49}\text{Ar}$  a été calculé pour estimer également la section efficace  $^{48}\text{Ar}(n, \gamma)^{49}\text{Ar}$ . L'incertitude majeure sur cette section efficace est due à la non connaissance de la valeur de  $S_n$  du  $^{49}\text{Ar}$ . Les temps de captures de neutrons  $t_n$  se déduisent simplement des sections efficaces de captures de neutrons moyennées sur la vitesse relative des particules à la température stellaire  $\langle \sigma v \rangle$  par la relation :

$$t_n = \frac{1}{d_n \langle \sigma(n, \gamma) v \rangle}$$

La comparaison de ces valeurs de  $t_n$  aux durées

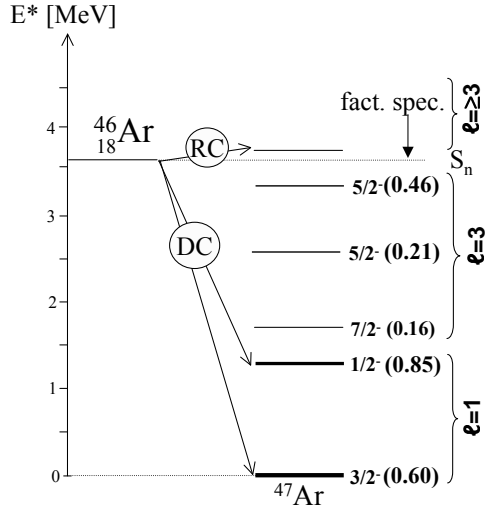


Figure 20: Description des différentes composantes de capture de neutrons résonante (RC) et directe (DC) dans la réaction  $^{46}\text{Ar}(n,\gamma)^{47}\text{Ar}$ .

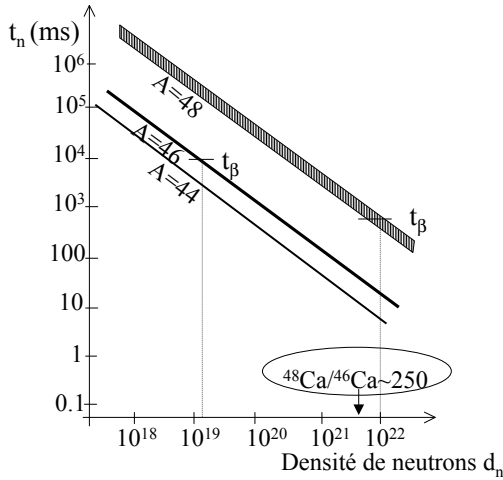


Figure 21: Evolution des temps de capture de neutrons en fonction de la densité de neutrons, pour les isotopes d'Ar de masse atomique  $A = 44, 46, 48$ . La zone hachurée pour  $A = 48$  correspond à l'incertitude sur la valeur de  $S_n$ . Les durées de vies sont indiquées par  $t_\beta$ , et la condition de densité de neutrons favorable à un rapport isotopique  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} \sim 250$  est indiquée par une flèche.

de vies des noyaux de la chaîne isotopique des Ar permet de contraindre le flux de neutrons nécessaire

pour aller, à partir de la vallée de stabilité, au delà de  $A = 46$  et ne pas dépasser  $A = 48, 49$ . La Figure 21 montre les temps de capture de neutrons calculés pour les isotopes  $A = 44, 46, 48$  d'Ar en fonction de la densité de neutrons  $d_n$ . Les valeurs de durées de vies  $T_{1/2}$  mesurées sont indiquées sur cette même Figure par  $t_\beta$ , sauf celle de  $^{44}\text{Ar}$  qui vaut environ 12 min. La production d'un rapport isotopique  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} = 250$  par des générateurs de la chaîne isotopique des Ar nécessite un très court (long)  $t_n$  par rapport à  $T_{1/2}$  à  $A = 46$  ( $A = 48$ ). Ces conditions sont satisfaites pour une densité de neutrons d'environ  $3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , qui correspondent typiquement à des valeurs de processus r faible.

#### 4.5.3 Quelques perspectives

Cette anomalie isotopique en Ca est corrélée dans cette inclusion de météorite d'Allende avec un enrichissement d'autres isotopes riches en neutrons comme le  $^{50}\text{Ti}$ , le  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  et le  $^{64}\text{Ni}$  [70, 71]. Il serait alors intéressant de pouvoir reproduire toutes ces anomalies avec un seul processus de nucléosynthèse utilisant la contrainte obtenue avec les isotopes d'Ar. Ceci nécessite une étude détaillée des générateurs potentiels de ces noyaux de Ti-Ni, et de faire un calcul de nucléosynthèse dynamique, plus réaliste par rapport à une explosion stellaire. Les chaînes isotopiques de Ca, Ti et Cr joueront alors probablement un rôle important pour produire ces isotopes. En particulier, la présence de fermeture de sous-couche  $N = 32, 34$  devra être considérée. Les durées de vies des générateurs potentiels ont été mesurées (cf chapitre sur la fermeture de couche  $N = 40$ ). Dans la chaîne isotopique des Ti, il a été montré que la couche  $f_{5/2}$  passe au-dessus de la  $p_{1/2}$ , ce qui signifie qu'à partir du  $^{56}\text{Ti}$  les captures de neutrons ne peuvent s'effectuer sur des orbitales  $p$  qui sont occupées. Les orbitales de valence  $f$  et  $g$  vont considérablement ralentir ces captures de neutrons, du fait de grand moment angulaire. Une étude plus approfondie permettra de donner des contraintes sur les conditions de température et densité de neutrons pouvant mener à une meilleure détermination du processus stellaire ayant engendré ces abondances anormales.

Il est intéressant de noter que, grâce aux progrès technologiques sur les nano-sondes ioniques, il est maintenant possible d'analyser la composition iso-

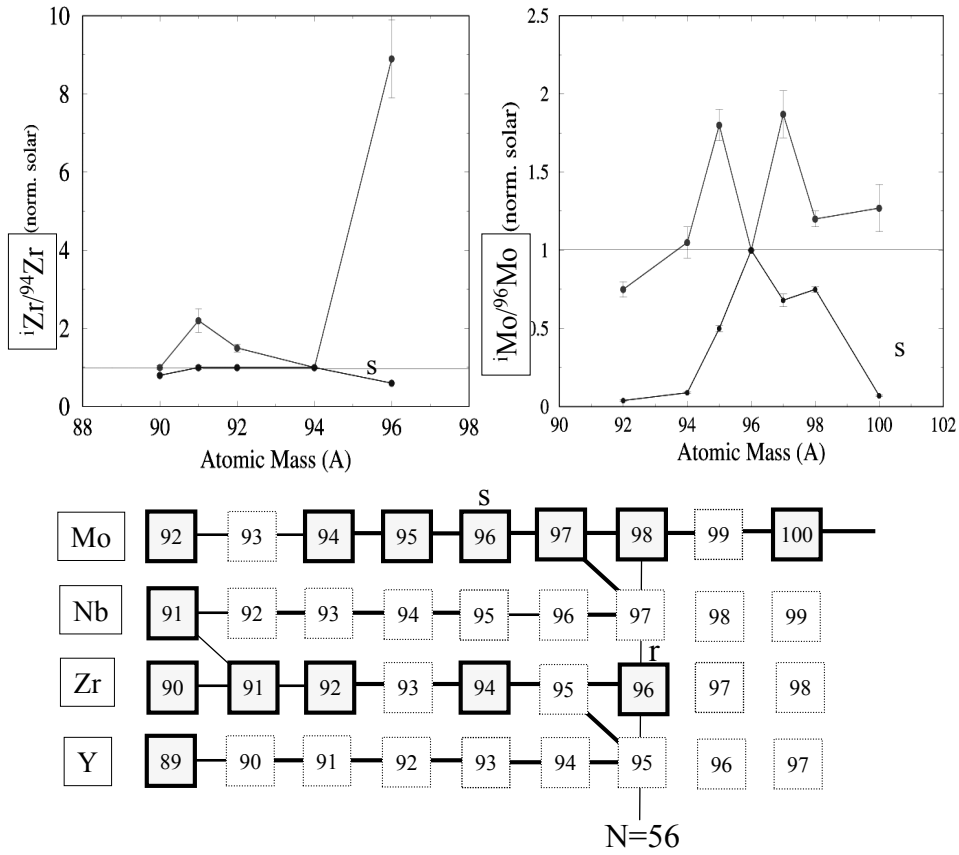


Figure 22: Haut : Composition isotopique en Zr (gauche) et Mo (droite) de grains pré-solaires provenant de supernovae (grain de type X) et de géante rouge (abondance typique s). Ces valeurs sont normalisées à celles du système solaire. Bas: Description schématique du processus de neutron (neutron-burst) dans la région de  $Z = 39$  à  $42$ .

