



HAL
open science

Etude de la fermeture de couches $N=28$: implication astrophysique. Spectroscopie Béta Gamma de noyaux riches en neutrons

Laurent Gaudefroy

► **To cite this version:**

Laurent Gaudefroy. Etude de la fermeture de couches $N=28$: implication astrophysique. Spectroscopie Béta Gamma de noyaux riches en neutrons. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00011747

HAL Id: tel-00011747

<https://theses.hal.science/tel-00011747>

Submitted on 3 Mar 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 PARIS XI U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE
Présentée
Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par Laurent GAUDEFROY

**Etude de la fermeture de couche N=28 autour du noyau ${}^{46}_{18}\text{Ar}_{28}$ par réaction de
transfert d'un neutron : application à l'astrophysique
et
Spectroscopie $\beta\gamma$ de noyaux riches en neutrons autour de N=32/34 et N=40**

Soutenue le 27 Septembre 2005 devant la Commission d'examen

Dr. Nicolas Alamanos	(Rapporteur)
Dr. Wilton N. Catford	(Rapporteur)
Dr. Dominique Guillemaud Mueller	(Directrice de thèse)
Dr. Karl Ludwig Kratz	
Dr. Frédéric Nowacki	
Dr. Olivier Sorlin	(Directeur de thèse)
Dr. Tiina Suomijärvi	

Remerciements

Je remercie S. Gales et N. Frascaria ainsi que D. Guillemaud-Mueller et B. Berthier de m'avoir accueilli au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et permis ainsi de réaliser le travail présenté dans ce manuscrit.

Je tiens à remercier N. Alamanos et W. N. Catford d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail. Que D. Guillemaud Mueller, K. L. Kratz, F. Nowacki, T. Suomijärvi trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir accepté d'être membre du jury de thèse.

Je voudrais encore remercier D. Guillemaud-Mueller qui a accepté d'assurer la direction officielle de la thèse. Ses remarques et conseils au moment de la rédaction de ce manuscrit en ont amélioré la présentation, la clarté et le contenu.

L'initiateur de ce travail est Olivier Sorlin. Il en fut aussi le directeur officieux. Durant ces trois dernières années, j'ai beaucoup appris à ses côtés. Comprendre et interpréter en profondeur l'ensemble des observations provenant d'une expérience pourrait être son mot d'ordre. Je lui suis particulièrement reconnaissant de m'avoir poussé dans cette direction, en installant entre nous une amicale et féconde collaboration. J'espère par la suite avoir l'occasion de renouveler cette dernière.

Le travail qui est présenté dans ce manuscrit n'est pas le résultat des seuls efforts du directeur de thèse et du doctorant. Je remercie toutes les personnes qui ont participé au bon déroulement de l'expérience de décroissance bêta. Cette dernière a eu lieu avant mon arrivée dans le groupe NESTER.

De même, je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des personnes nous ayant apporté leur aide durant l'expérience de transfert. En particulier, je voudrais remercier E. Pollacco et Y. Blumenfeld pour l'excellente formation qu'ils m'ont offert sur le montage électronique de cette expérience. Cette dernière doit aussi beaucoup à D. Beaumel qui par sa vision globale de l'ensemble de détection utilisé et de l'électronique associée, ainsi que par son calme dans toutes les situations a su nous sortir des nombreuses embûches que nous avons pu rencontrer. P. Roussel Chomaz fut aussi d'une grande aide en ce qui concerne le spectromètre SPEG. Je tiens aussi à remercier F. Hammache pour l'aide qu'elle nous a apporté sur l'ensemble de l'expérience. Je remercie aussi M. Vilmy pour son aide lors des montages des expériences sur l'argon.

L'analyse de cette expérience doit beaucoup aux nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec D. Beaumel, S. Fortier, J. A. Scarpaci et F. Hammache. Ils ont su m'écouter

et m'éclairer de leur savoir. Qu'ils trouvent, pour cela, l'expression de ma profonde gratitude dans ces quelques mots.

Je me suis beaucoup inspirer du travail de mes prédécesseurs pour guider le mien, en particulier de celui présenté dans la thèse de F. Delaunay, et de celui de E. Becheva sur le détecteur CATS que nous avons eu l'occasion d'aborder dans de nombreuses discussions. Pour cela je vous remercie.

Pierre Roussel a été un interlocuteur privilégié durant l'ensemble de la thèse, et surtout au moment de l'analyse de l'expérience de transfert. Ses connaissances, qu'il a tenté de me transmettre au cours de nombreux échanges m'ont grandement aidé à mener à bien l'analyse dans les temps impartis. Il a aussi été très présent durant les dernières semaines de rédaction. Je lui en suis extrêmement reconnaissant.

L'interprétation des résultats obtenues dans les deux expériences présentées doit beaucoup aux calculs de modèle en couches. Pour la formation qu'il m'a offert dans ce domaine, et sa disponibilité, je tiens à remercier F. Nowacki. De même, les implications astrophysiques de l'expérience de transfert sont basées sur les calculs de taux de capture de neutrons. C'est ici T. Rauscher qui m'a initié à ces derniers. Je l'en remercie.

Le groupe NESTER m'a offert un cadre agréable dans lequel travailler a toujours été un plaisir, et n'a jamais eu le sens de labeur. Pour ce convivial climat, je voudrais que l'ensemble des membres du groupe ainsi que L. Petizon trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie aussi A. Desbrée et E. Rich pour les moments agréables que nous avons pu passer ensemble au cours de la thèse et particulièrement dans la phase de rédaction.

Il y a cinq ans maintenant que je connais Alexandre Obertelli. Nous partageons des loisirs, un intérêt pour la même discipline et une amitié profonde et sincère que la distance ne saurait altérer. Bien, que cela soit indépendant de la thèse, je tiens à le remercier simplement pour avoir été lui même. J'espère que nous aurons l'occasion de travailler un jour ensemble.

Pour leur gentillesse, leur soutien et parfois leur aide, je voudrais exprimer ma profonde gratitude à Monsieur et Madame Morrison, et leurs chats que je ne pourrai oublier.

Que mes parents trouvent dans ce manuscrit l'expression de ma sincère reconnaissance pour leur soutien, et leur confiance tout au long de mes études.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
I Etude de la fermeture de couche N=28 autour du noyau $^{46}_{18}\text{Ar}_{28}$ par réaction de transfert d'un neutron : application à l'astrophysique	5
1 $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$: méthodes expérimentales	7
1.1 Contraintes expérimentales	7
1.1.1 Production et caractéristiques du faisceau	7
1.1.2 Cinématiques des réactions $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$	8
1.2 Dispositif expérimental	11
1.2.1 Présentation générale	11
1.2.2 Logique générale de l'acquisition des données	13
1.3 Le détecteur MUST	14
1.3.1 Description	14
1.3.2 Electronique	14
1.3.3 Etalonnages en énergie	15
1.3.4 Etalonnage en position	16
1.4 Le détecteur de faisceau CATS	17
1.4.1 Description	17
1.4.2 Principe de fonctionnement	17
1.4.3 Reconstruction de la position avec CATS	18
1.4.4 Electronique	20
1.4.5 Etalonnage des gains des bandes de CATS	21
1.4.6 Centrage du détecteur : la grille	21
1.4.7 Résolutions	23
1.4.8 Dispersion angulaire du faisceau	24
1.5 Le Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil : SPEG	25
1.5.1 Utilisation de SPEG	25
1.5.2 Les chambres à dérives	26
1.5.3 Reconstruction de la position	28
1.5.4 Electronique	28
1.5.5 Etalonnage	28

2	Traitement des données et analyse DWBA	29
2.1	Traitement des données	29
2.1.1	Angle d'émission du proton	29
2.1.2	Energie du proton	30
2.1.3	Energie d'excitation dans le noyau final	31
2.1.4	Identification du noyau de recul dans SPEG	32
2.1.5	Sélection des événements d'intérêt	34
2.1.6	Section efficace différentielle	35
2.1.7	Le bruit de fond induit par réaction sur le carbone	37
2.1.8	La cassure du deuton	39
2.1.9	Du repère du laboratoire au repère du centre de masse	40
2.1.10	Estimation des barres d'erreur	41
2.2	Analyse DWBA	41
2.2.1	Section efficace différentielle, amplitude de transition	41
2.2.2	Approximation de Born des ondes distordues	43
2.2.3	Le potentiel de transition	43
2.2.4	Le facteur de forme	44
2.2.5	Le facteur spectroscopique	45
2.2.6	Règles de somme sur les facteurs spectroscopiques	45
2.2.7	Les potentiels optiques	46
2.2.8	Les potentiels de la voie d'entrée	47
2.2.9	Les potentiels de la voie de sortie	48
3	Résultats et interprétations	49
3.1	Etude du ^{41}Ar	49
3.1.1	Etat des connaissances avant l'expérience	49
3.1.2	Résultats expérimentaux	50
3.2	Etude du ^{45}Ar	52
3.2.1	Etat des connaissances avant l'expérience	52
3.2.2	Résultats expérimentaux obtenus dans ce travail	53
3.2.3	Interprétation	55
3.3	Etude du ^{47}Ar	65
3.3.1	Défaut de masse du ^{47}Ar	65
3.3.2	Résultats expérimentaux et interprétation	66
3.4	Le gap N=28	69
3.5	Conclusion	78
4	Déterminations des taux de captures de neutrons $^{44,46}\text{Ar}(n,\gamma)$ à partir des réactions $^{44,46}\text{Ar}(d,p)$: implications astrophysiques	81
4.1	Contexte astrophysique	81
4.1.1	Bases de l'astrophysique nucléaire	81
4.1.2	Deux types de processus r	86
4.1.3	La météorite d'Allende et ses anomalies isotopiques	87
4.1.4	Importance de la structure nucléaire	88
4.2	De (d,p) à (n, γ)	91
4.2.1	Le mécanisme de capture directe de neutrons	94

4.2.2	Détermination des taux de capture directe de neutrons sur les $^{44,46,48}\text{Ar}$	103
4.3	Synthèse des éléments autour de (Z=18, N=28) et rapport isotopique anormal $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$	107
4.3.1	Impact de nos résultats sur la nucléosynthèse des $^{46,48}\text{Ca}$	107
4.4	Conclusion	109
II	Spectroscopie $\beta\gamma$ de noyaux riches en neutrons autour de N=32/34 et N=40	111
5	Mesure de temps de vie β et spectroscopie γ de noyaux riches en neutrons du ^{21}Sc au ^{27}Co	113
5.1	Procédure expérimentale	115
5.1.1	Prise de décision	118
5.1.2	Le détecteur à perte d'énergie (ΔE) :	119
5.1.3	Le détecteur Silicium à 16 pistes	121
5.1.4	Identification des γ	124
5.1.5	Méthode d'analyse	126
5.2	Résultats et discussions	130
5.2.1	Isotopes de Titane	133
5.2.2	Isotopes de Manganèse	137
5.2.3	Isotopes de Fer	146
5.2.4	Isotopes de Cobalt	149
5.3	Conclusion	150
	Conclusions et perspectives	161
A	Paramètres des potentiels optiques	165
	Références	167

Introduction

Les quelques 300 noyaux stables présents dans l'univers sont formés dans les processus de nucléosynthèse stellaire. Comprendre l'origine de ces éléments nécessite de comprendre les détails de ces processus. Leur déroulement est fortement influencé par la structure des noyaux exotiques qui y sont impliqués, et qu'il est alors nécessaire d'étudier. Les modèles élaborés dans le but de décrire la structure des noyaux ont d'abord été établis sur la base des propriétés des noyaux stables. Ensuite, grâce au développement constant des techniques de production, de séparation, d'identification et de détection des noyaux en physique nucléaire, les connaissances ont pu être, petit à petit, étendues aux zones de plus en plus éloignées de la vallée de stabilité, et les modèles confrontés aux nouvelles observations. On a pu alors constater que des modifications importantes apparaissent dans la structure des noyaux exotiques en comparaison aux noyaux stables. Une des pierres angulaires de la structure nucléaire est l'existence des nombres magiques pour lesquels les noyaux présentent un surcroît de stabilité. Au niveau de la vallée de stabilité, ces derniers sont 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Au fil des études expérimentales, il a été découvert que les noyaux exotiques présentant des nombres de nucléons supposés magiques n'ont pas toujours les propriétés attendues. En d'autres termes, les nombres magiques peuvent disparaître, et de nouveaux peuvent apparaître. La première information concernant la modification des nombres magiques est parvenue de l'étude de la fermeture de couches $N=20$. Les mesures de l'énergie d'excitation de l'état 2_1^+ [Dét79], de masse [Orr91], et de la probabilité de transition $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du noyau ^{32}Mg [Mot95] indiquent toutes la disparition du nombre magique $N=20$ dans ce noyau riche en neutrons. D'un point de vue théorique, ceci est interprété comme un effet de déformation qui favorise les corrélations entre les nucléons du noyau, à un tel point que l'état fondamental se trouve dans cette configuration déformée plutôt que dans la configuration "naturelle" sphérique [Cau01]. On parle alors de l'îlot d'inversion. En parallèle à cette disparition du nombre magique $N=20$, les observations expérimentales semblent indiquer que les nombres $N=14,16$ deviendraient magiques dans les isotopes riches en neutrons de carbone, oxygène, et néon [Sta04, Obe05]. Ce changement de structure dans cette région de masses pourrait être un effet de la forte interaction proton-neutron dans les noyaux impliqués [Ots01].

Par ailleurs, les temps de vie de décroissance β^- très courts des isotopes de phosphore, soufre et chlore autour de $N=28$ fournissent un autre exemple de la disparition des fermetures de couches loin de la stabilité [Sor93]. Les expériences d'excitation coulombienne dans ces noyaux confirment cette disparition [Sch96]. L'étude de cette fermeture de couches a ensuite été étendue aux isotopes d'argon à l'aide de la technique de spectroscopie en ligne [Dom03], dont les résultats semblent indiquer que la fermeture de couches

$N=28$ commence à y être affaibli, mais de façon moins prononcée que dans les chaînes isotopiques inférieures. L'origine de la disparition de cette fermeture de couches n'est actuellement pas clairement comprise.

On peut aussi citer le cas du nombre $N=32$ qui devient magique dans les noyaux présentant un excès de neutrons (dans les isotopes de calcium [Huc85] et titane entre autre [Lid04, For04, Din05]), alors qu'au niveau de la vallée de stabilité, ce nombre ne présente pas de propriétés particulières. Dans ce cas, c'est encore l'interaction proton-neutron qui serait responsable d'un réarrangement dans l'ordre des orbitales neutrons de ces noyaux, rendant $N=32$ magique [Ots01, Hon02].

Un dernier exemple de la modification de la structure avec l'exotécité est observé au niveau du nombre $N=40$. Ce dernier naît de l'espacement des couches fp et de la couche intruse $\nu g_{9/2}$. Il n'est pas prédit magique au niveau de la vallée de stabilité. Cependant, les mesures de $B(E2)$ dans la chaîne des nickels montrent un minimum pour ce nombre de neutrons [Per04b], ce qui est caractéristique de la présence d'un nombre magique. Cependant, ce fait n'est pas interprété comme la magie de $N=40$, mais plutôt comme un effet de changement de parité entre les couches fp et la couche intruse $\nu g_{9/2}$ qui réduit la valeur de la probabilité de transition $B(E2)$.

Le travail réalisé durant la thèse s'inscrit dans la problématique générale de l'évolution de la structure nucléaire avec l'exotécité des noyaux et ses conséquences sur la nucléosynthèse dans les processus stellaires explosifs. Le manuscrit de thèse est divisé en deux parties qui correspondent à deux études menées à l'aide de techniques différentes :

- une réaction de transfert d'un neutron, (d,p), sur les noyaux $^{44,46}\text{Ar}$ pour y étudier la fermeture de couches $N=28$
- une expérience de décroissance bêta et de spectroscopie γ de noyaux riches en neutrons situés dans les chaînes isotopiques allant du scandium au cobalt.

Dans le chapitre 1, on présentera l'ensemble de détection MUST/CATS/SPEG qui a permis d'étudier les réactions $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$. La sonde que représente la réaction de transfert d'un neutron (d,p) a de nombreux avantages. Elle permet d'accéder aux énergies d'excitation des états peuplés dans les noyaux produits, ainsi qu'à leurs moments angulaires et facteurs spectroscopiques. Les méthodes utilisées pour obtenir ces informations seront décrites dans le chapitre 2. Grâce à ces résultats, les positions des orbitales partenaires de spin-orbite $f_{7/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ peuvent être déterminées, ce qui fournit une mesure directe de la taille du gap $N=28$ dans la chaîne des argons, et permet de quantifier l'évolution des écarts des couches partenaires de spin-orbite quand on s'éloigne de la vallée de stabilité, en particulier en passant de la chaîne des calciums à celle des argons. C'est dans le chapitre 3 que nous présenterons ces résultats.

Les conséquences astrophysiques de ce travail seront présentées au chapitre 4. Nous étudierons en particulier comment nos résultats influencent la nucléosynthèse des noyaux $^{46,48}\text{Ca}$ pour lesquels un rapport d'abondance isotopique anormal est observé dans certaines inclusions réfractaires de la météorite extra-solaire d'Allende. Nous verrons que cette dernière présente aussi des anomalies isotopiques pour les chaînes des titane, chrome, fer, nickel et zinc. Nous montrerons que l'origine de ces anomalies est intimement liée aux propriétés de structure nucléaire des noyaux impliqués dans les processus de nucléosynthèse. En particulier, nous mettrons en évidence le fait que les temps de vie de décroissance β^- et les sections efficaces de capture de neutrons au niveau des fermetures

de couches déterminent les noyaux qui sont peuplés au cours de ces processus. Ceci fera l'objet de la première partie du chapitre 4. Ensuite, nous déterminerons les sections efficaces de capture de neutrons sur les $^{44,46}\text{Ar}$ à l'aide des seules données obtenues dans l'expérience réalisée durant la thèse. Munis de ces sections efficaces, ainsi que des temps de vie de décroissance bêta des noyaux de cette région, nous déduirons des conditions stellaires susceptibles de rendre compte des anomalies isotopiques observées dans les $^{46,48}\text{Ca}$.

La seconde partie de ce manuscrit, qui constitue le chapitre 5, sera dédiée à l'étude de la spectroscopie $\beta\gamma$ des noyaux riches en neutrons $^{57,58}_{21}\text{Sc}$, $^{58-60}_{22}\text{Ti}$, $^{60-62}_{23}\text{V}$, $^{62-66}_{24}\text{Cr}$, $^{64-68}_{25}\text{Mn}$, $^{67-70}_{26}\text{Fe}$ et $^{69-71}_{27}\text{Co}$. Après avoir introduit les méthodes expérimentales de cette partie, nous présenterons la détermination des temps de vie mesurés dont six d'entre eux n'étaient pas connus avant l'expérience. Par ailleurs, les données de spectroscopie γ obtenues dans cette expérience seront présentées. Nous discuterons de l'influence de la couche $\nu g_{9/2}$ sur la structure des noyaux étudiés, comme par exemple le fait qu'elle ralentisse les décroissances β ou qu'elle implique l'existence d'isomères dans certains des noyaux étudiés. Cette expérience a d'autre part permis d'étendre la connaissance de la structure des isotopes de titanes jusqu'à la masse 60. Dans ce cadre, nous rappellerons la problématique de l'apparition des nombres magiques $N=32/34$ dans cette chaîne isotopique, et nous en discuterons la validité sous l'éclairage de données existantes récemment obtenues, ainsi que de celles que nous apportons.

Les déterminations des temps de vie, et les premières informations de structure des noyaux étudiés dans ce chapitre sont les premiers pas nécessaires vers la compréhension de l'origine de certaines anomalies isotopiques observées dans la météorite d'Allende, en particulier au niveau des ^{64}Ni et ^{66}Zn .

Première partie

**Etude de la fermeture de couche N=28
autour du noyau ${}_{18}^{46}\text{Ar}_{28}$ par réaction de
transfert d'un neutron : application à
l'astrophysique**

Chapitre 1

$^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$: méthodes expérimentales

Nous avons étudié les réactions $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$ en cinématique inverse au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) dans le but de déterminer la taille du gap $N=28$ dans cette région. Les faisceaux constitués des $^{44,46}\text{Ar}$ produits par le Système de Production d'Ions Radioactifs avec Accélération en Ligne (SPIRAL [Vil03]) étaient incidents sur une cible de CD_2 . Les énergies et angles d'émission des protons de la voie de sortie ont été mesurés pour accéder aux énergies d'excitation des états peuplés dans les noyaux de $^{45,47}\text{Ar}$ et aux distributions angulaires des protons associés à ces états. Ces dernières informations permettent de déduire les moments angulaires et facteurs spectroscopiques des états peuplés.

Ce chapitre décrit le mode de production des faisceaux, puis le dispositif expérimental utilisé. Les contraintes dues à la cinématique des réactions étudiées nous guiderons dans la compréhension du choix des détecteurs utilisés, dont les caractéristiques et l'électronique associée seront passées en revue.

1.1 Contraintes expérimentales

1.1.1 Production et caractéristiques du faisceau

Les noyaux exotiques de $^{44,46}\text{Ar}$ sont produits par l'installation SPIRAL du GANIL. Un faisceau primaire de ^{48}Ca à 66 MeV/A et d'intensité moyenne d'environ 200 pA provenant d'un échantillon de ^{48}Ca fortement enrichi est accéléré par la technique décrite dans le chapitre 5 (page 113). Ce faisceau est envoyé dans la cave de production de SPIRAL sur une cible de Carbone dont l'épaisseur est telle que la totalité du faisceau y est stoppée. Les atomes produits par réaction de fragmentation du faisceau sur la cible diffusent en dehors de cette dernière grâce au chauffage procuré par un filament placé en son centre. Dans le cas du faisceau d' ^{44}Ar , ce filament a été rompu et ne pouvait plus fonctionner. La puissance du faisceau primaire a alors permis de chauffer la cible de production à environ 2000 K en se passant du filament. Après diffusion, les atomes entrent dans la source ECR Nanogam-3 qui les porte à l'état de charge 9+. Ils sont alors extraits et accélérés par le Cyclotron d'Ions à Moyenne Energie (CIME) jusqu'à 10 MeV/A. CIME

est un cyclotron compact de facteur $K=265^1$.

Pour minimiser les pertes de transmission par échange de charge lors de l'accélération des ions, un vide de $4.8 \cdot 10^{-6}$ Pa est maintenu au centre de CIME par un système de pompes à panneaux cryogéniques. Le nombre de tours important parcourus par les ions dans le cyclotron permet de faire une sélection en masse des noyaux en même temps qu'ils sont accélérés. La synchronisation des champs dans CIME n'est établie que pour une valeur M/Q précise, choisie pour l'ion d'intérêt. La figure 1.1 présente l'ensemble de la ligne de production.

L'utilisation de SPIRAL a permis de produire des faisceaux de ^{44}Ar et ^{46}Ar avec les intensités respectives de 1.10^5 sec^{-1} et 2.10^4 sec^{-1} , sans contamination isobarique. Outre ces faisceaux exotiques, un faisceau stable de ^{40}Ar a aussi été accéléré de la même manière, et à la même énergie par nucléon. Il fut utilisé comme cas de référence pour valider le bon fonctionnement de notre système de détection et les méthodes d'analyse comme nous le verrons par la suite. L'intensité de ce faisceau a été volontairement limitée à quelques $10^5 \text{ part. sec}^{-1}$ pour ne pas détériorer les détecteurs placés sur son passage.

1.1.2 Cinématiques des réactions

$^{44,46}\text{Ar(d,p)^{45,47}\text{Ar}}$

L'étude de la structure des noyaux $^{45,47}\text{Ar}$ a été réalisée via une réaction de transfert d'un neutron du type (d,p).

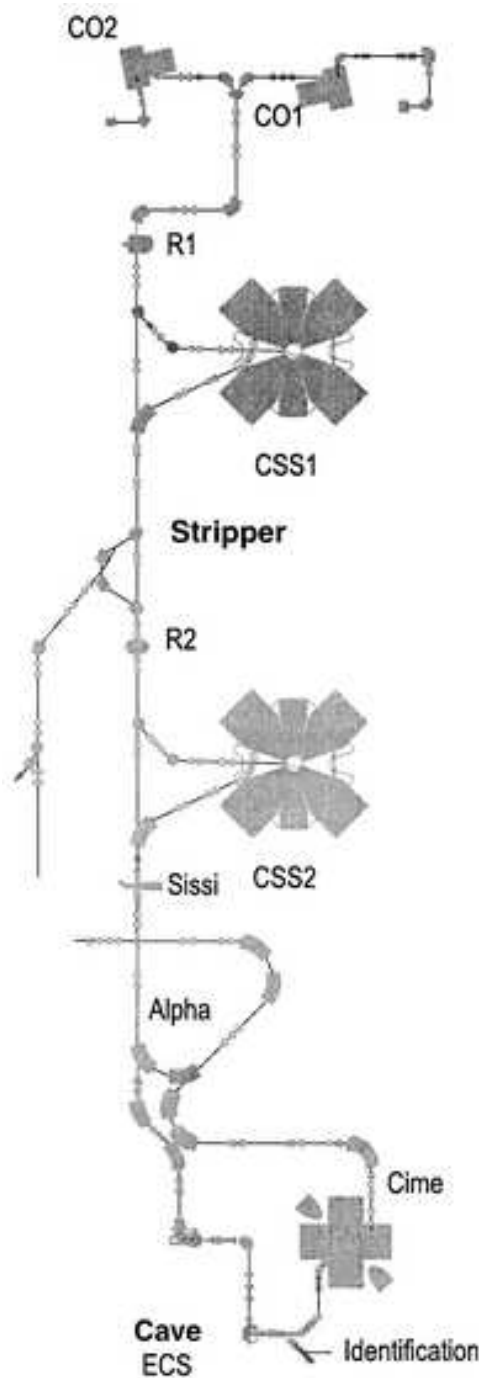


FIG. 1.1 – Schéma de la ligne de production et accélération de SPIRAL

¹Une énergie de faisceau de 10 MeV/A est un bon compromis pour avoir une séparation claire des distributions associées à différentes valeurs de moments angulaires transférés, et des sections efficaces différentielles permettant d'obtenir une statistique suffisamment importante, sans être perturbé par les autres voies de réaction telle que le mécanisme du noyau composé. Le facteur K de CIME fixe alors l'état de charge à utiliser puisque $E/A = K(Q/A)^2$; ce qui conduit à $Q = 9$ pour $E/A = 10 \text{ MeV/A}$.

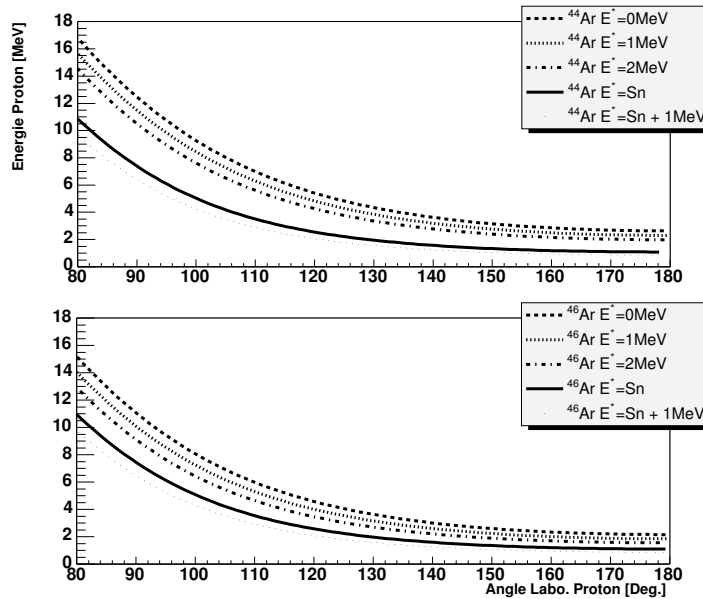


FIG. 1.2 – Cinématiques des protons ($E_p=f(\theta_p)$) pour une réaction (d,p) avec un faisceau de ^{44}Ar (en haut) et un faisceau de ^{46}Ar (en bas), tous deux à 10 MeV/A.

Dans cette réaction à deux corps, la détermination des caractéristiques (quadrivecteur Energie/Impulsion) de trois des particules impliquées permet d'accéder à celles de la quatrième. Les caractéristiques des particules de la voie d'entrée sont connues, et nous avons mesuré celles du proton en voie de sortie. Toutes les observables nécessaires pour accéder aux énergies d'excitation des états peuplés dans les noyaux d'argon finaux en utilisant les relations de la cinématique à deux corps sont donc déterminées. La figure 1.2 présente une partie de la cinématique des protons issus des réactions $d(^{44}\text{Ar}, ^{45}\text{Ar})p$ et $d(^{46}\text{Ar}, ^{47}\text{Ar})p$ avec des faisceaux ayant une énergie de 10 MeV/A. Nous avons supposé que différentes énergies d'excitation dans les noyaux finaux (0, 1, 2 MeV, S_n et S_n+1 MeV, S_n étant l'énergie de séparation d'un neutron) sont atteintes. On peut voir que les protons d'énergie inférieure à 6 MeV sont émis aux angles supérieurs à 120° dans le laboratoire (l'angle 0 étant donné par la direction de propagation du faisceau). La section efficace de transfert est maximale aux angles avant dans le repère du centre de masse qui correspondent aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire. La figure montre qu'à ces angles, la résolution sur l'énergie des protons détectés est déterminante pour séparer les différentes énergies d'excitation du noyau final. De plus quand l'angle laboratoire diminue, il faut ajouter l'effet de la résolution sur l'angle d'émission du proton qui devient importante pour séparer les différents états peuplés.

Le tableau 1.1 présente l'influence des résolutions (Δ) des différentes grandeurs (E_{inc} : énergie du faisceau ; E_p : énergie du proton ; θ_{lab} : angle d'émission du proton) sur la résolution en énergie d'excitation dans noyau final (E^*) et en angle centre de masse du proton (θ_p), pour la réaction $d(^{46}\text{Ar}, ^{47}\text{Ar})p$. L'influence des différents paramètres sur la résolution en angle centre de masse du proton émis est très peu importante. Les erreurs

$E_{47\text{Ar}}$ MeV	0.5 MeV		3.7 MeV (S_n)	
θ_{cm} ($^\circ$)	5	25	5	25
θ_{lab} ($^\circ$)	164	138	161	130
$\Delta E^*/\Delta E_{inc}$	0.012	0.013	0.014	0.015
$\Delta E^*/\Delta E_p$	3.146	2.394	4.047	2.490
$\Delta E^*/\Delta\theta_{lab}$ (MeV/ $^\circ$)	0.042	0.124	0.039	0.117
$\Delta\theta_{cm}/\Delta E_{inc}$ ($^\circ/\text{MeV}$)	0.003	0.011	0.004	0.012
$\Delta\theta_{cm}/\Delta E_p$ ($^\circ/\text{MeV}$)	0.854	1.755	1.874	2.959
$\Delta\theta_{cm}/\Delta\theta_{lab}$	0.317	0.337	0.258	0.281

TAB. 1.1 – Influence des résolutions en énergie du faisceau incident (ΔE_{inc}), énergie proton (ΔE_p) et angle proton ($\Delta\theta_{lab}$) sur les résolutions en énergie d'excitation du noyau final (ΔE^*) et angle centre de masse du proton ($\Delta\theta_{cm}$).

induites sont largement inférieures au pas en angle que nous utiliserons pour extraire les distributions angulaires. De même l'influence de l'énergie du faisceau incident sur l'énergie d'excitation dans le noyau final et sur l'angle centre de masse du proton est très faible. De plus la résolution sur l'énergie du faisceau incident, de l'ordre de $4 \cdot 10^{-4}$ rend cette influence négligeable.

Par contre une erreur de 1° sur l'angle d'émission du proton dans le laboratoire peut entraîner une erreur d'environ 125 keV sur l'énergie d'excitation du noyau final. Un effet plus dramatique provient de l'erreur sur l'énergie du proton qui, si elle est de 100 keV, entraîne une erreur pouvant aller jusqu'à 400 keV sur l'énergie d'excitation dans le noyau final. Il est donc primordial d'utiliser un détecteur de particules chargées ayant une bonne résolution en énergie et permettant d'avoir une bonne résolution en angle ($<1^\circ$). Ces conditions sont réunies par le détecteur MUST [Blu99] (MUr à STrip) qui permet de mesurer l'énergie déposée par les particules chargées qui le traversent, et d'avoir la localisation du point d'entrée de ces particules sur la face avant du détecteur. Ce détecteur, dans les conditions d'utilisation durant l'expérience qui sont présentées dans la suite, a une résolution en angle d'environ 0.6° , et a une résolution intrinsèque en énergie d'environ 50 keV. Pour accéder à l'angle d'émission du proton il faut aussi connaître précisément la localisation de son point d'émission. Le détecteur utilisé à cet effet doit être peu interceptif, ne pas induire de dispersion en angle et en énergie (straggling) importantes pour les particules qui le traversent et avoir une résolution en position permettant d'obtenir l'angle d'émission du proton à mieux que 1° . Nous avons utilisé les Chambres à Trajectoire de Saclay [Ott99] (CATS) qui remplissent ce cahier des charges.

La dispersion angulaire et en énergie induite par les différents matériaux traversés par le faisceau et les protons sortant de la cible doit être minimisée pour s'assurer d'avoir la meilleure résolution en énergie d'excitation dans le noyau final possible. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser une cible mince de CD_2 de $380 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ d'épaisseur. Le straggling angulaire et en énergie et la perte d'énergie des protons dans cette cible sont faibles, comme indiqué dans le tableau 1.2, en fonction de l'épaisseur de cible traversée (ρe), qui dépend de l'angle d'émission du proton θ_p^{Lab} . La perte d'énergie peut être corrigée, durant l'analyse des données, grâce aux tables de la référence [Jan82], alors que les straggling en angle et en énergie ne peuvent pas l'être. Cependant, leur influence sur E^* est faible (d'après la combinaison des tableaux 1.1 et 1.2).

E_p (MeV)	$\theta_p^{Lab}=120^\circ \rho.e(\theta = 120)=380 \mu g.cm^{-2}$			$\theta_p^{Lab}=160^\circ \rho.e(\theta = 160)=202 \mu g.cm^{-2}$		
	ΔE_{cible} (keV)	LMH E (keV)	LMH θ ($^\circ$)	ΔE_{cible} (keV)	LMH E (keV)	LMH θ ($^\circ$)
1	162	17	1.78	64	10	0.95
2	98	17	0.80	39	10	0.46
3	72	17	0.53	29	10	0.30
4	58	17	0.39	23	10	0.23
5	32	17	0.31	13	10	0.18

TAB. 1.2 – Perte d'énergie et stragglings en énergie et en angle (les valeurs données correspondent aux largeurs à mi-hauteur - LMH) pour des protons émis à 120° ou à 160° dont l'énergie est donnée par E_p .

Une cible de CD_2 a l'inconvénient de contenir du Carbone sur lequel peuvent se produire des réactions parasites contribuant à alimenter le bruit de fond dans les spectres obtenus. Une autre source de bruit de fond provient de la cassure des deutons (break-up) avant que la réaction ne se produise. Dans le cas où ces réactions parasites ont lieu, le noyau de recul n'est pas celui attendu (^{45}Ar ou ^{47}Ar). Afin de nous affranchir du bruit de fond dans les spectres en énergie d'excitation dans le noyau final, nous avons utilisé le Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL [Bia89] (SPEG) pour identifier le noyau de recul produit dans la réaction de transfert. SPEG n'a pas été utilisé pour obtenir les distributions angulaires des protons pour des raisons qui seront détaillées dans la suite.

Nous allons maintenant présenter les caractéristiques de chaque détecteur utilisé, l'électronique qui lui est associée ainsi que les étalonnages que nous avons réalisés.

1.2 Dispositif expérimental

1.2.1 Présentation générale

Le schéma de la figure 1.3 présente la disposition des différents détecteurs dans la chambre à réaction de la ligne SPEG, ainsi qu'au plan focal du spectromètre. Les 8 modules de l'ensemble MUST sont répartis en deux couronnes de 4 détecteurs couvrant les angles laboratoires compris entre 110° et 130° , pour la couronne externe, et 130° et 165° pour la couronne interne.

Le montage standard d'une expérience de transfert (d,p) avec MUST et CATS comprend deux détecteurs CATS qui sont placés en amont de la cible de façon à obtenir 2 points de passage du faisceau convergeant sur cette dernière qui permettent, par interpolation linéaire, d'accéder au point d'interaction sur la cible. Nous n'avons pas utilisé cette configuration pour les raisons qui suivent. La faible énergie du faisceau d'argon entraîne un straggling angulaire dans les détecteurs CATS, de l'ordre de 0.1° , qui compte tenu de leurs distances à la cible (1.5 m pour CATS1 et 75 cm pour CATS2) conduit à une incertitude non réductible de 5 mm sur la position du faisceau sur la cible. Ceci correspond à une incertitude de 3° sur l'angle d'émission du proton donc à une erreur allant jusqu'à 370 keV sur l'énergie d'excitation dans le noyau final. Une façon de s'affranchir totalement du straggling du faisceau avant la cible est de ne placer sur son passage aucun détecteur. C'est l'option que nous avons choisie, en mettant un seul détecteur CATS, 11 cm en aval de la cible, qui détecte donc le noyau de recul plutôt que l'ion incident.

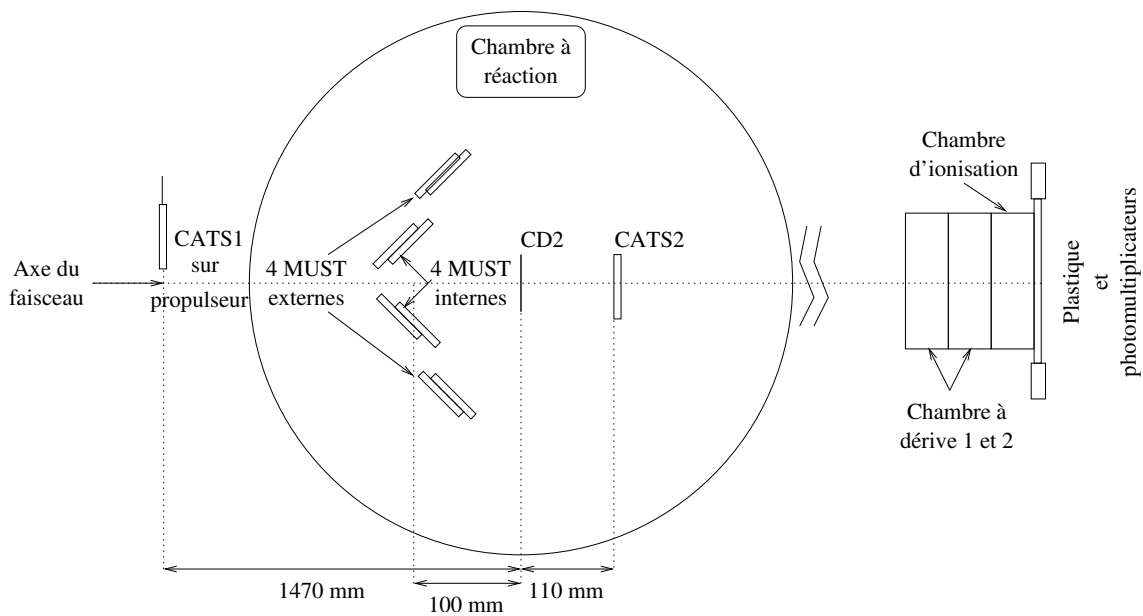


FIG. 1.3 – Vue schématique redressée du montage des détecteurs dans la chambre à réaction de la ligne SPEG, et au plan focal du spectromètre. Les deux dipôles en sortie de la chambre à réaction ne sont pas représentés.

Pour obtenir l'information du vertex de la réaction sur la cible nous avons réalisé l'expérience avec un faisceau de très faible divergence angulaire (<2 mrad). Dans l'hypothèse la plus simple, le noyau de recul est émis après la réaction à 0° (trait interrompu horizontal sur le schéma de la figure 1.4). Dans ce cas, les coordonnées du point d'impact de l'ion de recul obtenues à l'aide de CATS correspondent directement à la position du vertex sur la cible. C'est ce traitement que nous avons appliqué aux données, bien que l'hypothèse soit erronée (le noyau d'argon est émis avec un angle moyen de 0.3° dans la réaction de transfert). La figure 1.4 montre la gamme angulaire des argons en voie de sortie pour les protons qui sont détectés dans MUST durant l'expérience. L'encart dans cette figure montre la distribution des angles d'émission du noyau de recul dans le laboratoire, pour une réaction de transfert conduisant à l'état fondamental du ^{47}Ar . Cette distribution est déduite à partir des caractéristiques des protons qui sont mesurées au cours de l'expérience, et des relations cinématiques pour une réaction à deux corps. La distribution des angles d'émission des noyaux d'argon est piquée à 0.3° . Une telle valeur conduit à une incertitude sur la position du vertex de 0.58 mm, soit une erreur d'environ 50 keV sur l'énergie d'excitation dans le noyau final. Dans le futur, nous envisageons un traitement différent des données, dans lequel nous négligerons, dans un premier temps, l'angle d'émission du noyau de recul, et nous déduirons l'angle d'émission du proton grâce aux points A et B sur le schéma de la figure 1.4. Connaissant cet angle et l'énergie du proton, nous déduirons alors l'angle auquel le noyau de recul est émis, et nous recalculerons la position du vertex sur la cible qui donnera lieu à un nouvel angle d'émission pour le proton obtenu avec les points V et B. Cette valeur sera alors utilisée pour déduire l'énergie d'excitation dans le noyau final. Une telle méthode devrait permettre d'améliorer légèrement la résolution en énergie. Cependant, le straggling angulaire du faisceau dans la cible

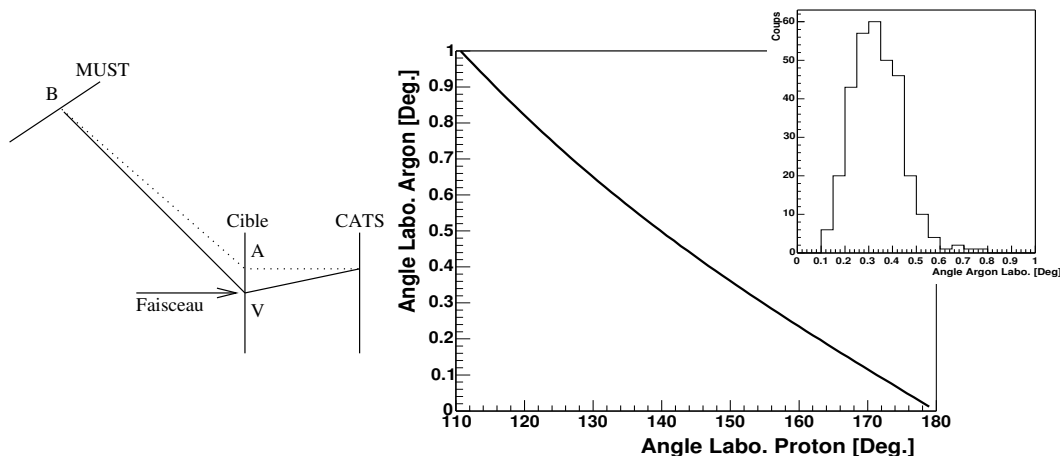


FIG. 1.4 – Corrélation entre l'angle d'émission de l'argon en voie de sortie et l'angle d'émission du proton, et en encart, distribution des isotopes d'argon dans le laboratoire lors de la réaction de transfert conduisant à l'état fondamental du ^{47}Ar (Spectre obtenu en mettant la condition que le ^{47}Ar soit détecté dans SPEG). Le schéma est un support visuel pour les explications données dans le texte.