topique de grains présolaires de quelques  $nm$  de taille. Ceux-ci ont des compositions très pures caractérisant une étoile dans laquelle ils se sont formés. Certains grains ont une origine de supernova, du fait de la présence de radioactivités éteintes issues de la décroissance *in situ* de  $^{26}\text{Al}$  et de  $^{44}\text{Ti}$  [73]. Ils présentent également des anomalies très importantes, dont celles en Zr-Mo montrées sur la Fig. 22 [74]. Les abondances isotopiques sont données sur cette figure en comparaison avec la valeur du système solaire. Une abondance solaire donnerait un rapport égal à 1. Une abondance typique de processus lent de capture de neutrons (processus s) observé dans d'autres types de grains

issus de géantes rouges sont également indiqués. On voit que les abondances diffèrent à la fois des valeurs solaires et de celles du processus s. Également, ces abondances ne sont pas caractéristiques d'un processus r à grande densité de neutrons pour deux raisons :

- Dans le cas d'un processus r on se serait attendu à ce que le  $^{100}\text{Mo}$ , noyau exclusivement produit par le processus r, soit le plus abondant. Ce qui n'est pas le cas.

- On observe que les isotopes impairs de  $^{95,97}\text{Mo}$  sont produits de manière abondante par rapport à leurs proches voisins. Dans le cadre d'un processus r ayant lieu très loin de la vallée de stabilité,

la probabilité d'émission de neutrons retardés  $P_n$  est importante. Elle aurait alors lissé les abondances isotopiques, en ne laissant pas apparaître d'effet pair-impair aussi clairement.

Il faut donc probablement invoquer un processus intermédiaire entre le processus s et r. Ce type de processus (appelé "neutron burst") a été invoqué et utilisé de manière paramétrique par B. Meyer [75], sans attention particulière à la structure nucléaire des noyaux peuplés. Il est très intéressant cependant de noter le rôle probable de la fermeture de sous-couche  $N = 56$  dans cette nucléosynthèse. Celle-ci a été mise en évidence dans la chaîne isotopique des Zr notamment par l'observation d'une grande énergie  $2^+$  du  $^{96}\text{Zr}$ . Ce noyau est en quelque sorte considéré comme quasiment doublement magique. En effet il est composé d'une fermeture de sous-couche proton  $Z = 40$  (issu du remplissage de la couche  $fp$ ) et d'une sous-couche neutron  $N = 56$  issu du remplissage complet de l'orbitale  $d_{5/2}$ . Il est probable que cette fermeture de sous couche persiste à  $Z = 36, 38$ . Par contre au-delà de  $Z = 40$ , le remplissage de l'orbitale proton  $g_{9/2}$  entraîne un abaissement de l'orbitale neutron  $g_{7/2}$  située au-dessus de la couche  $d_{5/2}$ . La sous-couche  $N = 56$  disparaît alors très rapidement du fait de cette forte interaction proton-neutron. Les abondances trouvées dans ces grains présolaires mettent en évidence ces effets fins de structure nucléaire. En effet, nous voyons que le noyau de  $^{96}\text{Zr}$  est très abondant, ce qui peut résulter de la fermeture de sous-couche  $N = 56$  qui stoppe les captures de neutrons à cet endroit. Une mesure récente de sa section efficace de capture neutrons montre d'ailleurs une réduction importante pour ce noyau. Ensuite nous ne trouvons pas que l'isotope  $A = 98, N = 56$  de Mo est abondant, ce qui témoigne du fait que cette fermeture de sous-couche n'est plus importante à  $Z = 42$ . Les mesures de sections efficaces de capture de neutrons ne présentent d'ailleurs pas de baisse à  $N = 56$  dans cette chaîne isotopique. Enfin, la sur-abondance des isotopes impairs  $A = 95, 97$  de Mo peut s'expliquer si la sous-couche  $N = 56$  persiste dans les chaînes isotopiques  $Z = 39(\text{Y}), Z = 41(\text{Nb})$ . Les géniteurs des isotopes de  $^{95}\text{Mo}$  et  $^{97}\text{Mo}$  seraient alors les isotopes de  $^{95}\text{Y}$  et  $^{97}\text{Nb}$ . Il serait intéressant de déterminer le flux typique de neutrons nécessaire pour produire ces rapports isotopiques en utilisant les valeurs connues de sections efficaces de capture de neutrons

dans les chaînes isotopiques de Zr et Mo, et les valeurs calculées pour les isotopes de Y et Nb. Pour déterminer les sections efficaces de capture de neutrons de ces noyaux instables, il faut procéder de la même manière que dans la chaîne isotopique des Ar. Cela implique de connaître de manière relativement détaillée la structure de ces noyaux, et plus particulièrement les états qui peuvent avoir un rôle prépondérant pour la capture de neutron. On peut également si nécessaire envisager de déterminer certains paramètres nucléaires utiles au calcul de la section efficace de capture neutron en utilisant une réaction de transfert de type (d,p).

Un processus r standard n'est cependant pas exclu pour rendre compte de ces anomalies isotopiques. Dans un tel type de processus les géniteurs potentiels sont beaucoup plus éloignés de la vallée de stabilité, et il faudrait comprendre par les mesures de masses et de durées de vies pourquoi l'on trouve peu de géniteurs à cet endroit. Cela pourrait provenir d'une région où les durées de vies sont très courtes (aux alentours du  $^{100}\text{Kr}$ ), du fait de déformation nucléaire.

## 5 Conclusions sur la fermeture de couche $N = 28$

La fermeture de couche  $N = 28$  a été étudiée par des méthodes complémentaires, permettant d'obtenir chronologiquement des indications de plus en plus précises de transition vers de la déformation nucléaire lorsque l'on retire des protons au noyau sphérique de  $^{48}\text{Ca}$ . Ces indications expérimentales ont suscité des interprétations visant à comprendre comment cette déformation devient plus favorable qu'une forme sphérique. Ces modèles ont en commun de mentionner l'effondrement du gap sphérique neutron  $N = 28$ . Cependant la raison intrinsèque et l'intensité de cet effondrement varie selon les modèles. Les calculs de type champ moyen prévoient une variation du gap qui dépend des forces utilisées, mais la disparition du gap  $N = 28$  a essentiellement pour origine la disparition progressive de l'interaction spin-orbit du fait de l'accroissement de diffusivité en surface du noyau. Les calculs de type modèle en couche montrent que cette disparition provient des différences d'intensité d'éléments d'interaction neutron-proton

faisant intervenir les orbitales neutrons  $f_{7/2}$  et  $p_{3/2}$ . Les résultats obtenus par réaction de transfert permettent de déterminer que la taille du gap  $N = 28$  diminue de 330(80) keV entre le  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$ , et qu'elle sera d'environ 1 MeV plus faible dans le  $^{42}\text{Si}$  que dans le  $^{48}\text{Ca}$ . Cette réduction progressive du gap sphérique explique l'accroissement progressif d'excitation au travers du gap, menant progressivement à des noyaux déformés par le biais de fortes corrélations.

Nous avons également pu déterminer la variation de l'écart entre les états issus du découplage dit de spin-orbite. Cet écart varie de 40% pour les états  $p$  et 8% pour les états  $f$  entre les noyaux de  $^{48}\text{Ca}$  et le  $^{46}\text{Ar}$ . De tels effets n'étaient prévus par aucun calcul de champ moyen de type HF, et nous avons avancé des raisons possibles à des variations aussi importantes. Une interaction de type tensorielle permet de rendre compte de l'affaiblissement de spin-orbite entre les orbitales  $f$ . Pour les orbitales  $p$  la variation de l'écart spin-orbite provient de la variation de densité au coeur du noyau alors qu'une partie des protons  $y$  sont retirés en son centre. Cet effet est bien reproduit par des calculs de champ moyen relativiste. Ces modifications de terme spin-orbite sont observés pour la première fois, et il faudra peut-être étudier d'autres cas pour mieux les comprendre. Nous avons cependant montré que l'interaction spin-orbite peut être modifiée par des termes d'interaction neutron-proton de type tensoriel ou dépendant de la densité baryonique, de manière bien plus importante que par une variation de diffusivité neutronique à la surface du noyau. Ces effets auront bien-sûr des répercussions sur l'évolution d'autres fermetures de couches nucléaires dont certaines seront abordées dans les chapitres suivants.