étant comparable à la valeur moyenne de l'angle d'émission du noyau de recul, il est possible que cette correction n'entraîne pas une amélioration de 50 keV de la résolution en énergie.

Malgré cette incertitude sur la position du vertex, la configuration utilisée apporte un gain non négligeable de précision sur la résolution en énergie d'excitation par rapport au montage standard utilisé dans les expériences précédentes [Kha00, Pit00, Jou01, Zer01, Del03, Bec04, Ska04].

Le spectromètre SPEG était utilisé pour identifier les ions de recul produits par l'interaction du faisceau avec la cible. L'ensemble de détection situé au plan focal (PF) de SPEG est composé de deux chambres à dérives suivies d'une chambre d'ionisation et d'un détecteur plastique muni de deux photo multiplicateurs. Ce dernier couvre toute la largeur du plan focal. Les différents détecteurs seront décrits dans la suite.

1.2.2 Logique générale de l'acquisition des données

Le module GMT (Ganil Master Trigger) permet de définir quel type d'évènement est susceptible de déclencher l'acquisition de données. Les réactions que nous étudions, $d(^{44}\text{Ar}, ^{45}\text{Ar})p$ et $d(^{46}\text{Ar}, ^{47}\text{Ar})p$, ont pour signature un proton détecté dans un des modules MUST, et un noyau dans SPEG, si sa transmission est de 100%. Ainsi, chacun des 8 modules MUST est autorisé à déclencher l'acquisition. Le taux de comptage important dans le détecteur CATS entraînerait le blocage de l'acquisition si tous les évènements correspondant pouvaient la déclencher. Cependant, pour obtenir une information sur la position de l'impact du faisceau sur la cible, indépendante du fait que la réaction d'intérêt ait eu lieu ou non, 1 évènement sur 30000 dans le détecteur CATS était autorisé à déclencher. De même 1 évènement sur 1000 dans le plastique du plan focal (PF) de SPEG déclenchait l'acquisition.

Quand le GMT reçoit un signal, il prend environ 200 ns pour vérifier si ce dernier est autorisé à déclencher. Dans ce cas, le module fournit une porte logique appelée FAG (Fenêtre d'Analyse Générale) qui est utilisée pour générer les portes de tous les codeurs de l'expérience.

1.3 Le détecteur MUST

1.3.1 Description

MUST [Blu99] est un détecteur constitué de 8 modules compacts dédiés à l'identification de particules légères chargées issues d'une réaction avec un faisceau exotique. L'identification des particules se fait par le biais de leur perte d'énergie dans les trois étages qui constituent chaque module :

- 1^{er} étage : Silicium à pistes double faces de 300 μm d'épaisseur couvrant une surface de 60*60 mm², découpés en 60 pistes horizontales sur l'une des faces et 60 pistes verticales sur l'autre. Chaque piste a une largeur de 910 μm et est séparée de sa voisine par une zone morte de 90 μm . Cet étage permet de localiser dans l'espace l'impact de la particule chargée sur le Silicium et de mesurer sa perte d'énergie. La face d'entrée de cet étage comporte une zone inactive d'aluminium d'une épaisseur de 0.3 μm équivalent Silicium qui occasionne une perte d'énergie des particules qui la traverse (de quelques dizaines de keV). L'énergie des particules est corrigée de cette perte grâce aux tables de la référence [Jan82]. Les protons d'une énergie inférieure à 6 MeV sont totalement arrêtés dans les 300 μm de Silicium de cet étage, leur énergie totale y est donc mesurée. L'électronique associée aux pistes Y permet de mesurer le temps d'arrivée de la particule sur le détecteur.
- 2^{me} étage : Silicium dopé au Lithium de 3 mm d'épaisseur et d'une surface de 58*58 mm². Les protons provenant de notre réaction ayant une énergie inférieure à 6 MeV sur la zone angulaire couverte, cet étage fut utilisé comme veto contre les particules provenant des réactions parasites évoquées plus haut.
- 3^{me} étage : Cristal d'iodure de Césium de 3 cm d'épaisseur non utilisé dans cette expérience.

1.3.2 Electronique

Les 120 signaux provenant des pistes X et Y de chaque module ainsi que les signaux temps sont envoyés dans des pré amplificateurs, fabriqués par le Service d'Electronique Physique (SEP) de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO). Ils sont situés à quelques centimètres du détecteur, sur le support mécanique de ce dernier pour favoriser le rapport Signal/Bruit. Les signaux sont ensuite traités par les cartes SMP128X (fabriquées par le SEP de l'IPNO) qui codent l'énergie de chaque piste et le temps associé. Les cartes SMP128X renvoient un signal logique (noté LD) au GMT quand une des pistes d'un module a dépassé la valeur du seuil de déclenchement, ce qui permet à chaque module MUST de déclencher l'acquisition. Un module de coïncidence est utilisé pour construire le "ou" logique des 8 signaux LD qui sert à la mesure de temps entre la détection d'un proton dans MUST et le passage d'un ion dans CATS. Un module supplémentaire, nommé TRIG8X, permet de piloter les cartes SMP128X et de synchroniser

l'électronique MUST avec le reste de l'électronique des détecteurs de l'expérience. De plus amples détails sur l'électronique de MUST peuvent être trouvés dans les nombreuses thèses existantes [Kha00, Pit00, Jou01, Zer01, Del03, Gio03, Bec04, Ska04].

1.3.3 Etalonnages en énergie

Chacune des 960 pistes de l'ensemble MUST est étalonnée à l'aide de deux sources émettant des particules α ; une avec 3 émetteurs (le ^{241}Am , le ^{235}Pu et le ^{244}Cm), et une source "thoron" présentant un doublet non résolu à 6060 keV (non utilisé dans le calibrage) et un pic à 8785 keV (qui fut utilisé). Les particules alpha déposent la totalité de

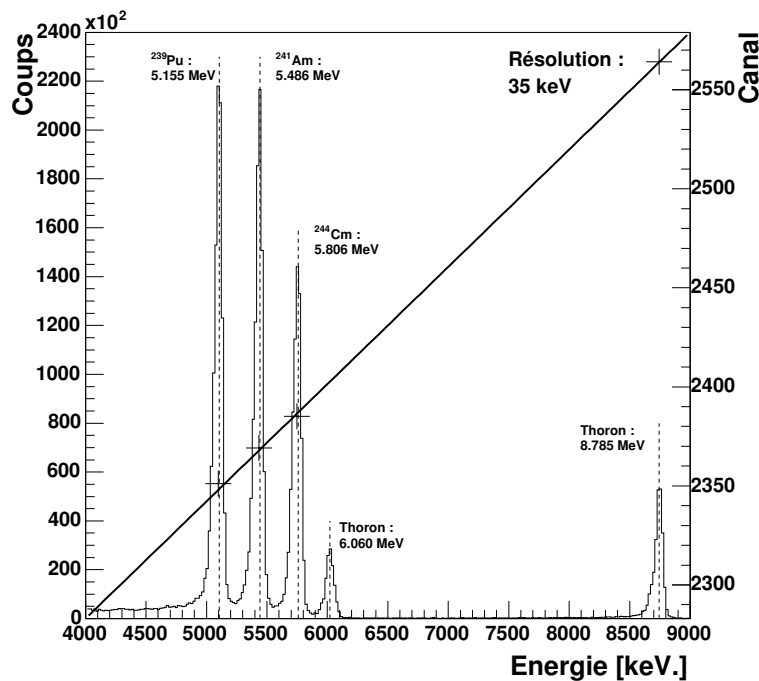


FIG. 1.5 – Spectre en énergie sommé des 60 pistes Y du module 8. Les pics correspondent aux énergies des alphas émis par les noyaux indiqués à leur côté. Les traits verticaux pointillés correspondent aux énergies attendues des alphas (compte tenu de leur perte d'énergie dans la zone morte de MUST). La courbe d'étalonnage correspondant à l'une des 60 pistes est reportée et l'ordonnée associée se lit sur l'axe de droite. Les relevés des positions, en canal, des pics alpha utilisés sont indiqués par les croix. La résolution obtenue est de 50 keV.

leur énergie dans les 30 premiers μm de l'épaisseur du Silicium à pistes. La perte d'énergie d'environ 40 keV dans la zone morte à l'entrée du détecteur est prise en compte dans la procédure d'étalonnage. Une régression linéaire est effectuée à partir de 4 des 5 pics obtenus (croix sur la figure 1.5) pour accéder à la correspondance entre le numéro de canal et l'énergie.

La figure 1.5 présente la superposition des spectres obtenus pour les 60 pistes Y du module 8 après étalonnage. L'ajustement des pics, en supposant une forme Gaussienne, conduit à une valeur de $\sigma=35$ keV ($\text{LMH}\simeq 85$ keV). Le même ajustement des pics de

chacune des pistes prises séparément produit le même résultat, validant ainsi l'étalonnage en énergie des 960 pistes du détecteur MUST. La précision en énergie sur la position du centroïde des pics est de 10 keV environ. Les lignes pointillées verticales sur la figure indiquent les positions attendues des pics, compte tenu de la perte d'énergie des alphas dans la zone morte de MUST.

Etalonnages en temps

Les cartes SMP128X comportent une chaîne électronique aboutissant à des ensembles TAC-ADC permettant de coder les temps associés aux pistes. Les temps des pistes paires et impaires sont codés par 2 voies électronique différentes afin d'obtenir une mesure fiable même dans le cas où le point d'impact de la particule incidente est située entre deux pistes, dans la région de l'inter-piste². Du fait des variations dans les caractéristiques des composants électroniques et des différentes longueurs de câbles et de circuits parcourues, il existe un décalage entre les temps mesurés par deux pistes de même parité. Une correction doit être effectuée pour chaque piste de chaque module afin que la comparaison des temps mesurés ait un sens. La carte TRIG8X comporte un générateur d'impulsions qui permet de déterminer ce décalage et recaler l'ensemble des temps sur une piste choisie comme référence parmi les 960 que comporte l'ensemble MUST. Ces temps ont été utilisés pour la mesure du temps écoulé entre la détection d'un événement dans CATS et un celle d'un proton dans MUST.

1.3.4 Etalonnage en position

Nous avons vu, dans une section précédente, que la résolution sur l'énergie d'excitation des états peuplés durant la réaction dépend de la résolution sur l'angle d'émission du proton. La connaissance précise des positions des 8 modules du détecteur MUST par rapport au centre de la cible est donc nécessaire. Des mesures de positionnement ont été réalisées à l'aide d'un système LASER permettant de localiser les 4 coins de la face d'entrée des Silicium à pistes des 8 modules MUST dans le repère du laboratoire centré sur la cible. Une précision de 0.5 mm est atteinte pour chaque point mesuré. Pour vérifier la bonne prise en compte des positions, nous avons réalisé une simulation des runs d'étalonnage avec source α . Dans la simulation, nous tirons aléatoirement, et isotropiquement, des particules dans la demi-sphère orientée vers les détecteurs MUST. Le nombre total de particules tirées est chois de façon à ce que le même nombre de particules alphasoient détectées durant les étalonnages avec la source et dans la simulation. Dans cette dernière, la localisation de chaque module MUST est celle déterminée lors des mesures de positionnement. La figure 1.6 présente le résultat de la simulation comparé à ce qui a été obtenu expérimentalement avec la source alpha. Nous y reportons le nombre de particules détectées dans l'ensemble des 8 modules MUST en fonction de l'angle d'émission des particules. L'accord entre l'expérience et la simulation est remarquable, et valide la bonne prise en compte des positions des détecteurs MUST et la reconstruction des angles d'émission à partir de la position du point d'impact sur le Silicium à pistes de la face d'entrée de MUST. Cette simulation sera utilisée dans la suite pour déterminer l'efficacité géométrique de l'ensemble de détection constitué des 8 modules MUST.

²Son signal est alors répartie sur les deux pistes de part et d'autre de l'inter-piste.

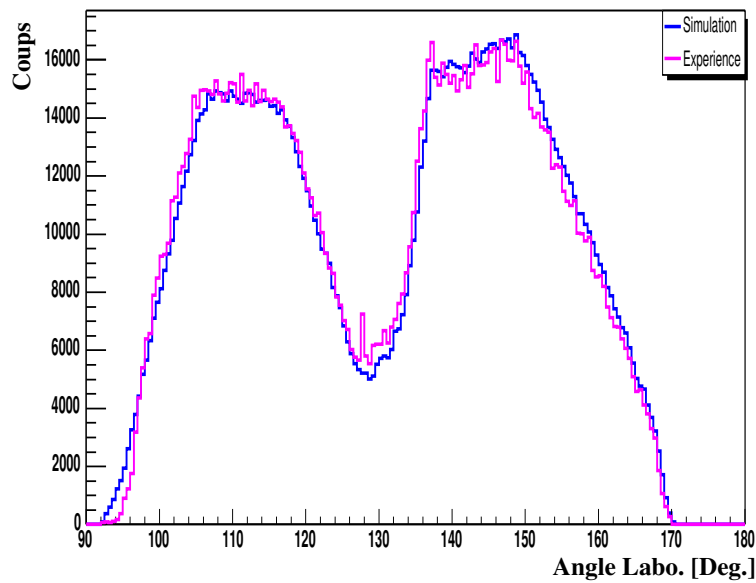


FIG. 1.6 – Comparaison des profils angulaires de détection des alpha dans MUST obtenus expérimentalement et par simulation.

1.4 Le détecteur de faisceau CATS

1.4.1 Description

Les Chambres à Trajectoire de Saclay [Ott99, Ott98] sont des chambres à fils basse pression. Le schéma de la figure 1.7 présente une vue éclatée des différentes parties du détecteur. Sa surface active est de $70 \times 70 \text{ mm}^2$. L'anode, au centre du détecteur, est constituée d'un plan de fils de $10 \mu\text{m}$ de diamètre placés à 1 mm les uns des autres, sur lesquels est appliquée une haute tension commune de 750 V . Deux feuilles de $0.9 \mu\text{m}$ de mylar sont placées de part et d'autre du plan de fils multiplicateurs sur lesquelles sont évaporées 28 bandes conductrices, en or, de 2000 \AA d'épaisseur reliées à la masse constituant les deux cathodes du détecteur. La largeur des bandes est de 2.34 mm et l'espace inter-bande est de 0.2 mm (soit un pas des bandes de 2.54 mm). La distance entre les cathodes et le plan d'anode est de 3.2 mm . Sur une des feuilles, les bandes sont disposées parallèlement aux fils d'anode et définissent ainsi un découpage de l'axe X et sur l'autre elles sont perpendiculaires aux fils permettant d'accéder à la position suivant l'axe Y. Le détecteur est clos par deux fenêtres en mylar d'une épaisseur de $0.9 \mu\text{m}$. Dans le détecteur circule de l'isobutane (C_4H_{10}) à une pression de 13 mbar .

1.4.2 Principe de fonctionnement

La basse pression, P , du gaz donne lieu à des rapports E/P importants, où E est le champ électrique régnant dans la chambre ($E/P \simeq 2.10^4 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$). La chambre fonctionne alors dans un régime proportionnel. Un ion lourd passant dans la chambre ionise le gaz qui s'y trouve sur la longueur de son trajet. Les électrons dérivent rapidement vers les fils d'anode. A leur voisinage, le champ augmentant rapidement, une multiplication

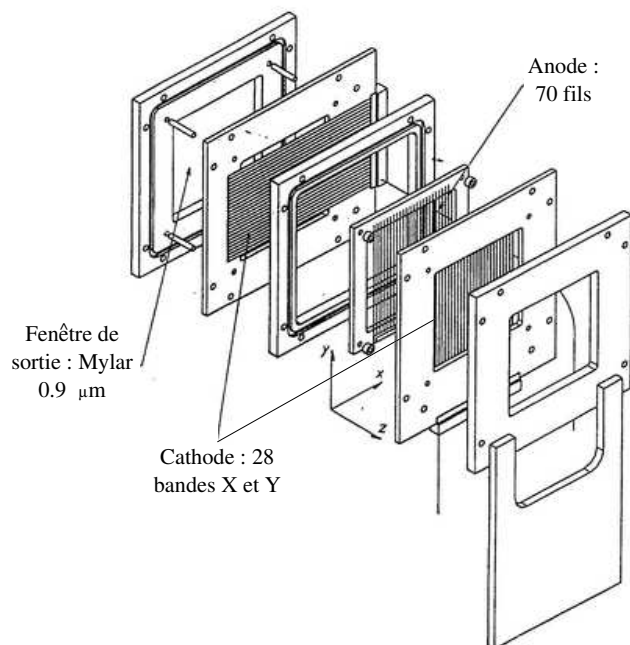


FIG. 1.7 – Vue éclatée des parties du détecteur CATS.

de charges se crée, due aux chocs des électrons avec les molécules du gaz. Le signal récupéré sur l'anode, induit par les électrons, peut être utilisé comme référence temporelle dans l'électronique de l'expérience. La charge induite sur les cathodes (X et Y) par le mouvement des ions positifs créés durant la multiplication est recueillie par chacune des bandes touchées. Jusqu'à 5 bandes contiguës peuvent être touchées pour un évènement. La position du centroïde de ces distributions de charges coïncide avec la position du passage de l'ion dans la chambre.

1.4.3 Reconstruction de la position avec CATS

Nous avons utilisé deux méthodes de reconstruction de la position de l'ion dans CATS qui sont présentées ci-dessous.

La méthode du barycentre à trois bandes

La première consiste à prendre pour centroïde le barycentre des positions des trois bandes contiguës ayant collecté le plus de charges durant l'évènement, pondéré par la valeur respective des charges collectées par chacune des bandes³, soit :

$$X = \frac{\sum_{i=1}^3 x_i \cdot Q_i}{\sum_{i=1}^3 Q_i} \quad (1.1)$$

³D'où l'intérêt d'être dans un régime de fonctionnement proportionnel.

avec X la position du centroïde, x_i et Q_i la position centrale et la charge collectée de la bande i . Les tests réalisés sur CATS au moment de sa mise en service [Ott98] ont montré que cette méthode, dans laquelle on néglige les inter-bandes et où l'on favorise les événements ayant une répartition de charges sur 3 bandes conduit à une erreur qui peut être corrigée par :

$$X_{Cor} = \frac{X - x_{imax}}{a} + x_{imax}, \quad (1.2)$$

où x_{imax} est la position du centre de la bande ayant collectée la charge maximale, et a est un coefficient de correction ajusté de façon à éliminer les structures dues aux zones mortes des inter-bandes. x_{imax} a pour expression $2.54 * n + 1.27$ où n est le numéro de la bande touchée ($n \in [0, 27]$). Le tableau 1.3 donne les valeurs des coefficients a utilisés dans cette analyse.

	X	Y
a	0.75	0.67

TAB. 1.3 – Valeurs des coefficients de correction utilisés pour la reconstruction de la position dans la chambre CATS à l'aide de la méthode du barycentre à trois bandes.

Cette méthode a donné de bons résultats dans les différents travaux utilisant CATS [Kha00, Pit00, Jou01, Zer01, Del03, Bec04, Ska04]. Il est cependant nécessaire que toutes les bandes fonctionnent correctement pour qu'elle puisse être efficace. Elle fut utilisée dans l'analyse des données obtenues avec les faisceaux de $^{40,44}\text{Ar}$.

Pour les données acquises avec le faisceau de ^{46}Ar , nous avons rencontré quelques difficultés avec le détecteur CATS. Nous supposons qu'une utilisation prolongée avec une intensité de faisceau importante (10^5 pps en ^{40}Ar) a détérioré certains fils d'anode, rendant la collection des charges moins efficace par endroit. Ainsi, les conditions nécessaires à l'utilisation de la méthode du barycentre n'étaient plus réunies (plus de continuité dans la répartition des bandes collectant les charges).

Nous avons alors utilisé une méthode analytique de reconstruction en supposant un profil de distribution de charges Gaussien.

La méthode de la Gaussienne

Dans ce cas, on recherche la bande qui présente le maximum de charges reçues (la position de son centre est notée X_0 , et sa charge Q_0). On recherche ensuite la première bande voisine à sa gauche ayant reçu une charge non nulle dont la position du centre est notée X_1 et sa charge Q_1 . De même la position de la bande à droite sera notée X_2 et sa charge Q_2 . Notons ici que l'espacement entre chacune de ces bandes peut être de 1 ou 2 bandes n'ayant collecté aucune charge pour cause de déficience, rendant la méthode du barycentre inapplicable. On suppose ensuite que cette distribution de charges doit être reproduite par une Gaussienne. Cette hypothèse n'est pas très éloignée de la réalité, sans être toutefois tout à fait correcte comme discuté dans [Ott98]. Cependant sa simplicité de mise en œuvre et les bons résultats qu'elle fournit la rendent acceptable. Une Gaussienne est caractérisée par 3 paramètres : son amplitude, sa valeur moyenne et sa largeur à mi hauteur. Les informations obtenues précédemment sur les 3 bandes permettent de fixer

ces paramètres et la valeur moyenne de la distribution de charges est alors donnée par :

$$X = \frac{\ln\left(\frac{Q_0}{Q_1}\right) \cdot (X_2^2 - X_0^2) - \ln\left(\frac{Q_0}{Q_2}\right) \cdot (X_1^2 - X_0^2)}{\ln\left(\frac{Q_0}{Q_1}\right) \cdot (X_2 - X_0) - \ln\left(\frac{Q_0}{Q_2}\right) \cdot (X_1 - X_0)} \quad (1.3)$$

Dans la section 1.4.6 ces deux méthodes de reconstruction seront comparées.

1.4.4 Electronique

Le schéma de l'électronique associée à CATS est présenté sur la figure 1.8. Pour améliorer le rapport Signal/Bruit des signaux provenant des bandes du détecteur, les pré amplificateurs sont montés sur une des brides de la chambre à réaction, et les signaux y sont raccordés par des câbles courts directement connectés sur les bandes du détecteur. Après pré amplification, les signaux de charge, notés "Positions" sur le schéma électronique, sont envoyés dans un amplificateur de gain 6, sont retardés puis codés dans un QDC (codeur de charges). Le signal temps provenant de la dérive des électrons vers l'anode

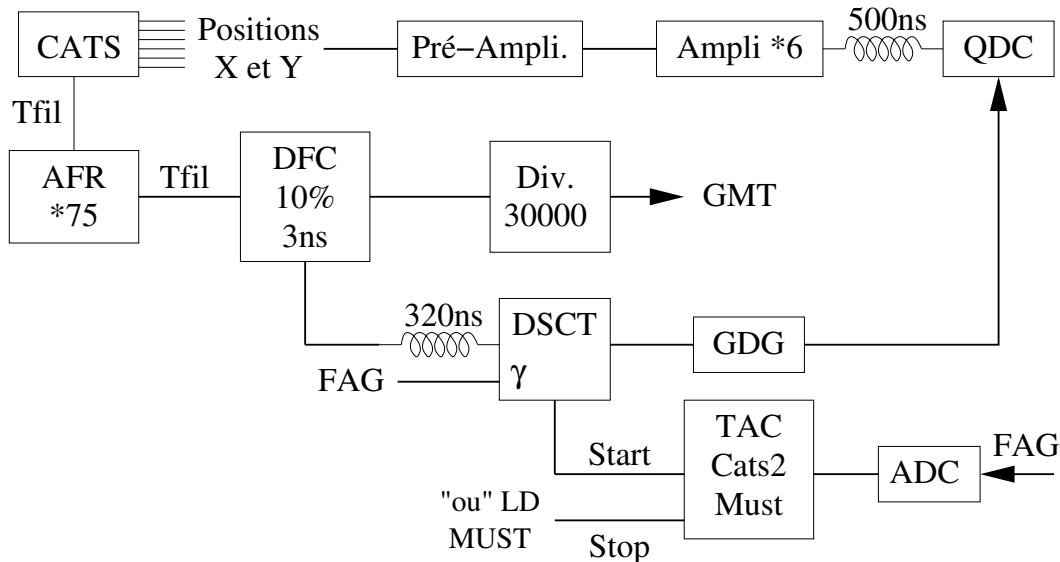


FIG. 1.8 – Schéma de l'électronique associée au détecteur CATS.

du détecteur est amplifié par un module rapide de gain 75 puis envoyé dans un discriminateur à fraction constante (DFC). Une des sorties du DFC est divisée (1/30000) puis envoyée en déclenchement du GMT et sur une échelle de comptage qui permet d'obtenir le nombre d'ions ayant traversé le détecteur durant l'expérience. Une autre sortie du DFC est envoyée sur un module de coïncidence (DSCT) qui fournit son "et" logique avec le signal FAG du GMT (cf section 1.2.2, page 13) connecté sur l'entrée "gamme" (noté γ sur le schéma). Le signal de sortie du DSCT est régénéré puis retardé à l'aide d'un générateur de porte et de retard (GDG) puis envoyé comme porte pour les codeurs des charges des bandes de CATS. La validation du codage des charges des bandes de CATS par la FAG permet d'acquérir les données uniquement pour les événements ayant donné lieu à un proton dans MUST. De plus le fonctionnement du DSCT est tel que son signal

de sortie garde la mise en temps du signal rapide de CATS. Ainsi, le déclenchement du codage des charges des bandes de CATS est indépendant du temps d'arrivée du signal provenant de MUST (pour autant qu'il y est tout de même un signal MUST). Une autre sortie du DSCT est envoyée sur un convertisseur temps/amplitude (TAC) pour la mesure du temps écoulé entre la détection d'un proton dans MUST et le passage d'un ion dans CATS2.

1.4.5 Etalonnage des gains des bandes de CATS

La détermination de la position d'un ion dans le détecteur CATS passe par la recherche de la bande ayant reçu la charge maximale, quelle que soit la méthode de reconstruction utilisée. Il faut alors que pour le plan X ou Y, toutes les bandes aient la même référence. Ainsi un calibrage des gains de chaque bande est nécessaire. Pour le réaliser, on injecte sur les fils d'anode le signal d'un générateur d'impulsions, et on mesure la charge induite par couplage capacitif sur chaque bande de la cathode, ceci pour plusieurs valeurs de l'amplitude des impulsions fournies par le générateur. Les signaux codés alors qu'aucune impulsion n'est envoyée (piédestal) sont aussi enregistrés et serviront à définir le seuil de déclenchement de chaque bande durant l'analyse des données. La détermination du gain d'une bande est réalisée en supposant une relation linéaire entre l'amplitude de l'impulsion délivrée et la valeur de la charge codée. Lors du passage d'un ion dans le détecteur, la charge Q_i de chaque bande est obtenue par la relation :

$$Q_i = (C_i - P_i) \cdot \frac{G_i}{G_{ref}}, \quad (1.4)$$

où C_i est la valeur en canal de la charge collectée par la bande i , P_i est la position de son piédestal et G_i son gain. G_{ref} est le gain d'une bande choisie comme référence. Une bande est considérée comme ayant reçu une charge si la valeur de cette dernière dépasse un seuil, S_i défini par :

$$S_i = P_i + n\sigma_i, \quad (1.5)$$

où σ_i est la largeur à mi hauteur du piédestal (supposé Gaussien), et n est un coefficient entier ajusté pour avoir un seuil de déclenchement raisonnable (multiplicité des bandes touchées de 4 à 5 par évènement). n est généralement compris entre 3 et 6 (4 dans notre cas).

1.4.6 Centrage du détecteur : la grille

Afin de valider le centrage du détecteur CATS par rapport à l'axe du faisceau et de valider les procédures de calibrage et de reconstruction de position, nous avons réalisé des acquisitions de données durant lesquelles, à la place de la cible nous avons placé une plaque métallique épaisse (masque) percée de trous dont certains ont un rayon de 0.25 mm. Le trou central de cette grille était aligné sur la position centrale de la cible. La figure 1.9 présente l'image reconstruite de cette grille avec les deux méthodes présentées précédemment. Les positions des différents trous reconstruits avec CATS sont en accord avec les mesures effectuées sur la grille. La figure 1.10 présente les projections suivant X et Y des grilles reconstruites avec les deux méthodes présentées pour les zones entre pointillés sur la figure 1.9. On peut voir que les résolutions en X sont similaires pour

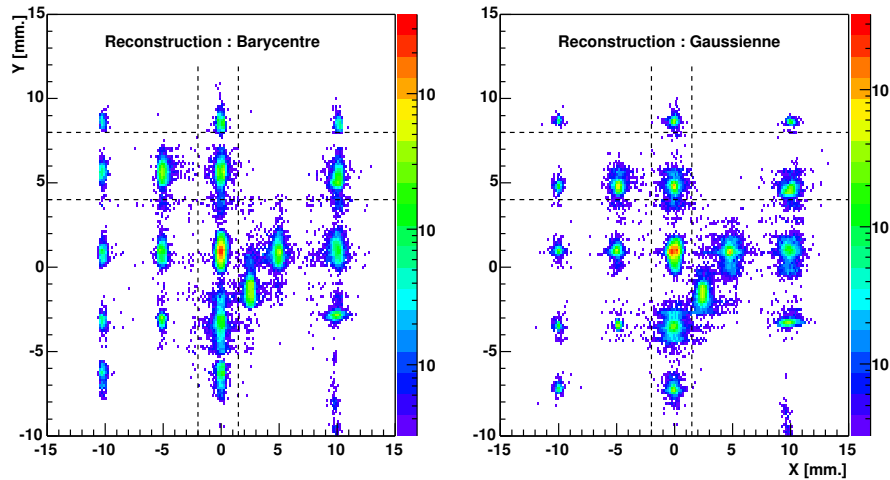


FIG. 1.9 – Reconstruction de l’image de la grille avec la méthode du barycentre (gauche) et la méthode de la Gaussienne (droite). Les pointillés indiquent les plages suivant lesquelles les projections suivant X et Y ont été réalisées et sont présentées sur la figure 1.10.

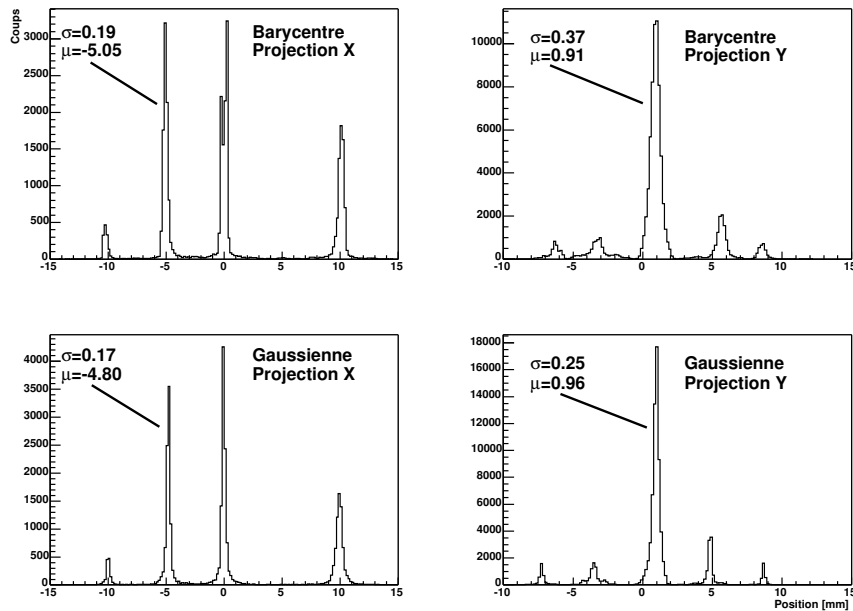


FIG. 1.10 – Projections suivant les axes X et Y des zones encadrées par les pointillés sur la figure 1.9 pour les deux méthodes de reconstruction utilisées. Les pics indiqués ont été ajustés à l’aide d’une Gaussienne et les résultats correspondants (position moyenne μ et σ , en mm) sont présentés sur la figure.

les deux méthodes, alors qu’en Y la méthode de la Gaussienne présente une meilleure résolution. Ceci provient du fait que la piste Y13, située en milieu du détecteur, est défectueuse et présente un gain très inférieur en comparaison à ses voisines. Ceci résulte en

un élargissement du pic dans la méthode du barycentre.

Il a été déterminé que durant la mise sous vide de la chambre à réaction, le porte cible était déplacé de 1 mm vers le haut. Ce déplacement est pris en compte dans les calibrages présentés ici, ce qui se traduit par la translation des trous de la grille de 1 mm sur les projections en Y de la figure 1.10.

1.4.7 Résolutions

Résolution en position

Le masque permet aussi d'obtenir la résolution en position au niveau de la cible en mesurant la largeur à mi hauteur de la projection d'un trou dans les directions X et Y. Cette largeur n'est pas directement reliée à la résolution en position du détecteur. Il faut en effet la déconvoluer de la taille du trou utilisé pour la mesure, comme expliqué en détails dans les références [Ott98, Bec04]. La figure 1.11 présente la correspondance entre la largeur à mi hauteur et la résolution en position obtenue par simulation Monte Carlo réalisée pour un trou de 0.25 mm de rayon. D'après cette simulation, la résolution du détecteur CATS dans cette expérience est $LMH_x=0.37$ mm et $LMH_y=0.84$ mm. Ces résolutions sont environ 3 fois supérieures à l'erreur commise en négligeant les effets du straggling angulaire du faisceau dans la cible (cf. section 1.2.1, page 11).

Notons que ces valeurs de résolution en position sont comparables, voire meilleures que

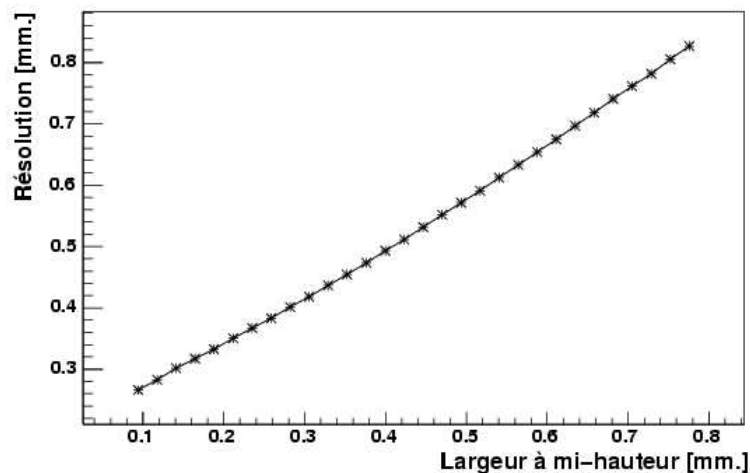


FIG. 1.11 – Correspondance entre la largeur à mi hauteur des projections en X et Y d'un trou de la grille de 0.25 mm de rayon et la résolution du détecteur CATS.

celles habituellement obtenues dans les expériences où 2 CATS sont placés en amont de la cible [Kha00, Pit00, Jou01, Zer01, Del03, Bec04, Ska04]. Ceci est dû à la courte distance entre CATS2 et la cible dans cette expérience (11 cm).

Résolution temporelle

Pour déterminer la résolution en temps du détecteur CATS, nous avons utilisé le temps de vol entre CATS1, temporairement inséré dans le faisceau, et CATS2. La largeur à

mi hauteur du pic obtenu correspond à la somme des résolutions des deux détecteurs. En considérant que ces résolutions sont identiques pour les deux CATS, on obtient une résolution de 710 ps pour CATS2. Cette dernière est d'autant meilleure que l'ion utilisé perd plus d'énergie dans la chambre à basse pression de CATS. L'utilisation de noyaux lourds à basse énergie est donc favorable.

1.4.8 Dispersion angulaire du faisceau

Les deux détecteurs CATS (celui situé dans la chambre à réaction, et celui en amont de cette dernière -cf. figure 1.3-) ont été utilisés pour mesurer la dispersion du faisceau. La cible étant enlevée et les deux détecteurs étant dans le faisceau, les points de passage des ions dans ces derniers sont reconstruits événement par événement. Le spectre

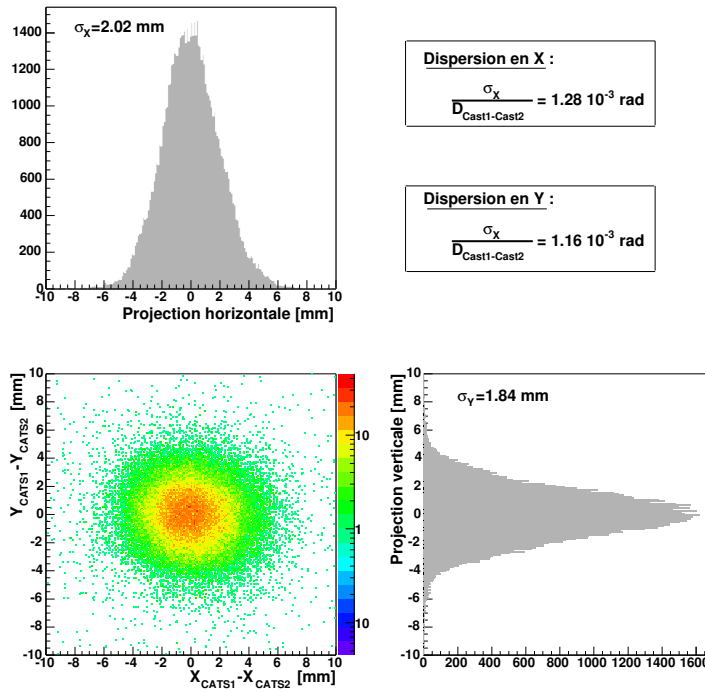


FIG. 1.12 – Différence des positions mesurées en X et Y sur CATS 1 et 2, la cible étant hors faisceau.

bidimensionnel de la différence de position mesurée en Y en fonction de celle mesurée en X, sur les deux CATS est construit. La dispersion angulaire du faisceau dans les directions X et Y est alors donnée par le rapport des largeurs à mi hauteur des projections du spectre en X et Y à la distance entre CATS1 et CATS2 (1580 mm). La figure 1.12 présente ce spectre et les projections associées. L'ajustement, par une Gaussienne, des projections en X et Y donne $\sigma_X = 2.0 \text{ mm}$ et $\sigma_Y = 1.8 \text{ mm}$, ce qui conduit à des dispersions respectives de $D_X = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ et $D_Y = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$. Ainsi, sur la distance séparant CATS2 de la cible, la dispersion angulaire du faisceau entraîne une déviation en X (Y) de 0.14 mm (0.13 mm). L'incertitude totale sur la position du faisceau sur la cible est finalement $LMH_x = \sqrt{0.58^2 + 0.37^2 + 0.33^2} = 0.8 \text{ mm}$ et $LMH_y = \sqrt{0.58^2 + 0.84^2 + 0.31^2} = 1.1 \text{ mm}$ en considérant que le straggling angulaire du

faisceau est de 0.3° en moyenne (obtenu par simulation). La contribution de la dispersion du faisceau à l'incertitude sur la position de ce dernier sur la cible est de l'ordre de la dizaine de pourcents. De même l'incertitude engendrée sur l'angle d'émission du proton est négligeable.

Ces données ne nous renseignent pas sur l'angle moyen d'incidence du faisceau sur la cible ; elles nous donnent juste l'information de sa distribution en angle autour de son axe moyen. Aucune donnée expérimentale obtenue dans cette expérience ne permet d'accéder directement à cet angle moyen. Cependant, tout écart par rapport à l'axe théorique (axe de la ligne de faisceau) entraîne un décalage dans les spectres en énergie d'excitation du noyau produit au cours de la réaction. Ce décalage est alors corrigé en modifiant légèrement les positions (de l'ordre du millimètre) des détecteurs MUST de façon à ce que pour chaque module les énergies d'excitation dans le noyau final soient les mêmes. Ceci correspond à une correction, au premier ordre, de l'erreur commise en négligeant l'angle d'incidence du faisceau sur la cible, que l'on peut estimer à 0.5° , au maximum, sachant que les détecteurs ont été déplacés d'au plus 1 mm. Les données acquises avec le faisceau de ^{40}Ar , donnant lieu au peuplement du ^{41}Ar dont la spectroscopie est bien connue, ont été utilisées dans le but de réaliser cette correction.

1.5 Le Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil : SPEG

1.5.1 Utilisation de SPEG

Comme mentionné en début de chapitre, le spectromètre SPEG [Bia89] a été utilisé dans cette expérience pour identifier les ions de recul, de façon à s'affranchir des événements provenant de la réaction du faisceau avec le Carbone présent dans la cible de CD_2 et de la cassure du deutons. Un schéma du spectromètre, dont le système de détection du plan focal a été brièvement passé en revue précédemment, est présenté sur la figure 1.13. L'analyseur DA est réglé de façon à avoir une optique "parallèle" sur cible (faible divergence angulaire). Les deux dipôles D1 et D2 permettent de sélectionner les ions après la réaction en les dispersant suivant leur valeur de $B\rho$. Le faisceau était constitué de noyaux d'argon dans l'état de charge 9+. Après passage dans la cible et CATS, les ions n'étaient pas tous totalement épluchés : 50% étaient dans l'état de charge 18+, 40% dans l'état 17+ et les 10% restants dans l'état de charge 16+. L'acceptance en moment de SPEG est de 7%. D'après la relation $B\rho = P/Q$, des états de charge différents d'un même noyau seront transmis au plan focal si $\Delta Q/Q \leq 0.07$. Si l'on prend comme référence l'état de charge le plus produit (18+) on obtient $\Delta Q = 18 * 0.07 = 1.26$. Ainsi, seulement les états de charge 18+ et 17+ ont pu être transmis en même temps au plan focal de SPEG.

L'utilisation d'une optique parallèle a un inconvénient majeur, non perçu au moment de réaliser l'expérience. L'émittance du faisceau constitué des ions de recul, après la réaction de transfert, est définie comme la surface de l'ellipse dont les axes sont la largeur du faisceau sur la cible ($\Delta x = 20\text{mm}$) et l'ouverture du cône d'émission des ions après réaction ($\Delta\theta = 2^\circ$) (ces grandeurs sont estimables à partir des figures 2.1 et 1.4) :

$$\epsilon = \frac{\pi}{4} \Delta x \Delta\theta = \pi 10 \cdot \frac{\pi}{180} \cdot 10^3 \simeq 175\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad} \quad (1.6)$$

L'émittance maximale acceptée par SPEG est $\epsilon^{\text{SPEG}} = 70\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Ainsi, l'émittance du faisceau en optique parallèle entraîne une perte d'un facteur 2.5 dans la statistique.

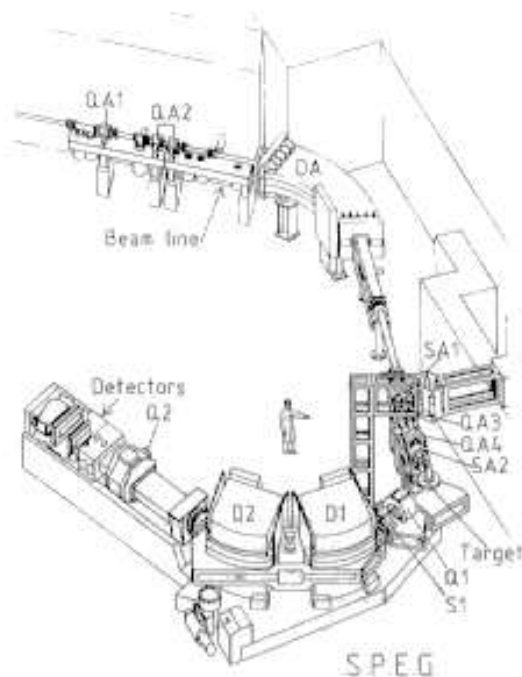


FIG. 1.13 – Schéma du spectromètre SPEG

Ceci a dramatiquement réduit notre usage de SPEG dans l'analyse des données. Son utilisation a toutefois permis de confirmer l'identification des ions après réaction et ainsi d'établir l'existence des états peuplés dans les noyaux de $^{45,47}\text{Ar}$ (car la détection d'un proton dans MUST et d'un ^{45}Ar ou ^{47}Ar dans SPEG signe sans ambiguïté possible la réaction qui a eu lieu). Cependant, les distributions angulaires des protons n'ont pas été obtenues en coïncidence avec la détection d'un noyau dans SPEG.