Cette expérience de transfert de neutrons a également permis de déterminer des conditions stellaires (processus r 'faible') pour reproduire l'excès d'abondance du  $^{48}\text{Ca}$  par rapport au  $^{46}\text{Ca}$  dans le système solaire et dans certaines inclusions de météorites réfractaires. La raison fondamentale à cette sur-abondance réside probablement dans la relativement grande section efficace de capture de neutron de l' $^{46}\text{Ar}$  à  $N=28$ , due à la présence d'orbitales neutron 'accueillantes'. La grande section efficace de capture de neutrons permet de produire le noyau de  $^{48}\text{Ar}$ , qui est accumulé en grande quantité du fait de sa longue durée de vie (0.5

s). Ce noyau va ensuite décroître vers le  $^{48}\text{Ca}$  (décroissance  $\beta$ ) dont il est en quelque sorte le générateur lors d'explosions stellaires.

## Part III

# Structure nucléaire des noyaux autour de $N = 14 - 20$

L'étude des isotopes riches en neutrons de C au Mg a été réalisée à l'aide de la méthode de spectroscopie  $\gamma$  issue de la fragmentation d'un projectile en ligne. Cette technique expérimentale, développée par M. G. Saint-Laurent au GANIL et l'équipe de structure nucléaire de l'IPN Orsay, consiste à détecter les photons émis lors de la fragmentation d'un faisceau primaire ou secondaire de 50A.MeV environ, et d'identifier les fragments de recul en coïncidence dans le spectromètre SPEG. Ainsi, on peut accéder aux niveaux excités de chaque noyau produit lors de la réaction de fragmentation et identifié dans le spectromètre SPEG [13, 14]. La détection des photons était assurée par 70 cristaux de  $\text{BaF}_2$  et de 4 cristaux de Ge situés respectivement en moyenne à 30 cm et 15 cm autour de la cible dans laquelle avait lieu la fragmentation. Par cette technique de nombreuses études ont pu être menées sur les isotopes autour de  $N = 20$  mais aussi  $N = 28$ . Cependant, cette méthode ne permet pas d'accéder à des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité car l'intensité du faisceau primaire doit être limitée à 10enA environ (au lieu des  $3e\mu\text{A}$  disponible) du fait du taux de photon trop important émis lors de l'interaction du faisceau avec la cible. Cette technique de spectroscopie en vol a alors été étendue à la fragmentation en double étape [15, 76, 77, 78]. Dans ce cas, on utilise l'intensité maximale de faisceau primaire de  $^{36}\text{S}$  sur la cible SISSI, et sélectionne un "cocktail" de fragments autour du  $^{26}\text{Ne}$  à l'aide du spectromètre  $\alpha$  du GANIL. Ces fragments subissent une seconde fragmentation pour produire les noyaux d'intérêt autour du  $^{24}\text{O}$ , qui sont identifiés dans le spectromètre SPEG. Cette méthode est présentée sur la Figure 23.

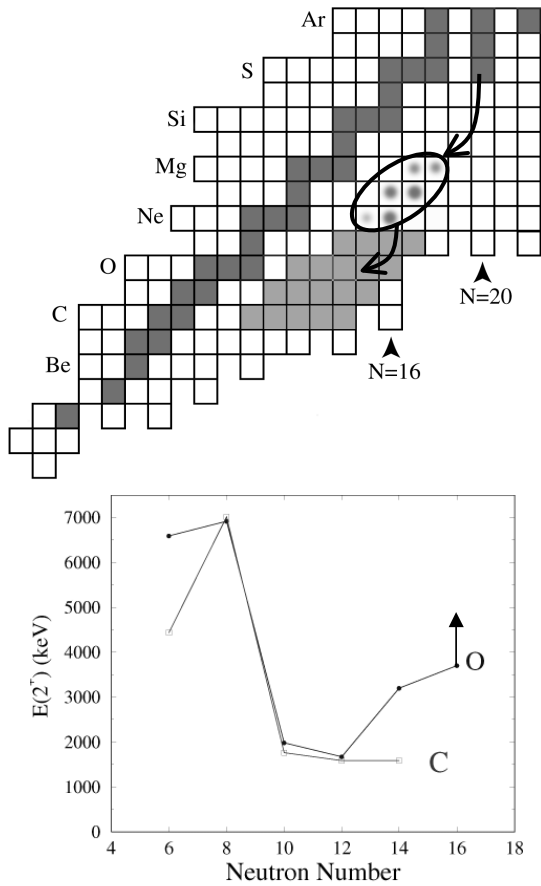


Figure 23: Haut: Description schématique de la région de noyaux étudiés lors de réaction de double fragmentation à partir d'un faisceau de  $^{36}\text{S}$ . Bas: Energie des premiers états excités  $2^+$  dans les chaînes isotopiques de C et O.

Cette approche en deux étapes permet d'augmenter le taux de production de noyaux proches de la limite de liaison nucléaire (d'un facteur 10 environ) et de réduire considérablement le bruit de fond  $\gamma$  (et ainsi d'améliorer la qualité des spectres  $\gamma$ ) dans les cristaux de  $\text{BaF}_2$  et Ge situés autour de la cible. Cette technique de double fragmentation constituait une première mondiale. Elle est depuis couramment utilisée auprès d'autres accélérateurs et a été étendue au GANIL à l'étude de noyaux déficitaires en neutrons.

La fermeture de couche neutron  $N = 20$  est bien établie dans la vallée de stabilité, le gap entre la dernière orbitale occupée  $d_{3/2}$  et l'orbitale de va-

lence (de parité opposée)  $f_{7/2}$  étant de 7 MeV environ dans le noyau de  $^{40}\text{Ca}$ . La caractérisation de cette fermeture de couche a été faite dans les isotones  $N = 20$  de  $^{40}\text{Ca}$  ( $Z = 20$ ), de  $^{36}\text{S}$  ( $Z = 16$ ) et de  $^{34}\text{Si}$  ( $Z = 14$ ). Ces noyaux présentent tous une énergie d'excitation du premier état  $2^+$  importante, de l'ordre de 4 MeV, et une probabilité  $B(E2)$  d'exciter cet état très faible. En retirant 2 protons au  $^{34}\text{Si}$ , le noyau de  $^{32}\text{Mg}$  ( $Z = 12$ ) devient subitement très déformé. Cette supposition est supportée en particulier par la mesure de son énergie de liaison, sa faible énergie  $2^+$  (885 keV), et sa grande probabilité d'excitation quadripolaire  $B(E2)$  de l'état fondamental vers le premier état  $2^+$ . Cette dernière propriété souligne que de nombreux nucléons contribuent alors à l'excitation de ce noyau. Ainsi la rigidité de la fermeture de couche sphérique  $N = 20$  disparaît au profit d'excitations plus collectives lorsque  $N \gg Z$ .

Nous avons cherché à comprendre la raison de cette disparition de fermeture de couche  $N = 20$  en trouvant tout d'abord d'autres exemples qui l'accréditent. Nous avons ensuite prouvé l'émergence d'une nouvelle fermeture de couche  $N = 16$  qui permet également de comprendre pourquoi la limite de liaison nucléaire a lieu à  $N = 16$  dans les O ( $Z = 8$ ) et s'étend 6 neutrons plus loin ( $N = 22$ ) dans les isotopes de F ( $Z = 9$ ). Ceci nous a permis d'expliquer qualitativement et quantitativement comment la disparition de  $N = 20$  se traduit par l'apparition d'un nouveau nombre magique  $N = 16$ , guidé par l'interprétation théorique proposée par T. Otsuka [79].

Afin de confirmer que la fermeture de couche  $N = 20$  n'est plus effective loin de la vallée de stabilité, nous avons déterminé les états excités des  $^{26,27,28}\text{Ne}$  [80] ( $Z = 10$ , situés entre les Mg et les O) et montré que l'énergie  $2^+$  diminuait en s'approchant de  $N = 20$ . Une autre conséquence de la disparition de cette fermeture de couche  $N = 20$  est la non-existence du noyau en principe doublement magique de  $^{28}\text{O}$  ( $Z = 8$ , et  $N = 20$ ) [81]. Nous avons ensuite proposé et vérifié que la disparition de  $N = 20$  s'accompagne de l'apparition de la fermeture de couche  $N = 16$  en étudiant les états excités des isotones  $N = 16$  de  $^{26}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{F}$  et de  $^{24}\text{O}$  [15, 76]. L'énergie d'excitation de  $^{24}\text{O}_{16}$  est en particulier plus grande que 3.7 MeV, ce qui résulte d'un gap  $N = 16$  important et fait que ce noyau soit rigide ou 'magique'. Les états excités du  $^{25}\text{F}$

se modélisent de plus aisément en utilisant un coeur fermé de  $^{24}\text{O}$  auquel on ajoute 1 proton [78].