Etant donné que le faisceau d'argon ne contenait aucune contamination isobarique, les chambres à dérive seules suffisaient à séparer les ions ayant subi une réaction de transfert ($^{45,47}\text{Ar}$) des autres, grâce à leur rigidité magnétique, donc à leur position au niveau de ces chambres. Ainsi, seules les données des chambres à dérive ont été utilisées et seront présentées.

Du fait du taux de comptage important, les événements de la voie de réaction de diffusion élastique ont été stoppés avant le plan focal de SPEG dans un volet mobile de 5 cm de large, situé en amont des chambres. Autrement, il en aurait résulté un empilement électronique dans les chambres à dérive rendant la détection des événements de transfert impossibles.

1.5.2 Les chambres à dérives

Les chambres à dérive ($L=80 \times h=12 \times l=10\text{cm}$) sont utilisées pour mesurer la position des ions arrivant au plan focal de SPEG permettant de déterminer leur $B\rho$ et ainsi de réaliser une identification de ces derniers. Les deux chambres remplies d'isobutane à 20 mbar, sont constituées d'une cathode supérieure, à la tension de -2 KV, d'une grille de Frisch reliée à la masse, de 10 fils d'anode amplificateurs à la tension de +1 KV et

d'une cathode inférieure formée de deux plans de 128 bandes de 5.5 mm de largeur et de 5 cm de longueur décalés d'une demi bande l'un par rapport à l'autre. La figure 1.14 présente une vue schématique d'une chambre à dérive avec ses différents éléments. Le

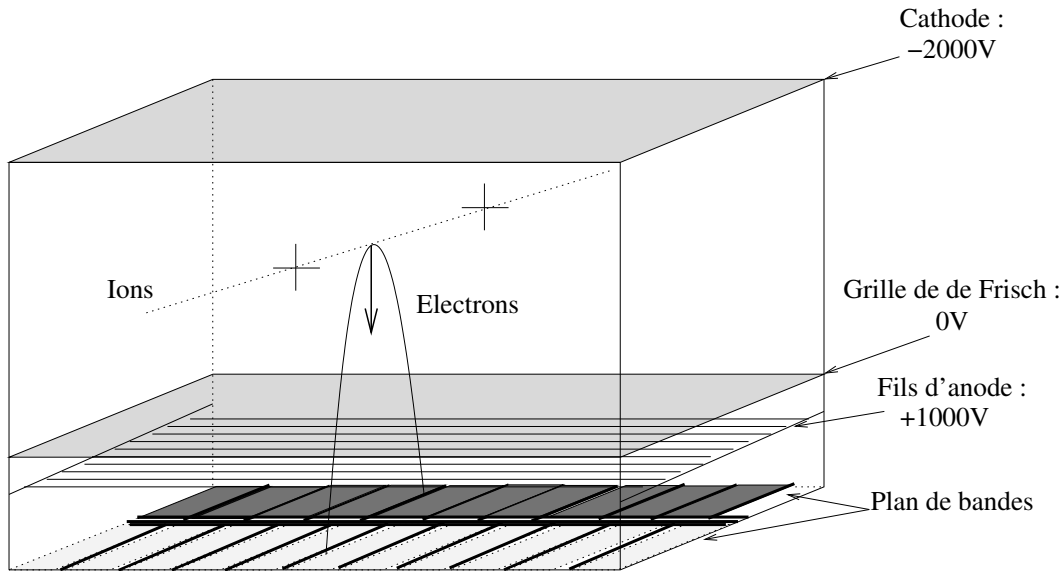


FIG. 1.14 – Schéma d'une chambre à dérive de SPEG.

principe de fonctionnement est identique à celui des CATS. L'ion traversant la chambre ionise le gaz qui s'y trouve. Les électrons dérivent vers l'anode créant une multiplication des charges à son voisinage. L'utilisation d'une grille de Frisch permet d'avoir une forme de signal indépendante du point de passage de l'ion dans la chambre. Le mouvement des ions induit une distribution de charges sur les bandes de la cathode inférieure qui permet de reconstruire la position de l'ion dans la chambre. Les deux plans de bandes de cette cathode sont décalés l'un par rapport à l'autre pour s'affranchir des problèmes de discontinuité dans la méthode de reconstruction de la position dans le cas où les charges sont recueillies au niveau de l'inter-piste de l'un des plans (se référer à la section 1.4.3 pour plus de détails).

Comme nous le verrons dans la partie électronique associée à la détection de SPEG, l'acquisition des données nécessite leur validation par un signal provenant du scintillateur plastique en bout de chaîne de détection. La faible énergie du faisceau nous a poussés à modifier la configuration de la chambre à ionisation se trouvant derrière les deux chambres à dérive pour permettre aux ions d'atteindre le détecteur plastique. Pour minimiser leur perte d'énergie dans la chambre d'ionisation, nous n'avons utilisé que la moitié des feuilles fermant les cellules gazeuses de cette dernière. Ainsi, par rapport à sa configuration normale, où la chambre est formée de 16 cellules fermées par 17 feuilles de mylar, nous avons réalisé l'expérience avec 9 feuilles de mylar de 1.5 μm d'épaisseur délimitant 8 cellules contenant de l'isobutane à 20 mbar.

1.5.3 Reconstruction de la position

La reconstruction de la position dans les chambres à dérive est similaire à celle qui fut présentée pour CATS, à la différence qu'elle utilise un autre type de fonction analytique pour décrire la forme de la distribution de charges : une sécante hyperbolique, dont les détails sont donnés dans la référence [Lau95].

La position verticale dans la chambre peut être reconstruite grâce au temps de dérive des ions dans cette dernière qui lui est proportionnel. Cette position n'a pas été utilisée dans notre analyse.

1.5.4 Electronique

Etant donné le nombre important de voies à traiter (128 bandes par plan, 2 plans par chambre, 2 chambres), l'électronique associée est intégrée dans des cartes similaires à celles de MUST (SMP128X) permettant de coder la charge de chaque bande, commandées par un module positionné dans le Slot0. Le codage des charges est validé par la FAG (nécessité d'avoir un proton dans MUST) et par la coïncidence des signaux provenant des fils d'anode de la chambre et du détecteur plastique en bout de la chaîne de détection. Les cartes SMP associées aux chambres à dérive contiennent un DSP (Digital Signal Processor) qui calibre en ligne, et avant codage, les signaux des charges. Ce calibrage, tout comme dans le cas de CATS permet de s'affranchir des différences de gains entre les bandes des chambres.

L'électronique qui a servi dans cette expérience correspond à l'électronique standard généralement utilisée dans une expérience SPEG. La référence [Gio03] la présente en détail.

1.5.5 Etalonnage

De même que dans le cas du détecteur CATS, la connaissance des gains de chaque bande est nécessaire pour pouvoir comparer entre elles les charges codées. L'étalonnage des gains s'effectue avec un générateur d'impulsions dont l'amplitude est variable. Les impulsions sont envoyées sur les fils d'anode de la chambre. Un signal induit est récupéré sur les bandes. La même opération est réalisée pour plusieurs amplitudes du signal du générateur, ce qui permet, par ajustement linéaire, de déterminer le gain de chaque bande. La procédure est strictement identique à celle présentée pour le détecteur CATS.

Chapitre 2

Traitement des données et analyse DWBA

Dans le chapitre précédent, le choix du dispositif expérimental a été argumenté et les caractéristiques des détecteurs utilisés ont été présentées. Dans le présent chapitre, nous nous proposons d'expliquer comment les données obtenues ont été traitées pour permettre d'accéder à la structure des noyaux produits. Dans un premier temps, nous montrerons le chemin suivi pour obtenir les énergies d'excitation dans les noyaux finaux à partir de l'énergie des protons et de la localisation de leurs points d'émission sur la cible et d'impact sur MUST. Nous présenterons aussi comment ces données physiques donnent accès aux distributions angulaires des protons qui, par la comparaison aux calculs en ondes distordues (DWBA), permettent de déduire les moments angulaires et facteurs spectroscopiques des états peuplés.

Une brève description du formalisme de la DWBA sera présentée dans un second temps.

2.1 Traitement des données

2.1.1 Angle d'émission du proton

L'angle d'émission du proton lors de la réaction de transfert (d,p) est défini par rapport à l'axe du faisceau. La connaissance de l'angle d'incidence de ce dernier sur la cible est primordiale. Dans l'expérience, l'utilisation d'un faisceau de faible divergence angulaire ($\simeq 1$ mrad) simplifie grandement l'analyse des données. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la déviation du faisceau par rapport à son axe théorique est faible, et a été prise en compte en ajustant les positions des détecteurs MUST. Ainsi, pour chaque évènement où un proton est émis, seules les localisations du point d'émission sur la cible et du point d'impact sur la face d'entrée de MUST sont nécessaires pour obtenir l'angle d'émission, θ_p , du proton.

Le détecteur CATS, situé 11 cm derrière la cible, est utilisé dans le but de mesurer les coordonnées (X_1, Y_1, Z_1) du vertex de la réaction dans le repère du laboratoire. La figure 2.1 présente l'image de la tache du faisceau de ^{45}Ar au niveau de la cible, reconstruite avec CATS. Les deux taches en Y sont dues à l'extraction du faisceau sur deux tours de cyclotron. Le même phénomène a été observé dans [Ska04, Ric05].

Les pistes en X et Y de MUST donnent la localisation du point d'entrée du proton

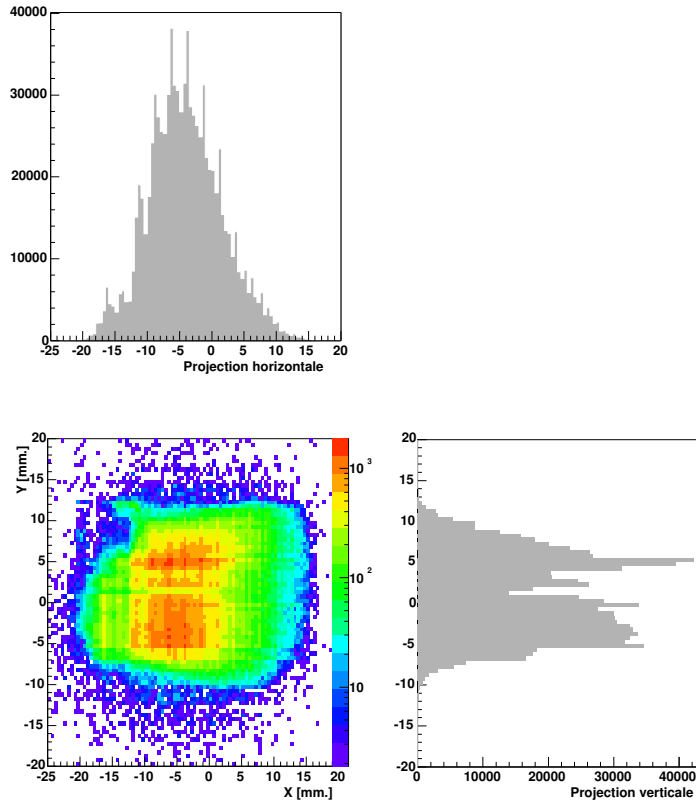


FIG. 2.1 – Tache du faisceau de ^{45}Ar au niveau de la cible, reconstruite avec CATS, en utilisant la méthode du barycentre présentée dans le chapitre précédent. Les projections verticales et horizontales sont aussi présentées. La largeur importante du faisceau sur la cible (3 cm en X et 2 cm en Y, pied à pied) résulte de la conservation de l'émittance du faisceau de faible divergence angulaire.

dans ce détecteur. Les mesures de positionnement réalisées sur chaque module de MUST permettent alors de calculer les coordonnées (X_2, Y_2, Z_2) de ce point dans le repère du laboratoire centré sur la cible. Le faisceau étant supposé avoir une incidence normale sur la cible, l'angle d'émission du proton est simplement donné par la relation :

$$\theta_p = \arccos \left(\frac{Z_2}{\sqrt{(X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2 + (Z_2 - Z_1)^2}} \right) \quad (2.1)$$

2.1.2 Energie du proton

Comme précisé dans le chapitre précédent, les protons émis lors de la réaction sont arrêtés dans le premier étage de MUST. Cependant l'énergie codée par les cartes SMP n'est pas l'énergie qu'avait le proton au moment où il a été émis. Il faut en effet tenir compte des pertes d'énergies dans les épaisseurs de zone morte de MUST et de cible effectivement traversées, qui dépendent de l'angle d'émission du proton. Ainsi, connaissant l'énergie du proton mesurée dans le Silicium à pistes, on calcule son énergie en sortie de cible (en corrigeant de la perte d'énergie dans la zone morte de MUST), et ensuite son

énergie en sortie de réaction (en corrigeant de la perte d'énergie dans l'épaisseur de cible traversée). L'analyse des données est faite en supposant que la réaction a toujours lieu en milieu de cible. La correction des pertes d'énergie peut aller jusqu'à 150 keV, comme le montre la figure 2.2. Etant donnée la sensibilité de l'énergie d'excitation dans le noyau final à l'énergie du proton (cf. tableau 1.2, page 11), cette correction n'est pas négligeable. L'hypothèse que la réaction ait lieu en milieu de cible est une des causes de la dégradation

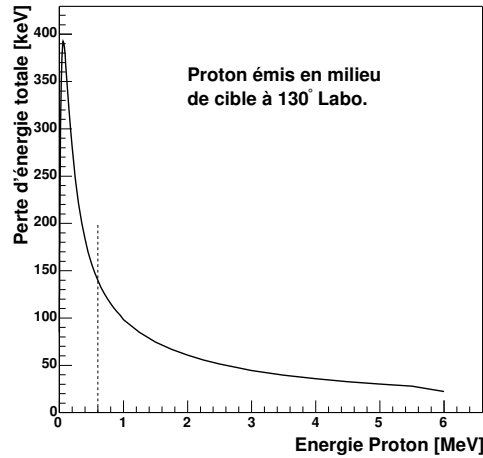


FIG. 2.2 – Perte d'énergie sommée (cible+zone morte de MUST), pour des protons dont l'énergie initiale est donnée en abscisse. L'angle d'émission du proton est pris égal à 130°. La ligne pointillée indique la limite cinématique inférieure de l'énergie des protons détectés dans l'expérience.

de la résolution en énergie d'excitation. Cependant, l'utilisation d'une cible mince limite les effets d'une telle supposition.

2.1.3 Energie d'excitation dans le noyau final

La connaissance des caractéristiques de 3 des particules impliquées dans la réaction détermine complètement celles de la quatrième.

En effet, considérant la réaction $1+2 \rightarrow 3+4$, comme schématisée sur la figure 2.3, la conservation de l'impulsion conduit à :

$$\vec{p}_1 + \underbrace{\vec{p}_2}_{\vec{0}} = \vec{p}_3 + \vec{p}_4, \text{ d'où} \\ p_4^2 = p_1^2 + p_3^2 - 2.p_1.p_3 \cdot \cos(\theta_p) \quad (2.2)$$

Les valeurs de p_1 et p_3 sont connues grâce à la relation :

$$p_i^2 c^2 = T_i(T_i + 2m_i c^2), \quad (2.3)$$

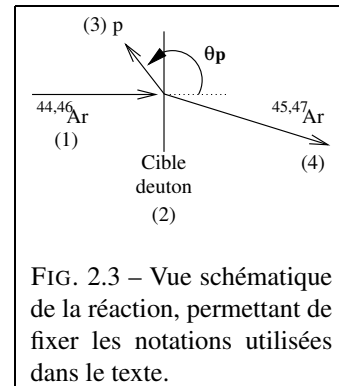


FIG. 2.3 – Vue schématique de la réaction, permettant de fixer les notations utilisées dans le texte.

où T_i est l'énergie cinétique de la particule correspondante. Pour les protons, T corres-

pond à l'énergie qui est mesurée par le détecteur MUST (corrigée des pertes d'énergie). Pour le faisceau d'argon, T est son l'énergie incidente (10 MeV/A). Utilisant alors la relation :

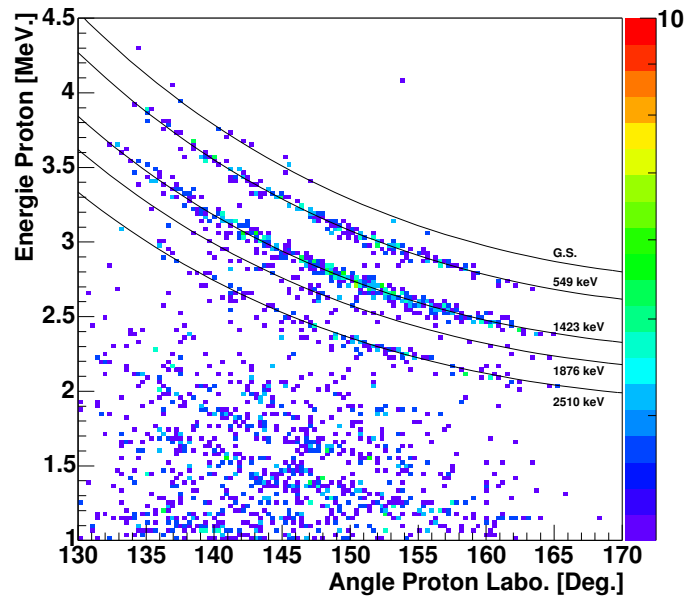
$$E_0^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2, \quad (2.4)$$

on déduit l'énergie du noyau de recul (4) et des autres particules **dans leur état fondamental**. La loi de conservation de l'énergie permet d'obtenir l'énergie totale de la particule (4) (énergie d'excitation comprise), $E_4^{Tot} = E_1 + E_2 - E_3$ dont l'énergie d'excitation est alors donnée par :

$$E_4^* = E_4^{Tot} - E_{4,0} \quad (2.5)$$

Les données déterminées jusqu'à maintenant (θ_p , T_p et E_{Ar}^*) permettent de construire les lignes cinématiques expérimentales des protons ($T_p = f(\theta_p)$) qui sont présentées sur la figure 2.4. Sur cette dernière, on voit distinctement se dessiner des accumulations de points qui correspondent au peuplement de différents états dans le ^{45}Ar . Les spectres en énergie d'excitation des noyaux de $^{45,47}\text{Ar}$ seront présentés dans la suite. L'accord entre les lignes expérimentales et calculées valide le traitement des données réalisé jusqu'ici.

FIG. 2.4 – Lignes cinématiques expérimentales des protons associés à la réaction $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$ comparées aux lignes calculées (courbes), pour différentes énergies d'excitation dans le noyau final (indiquées sur les courbes).



2.1.4 Identification du noyau de recul dans SPEG

Le spectromètre SPEG a été utilisé pour identifier les ions de recul durant l'expérience, de façon à assigner sans ambiguïté possible les états peuplés aux noyaux produits dans la réaction de transfert.

Après avoir traversé la cible et le détecteur CATS, les ions du faisceau incident ne sont pas totalement épluchés, comme expliqué dans le chapitre précédent, page 25. Trois états de charge subsistent, le 18+, le 17+ et le 16+ avec les intensités relatives de 50, 40 et 10% respectivement. Ainsi, si l'on ne considère que la réaction $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$ (le raisonnement qui suit est directement transposable pour la réaction avec un faisceau de ^{46}Ar), on peut

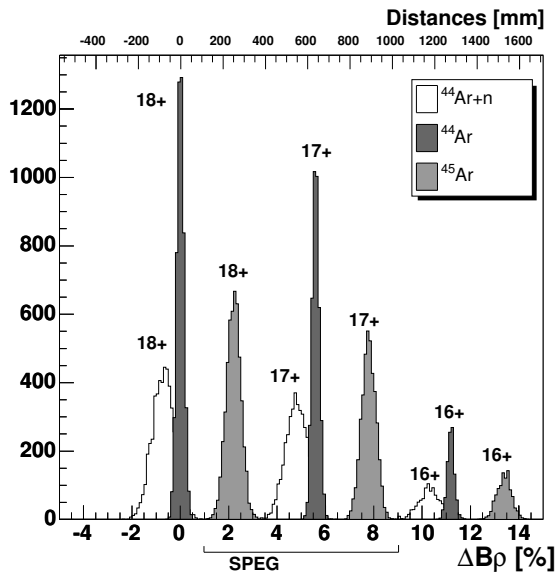


FIG. 2.5 – Positions estimées des noyaux $^{44,45}\text{Ar}$ dans leurs différents états de charge, au niveau du plan focal de SPEG. L'axe des abscisses du bas donne les différences de $B\rho$ par rapport au $^{44}\text{Ar}^{18+}$, celui du haut donne les écarts en mm. La plage en $B\rho$ couverte par SPEG est indiquée, et le spectre expérimental correspondant est présenté sur la figure ci-contre.

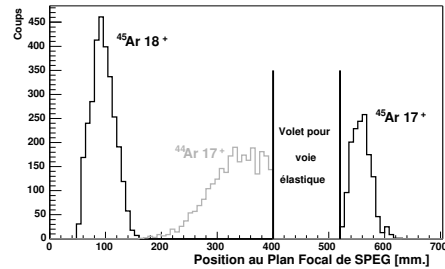


FIG. 2.6 – Spectre en positions au niveau du plan focal de SPEG, obtenu grâce aux chambres à dérive pour la réaction $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$. Il est similaire pour le transfert sur un noyau de ^{46}Ar .

estimer les positions respectives des différents ions transmis dans SPEG, par rapport à celle du noyau $^{44}\text{Ar}^{18+}$ choisi arbitrairement comme référence.