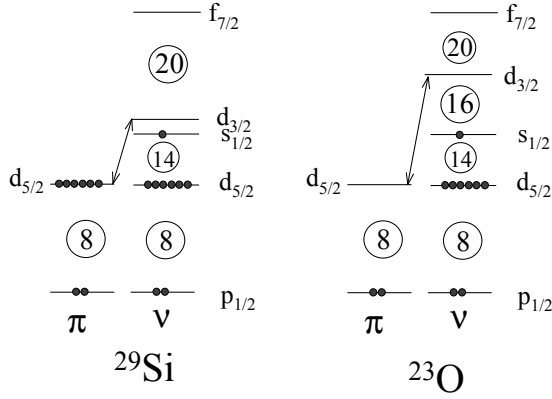


Figure 24: Evolution schématique des énergies des orbitales neutrons des isotones  $N = 15$  en fonction de l'occupation de l'orbitale proton  $\pi d_{5/2}$  à laquelle on retire 6 neutrons entre le Si et l'O.

L'observation d'état excité dans le  $^{26}\text{F}$  ( $^{24}\text{O} + 1p + 1n$ ) nous a permis d'établir que l'énergie de liaison moyenne apportée au  $^{24}\text{O}$  par l'interaction neutron-proton est de 1.5 MeV [78]. Cette énergie de liaison permet aux isotopes de F d'être liés jusqu'au  $^{31}\text{F}$  ( $N = 22$ ) alors que les O ne le sont que jusqu'au  $^{24}\text{O}$  ( $N = 16$ ). La disparition de la fermeture de couche  $N = 20$  est due à la diminution d'énergie de liaison de l'orbitale neutron  $d_{3/2}$ , lorsque des protons sont retirés des orbitales  $d_{3/2}$  (de  $Z = 20$  à  $Z = 18$ ), puis  $d_{5/2}$  (partir de  $Z = 14$ ). Ce retrait de protons implique alors que l'orbitale neutron  $d_{3/2}$  remonte vers l'orbitale  $f_{7/2}$ , fermant ainsi le gap  $N = 20$  jusqu'à le rendre inexistant (voir Figure 24). L'espace créé sous l'orbitale  $d_{3/2}$  génère un nouveau gap important  $N = 16$ . Notons que pour cette région de noyaux, les orbitales neutrons-protons mises en jeu ont le même moment orbital ( $\ell = 2$ ). Elles ont ainsi un recouvrement spatial maximal, ce qui implique des variations importantes des énergies de liaison chaque fois qu'un proton est retiré au  $^{40}\text{Ca}$ .

En parallèle à ces résultats, nous avons prouvé l'émergence d'une sous-couche neutron  $N = 14$ , mise en évidence par l'observation d'une énergie  $2^+$  dans  $^{22}\text{O}$  de 3.2 MeV. Les états excités observés des noyaux voisins de  $^{20,21}\text{O}$  sont parfaitement expliqués en considérant ce coeur de  $^{22}\text{O}$  comme

rigide. Cette fermeture de couche  $N = 14$  est très localisée, étant donné qu'elle disparaît déjà dans le  $^{20}\text{C}$  ( $Z = 6$ ) dont l'énergie  $2^+$  n'est que de 1.6 MeV ([15, 76, 77, 78] et Figure 23). Ceci peut s'expliquer du fait que ces noyaux légers riches en neutrons sont très sensibles à des interactions neutron-proton spécifiques, qui sont moins diluées au sein du noyau du fait que le nombre total de constituants est faible. L'action de l'interaction tenseur monopolaire, qui est liante entre  $\pi p_{1/2}$  et  $\nu d_{5/2}$  et répulsive entre  $\pi p_{3/2}$  et  $\nu d_{5/2}$  peut expliquer cette évolution soudaine de structure nucléaire: en vidant les deux protons de l'orbitale  $\pi p_{1/2}$ , l'orbitale  $\nu d_{5/2}$  remonte au-dessus de la  $\nu s_{1/2}$ , supprimant la sous-couche  $N = 14$ . Cependant, un tel effet pourrait également être expliqué par un terme de dépendance de densité du spin-orbite qui ferait varier l'écart spin-orbite *proton*  $p_{1/2,3/2}$  en fonction de l'occupation de l'orbitale *neutron*  $s_{1/2}$  dans le noyau de  $^{15}\text{C}$ . Celle-ci est en effet occupée dans le  $^{15}\text{C}$  mais pas dans l'isotone  $^{17}\text{O}$ . Cette interprétation correspond au cas 'miroir' de celui proposé pour expliquer la variation subite de l'écart spin-orbite entre les orbitales *neutrons*  $p_{1/2,3/2}$  en fonction du remplissage de l'orbitale *proton*  $s_{1/2}$  dans le noyau de  $^{47}\text{Ar}$ . De plus amples investigations sont donc nécessaires pour clarifier la compréhension de l'évolution structurelle de ces noyaux.

En plus de dépendre des orbitales mises en jeu, l'intensité de ces interactions varie en fonction de l'énergie de liaison des nucléons, elle-même inversement proportionnelle au rayon des orbitales (voir par exemple les noyaux à halos de neutrons). En comparant les spectres d'énergie d'excitation que nous avons déterminé de  $^{18,20}\text{C}$  et de  $^{20,22}\text{O}$  avec des calculs théoriques utilisant les mêmes éléments d'interaction neutron-neutron, on se rend compte que les noyaux d'O sont bien reproduits alors que ceux de C présentent un spectre de niveaux excité trop dilaté [76, 78]. En réduisant les éléments d'interaction neutron-neutron dans les C pour tenir compte du fait qu'ils sont deux fois moins liés que les isotones d'O, on reproduit correctement leurs schémas de niveaux. En particulier il coûte moins d'énergie que prévu pour briser une paire de neutrons dans les noyaux de C riches en neutrons que d'O. Ceci constitue la première preuve (certes relativement indirecte) de la dépendance de cette interaction en fonction de l'énergie de liaison des nucléons. La poursuite de cette recherche s'avère

donc palpitante notamment pour la compréhension des noyaux à halos et des systèmes à trois corps.

Au total, nous avons pu étudier la spectroscopie des noyaux des isotopes pairs de  $^{18,20}\text{C}$ ,  $^{22,24}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Ne}$  ainsi que les isotopes de  $^{17,19}\text{C}$ ,  $^{18-22}\text{N}$ ,  $^{23,26}\text{F}$  (voir par exemple la réf. [15]), inaccessibles jusqu'à présent à partir d'autres techniques expérimentales. Certains de ces résultats sont en cours de publication.

## Part IV

# Structure nucléaire des noyaux autour de $N = 40$

### Excitation Coulombienne

La fermeture de sous-couche neutron  $N = 40$ , ainsi que la fermeture de couche  $N = 20$  sont issues de la modélisation d'un système quantique à partir de l'oscillateur harmonique. Si la fermeture de couche  $N = 20$  est importante au niveau de la vallée de stabilité, la fermeture de sous-couche  $N = 40$  est réduite du fait de l'apparition de l'orbitale  $g_{9/2}$  au sein des orbitales  $fp$ . Cette orbitale  $g_{9/2}$  est issue de l'interaction spin-orbite sur l'orbitale  $g$ , et son abaissement par rapport aux orbitales  $sd$  permet au gap  $N = 50$  de se former. Ainsi l'orbitale  $g_{9/2}$ , de parité positive se trouve être intruse au sein des orbitales  $fp$  de parités négatives. L'existence de cette fermeture de sous-couche est par ailleurs conditionnée par l'action du terme de spin-orbite. S'il est fortement réduit, alors le nombre d'oscillateur  $N = 40$  pourrait redevenir magique. L'étude des chaînes isotopiques de Ni, Fe et Ti par excitation Coulombienne et par décroissance  $\beta$  a permis de mettre en lumière quelques propriétés remarquable de cette orbitale de valence  $g_{9/2}$  dont quelques unes sont soulignées ci-dessous.