La différence relative de $B\rho$ entre le $^{44}\text{Ar}^{17+}$ et le $^{44}\text{Ar}^{16+}$ est donnée par le rapport $\Delta Q/Q$, soit $1/18=5.6\%$ pour le $17+$ et $2/18=11.2\%$ pour le $16+$. Les mêmes différences relatives sont obtenues entre les argons 45 d'états de charge $18+$, $17+$ et $16+$.

C'est ensuite un calcul de cinématique qui permet de connaître la distribution et la largeur des pics des différents noyaux au niveau du plan focal du spectromètre. Ceci n'est cependant pas le cas pour les noyaux au plan focal provenant de la réaction de pick-up/break-up d'un neutron, pour lesquels la largeur des pics peu être estimée comme suit. Le transfert d'un neutron sur le noyau incident peut aussi avoir lieu au dessus de l'énergie de séparation d'un neutron. Dans ce cas, on forme le noyau excité de ^{45}Ar qui réémet un neutron. On détecte alors dans SPEG le noyau ^{44}Ar . Pour réaliser ces deux étapes, le noyau perd l'énergie fournie pour émettre le neutron après le transfert, soit environ $S_n=5.2$ MeV dans le cas du ^{45}Ar . Ceci correspond à une différence relative de $B\rho$ par rapport au transfert sur un état lié de 0.7% . A cela vient s'ajouter le fait que le noyau final a une unité de masse de moins que le noyau produit dans un transfert sur un état lié. La différence relative de $B\rho$ est alors $1/45$, soit environ 2.2% , soit au total, une différence relative de $B\rho$ de 2.9% . Un premier élargissement du pic correspondant provient de la gamme en énergie d'excitation accessible au dessus du seuil. Cette gamme est donnée par les contraintes expérimentales (cinématiques, position des détecteurs et seuil de déclenchement). Le spectre en énergie d'excitation du ^{45}Ar montre que l'énergie d'excitation maximale atteinte est d'environ 8 MeV, donnant lieu à une différence relative de $B\rho$ d'environ 0.8% . Une autre cause

d'élargissement de ce pic provient du fait que le neutron transféré au dessus du seuil peut être émis dans n'importe quelle direction. Deux cas extrêmes sont l'émission dans le sens de propagation du faisceau (ralentissement du faisceau) et dans le sens opposé (accélération du faisceau). Si l'on suppose une énergie moyenne du neutron émis de 5 MeV, on arrive à une différence relative de $B\rho$ de 1.4% entre les deux cas d'émission. Ainsi l'élargissement total du pic correspondant au transfert sur un état non lié est de 2.1%.

La figure 2.5 présente les positions relatives des différentes composantes discutées ci-dessus.

SPEG a une acceptance en moment de 7% rendant impossible la transmission, dans un même réglage, de l'ensemble des composantes discutées. La fenêtre en moment de SPEG a été placée comme indiqué sur la figure 2.5 de façon à transmettre les états de charge les plus produits durant l'expérience. Nous avons placé un arrêt faisceau, en amont du plan focal, pour stopper les noyaux provenant de la voie élastique très intense. On peut voir la coupure qu'entraîne cet arrêt faisceau sur la figure 2.6 qui présente le spectre expérimental des positions des ions transmis au niveau du plan focal, qui sont en accord avec les estimations réalisées.

2.1.5 Sélection des évènements d'intérêt

Pour diminuer le bruit de fond dans les données obtenues, nous avons utilisé des critères de sélection des évènements guidés par la physique des réactions étudiées.

Dans le cas où la réaction d'intérêt se produit, seules deux particules sont présentes en voie de sortie :

- le proton qui est émis aux angles arrières dans le laboratoire,
- le noyau de recul à l'avant.

Le proton est potentiellement détecté dans MUST (suivant l'efficacité géométrique de ce dernier), donnant lieu à un signal sur une piste X et Y. Les évènements dans lesquels plus d'une piste en X ou en Y a déclenché sont rejetés. De plus les protons d'intérêt sont, d'après leur cinématique, arrêtés dans le premier étage de MUST. Ainsi, chaque évènement donnant lieu au déclenchement du second étage de MUST est aussi rejeté.

La mesure de l'énergie du proton dans le premier étage de MUST est réalisée aussi bien sur les pistes X que Y. Si l'évènement est physique, les deux énergies doivent être égales. Un contour a donc été réalisé sur le spectre E_X versus E_Y , où E_X est l'énergie mesurée sur la piste X et E_Y celle mesurée en Y. Les évènements en dehors de ce contour sont rejetés (cf. figure 2.7).

Enfin, nous imposons une sélection sur le temps écoulé entre la détection d'un ion dans CATS et celle d'un proton dans MUST, comme indiqué sur la figure 2.8. L'axe en temps est inversé : plus le temps mesuré est long, plus le canal correspondant sera petit. Le fond continu sur cette figure est attribué au déclenchement aléatoire des pistes du détecteur MUST dans le bruit de fond. Le pic principal, centré au canal 2800 correspond aux évènements ayant donné lieu à un proton dans MUST et dont le noyau de recul a été détecté dans CATS. Aucun autre pic n'est attendu avant celui-ci (à sa droite) puisqu'il faut qu'un proton soit détecté dans MUST pour pouvoir déclencher la mesure de temps. La largeur de ce pic provient des différences d'énergie des protons émis dans la réaction. Le pic autour du canal 2100 correspond à des évènements de transfert pour lesquels le détecteur

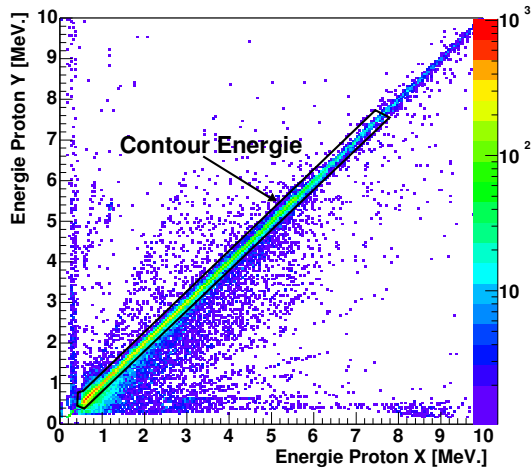


FIG. 2.7 – Energie du proton mesurée sur la piste Y en fonction de l'énergie mesurée sur la piste X, avec le contour appliqué aux données.

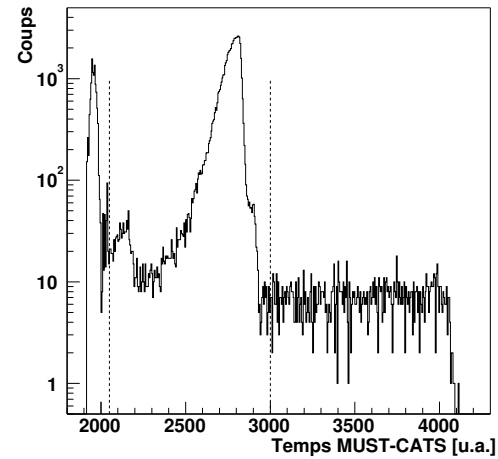


FIG. 2.8 – Spectre en temps entre CATS et MUST. Les pointillés indiquent la zone de sélection des données.

CATS n'a pas été efficace. La mesure du temps de vol entre CATS et MUST (déclenchée par MUST et stoppée par CATS) est alors stoppée lors de l'évènement suivant. Le temps séparant les deux pics ($\simeq 70ns$) est en accord avec la fréquence du cyclotron CIME (12 MHz). Le pic en début de spectre ne correspond pas aux évènements de transfert étudiés et se trouve donc en dehors de la zone de sélection indiquée par les traits en pointillés.

Suivant les grandeurs physiques qui nous intéressent, nous pouvons aussi imposer une sélection des noyaux dans les chambres à dérive de SPEG. Le spectre des positions au plan focal de SPEG permet d'identifier les $^{45,47}\text{Ar}^{17+,18+}$ et $^{44,46}\text{Ar}^{17+}$, ces derniers correspondant au transfert d'un neutron au dessus du seuil de séparation. Nous rappelons que des contours appliqués sur ces spectres réduisent la statistique d'un facteur 2, tout en supprimant le bruit de fond. Ainsi, pour l'obtention des centroïdes des pics correspondant aux états excités dans les noyaux de recul produits lors de la réaction, ces contours peuvent être utilisés, alors que pour les extractions des distributions angulaires nous avons utilisé une autre méthode pour soustraire le bruit de fond des spectres.

Accéder à l'énergie d'excitation dans le noyau final est la première étape de l'analyse. En outre, la détermination des angles d'émission des protons permet d'extraire leurs distributions angulaires et de déduire les moments angulaires et facteurs spectroscopiques des états excités dans le noyau final auxquels ils sont associés.

2.1.6 Section efficace différentielle

La probabilité d'émission du proton en voie de sortie à un angle donné dépend du moment angulaire transféré dans la réaction. En effet, la forme (pente, position du premier minimum...) de la section efficace différentielle (SED) associée à un état est caractéristique du moment transféré. De plus la comparaison des SED expérimentales et calculées en DWBA permet d'obtenir le facteur spectroscopique de l'état considéré par ajustement

de leurs amplitudes respectives. La section efficace différentielle a pour expression :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Lab}} = \frac{N_{det}^{\theta} / \epsilon_{det}^{\theta}}{N_{inc} N_{at}^{Cible} \sin(\theta) \Delta\theta 2\pi}, \quad (2.6)$$

où N_{det}^{θ} et ϵ_{det}^{θ} sont respectivement le nombre de protons détectés et l'efficacité de détection de ces derniers dans la tranche angulaire $\Delta\theta$ centrée autour de l'angle θ . N_{inc} et N_{at}^{Cible} sont les nombres respectifs de noyaux incidents sur la cible et d'atomes de deutérium par cm^{-2} dans cette dernière. La détermination de chacun de ces paramètres est nécessaire pour connaître le moment angulaire transféré durant la réaction.

Le nombre d'atomes de deutérium par cm^{-2} dans la cible a été mesuré au Tandem d'Orsay par réaction de diffusion élastique d'un faisceau proton de 22 MeV d'énergie cinétique. Son intensité était mesurée grâce à une cage de Faraday. Les particules diffusées étaient détectées dans un télescope ΔE -E constitué d'un compteur proportionnel et d'un plastique scintillant situé à 20° dans le laboratoire, et couvrant un angle solide de $6.17 \cdot 10^{-4}$ sr. La perte d'énergie des particules diffusées était mesurée dans le compteur et leur énergie résiduelle dans le scintillateur plastique où les particules étaient implantées. Les lignes cinématiques des particules implantées ont alors permis de différencier les réactions ayant lieu (diffusion sur le carbone ou le deutérium). La cible de CD_2 a été déplacée verticalement de quelques millimètres pour que son épaisseur soit mesurée en plusieurs points, donnant ainsi accès à son homogénéité. La section efficace de diffusion sur le deutérium mesurée a été comparée avec celle connue avant l'expérience [Wat69], permettant de fixer la valeur de l'épaisseur de la cible qui est $\rho_e = 0.38 \pm 15\% \text{ mg.cm}^{-2}$. L'incertitude provient de l'inhomogénéité de la cible. Cette expérience a montré que la contamination isotopique (présence d'hydrogène) est négligeable : seules des traces ont été observées. La relation entre le nombre d'atomes de deutérium dans la cible et l'épaisseur de cette dernière est :

$$N_{at}^{Cible} = N_a \rho_e \frac{2}{16} \quad (2.7)$$

Dans notre expérience de transfert, la détermination du nombre d'ions incidents sur la cible a été faite avec le détecteur CATS. L'efficacité de détection de ce dernier a été déterminée durant l'expérience en comparant le nombre d'ions détectés dans CATS à celui détecté dans le plastique scintillant de SPEG. Elle est de 96(4)%.

L'efficacité de détection des protons, différente de 100% pour des considérations purement géométriques a été déterminée grâce à la simulation Monte Carlo présentée dans le chapitre précédent, dans laquelle les positions des détecteurs MUST sont prises en compte. On y suppose une source isotrope de particules, et après tirage d'un grand nombre d'évènements, le rapport du nombre de particules détectées au nombre de particules émises dans une tranche angulaire $\Delta\theta$ est construit. La figure 2.9 présente cette courbe d'efficacité. Les barres d'erreur proviennent du déplacement des détecteurs dans la limite de 1 mm dans toutes les directions. Elles sont nettement plus importantes aux bords des couronnes, là où le fait de déplacer un détecteur entraîne la présence, ou l'absence d'une piste permettant de détecter le proton incident. On distingue clairement sur cette figure les deux bosses provenant de la couverture angulaire des deux couronnes formées de 4 détecteurs (couronne interne et externe).

La détermination du nombre de protons détectés dans la tranche angulaire $\Delta\theta$, N_{det}^{θ} , nécessite de s'affranchir du bruit de fond dans le spectre en énergie d'excitation dans le

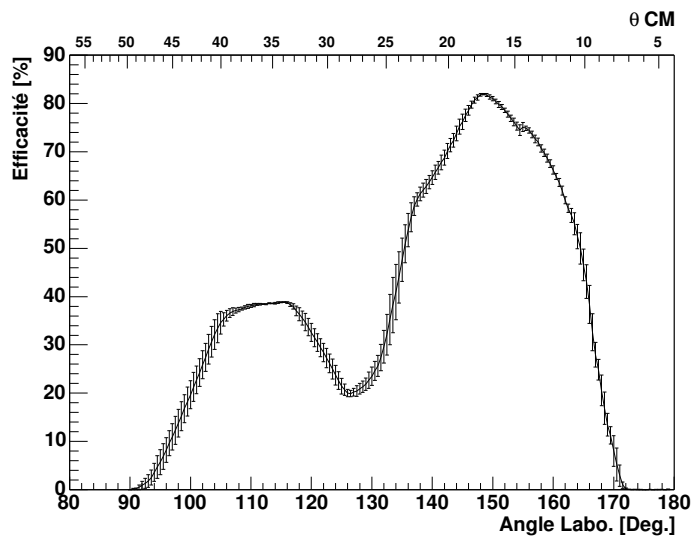


FIG. 2.9 – Courbe d'efficacité de détection des protons, en fonction de l'angle dans le repère du laboratoire. L'axe du haut représente l'angle dans le centre de masse pour un transfert donnant lieu à la formation de l'état fondamental du ^{47}Ar .

noyau final. Ceci dans le but de ne prendre en compte dans la section efficace différentielle que la composante provenant de la réaction de transfert. La figure 2.10 montre ce spectre pour le ^{45}Ar avec et sans coïncidence avec SPEG.

On y voit clairement la perte de statistique occasionnée par SPEG¹, et aussi que cette dernière croît avec l'énergie d'excitation dans le noyau final. Ainsi, nous avons dû avoir recours à une autre méthode pour estimer et éliminer le bruit de fond dans les spectres obtenus. Comme mentionné précédemment, ce bruit a deux origines :

- réactions du faisceau sur le carbone de la cible,
- cassure du deuton.

Traitons chacun de ces cas séparément.

2.1.7 Le bruit de fond induit par réaction sur le carbone

Pour estimer la composante de fond provenant du carbone, le faisceau d'argon a été envoyé sur une cible de carbone. Un traitement de ces données identique en tous points à celui réalisé pour la cible de CD_2 a alors permis d'extraire cette composante de bruit de fond. Après normalisation de cette dernière à l'épaisseur de cible et au nombre d'ions incidents, la soustraction aux données peut être réalisée. La figure 2.11 présente le spectre en énergie d'excitation du ^{45}Ar sur lequel est superposé le fond normalisé provenant de la cible de carbone. On peut y voir que l'ensemble des coups à énergies négatives provient, en fait, de réactions parasites sur le carbone.

L'ensemble du bruit de fond observé dans le spectre n'est pas expliqué par la composante de carbone. L'autre partie provient de la cassure du deuton.

¹Le détail des énergies d'excitation sera présenté dans le chapitre suivant.

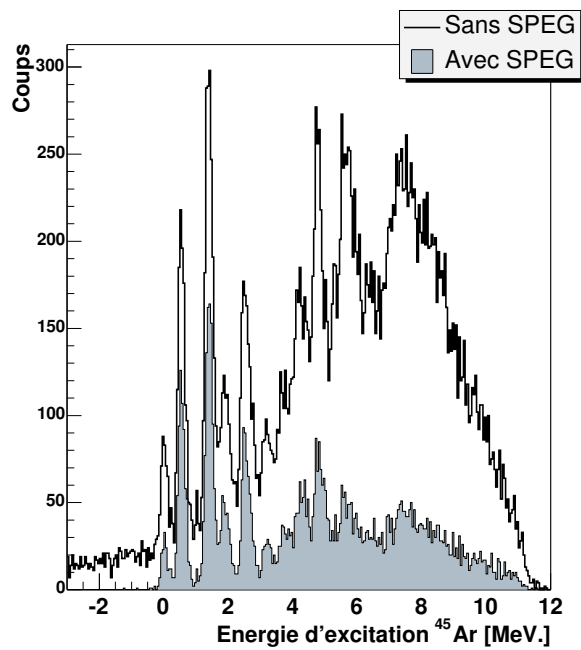


FIG. 2.10 – Spectre en énergie d'excitation du noyau ^{45}Ar avec identification du noyau de recul dans SPEG (grisé) et sans (traits noirs). La perte d'évènements est notable.

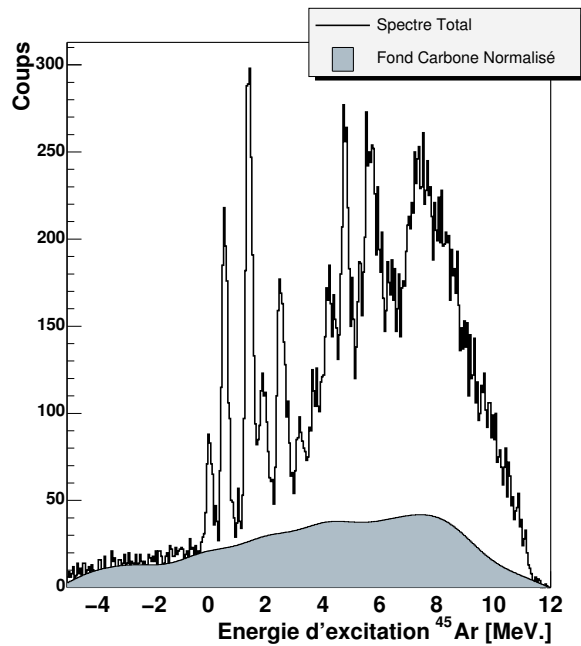
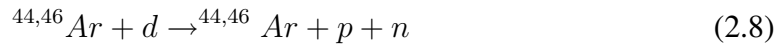


FIG. 2.11 – Spectre en énergie d'excitation du noyau ^{45}Ar , sans coïncidence dans SPEG. La partie grisée correspond au fond provenant du carbone présent dans la cible de CD_2 .

2.1.8 La cassure du deuteron

La réaction de cassure du deuteron est la suivante :



Le proton, en voie de sortie, peut alors être détecté dans MUST conduisant au bruit observé. Nous n'avons pas accès, avec nos données, à la distribution en énergie des protons issus de cette cassure, comme c'était le cas pour les fragments provenant de réactions sur le carbone de la cible.

La cassure du deuteron est une réaction à trois corps en voie de sortie, dont la cinéma-

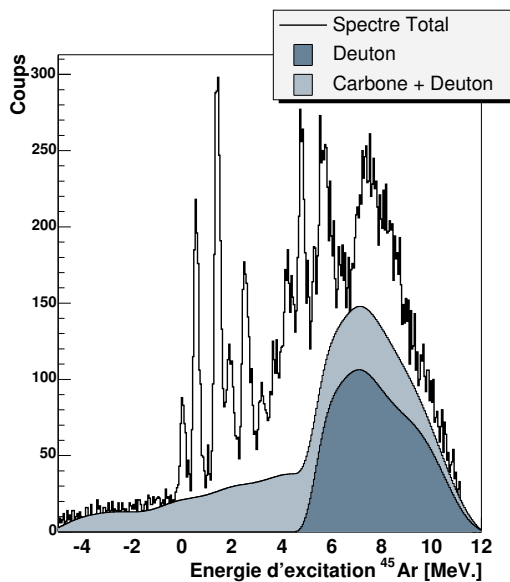


FIG. 2.12 – Spectre en énergie d'excitation du ${}^{45}\text{Ar}$, sans coincidence dans SPEG. Les parties grisées correspondent au fond provenant de la cassure du deuteron, et à la somme de ce dernier avec le fond carbone.

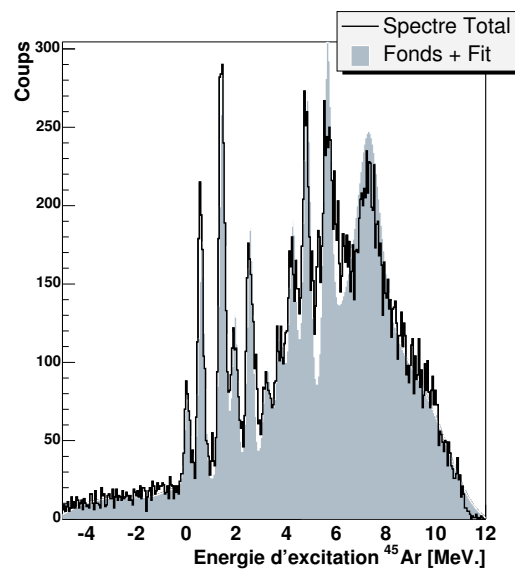


FIG. 2.13 – Spectre en énergie d'excitation du ${}^{45}\text{Ar}$, sans coincidence dans SPEG. La partie grisée correspond à la somme des fonds provenant de la cassure du deuteron et du carbone présent dans cible de CD_2 , sur lequel on ajuste les pics des états peuplés à l'aide de Gaussiennes.

tique n'est pas aussi simple à déterminer que celle des réactions à deux corps. Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion doivent cependant toujours être satisfaites, et les valeurs accessibles pour les quadrivecteurs de chaque particule en voie de sortie définissent l'espace des phases de la voie de sortie. Ainsi, accéder aux angles et énergies accessibles pour les protons provenant de la cassure du deuteron revient à explorer l'ensemble des points de l'espace des phases correspondant. Ceci nécessite de résoudre une intégrale multiple (à $3n$ dimensions, n étant le nombre de particules considérées dans la voie de sortie) non soluble analytiquement, mais dont l'estimation est possible à l'aide de méthode numérique du type Monte Carlo. Nous avons utilisé un tel algorithme, réalisé par F. Skaza, dont les détails sont présentés dans la référence [Ska04], pour calculer l'espace des phases de la cassure du deuteron.

Cet algorithme a été inclus à la simulation Monte Carlo présentée précédemment tenant compte de la géométrie du système de détection utilisé dans l'expérience. Les événements de la voie d'entrée ont été tirés avec les caractéristiques du faisceau incident sur la cible durant l'expérience (énergie du faisceau et position sur la cible). Les protons en voie de sortie ont ensuite subi un traitement identique en tous points à celui des données physiques. La figure 2.12 présente le bruit de fond provenant de la cassure du deuton normalisé pour reproduire correctement la traîne à haute énergie du spectre en énergie d'excitation dans le noyau final (ici le ^{45}Ar). Sur cette figure, la somme des bruits de fond carbone+deuton est aussi présentée. Pour s'assurer que l'ensemble du bruit de fond dans les spectres en énergie d'excitation ne provenait effectivement que des réactions présentées ci-dessus, nous avons sommé l'ensemble des spectres de bruit et ajusté les pics correspondants aux états excités à l'aide de Gaussiennes. La figure 2.13 présente le résultat de cette opération, la partie grisée correspondant à la somme des fonds et de l'ajustement des pics. Aucune autre composante de bruit n'a été ajoutée. L'ensemble du spectre est correctement reproduit indiquant la bonne reproduction des deux composantes de bruit de fond. On peut maintenant accéder au nombre de protons détectés par tranche angulaire $\Delta\theta$, N_{det}^θ , et déterminer les sections efficaces différentielles associées à chaque état.

2.1.9 Du repère du laboratoire au repère du centre de masse

L'équation 2.6 exprime la section efficace dans le repère du laboratoire. Le passage au référentiel du centre de masse se fait en appliquant la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \text{Jacobien} * \frac{d\sigma}{d\Omega_{Lab}}, \quad (2.9)$$

où le Jacobien provient purement de la cinématique de la réaction. Il a pour expression :

$$\text{Jacobien} = \frac{\gamma(1 + \Gamma * \cos(\theta_{CM}^p))}{[\gamma^2(\cos(\theta_{CM}^p) + \Gamma)^2 + \sin^2(\theta_{CM}^p)]^{3/2}}, \quad (2.10)$$

avec

$$\beta = \frac{P_{faisceau}}{T_{faisceau} + M_{faisceau} + M_{deuton}}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

et

$$\Gamma = \beta \frac{\sqrt{P_{CM}^2 + M_{Proton}^2}}{P_{CM}}. \quad (2.11)$$

Dans ces relations, P_{CM} est l'impulsion du centre de masse, définie par :

$$P_{CM} = \frac{\sqrt{(E_{CM}^2 - M_P^2 - M_{recol}^2)^2 - (2M_P M_{recol})^2}}{2E_{CM}}, \quad (2.12)$$

où

$$E_{CM} = \gamma(T_{faisceau} + M_{faisceau} + M_{deuton} - \beta P_{faisceau}). \quad (2.13)$$

2.1.10 Estimation des barres d'erreur

Dans le chapitre suivant, présentant les résultats obtenus dans cette expérience, les énergies d'excitation dans le noyau final, et les sections efficaces différentielles comporteront des barres d'erreur dont nous allons maintenant indiquer la provenance. Les erreurs de calibrage des détecteurs MUST donnant les énergies des protons ont été propagées sur les énergies d'excitation ($\sigma_{Calib}^{E^*}=30$ keV). De même l'erreur sur l'angle d'émission du proton provenant des positions des détecteurs, et des méthodes de reconstruction de vertex, ont été estimées à environ 1° , ce qui se traduit par une erreur moyenne de $\sigma_{Pos}^{E^*}=50$ keV sur l'énergie d'excitation dans le noyau final. A cela vient s'ajouter l'erreur statistique, $\sigma_{Stat}^{E^*}$, sur la position du centroïde des pics dans les spectres en énergie d'excitation. Ainsi, l'erreur totale sur les énergies d'excitation fournies dans le chapitre suivant sera donnée par :

$$(\sigma_{Tot}^{E^*})^2 = (\sigma_{Calib}^{E^*})^2 + (\sigma_{Pos}^{E^*})^2 + (\sigma_{Stat}^{E^*})^2 \quad (2.14)$$

Notons que c'est généralement l'erreur sur le positionnement des détecteurs qui est la plus importante, et qui domine l'erreur finale (sauf pour les états peu peuplés, où l'erreur statistique commence à être importante).

Pour les erreurs sur les sections efficaces, nous avons déjà présenté celles liées à l'efficacité de détection, ainsi que celles liées à l'incertitude sur le nombre de noyaux incidents ($\simeq 5\%$). A cela, il faut ajouter l'erreur sur l'épaisseur de la cible de CD_2 utilisée, estimée à 15% d'après la réaction de diffusion élastique présentée précédemment. Aucune mesure de l'épaisseur de la cible de carbone utilisée pour estimer le bruit de fond correspondant n'a été réalisée. Cependant, la normalisation du fond de carbone est contrainte par la traîne du spectre en énergie d'excitation négative dans le noyau final. Cette traîne ne peut être expliquée que par la présence de carbone dans la cible, ce qui permet, par ajustement, de réduire l'incertitude liée à l'épaisseur de la cible de carbone, estimée à 15% .

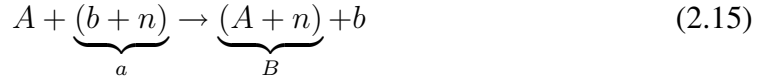
Enfin, les erreurs statistiques sur le nombre de protons détectés par tranche angulaire ont aussi été considérées.

Nous venons de présenter l'ensemble du traitement des données acquises durant l'expérience. Après extraction de ces résultats, vient la phase de comparaison aux calculs en ondes distordues (DWBA) pour obtenir les moments angulaires et facteurs spectroscopiques associés aux états peuplés. C'est cette analyse que nous allons maintenant présenter.

2.2 Analyse DWBA

2.2.1 Section efficace différentielle, amplitude de transition

La DWBA permet de reproduire les sections efficaces différentielles des réactions de transfert étudiées en faisant certaines approximations décrites dans la suite. La réaction type considérée est :



où n représente le neutron transféré. Le système dans la voie d'entrée ($a+A$) sera par la suite indicé par α et celui de la voie de sortie par β . La section efficace différentielle de cette réaction s'écrit [Mes59] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)} \sum_{M_\alpha M_\beta} |T_{\alpha\beta}|^2 \quad (2.16)$$

où $T_{\alpha\beta}$ est l'amplitude de transition entre la voie d'entrée et la voie de sortie,

μ_α et μ_β sont les masses réduites des voies α et β ,

k_α et k_β les impulsions correspondantes.

J_a et J_A sont les spins des noyaux de la voie d'entrée.

La somme sur M_α et M_β porte sur les projections des spins des particules en collision.

La connaissance de $T_{\alpha\beta}$ permet donc d'accéder à $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

L'Hamiltonien total, H , du système peut s'écrire dans la voie d'entrée comme dans la voie de sortie :

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta \quad (2.17)$$

où $H_{\alpha,\beta}$ décrit l'état interne des fragments dans la voie α, β ,

$T_{\alpha,\beta}$ est l'énergie cinétique de la voie correspondante,

et $V_{\alpha,\beta}$ décrit l'interaction entre les nucléons des participants à la collision.

On définit les ondes planes $\Phi_{\alpha,\beta}$, solutions des équations de Schrödinger $(E - H_{\alpha,\beta} - T_{\alpha,\beta})\Phi_{\alpha,\beta} = 0$, et les ondes diffusées $\chi_{\alpha,\beta}$, solutions des équations de Schrödinger $(E - T_{\alpha,\beta} - U_{\alpha,\beta})\chi_{\alpha,\beta} = 0$, où $U_{\alpha,\beta}$ décrit la diffusion élastique dans les voies α, β .

L'amplitude de transition peut se mettre, sans approximation, sous les formes dites "prior" ou "post" suivant que l'on exprime H dans la voie α ou β respectivement [Gle83, Sat83] :

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_\beta^{(-)} \Phi_\beta | V_\beta - U_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (\text{prior}) \quad (2.18)$$

$$= \langle \Psi_\beta^{(-)} | V_\alpha - U_\alpha | \chi_\alpha^{(+)} \Phi_\alpha \rangle \quad (\text{post}) \quad (2.19)$$

où $\Psi_\alpha^{(+)}$ et $\Psi_\beta^{(-)}$ sont les fonctions d'onde totales du système, respectivement sortante et entrante, solutions de l'équation de Schrödinger,

$$(E - H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha)\Psi_\alpha^{(+)} = 0 \quad (2.20)$$

$$(E - H_\beta + T_\beta + V_\beta)\Psi_\beta^{(-)} = 0 \quad (2.21)$$

2.2.2 Approximation de Born des ondes distordues

En utilisant le formalisme des fonctions de Green, la fonction d'onde totale, $\Psi_\alpha^{(+)}$ peut se développer en une série de Born faisant intervenir l'onde diffusée $\chi_\alpha^{(+)}$ et le potentiel $V_\alpha - U_\alpha$ [Sat83] :

$$|\Psi_\alpha^{(+)}\rangle = [1 + G_\alpha^{(+)}(V_\alpha - U_\alpha) + G_\alpha^{(+)}(V_\alpha - U_\alpha)G_\alpha^{(+)}(V_\alpha - U_\alpha) + \dots] \chi_\alpha^{(+)}|\Phi_\alpha\rangle, \quad (2.22)$$

où $G_\alpha^{(+)}$ est la fonction de Green associée à l'Hamiltonien $H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha$.

Introduisant cette expression de $\Psi_\alpha^{(+)}$ dans celle de $T_{\alpha\beta}$ (équation 2.18), on aboutit à :

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} = & \langle \chi_\beta^{(-)}\Phi_\beta | (V_\beta - U_\beta) + (V_\beta - U_\beta)G_\alpha^{(+)}(V_\alpha - U_\alpha) + \\ & + (V_\beta - U_\beta)G_\alpha^{(+)}(V_\alpha - U_\alpha)G_\alpha^{(+)}(V_\alpha - U_\alpha) + \dots | \chi_\alpha^{(+)}\Phi_\alpha \rangle, \end{aligned} \quad (2.23)$$

L'approximation de Born consiste à ne garder que le premier terme de ce développement en série, ou encore à considérer que les termes en $(V_\alpha - U_\alpha)^{n \geq 1}$ sont négligeables, ce qui signifie que le processus de diffusion élastique est dominant dans la voie α . Ce faisant, on a remplacé la fonction d'onde $|\Psi_\alpha^{(+)}\rangle$ dans l'expression 2.18 par $|\chi_\alpha^{(+)}\Phi_\alpha\rangle$. $\chi_\alpha^{(+)}$ est appelée "onde distordue" (par le potentiel $V_\alpha - U_\alpha$) et correspond asymptotiquement à la somme d'une onde plane entrante et d'ondes sphériques sortantes.

2.2.3 Le potentiel de transition

Le potentiel responsable de la réaction dans l'expression de $T_{\alpha\beta}$ est $V_\beta - U_\beta$. On peut, pour une réaction (d,p), mettre V_β sous la forme :

$$V_\beta = V_{pn} + \sum_{i=1}^A V_{pi} \equiv V_{pn} + V_{pA} \quad (2.24)$$

où la somme sur i porte sur les nucléons de X . En première approximation V_{pA} est sensiblement égal à U_β , le potentiel décrivant l'interaction élastique du proton et du noyau final. Ainsi nous avons $\langle V_{pA} - U_\beta \rangle \simeq 0$. Ce dernier terme appelé terme rémanent a des effets généralement petits sur les sections efficaces différentielles dans les réactions (d,p).

L'amplitude de transition peut maintenant s'écrire sous forme développée :

$$T_{\alpha\beta} = \int \chi_{Bb}^*(r_{Bb}, \vec{k}_b) \langle \Phi_B \Phi_b | V_{pn} | \Phi_A \Phi_a \rangle \chi_{Aa}(r_{Aa}, \vec{k}_a) dr_{Aa} dr_{Bb} \quad (2.25)$$

En considérant que l'interaction V_{pn} est une fonction de la seule distance entre le proton et le neutron, on peut factoriser l'élément de matrice comme suit :

$$\langle \Phi_B \Phi_b | V_{pn} | \Phi_A \Phi_a \rangle = \langle \Phi_B | \Phi_A \rangle \langle \Phi_b | V_{pn} | \Phi_a \rangle \quad (2.26)$$

Les calculs que nous avons réalisés sont faits sous l'approximation de portée nulle. Dans ce cas, la partie spatiale du recouvrement $\langle \Phi_b | V_{pm} | \Phi_a \rangle$ vaut $D_0 \delta(r_{pm}^{\vec{r}})$, ce qui permet de simplifier le calcul de l'amplitude de transition en passant d'une intégrale de 6 à 3 dimensions. Cette approximation est valide si la longueur typique sur laquelle on sonde le noyau est supérieure à la longueur typique de variation de la fonction d'onde de l'état étudié (environ 1 fm). L'énergie du deuton dans le centre de masse est de 20 MeV, ce qui correspond à une longueur d'onde de $\lambda=6$ fm. Ainsi, sans être dans des conditions optimales pour utiliser cette approximation, on peut l'accepter.

2.2.4 Le facteur de forme

On peut développer B sur une base d'états contenant (A+1) nucléons :

$$\Phi_B = \sum_{lj} \beta_{lj} \Phi(J_A, jl) j_B \quad (2.27)$$

avec $\Phi(J_A, jl) j_B = \langle J_A M_A j m | J_B M_B \rangle \Psi_{J_A}^{M_A}(\xi_A) \cdot \phi_{lj}^m(r_{An}^{\vec{r}})$, fonction d'onde du système (A+n), où $\Psi_{J_A}^{M_A}$ est la fonction de A inchangée (approximation de coeur inerte) et $\phi_{lj}^m(r_{An}^{\vec{r}})$ est la fonction d'onde, normalisée à 1, représentant le nucléon capturé. Il n'y a pas de sommation sur la projection m de j dans cette expression, car la valeur de m est fixée à $m = M_B - M_A$. D'après cette écriture, β_{jl}^2 est la probabilité que la configuration finale soit $\Phi(J_A, jl) j_B$.

Après intégration de $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$ sur les coordonnées internes de A (ξ_A), on obtient :

$$\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle = C \sum_{jl} \beta_{jl} \langle J_A M_A j m | J_B M_B \rangle \phi_{jl}^{m*}(r_{An}^{\vec{r}}) \quad (2.28)$$

où $C = \langle T_A t_A T_n t_n | T_B t_B \rangle$ est le coefficient de couplage d'isospin. Pour une réaction de transfert d'un neutron, T_B ne peut avoir que deux valeurs : $T_A \pm 1/2$.

C^2 représente alors la probabilité de former l'un ou l'autre des états en couplant T_A et $1/2$. Dans le cas d'une réaction concernant un noyau riche en neutron (^{46}Ar , par exemple), ce coefficient vaut 1, car on ne peut former que l'état ayant $T_B = T_A + 1/2$.

La fonction d'onde $\phi_{jl}^{m*}(r_{An}^{\vec{r}})$ est appelée **facteur de forme**. Pour obtenir cette fonction, on peut appliquer la prescription dite de "l'énergie de liaison" qui consiste à ajuster le potentiel $V(r)$ dans l'équation 2.29 de façon à reproduire correctement cette énergie, E_{liai} , dans le noyau B, pour la particule transférée. Dans ce cas, la partie radiale de $\phi_{jl}^{m*}(r_{An}^{\vec{r}})$ satisfait à l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \cdot (E_{liai} - V(r)) \right] U_{nlj}(r) = 0 \quad (2.29)$$

Nous avons choisit une forme de Woods-Saxon pour $V(r)$.

Facteur de forme pour des états non liés

Nous avons vu dans une section précédente que certains des noyaux formés dans la réaction proviennent du transfert d'un neutron sur des états résonants dans le noyau final. Dans ce cas, la fonction d'onde (le facteur de forme) de l'état n'est pas rapidement évanescence quand la distance radiale augmente, ce qui pose des problèmes durant l'évaluation numérique du recouvrement $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$. Pour dépasser cette difficulté, Vincent et Fortune [Vin70] ont proposé une méthode d'intégration dans le plan complexe qui est valable pour des résonances isolées dont la forme peut être décrite par des Breit-Wigner, avec la condition que la largeur Γ_{Tot} soit égale à la largeur de décroissance par particule, Γ_n .

Dans les calculs que nous avons réalisés, cette prescription est utilisée dans le cas où l'état final a une énergie de liaison positive.

2.2.5 Le facteur spectroscopique

Le neutron dans le deuton est principalement représenté par une onde s , ainsi son moment angulaire orbital, ℓ_1 , est nul et son moment angulaire total est $j_1 = 1/2$. Appelons ℓ_2 le moment angulaire orbital du neutron transféré dans le noyau B, et son moment angulaire total j_2 . Le moment angulaire total transféré au cours de la réaction est alors :

$$\vec{L} = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2 \Rightarrow L = \ell_2 \quad (2.30)$$

Le moment angulaire transféré est égal au moment angulaire orbital de l'état final, peuplé durant la réaction. Les spins des noyaux initiaux ($^{44,46}\text{Ar}$) étant 0^+ , le spin total, I_B , du noyau final est alors donné par j_2 . Ainsi, une seule transition (ℓ_2, j_2) permet de peupler l'état final I_B dans le noyau final.

Ces règles de sélection simplifient grandement l'expression de Φ_B (équation 2.27) puisque, pour le peuplement d'un état donné, un seul terme subsiste dans la somme. Le facteur spectroscopique, $S_{lj} = \beta_{lj}^2$, correspondant à cet état mesure alors l'importance de la composante (ℓ_2, j_2) à l'amplitude de transition. On y inclut souvent le Clebsch-Gordon d'isospin C^2 .

Expérimentalement, pour déterminer le facteur spectroscopique d'un état, on extrait sa section efficace différentielle que l'on normalise à celle calculée en DWBA pour laquelle on a supposé un facteur spectroscopique de 1. La valeur expérimentale du facteur spectroscopique est alors donnée par la relation :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{Exp}} = C^2 S \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{DWBA}} \quad (2.31)$$

2.2.6 Règles de somme sur les facteurs spectroscopiques

Les facteurs spectroscopiques sont sujets à des règles de somme. En général, la totalité de la force correspondant à une orbitale ℓ_j donnée est fragmentée sur plusieurs états. En sommant sur tous ces états, on peut dire dans quelle mesure la couche ℓ_j est occupée dans

le noyau initial.

Cette règle de somme s'écrit pour une réaction de transfert d'un nucléon :

$$\sum_{X,n}^{J_f \text{ fixé}} S_{lj}^n \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} = (2j + 1) - n(\ell, j) = h(\ell, j) \quad (2.32)$$

X représentant l'ensemble des nombres quantiques nécessaires pour définir l'état final. Les indices i et f représentent l'état initial et final respectivement. $n(\ell, j)$ et $h(\ell, j)$ sont respectivement le nombre de particules et de trous (du type de celle transférée) sur la couche (ℓ, j) dans l'état fondamental du noyau cible. La somme sur n porte sur les états de moment angulaire orbital ℓ et de moment angulaire total J_f dans le noyau final.

Dans notre cas, $J_i = 0$ et $J_f = j$, on a donc :

$$\sum_{X,n}^{J_f \text{ fixé}} S_{lj}^n = \frac{h(\ell, j)}{(2j + 1)} \quad (2.33)$$

Dans le cas où la couche (ℓ, j) est vide dans le noyau initial ($n(\ell, j)=0$, ou encore $h(\ell, j)=2j+1$), la somme est maximale et vaut 1.

2.2.7 Les potentiels optiques

Dans l'approximation DWBA, les ondes distordues sont générées à partir de potentiels optiques reproduisant correctement la diffusion élastique des particules considérées. Dans le modèle optique le champ produit par A nucléons est représenté par un potentiel moyen, noté U. Ce potentiel est complexe, et sa partie imaginaire rend compte de la perte de flux dans les canaux autres que la voie élastique.

La forme générale des potentiels optiques utilisés dans les calculs que nous avons réalisés est la suivante :

$$U(r) = V_c(r) - V f(x_0) - i(W f(x_W) - 4W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D)) - V_{so} \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \left(\frac{\hbar}{M_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{so}) \quad (2.34)$$

où $f(x_i)$ définit la dépendance radiale du potentiel optique. La fonction $f(x_i)$, dans ce travail, à la forme d'un potentiel de Woods-Saxon :

$$f(x_i) = [1 + \exp(x_i)]^{-1} \text{ avec } x_i = (r - r_0 A^{1/3})/a_i$$

A est le nombre de masse du noyau considéré, et $r_0 A^{1/3}$ est le rayon de ce même noyau ; a est la diffusivité du potentiel. $V_c(r)$ est le potentiel coulombien. V et W sont respectivement les profondeurs de la partie réelle et imaginaire du terme de volume. W_D est la profondeur du terme de surface. Le potentiel de surface est purement imaginaire. V_{so} correspond au terme de spin orbite. Plusieurs paramétrisations sont disponibles pour les potentiels optiques, et montrent une légère dépendance en fonction de la masse du noyau considéré et de son énergie cinétique.