L'excitation Coulombienne permet de connaître la rigidité d'un noyau via la valeur des excitations quadripolaires E2. Une valeur faible de B(E2) est caractéristique d'un noyau magique. Nous cherchions en particulier à savoir si le  $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$  se comportait comme un noyau doublement magique, du

fait de la fermeture de couche proton  $Z = 28$ , de la fermeture d'oscillateur harmonique neutron  $N = 40$  et du changement de parité de part et d'autre de ce nombre. Le  $^{68}\text{Ni}$  est constitué de 10 neutrons de plus que l'isotope de Ni le plus abondant, le  $^{58}\text{Ni}$ . Ainsi, il constitue un cas tout fait intéressant d'étude de magicité relativement éloignée de la vallée de stabilité. Toute recherche autour de cet isotope permet de juger de l'existence et de la persistance de cet effet de couche.

Les faisceaux de  $^{68,70}\text{Ni}$  et de  $^{72,74}\text{Zn}$  riches en neutrons ont été produits dans trois expériences. Les excitations Coulombienne de ces noyaux ont été effectuées dans une cible de  $^{208}\text{Pb}$ . La détection des photons issus de la désexcitation de l'état  $2^+$  peuplé par excitation coulombienne s'est constamment améliorée. Dans la première expérience, les photons étaient détectés dans les 70 BAF2 du château de Cristal, pour la seconde dans quatre Ge de type 'clover' segmentés, pour la dernière dans quatre 'clovers' segmentés d'EXOGAM. Ces dernières expériences ont tiré profit de la segmentation des détecteurs Ge pour la reconstruction du lieu où le photon a été détecté. Ceci permet de déterminer de manière plus précise l'angle auquel le photon a été émis et ainsi de corriger son énergie du déplacement Doppler correspondant. Par le rapport entre le nombre de photons détectés issus de la désexcitation de l'état  $2^+$  et le nombre de noyaux total produit, on peut déterminer la valeur du  $\text{BE2}(0^+ \rightarrow 2^+)$ . Les résultats ont montré (voir Figure 25) que le noyau de  $^{68}\text{Ni}$  a une probabilité d'excitation quadripolaire B(E2) environ trois fois plus faible que le noyau doublement magique de  $^{56}\text{Ni}$  [83]. Cette rigidité apparente est due à l'effet de changement de parité entre les orbitales du coeur et de valence du  $^{68}\text{Ni}$  qui implique une diminution drastique d'excitations quadripolaires conservant la symétrie de parité. Il a également été prouvé que ce noyau avait un comportement superfluide, ayant la propension à faire migrer des paires de nucléons appariées des orbitales  $fp$  vers l'orbitale  $g$  de grand moment orbital [82, 83, 8]. Les occupations de l'orbitale  $g_{9/2}$  calculées pour les isotopes de Ni et Zn sont reportées sur la Figure 25. Le nombre moyen de nucléon dans cette orbitale  $g_{9/2}$  est égal à environ 1.2 dans le  $^{68}\text{Ni}$ , ce qui est insuffisant pour créer un état  $2^+$  par brisure d'une paire de nucléon  $g_{9/2}$ . Ce noyau est donc relativement rigide, malgré un comportement superfluide.



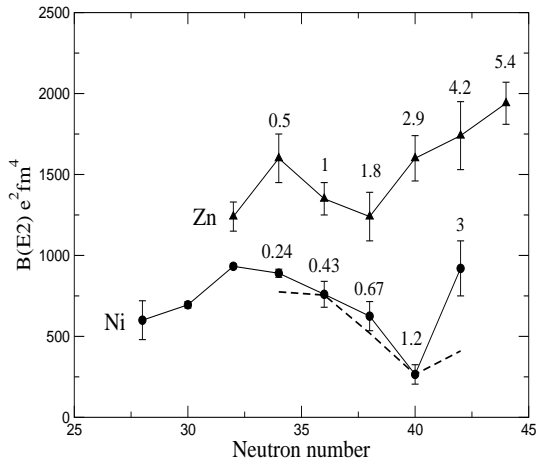


Figure 25: Valeurs expérimentales de  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  en unité  $e^2\text{fm}^4$  dans les chaînes isotopiques de Ni et Zn. Le nombre de neutron calculé dans l'orbitale  $g_{9/2}$  est inscrit au-dessus de chaque valeur de  $B(E2)$  sur la courbe. La ligne hachurée correspond au résultat d'un calcul modèle en couche.

Cette ambivalence lui confère un caractère particulièrement intéressant à étudier. La superfluidité est responsable de la destruction rapide de cet effet de couche  $N = 40$  lorsqu'il n'est plus stabilisé par la fermeture de couche proton  $Z = 28$  dans les Ni.

Le noyau de  $^{72}\text{Zn}_{42}$  contient en principe seulement deux neutrons dans l'orbitale  $g_{9/2}$ . La détermination de son  $B(E2)$  [84] montre que la rigidité  $N = 40$  ne subsiste pas dans la chaîne des Zn. Ce fait est dû à l'action combinée des protons (qui se trouvent au sein des orbitales  $fp$ , au-dessus du gap  $Z = 28$ ) et à la superfluidité neutron (l'occupation de l'orbitale  $g_{9/2}$  est bien supérieure à deux) qui rendent ce noyau assez collectif. On peut voir en effet sur la Figure 25 qu'il n'y a pas d'abaissement substantiel de  $B(E2)$  autour de  $N = 40$  dans la chaîne isotopique des Zn, mais plutôt une tendance croissante.

L'étude de ces phénomènes s'est poursuivie avec l'étude des noyaux de  $^{70}\text{Ni}$  et de  $^{74}\text{Zn}$  [85]. On voit que la valeur de  $B(E2)$  continue de croître dans la chaîne isotopique des Zn lors du remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$ . Plus impressionnante est l'augmentation subite de  $B(E2)$  pour le  $^{70}\text{Ni}$ . Pour ce noyau il semble que le remplissage de l'orbitale neutron  $g_{9/2}$  induise une forte polarisation du cœur proton  $Z = 28$ . Ainsi le fait d'exciter des neutrons,

particules non chargées et normalement insensibles à l'excitation quadripolaire, se révèle pratiquement aussi efficace qu'exciter des protons. Ceci peut être attribué à une interaction proton-neutron  $\pi f_{7/2} - \nu g_{9/2}$  très forte pour induire des sauts de protons au travers du gap  $N = 28$  lorsque des neutrons sont excités. Cette déduction est à mettre en parallèle avec la décroissance graduelle de l'énergie de l'état  $5/2^-$  (issu probablement de l'orbitale  $\pi f_{5/2}$ ) par rapport à l'état fondamental  $\pi p_{3/2}$  lors du remplissage de l'orbitale  $\nu g_{9/2}$  dans les isotopes de Cu [89]. L'interaction tenseur monopolaire présente ces caractéristiques : répulsive entre  $\pi f_{7/2}$  et  $\nu g_{9/2}$  et liante entre  $\pi f_{5/2}$  et  $\nu g_{9/2}$ . Pour en quantifier l'intensité, il faudrait déterminer la variation des énergies de orbitales protons  $f_{7/2}$  et  $f_{5/2}$  lorsque l'on remplit la couche neutron  $g_{9/2}$ . Cela est décrit dans la première partie pour  $^{47}\text{Ar}$  dans lequel on cherchait à regarder la variation des orbitales neutrons. Pour le cas actuel, il serait important de vérifier que l'état  $5/2^-$  observé dans les Cu est un état pur  $\pi f_{5/2}$  à l'aide de réaction de transfert de type (d, $^3\text{He}$ ) à partir d'isotopes de Zn. Pour déterminer la position de l'orbitale proton  $f_{7/2}$  il faut connaître l'évolution de l'énergie de séparation de proton entre le  $^{68}\text{Ni}$  et  $^{70}\text{Ni}$ .

Si cet effet est confirmé, on s'attend alors à un rapprochement des orbitales protons partenaires de spin-orbite lors de l'ajout de neutrons en  $g_{9/2}$ , et ainsi indirectement à une réduction du gap  $Z = 28$ . Cette réduction se traduit alors par un accroissement d'excitation au travers de ce gap. On peut s'attendre à une réduction importante du gap  $Z = 28$  dans le  $^{78}\text{Ni}$  pour lequel l'orbitale  $\nu g_{9/2}$  est pleine. Alors la nature magique de ce noyau dépendrait de la taille du gap  $N = 50$  donné par la position relative entre la  $\nu g_{9/2}$  et la  $\nu d_{5/2}$ . Une étude de transfert (d,p) sur le  $^{68}\text{Ni}$  permettrait de déterminer la position de cet état dans ce noyau. Elle permettrait par la même occasion de vérifier le calcul d'occupation de l'orbitale  $\nu g_{9/2}$  dans ce noyau et d'en préciser le caractère superfluide.

### Décroissances $\beta$

Durant ces dix dernières années, nous avons étudié les décroissances  $\beta$  des isotopes voisins de  $N = 40$ ,  $^{54-58}\text{Sc}$ ,  $^{54-60}\text{Ti}$ ,  $^{56-63}\text{V}$ ,  $^{61-66}\text{Cr}$ ,  $^{63-68}\text{Mn}$ ,  $^{68-70}\text{Fe}$ ,  $^{71-70}\text{Co}$  [12, 95, 90, 91]. Au total, les durées de vies d'une vingtaine de nou-

veaux noyaux ont été déterminées. Pour les noyaux les mieux produits, des schémas de décroissance  $\beta\gamma$  ont été établis. Dans cette région de la charte des noyaux de  $Z < 28$ , la décroissance  $\beta$  de type  $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  est dominante. Un bon accord entre les durées de vies calculées dans l'espace neutron  $fp$  et expérimentales a été trouvé pour la plupart des noyaux. Cependant, nous avons remarqué qu'en s'approchant de la fermeture de sous-couche  $N = 40$  les durées de vies expérimentales devenaient systématiquement plus longues que celles calculées par le modèle en couches limité à l'espace de valence neutron  $fp$ . Cet effet d'augmentation relative de durées de vies a été observé dans les chaînes isotopiques de V et Cr, à partir de  $N \simeq 38$ . Cela a été interprété [91] par le dépeuplement de l'orbitale  $\nu f_{5/2}$  au profit de l'orbitale proche  $\nu g_{9/2}$  (effet de superfluidité mentionné plus haut). L'orbitale  $\nu f_{5/2}$  contenant moins de nucléons, l'intensité des transitions GT ( $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ ) diminue et la durée de vie devient plus longue. En effet les transitions faisant intervenir l'orbitale  $g_{9/2}$  ne contribuent qu'à accroître la durée de vie par rapport à celles faisant intervenir l'orbitale  $f_{5/2}$ . Ceci s'explique du fait que la transition  $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  est de type première interdite et la transition GT  $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  est localisée à haute énergie d'excitation. On peut noter que cette méthode permet d'accéder à l'occupation d'état intrus. Elle peut être utilisée dans le cas du  $^{32}\text{Mg}$ , autre noyau d'oscillateur harmonique. Dans ce cas, l'occupation des orbitales intruses  $fp$  pourra se traduire par une diminution de la force de GT de la transition principale  $\nu d_{3/2} \rightarrow \pi d_{5/2}$ . On peut alors accéder à l'occupation des orbitales, sans faire de réaction de transfert pour y retirer ou déposer des nucléons !

L'énergie  $2^+$  des isotopes de  $^{64-66}\text{Fe}_{38-40}$  et des  $^{60-62}\text{Cr}_{36-38}$  a pu être déterminée, ces états étant peuplés lors de la décroissance  $\beta$  des isotopes de Mn et V (cf Fig. 26). Nous confirmons les valeurs trouvées pour les isotopes de Fe [92], et obtenons une première détermination pour les Cr [90]. Dans ces noyaux, l'énergie  $2^+$  chute très rapidement en s'approchant de  $N = 40$ , alors qu'elle augmente fortement dans le cas du  $^{68}\text{Ni}_{40}$ . Cette chute d'énergie  $2^+$  des isotopes de Fe et de Cr suggère une déformation importante et croissante en retirant 4 protons du  $^{68}\text{Ni}$ . On passe ainsi rapidement d'une rigidité du  $^{68}\text{Ni}_{40}$  à une collectivité importante dans les Cr. Ces résultats ont été récemment

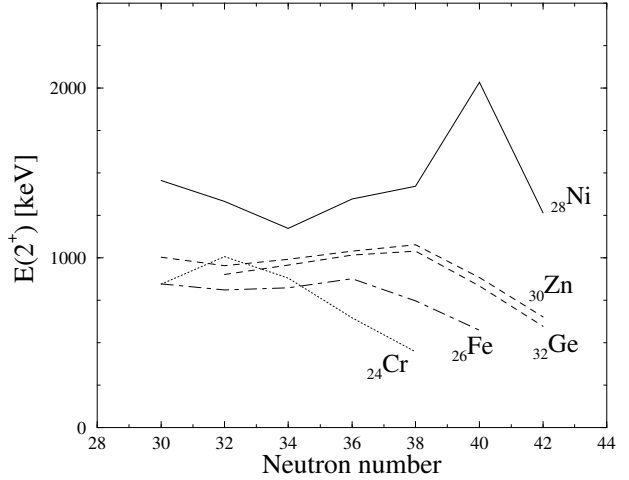


Figure 26: Energies  $2^+$  dans les chaînes isotopiques de Cr, Fe Ni, Zn et Ge autour de  $N = 40$ .

interprétés dans le cadre du modèle en couche, montrant un bouleversement des orbitales neutrons  $\nu f_{5/2}$  et  $\nu g_{9/2}$  et la présence d'orbitales de valence  $\nu g_{9/2}$  et  $\nu d_{5/2}$  séparées de  $\Delta J=2$  favorisant les déformations de type quadripolaires [93]. Cette modification d'énergies d'orbitales entre le  $^{68}\text{Ni}$  et le  $^{64}\text{Cr}$  est schématisée sur la Figure 27. De par les interactions proton-neutrons, le retrait de 4 protons de l'orbitale  $\pi f_{7/2}$  entraîne : la remontée de l'orbitale partenaire spin-orbite  $\nu f_{5/2}$ , et la descente des orbitales neutrons  $\nu g_{9/2}$  et  $\nu d_{5/2}$ . Ces trois effets peuvent être attribués à l'interaction tenseur monopolaire. On assiste alors en vidant l'orbitale  $\pi f_{7/2}$  à un mélange d'orbitales de parité différente et séparées de  $\Delta\ell=2$  [90, 94]. Cette hypothèse est confirmée par l'observation d'isomères M2 et E2 à basse énergie d'excitation dans les isotopes de  $^{59}\text{Cr}$  [95],  $^{59}\text{Ti}$  et  $^{61}\text{Ti}$  [90, 96]. L'effet décrit autour de  $N = 40$  dans les noyaux de Cr, se retrouve de manière analogue pour un autre cas de noyau ayant une fermeture de couche d'oscillateur harmonique ( $N=20$ ), le  $^{32}\text{Mg}$  [90, 94]. Dans ce noyau, le fait de vider l'orbitale  $\pi d_{5/2}$  conduit probablement à une remontée de l'orbitale  $\nu d_{3/2}$  et la descentes des orbitales  $\nu f_{7/2}$  et  $\nu p_{3/2}$  séparées de  $\Delta J = 2$ . ceci entraîne la réduction du gap  $N = 20$  et ouvre des possibilités d'excitation quadripolaires au sein de la couche  $fp$ .

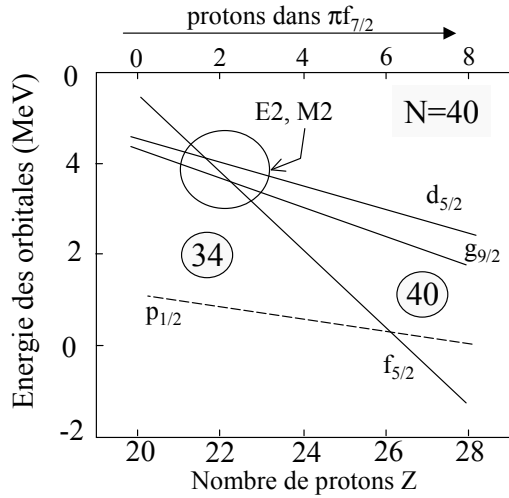


Figure 27: Evolution schématique des orbitales neutrons pour les isotones  $N = 40$  en fonction du remplissage de l'orbitale proton  $\pi f_{7/2}$  prédite par F. Nowacki.

## Part V

# Conclusions

Le présent rapport résume 14 années de recherche en structure nucléaire. Elles ont d'abord commencé par des expériences assez simples, permettant de déterminer certaines propriétés de base des noyaux telles que leurs durées de vies. Ces études ont, par leurs résultats inattendus, initié des recherches complémentaires dont la complexité s'est accrue au cours des années. Le développement des intensités de faisceaux et de détecteurs tels que EXOGAM et MUST ont permis des avancées décisives sur la compréhension de l'évolution des nombres magiques en physique nucléaire.

Nous avons vu qu'il existe essentiellement deux types de fermetures de couches nucléaires, celles associées à un nombre d'oscillateur harmonique (20 et 40) et caractérisées par un changement de parité entre les orbitales de part et d'autre du 'gap', celles issues de l'interaction de spin-orbite qui est responsable des nombres magiques  $N = 28, 50, 82$  et  $N = 126$ .

Pour le premier type, le changement de parité induit une rigidité accrue du fait de l'interdiction d'excitation quadripolaires E2 (conservant la

symétrie de parité) qui tendraient à déformer le noyau. Ainsi il faut retirer 6 protons au  $^{40}\text{Ca}_{20}$  avant d'observer l'émergence de déformation dans le noyau de  $^{32}\text{Mg}$ . Cette propriété permet d'expliquer également que le nombre d'oscillateur harmonique  $N = 40$  reste magique au moins pour le  $^{68}\text{Ni}_{40}$ , qui constitue à lui seul un îlot de magie !

L'interaction de spin-orbite joue un rôle capital dans le noyau, son intensité étant proche de l'écart entre deux couches majeures d'oscillateur harmonique. Elle est de ce fait responsable de l'existence d'orbitales dites intruses à l'origine de l'existence de nombreux états isomériques. Les raisons de son existence sont cependant encore mal connues, mis à part le fait qu'elle provient de la dépendance en spin de l'interaction nucléaire. Ainsi il est difficile d'en prévoir l'évolution, intrinsèquement liée à l'apparition ou disparition de magie. Nous avons vu au travers d'une étude détaillée de la fermeture de couche  $N = 28$  qu'elle variait de manière plus importante que prévu par les théories de champ moyen non relativiste et que cette variation ne pouvait être attribuée à un changement de diffusivité de la surface du noyau lors de son enrichissement en neutrons. Deux effets ont été invoqués pour modifier l'interaction de spin-orbite. Un terme tensoriel, et un terme qui dépend de la densité au centre du noyau. Ces deux effets ont été mis en évidence pour la première fois dans le noyau de  $^{47}\text{Ar}$ , et il sera nécessaire de faire des études complémentaires pour en confirmer l'existence et en juger les conséquences. Certaines ont été mentionnées au cours des chapitres précédents, et on peut retenir les faits les plus marquants.

La dépendance du spin-orbite en fonction de la densité baryonique n'est prédite que dans des modèles de champ moyen relativiste. Nos études permettent alors d'en accréditer l'approche théorique. Il serait intéressant de voir si cette grande sensibilité pourrait être utilisée pour mieux contraindre la dépendance en densité de l'énergie de symétrie, elle même prépondérante pour modéliser les étoiles à neutrons.

L'interaction neutron-proton tensorielle réduirait l'interaction spin-orbite de telle façon que les noyaux de  $^{42}_{14}\text{Si}_{28}$  et de  $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$  (constitués de nombres magiques protons et neutrons créés par l'interaction spin-orbite) pourraient être déformés.

Cette déformation serait due à la propension d'excitations E2 au travers des 'gap' sphériques  $Z = 14$ ,  $N = 28$  (dans le  $^{42}\text{Si}$ ) et  $Z = 28$ ,  $N = 50$  ( $^{78}\text{Ni}$ ) qui sont mutuellement affaiblis.

Le rôle des interactions protons-neutrons s'avère essentiel pour comprendre l'évolution de la structure nucléaire de noyaux  $N \gg Z$ . Nous avons vu qu'elles étaient à l'origine de l'affaiblissement du 'gap'  $N = 28$  et des réductions importantes des écarts entre les orbitales  $p_{1/2,3/2}$  et  $f_{5/2,7/2}$  issues du découplage spin-orbite. Plus généralement, elles conditionnent le déroulement du processus de capture rapide de neutrons. Ces interactions sont d'origines multiples: centrales, dépendantes de la densité, tensorielles. Leur intensité varie selon les orbitales mises en jeu, la taille des noyaux et l'énergie de liaison des orbitales. Il est alors fondamental d'élargir nos connaissances afin de saisir les facettes multiples de cette interaction au sein du noyau, dont certaines sont des rémanances de l'interaction nucléon-nucléon libre. L'étude de systèmes miroirs est un moyen très intéressant d'accéder à la dépendance en énergie de liaison de l'interaction neutron-proton. La variation de l'interaction neutron-neutron en fonction de l'énergie de liaison est par ailleurs essentielle pour modéliser les noyaux à halos de neutrons et les systèmes borroméens.

## Part VI

# Remerciements

Je remercie W. Catford, S. Galès, K.L. Kratz, M. Lewitowicz, T. Otsuka et M. G. Porquet d'avoir accepté de faire partir de mon jury d'HDR. Grâce à vos questions, votre expertise et vos encouragements cette audition restera sans aucun doute un moment inoubliable. J'ai été particulièrement touché également de la participation de nombreux collègues et amis français et étrangers à cette soutenance.

Ma 'carrière' scientifique a débuté à l'IPN d'Orsay où je suis resté 14 ans environ. Je remercie Dominique pour avoir été une directrice de thèse motivée, combative, et disponible même après sa nomination à la direction de l'IPN. J'ai beaucoup apprécié le travail au sein du groupe qui

s'est progressivement élargi au cours des années, d'abord avec les 'haut-spinneurs' puis avec le 'MUST' des réactions nucléaires. Votre ouverture d'esprit, votre disponibilité et vos expertises ont été précieuses pour réaliser en commun les projets que j'ai mentionné dans ce manuscrit. Je remercie Faïçal d'avoir été pendant ces années 'mon sparring partner' lors de nos fructueuses joutes scientifiques. Outre l'aspect professionnel je garde une amitié profonde pour beaucoup d'entre vous. En vrac, il me manque l'odeur et le glouglou du café de chez Didier, le rire inextinguible de Yo, les discussions de Pierre pour refaire un monde autre, les blagues 'épiciées' des mecs plus ultras, le flegme de Christian devant tant d'agitation, les râles de Françoise sur ses étudiants, les bisous rares de Fairouz ! C'est toujours avec grand plaisir que je viens vous voir.

Je tiens à remercier tous les étudiants et post-docs qui ont travaillé durement à convertir des données binaires écrites sur bandes magnétiques en résultats de physique aussi probants. Merci donc en particulier à Stéphane L., Marjorie, Mihai, Orianna, Serge, Laurent, Jaromir et Beyhan. C'est grâce à vous que ces travaux sont si probants.

J'ai depuis peu intégré le laboratoire du GANIL où j'ai réellement trouvé une nouvelle 'famille', en plus de retrouver mes précieux anciens compagnons de route Marie Geneviève Saint-Laurent et Stéphane Grévy. Merci à tous et toutes pour votre gentillesse, votre disponibilité, votre sens du partage. J'ai beaucoup bénéficié de votre soutien lors de la rédaction de ce manuscrit à cause duquel j'ai 'oublié' quelques dates de réunions de groupe !

Merci à Stéphane, Faïçal, Frédéric, Jean-Charles et Marie Geneviève P. pour les discussions stimulantes sur ce manuscrit.

Les collaborations avec les laboratoires étrangers de Mainz, Dubna et Debrecen ont été extrêmement précieuses pour le succès de ces expériences. J'ai énormément apprécié le savoir vivre que K. Ludwig, Yuri et Serguei apportaient lors des premières campagnes d'expériences. Je me rappelle les soirées manips à thème autour de charcuterie, bière et vin blanc allemand, de caviar et vodka russe, de plateaux de fruits de mer normand. Les expériences devenant de plus en plus difficiles, et le temps de chacun de plus en plus restreint, ces festivités ont peu à peu disparu.

Je remercie également mes théoriciens favoris (Frédéric, Alfredo, Michel, Sophie) avec qui j'ai

échangé de nombreuses questions au cours de ces années. Qu'ils m'excusent pour mes questions incessantes, parfois peu pertinentes et souvent ch... Je pense avoir appris beaucoup grâce à leur patience.

Enfin que seraient les manips sans les techniciens et ingénieurs qui travaillent souvent dans l'ombre pour que tout soit en place le jour J ? Pas grand chose étant donné la volubilité patente du physicien de base. Quand une expérience fonctionne, je suis toujours impressionné par le nombre de paramètres qu'il faut maîtriser en même temps. Le bon déroulement d'une manip n'est pas le fruit du hasard, mais d'une rigueur, d'une prévoyance, parfois d'une inventivité et toujours d'un travail inestimable. Les exigences croissantes des physiciens en termes de faisceau, de spectromètre, de mécanique, de détection, d'acquisition de donnée vous ont sans cesse motivé, nous permettant ainsi de relever des défis de plus en plus important.

## References

- [1] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 2941 (1993)
- [2] O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **583**, 763 (1995)
- [3] S. Grévy *et al.*, Phys. Lett. B **594**, 252 (2004)
- [4] P. Möller and J. Randrup, Nucl. Phys. A **514**, 1 (1995)
- [5] J. Mrazek *et al.*, Nucl. Phys. **A734**, E65 (2004)
- [6] L. Gaudefroy *et al.*, J. Phys. G. **31** 1 (2005)
- [7] O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **682**, 183c (2001)
- [8] W.F. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3613 (1999)
- [9] R.F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective, ed. P.E. Hodgson, Oxford Univ. Press (1990), p.121
- [10] D.E. Alburger *et al.*, Phys. Rev. C **30**, 1005 (1984)
- [11] A. Huck *et al.*, Phys. Rev. C **21**, 712 (1980)
- [12] O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **632**, 205 (1998).
- [13] M. Bellegic, Thèse IPNO T-00-05 (2000)
- [14] M. José Lopez-Martens, Thèse GANIL T-00-01 (2000)
- [15] M. Stanoiu, Thèse IPNO T-03-01 (2003)
- [16] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034312 (2004)
- [17] A. Bürger *et al.*, Proceedings of the FINUS-TAR conference, Kos, Grece 12-16 Sept 2005.
- [18] O. Sorlin *et al.*, Eur. Phys. J. A **22** 173 (2004)
- [19] D. Sohler *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054302 (2002)
- [20] Z. Dombrádi *et al.*, Nucl. Phys. A **727**, 195 (2003)
- [21] P. Doll *et al.*, Nucl. Phys. A **263**, 210 (1976)
- [22] P. D. Cottle and K. W. Kemper, Phys. Rev. C **58**, 3761 (1998)
- [23] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 232502 (2005)
- [24] J. Retamosa *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 1266 (1997)
- [25] S. Nummela *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 044316 (2001)
- [26] X. Liang *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 037301 (2002) et J. Ollier *et al.* Phys. Rev C **67**, 024302 (2003).
- [27] N.A. Orr, Thèse, Australian National University, Mars 1989.
- [28] H. Scheit *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3967 (1996)
- [29] J.A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 064318 (2001)
- [30] S. Fridmann *et al.*, Nature **435**, 16 (2005)
- [31] R.W. Ibbotson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2081 (1998)
- [32] F. Nowacki, communication privée.

- [33] S. Raman *et al.*, At. Data Nucl. Data Tab. **78**, 1 (2001)
- [34] C. Campbel, Proceedings of the Nuclei at the Limit 2004 conference.
- [35] S. Grévy *et al.*, soumis à Phys. Rev. Lett.
- [36] F. Sarazin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5062 (2000)
- [37] B. Fornal *et al.*, Eur. Phys. J. A **7**,147 (2000)
- [38] S. Grévy *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, s01-111 (2005)
- [39] E. Caurier, F. Nowacki et A. Poves, Nucl. Phys. A **742**, 14 (2004)
- [40] T. Glasmacher *et al.*, Phys. Lett.B **395**, 163 (1997)
- [41] J.L. Wood *et al.*,Nucl. Phys. A **651**, 322 (1999)
- [42] T.R. Werner *et al.*, Nucl. Phys. A **597**, 327 (1996)
- [43] P.-G. Reinhardt *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 014316 (1999)
- [44] G.A. Lalazissis *et al.*,Phys. Rev. C **60**, 014310 (1999)
- [45] S. Péru *et al.*, Eur. Phys. J. A **49**, 35 (2000)
- [46] R. Rodriguez-Guzman *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 024304 (2002)
- [47] L. Gaudefoy, thèse IPNO 2005.
- [48] S. Ottini-Hustache *et al.*, Nuc. Inst. and Meth. A **431**, 476(1991)
- [49] Y. Blumenfeld *et al.*, Nuc. Inst. and Meth. A **421**, 471 (1999)
- [50] L. Bianchi *et al.*, Nuc. Inst. and Meth. A **276**,509 (1989)
- [51] S. Sen *et al.*, Nuc. Phys. A **250** 45 (1975)
- [52] E. Caurier, Shell Model code ANTOINE, IReS, Strasbourg 1989-2002
- [53] E. Caurier and F. Nowacki, Act. Phys. Pol. B **30**,705 (1999)
- [54] G.L. Wales and R.C. Johnson, Nuc. Phys. A **274**, 168 (1976)
- [55] R.L. Varner *et al.*, Physics. Report. **201**, 57 (1991)
- [56] J. P. Schiffer et W. W. True, Rev. of Mod. Phys. **48**, 191(1976)
- [57] B.G. Todd-Rutel *et al.*, Phys. Rev.C **69**, 021301(R) (2004)
- [58] C.J. Horowitz et J. Piekarewicz, Phys. Rev. Lett. **86** 5647 (2001)
- [59] J. Carriere *et al.*, Astrophys. Journal **593** 463 (2003)
- [60] N. Imai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** 062501 (2004)
- [61] Doll *et al.*, Nucl. Phys. A **230** 329 (1974)
- [62] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** 981 (1994)
- [63] M. G. Mayer, Phys. Rev **75** 1969 (1949)
- [64] A. Klein *et al.*, Nucl. Phys. A **607**, (1996) 1
- [65] O. Haxel *et al.*, Phys. Rev **75** 1766 (1949)
- [66] K.L. Kratz *et al.*, Memorie della Societa Astronomica Italiana **N2**, (2001) 453
- [67] O. Sorlin *et al.*, C.R. Physique **4**, 541 (2003)
- [68] F. Käppeler *et al.*, Ap.J. **291**, 319 (1985)
- [69] L. Weissman *et al.*, Phys. Rev.C **67**, 054314 (2003)
- [70] T. Lee *et al.*, Ap. J. **220**, (1978) L21
- [71] F. R. Niederer *et al.*, Ap. J. **240**, (1980) L73
- [72] E. Kraussmann *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 469 (1996)
- [73] E. Zinner *et al.*, Met. Plan. Sci. **33**, 549 (1998)
- [74] Pellin *et al.*, Lunar Plan. Sci. **XXXI**, 1917 (2000)
- [75] B.S. Meyer *et al.*, Ap.J. L **540** (2000)

- [76] M. Stanoiu *et al.*, Eur. Phys. J A **20**, 95 (2004)
- [77] F. Azaiez *et al.*, Eur. Phys. J A **15**, 93 (2002)
- [78] O. Sorlin *et al.*, proceedings of the Int. Conf. on the Labyrinth of Nucl. Struct., EPS meeting, 13-19 juillet 2003, AIP publishing, ed. C. Kalfas.
- [79] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** 082502 (2001)
- [80] M. Bellegric *et al.*, Phys. Rev. C **72** 054316 (2005)
- [81] O. Tarasov *et al.*, Phys. Lett. B **409**, 766 (1998)
- [82] H. Grawe *et al.*, Tours Symposium on Nuclear Physics IV, Tours 2000, AIP Conf. Proc. **561**, 287 (2001)
- [83] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002)
- [84] S. Leenhardt *et al.*, Eur. Phys. J A **14**, 1 (2002)
- [85] O. Perru *et al.*, soumis à Phys. Rev. Lett.
- [86] R. Grzywacz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 766 (1998)
- [87] M. Lewitowicz *et al.*, Nucl. Phys. A **654**, 687c (1999)
- [88] H. Mach *et al.*, Nucl. Phys. A **719**, 213c (2003) et M. Stanoiu PhD Thesis, Caen (2003) GANIL T03-01
- [89] S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3100 (1998)
- [90] O. Sorlin *et al.*, Eur. Phys. J. A **16** 55 (2003)
- [91] L. Gaudefroy *et al.*, Eur. Phys. J **A23**, 41 (2005)
- [92] M. Hannawald *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** 1391 (1999)
- [93] A.P. Zuker *et al.*, Phys. Rev. C **52** R1741 (1995)
- [94] E. Caurier *et al.*, Rev. Mod. Phys. **77**, 427 (2005)
- [95] O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **669**, 351 (2000)
- [96] I. Matea, PhD thesis, Université de Caen, GANIL T03 05 (2003).