Les paramétrisations disponibles actuellement sont ajustées sur un ensemble de données

de diffusion élastique pour des noyaux proches de la stabilité. La question de la validité de tels potentiels pour des noyaux plus exotiques, tels que ceux étudiés dans ce travail se pose alors.

Pour contraindre les potentiels optiques utilisés, la mesure de différentes voies de réaction (diffusions élastiques et inélastiques, réaction de transfert. . .) peut être utile, puisque celles-ci devraient être reproduites dans la voie d'entrée par le même potentiel. Cependant, dans l'expérience présentée ici, la réaction de transfert d'un neutron a été la seule mesurée. Les calculs DWBA ont été réalisés avec plusieurs potentiels optiques pour évaluer leur influence sur les résultats obtenus. Notons, que dans le cas présent, seul le facteur spectroscopique est touché par le choix du potentiel optique. Les distributions angulaires obtenues sont suffisamment différentes pour les valeurs de ℓ effectivement transférées dans l'expérience pour ne pas être sensibles au choix du potentiel.

Pour finir, nous allons présenter brièvement les potentiels optiques utilisés dans ce travail. Ils se divisent naturellement en 2 catégories :

- ceux décrivant la voie d'entrée : $^{44,46}\text{Ar} + d$,
- ceux décrivant la voie de sortie : $^{45,47}\text{Ar} + p$.

Pour les deux catégories, deux potentiels ont été utilisés et leur combinaison a fourni 4 jeux de paramètres pour réaliser les calculs DWBA et les comparer aux données expérimentales.

2.2.8 Les potentiels de la voie d'entrée

W.W. Daehnick et *al.* [Dae80] ont obtenu une paramétrisation pour décrire la diffusion élastique de deutons à des énergies allant de 12 à 90 MeV, sur des noyaux de masses entre $A=27$ et $A=238$. Leur recherche de paramètres globaux pour les potentiels optiques s'appuie sur un jeu de 4000 points de données (sections efficaces de réaction, section efficaces différentielles, et polarisations vectorielles). Cette paramétrisation, couramment utilisée, est construite en partie sur des données proches de nos conditions expérimentales (diffusion de deutons de l'ordre de 20 MeV sur des noyaux de masses comprises entre 40 et 60). Le bon accord dans la reproduction de ces données fait de ce potentiel un bon candidat pour notre étude. Il sera dénoté D1 dans la suite.

Ce potentiel, construit pour reproduire la diffusion élastique de deuton, ne nécessite pas de tenir compte des effets de sa cassure en proton et neutron. Ces derniers peuvent être importants dans notre étude, vu le bruit de fond qu'ils génèrent. Nous avons donc utilisé une seconde paramétrisation du potentiel optique de la voie d'entrée qui tente de tenir compte du Break-Up du deuton.

L'approche adiabatique

R.C. Jonhson et P.J.R. Soper [Joh70] ont montré que la prise en compte de la cassure du deuton permettait de mieux reproduire les données expérimentales dans les réactions du type (p,d). Leur travail a conduit à ce que l'on appelle désormais l'**approximation adiabatique**. Dans cette approche, on tente de donner une description précise des fonctions d'onde du neutron et du proton qui forment le deuton de la voie d'entrée. Cette description est valable au voisinage du noyau cible, dans une région où les deux nucléons sont sensibles à l'interaction V_{pn} de ce dernier. Cette approche suppose que le proton et le neutron ont un mouvement relatif lent comparé à celui du centre de masse. G.L. Wales

et R.C. Johnson [Wal76] ont donné une paramétrisation permettant d'obtenir le potentiel adiabatique d'un deuteron ayant une énergie incidente donnée. Ainsi, en utilisant des potentiels optiques construits pour un neutron et un proton (formant le deuteron) d'énergie de moitié égale à celle du deuteron incident, on obtient le potentiel adiabatique du deuteron en appliquant :

$$\bar{V} = \frac{\langle \Phi_d | V_{pn} (V_n + V_p) | \Phi_d \rangle}{\langle \Phi_d | V_{pn} | \Phi_d \rangle} \quad (2.35)$$

où V_p et V_n sont les potentiels optiques du proton et du neutron, et Φ_d la fonction d'onde du deuteron. Les expressions des différents paramètres du potentiel deuteron sont données dans la référence [Wal76], en fonction des paramètres des potentiels neutron et proton calculés grâce à la paramétrisation CH89 [Var91] présentée dans la suite. Le potentiel adiabatique sera noté dans la suite D2.

2.2.9 Les potentiels de la voie de sortie

Pour décrire l'interaction du proton et de l'argon 45 ou 47, nous avons utilisé la paramétrisation CH89 de R. L. Varner [Var91]. Cette paramétrisation est basée sur la reproduction de 300 distributions angulaires pour des protons d'énergies comprises entre 16 et 65 MeV, ce qui couvre, dans le centre de masse, la plage en énergie des protons que nous détectons (autour de 20 MeV). De même, les cibles utilisées pour obtenir ces données ont des masses allant de $A=40$ à $A=209$. Ce potentiel sera dans la suite dénoté P2.

La dernière paramétrisation utilisée pour la voie de sortie provient de G. M. Perey et F.G. Perey [Per76]. Elle est valide pour des protons ayant une énergie supérieure à 10 MeV, incidents sur des noyaux de masses supérieures à 40. C'est la plus ancienne paramétrisation que nous avons utilisée ; elle sera dénotée P1 dans la suite.

Chapitre 3

Résultats et interprétations

Dans les deux chapitres précédents, le dispositif expérimental utilisé pour étudier les noyaux riches en neutrons $^{45,47}\text{Ar}$ a été présenté, de même que le traitement de données permettant d'accéder aux grandeurs physiques recherchées, telles que l'énergie d'excitation dans le noyau final, les moments angulaires des états peuplés, et leurs facteurs spectroscopiques.

Dans ce chapitre, nous allons exposer l'ensemble de ces résultats. Dans un premier temps, nous présenterons ceux obtenus avec le faisceau de ^{40}Ar . Nous montrerons que dans ce cas, les informations obtenues sur le ^{41}Ar sont en accord avec celles rapportées dans d'autres publications, ce qui permet de valider notre traitement des données.

Nous passerons ensuite aux résultats concernant les $^{45,47}\text{Ar}$. Ces derniers seront comparés aux prédictions du modèle en couches. Nous verrons que l'accord entre ce dernier et l'expérience est remarquable. Nos résultats permettront de conclure sur la persistance ou l'érosion de la fermeture de couche $N=28$ dans ces noyaux riches en neutrons. De même, nous tirerons des informations sur l'espacement entre les couches $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$ donnant potentiellement naissance au gap $N=34$ dans le ^{52}Ar . Les implications astrophysiques de cette étude seront présentées dans le chapitre suivant.

3.1 Etude du ^{41}Ar

3.1.1 Etat des connaissances avant l'expérience

Dans le but de vérifier le bon fonctionnement du dispositif expérimental et de valider le traitement des données présenté dans le chapitre précédent, nous avons étudié la réaction $^{40}\text{Ar}(d,p)^{41}\text{Ar}$. La structure nucléaire du ^{41}Ar , produit dans cette réaction, est bien connue. W. Fitz et *al.* [Fit68] ont réalisé cette expérience en cinématique directe, avec un faisceau de deutons de 11 MeV. Quelques années plus tard, S. Sen et *al.* [Sen75] ont refait cette expérience avec un faisceau de deutons polarisés de 15 MeV. Ils ont ainsi pu obtenir non seulement les moments angulaires des états peuplés dans le ^{41}Ar ainsi que leurs facteurs spectroscopiques, mais aussi les valeurs de J ($J=\ell \pm 1/2$) correspondantes qui ne sont accessibles que dans une réaction avec un faisceau polarisé.

Ces deux jeux de données sont compatibles, sauf pour l'état fondamental pour lequel les

premiers trouvent un facteur spectroscopique de 0.39^1 alors que les seconds obtiennent 0.53 (0.09). Ces résultats seront résumés dans le tableau 3.1 où ils seront comparés à ceux obtenus dans notre travail.

3.1.2 Résultats expérimentaux

Le spectre en énergie d'excitation du ^{41}Ar que nous avons obtenu est présenté sur la figure 3.1. La partie grisée correspond aux énergies au dessus du seuil de séparation d'un neutron. Elle est mise en évidence en mettant une condition sur le spectre en position des ions (sélection en $B\rho$) au niveau des chambres à dérive de SPEG. Requérir cette condition

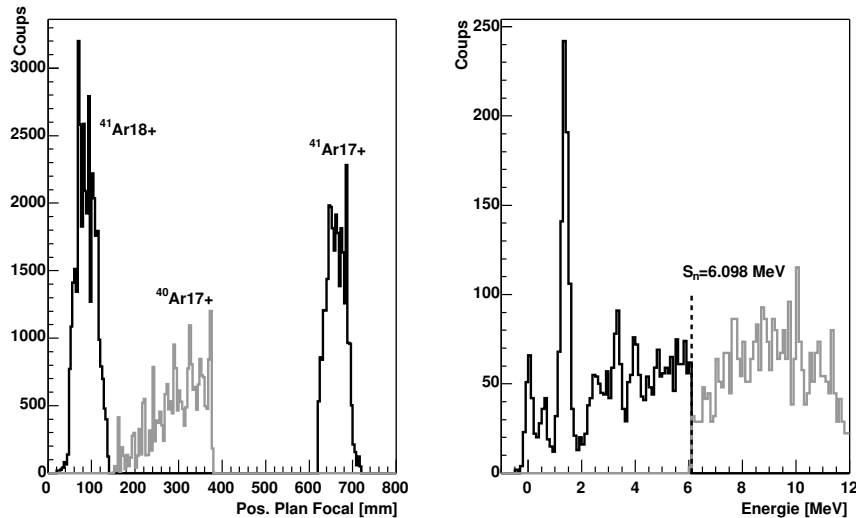


FIG. 3.1 – Spectre en énergie d'excitation du ^{41}Ar (droite). Le spectre de gauche présente la position des noyaux au plan focal de SPEG. Les parties grisées correspondant au transfert d'un neutron sur des états non liés sont indiquées sur les deux spectres.

diminue la statistique, comme discuté dans le précédent chapitre. La largeur totale à mi hauteur des pics en énergie est d'environ 280 keV.

Les énergies d'excitation des états peuplés sont en bon accord avec les précédentes données (cf. tableau 3.1). Les distributions angulaires des états les mieux séparés et les plus peuplés (l'état fondamental et ceux à 516 keV, 1.35 MeV, 3.3 MeV et 3.9 MeV) ont pu être extraites. Pour comparer nos résultats avec ceux des références précédentes, nous avons utilisé le potentiel de S. Sen *et al.* pour réaliser les calculs DWBA de la réaction $^{40}\text{Ar}(d,p)^{41}\text{Ar}$. La figure 3.2 présente les distributions angulaires expérimentales comparées aux résultats des calculs DWBA réalisés avec le code DWUCK4 [Kun82].

On peut voir que la distinction entre les états de moments angulaires $\ell=1$ et $\ell=3$ est très claire de par la forme des distributions. Aucune ambiguïté de ce point de vue ne subsiste. Les facteurs spectroscopiques obtenus avec nos données, reportés dans le tableau 3.1 sont en bon accord avec les données existantes. Nos données indiquent que celui de l'état fondamental serait plutôt proche de 0.4 que de 0.5, en accord avec de W. Fitz *et al.* [Fit68].

¹Les valeurs de la référence [Fit68] sont fournies sans barre d'erreur.

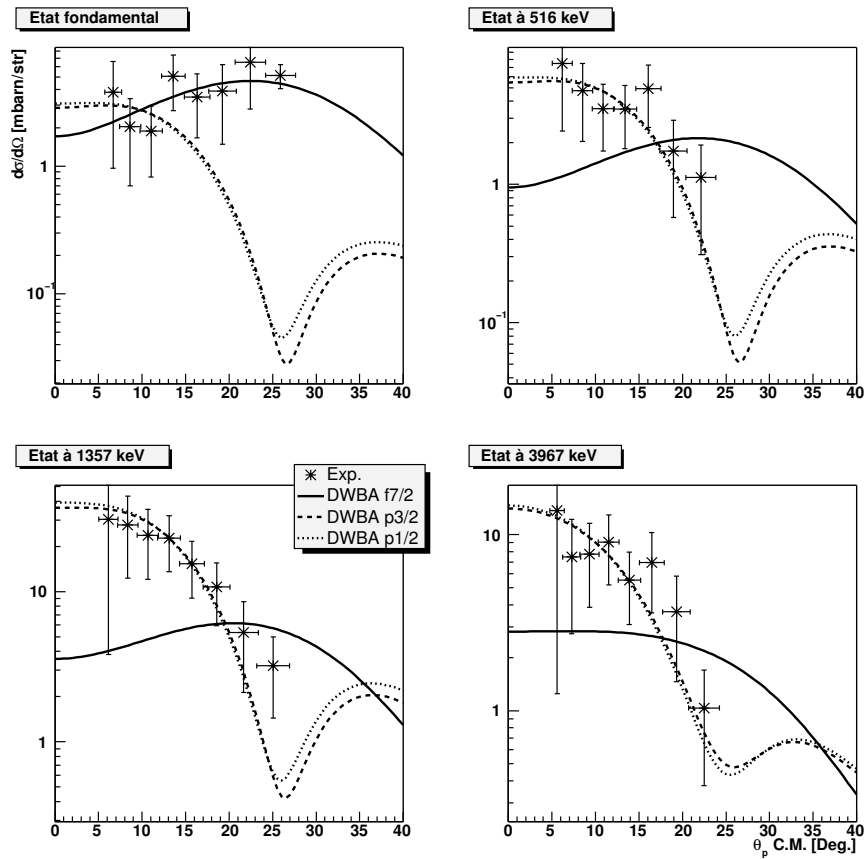


FIG. 3.2 – Distributions angulaire des protons correspondant à 4 des 5 états étudiés. Elles permettent de déterminer sans ambiguïté les moments angulaires des états.

Vu la densité de niveau importante au dessus du seuil de séparation d'un neutron, notre résolution en énergie et le manque de statistique ne permettent pas de résoudre les états présents dans ce noyau [Fit68, Sen75] dans cette gamme d'énergie.

TAB. 3.1 – Spectroscopie connue du ^{41}Ar , comparée aux données obtenues dans ce travail. Les facteurs spectroscopiques de ce travail ne sont extraits que pour les états ayant une statistique suffisante. Les barres d'erreur qui leur sont associées sont celles résultant de l'ajustement par la méthode du χ^2 des distributions angulaires de la figure 3.2.

E^* (keV)	J^π	C^2S [Fit68]	C^2S [Sen75]	E^* ce travail (keV)	ℓ ce travail	C^2S ce travail
0	$7/2^-$	0.39	0.53(9)	20(60)	3	0.37(6)
516(2)	$3/2^-$	0.07	0.09(2)	575(60)	1	0.08(2)
1357(2)	$3/2^-$	0.37	0.42(8)	1360(60)	1	0.48(9)
2398(3)	$1/2^-$	0.13	0.15(3)	2435(70)	-	-
3327(4)	$1/2^-$	0.29	0.36(6)	3320(60)	1	0.29(6)
3968()	$1/2^-$	0.47	0.40(7)	3970(60)	1	0.36(7)

Cette partie de l'expérience a permis de valider nos calibrages en énergie, et positions du détecteur MUST, ainsi que le traitement des données qui va maintenant être appliqué aux réactions $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$.

3.2 Etude du ^{45}Ar

3.2.1 Etat des connaissances avant l'expérience

Les schémas de niveaux de la figure 3.3 résument l'état des connaissances sur la structure du ^{45}Ar avant que nous ne réalisions ce travail. Deux expériences avaient déjà eu lieu au GANIL pour étudier ce noyau. Zs. Dombrádi et *al.* [Dom03] l'ont étudié par spectroscopie en ligne après fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca à 60 MeV/A sur une cible de Be. Plusieurs raies γ ont été attribuées au ^{45}Ar , cependant seuls les spins et parités de l'état fondamental et du premier état excité ont pu être déterminés. D'un autre côté, J. Mrázek et *al.* [Mra04] ont étudié ce noyau par décroissance β du ^{45}Cl , et βn du ^{46}Cl , produits de la même manière que dans la référence [Dom03]. Les raies gamma étaient recueillies dans trois clovers de Germanium, et les neutrons émis après la décroissance β du ^{46}Cl étaient détectés par l'ensemble Tonnerre [But02]. Ici encore, l'utilisation de détecteurs Germanium permet de connaître précisément les énergies des transitions détectées, mais les spins et parités des états n'ont pas pu être déduits.

De plus, récemment, A. Gade et *al.*, de MSU, ont publié les résultats d'une expérience de knock-out d'un neutron sur le ^{46}Ar [Gad05], donnant accès aux états excités du ^{45}Ar . La figure 3.4 présente l'ensemble des résultats obtenus dans cette expérience. L'utilisation de détecteurs Germanium donne accès à la spectroscopie fine du noyau, comme dans les deux cas précédents. Les auteurs utilisent ensuite la distribution en moment du ^{45}Ar pour tenter de déduire, par comparaison à des modèles, les valeurs des moments angulaires des états peuplés. La distribution est d'autant plus large que l'état peuplé a un moment angulaire important. Les résultats ne sont pas expliqués dans la région des basses impulsions, et les calculs permettent difficilement de déduire sans ambiguïté les moments angulaires des états peuplés. Ceci pourrait provenir du fait que les méthodes théoriques pour accéder à ces informations sont nouvelles et encore mal maîtrisées. Ces résultats sont cependant encourageants, et laissent penser que cette technique permettra bientôt d'accéder sans ambiguïté à la structure nucléaire.

Ceci résume l'ensemble des résultats connus sur le ^{45}Ar avant notre expérience, dont nous allons maintenant présenter les apports.

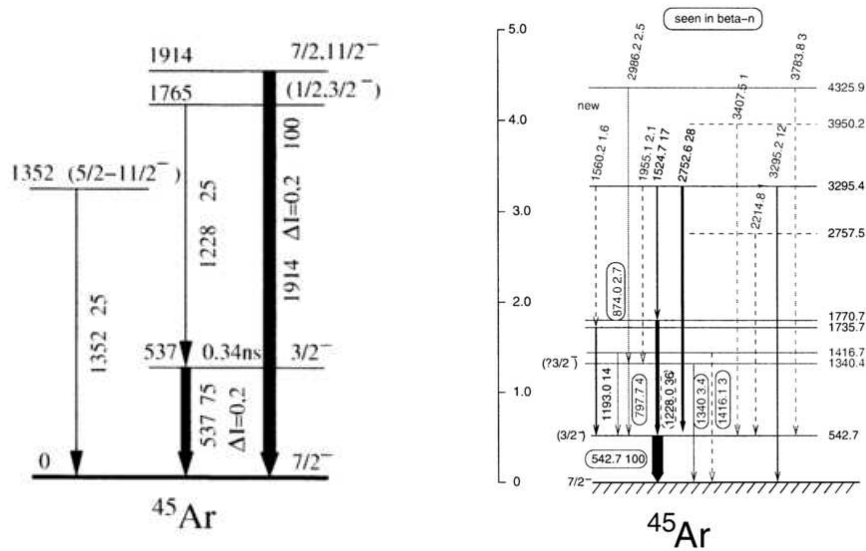


FIG. 3.3 – Schémas de niveaux obtenus dans les références [Dom03] (à gauche) et [Mra04] (à droite) pour le ^{45}Ar . Seul l'état fondamental et le premier état excité ont des spins et parités établis.

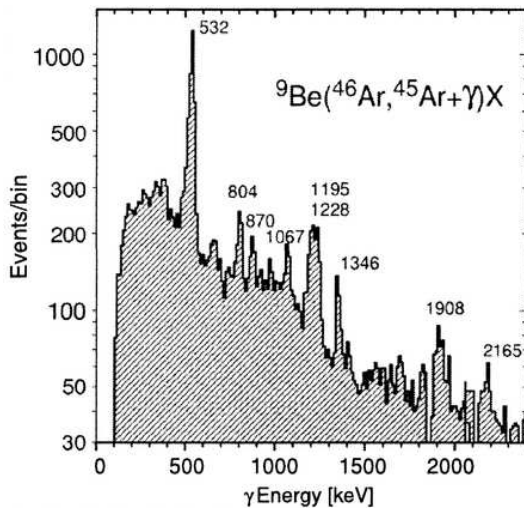
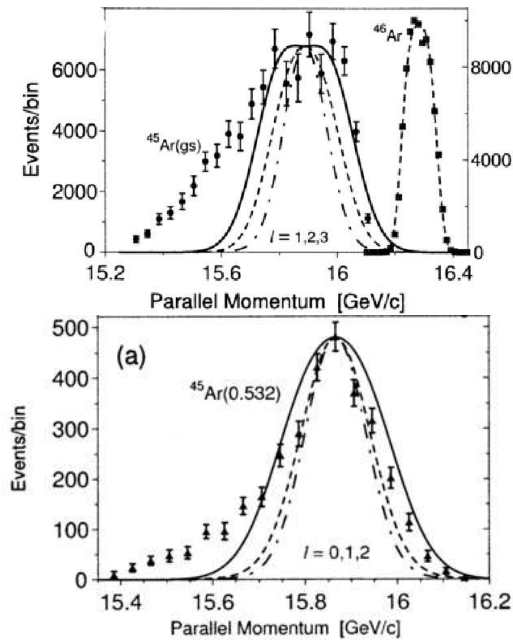


FIG. 3.4 – Spectre en énergie d'excitation obtenu dans l'expérience de knock-out d'un neutron à MSU (ci-dessus).

Ci-contre, en haut, distribution en moment des ^{45}Ar produits dans leur état fondamental. Plusieurs valeurs de ℓ sont supposées pour reproduire les données. La courbe en trait plein ($\ell=3$) les reproduit mieux, sans toutefois expliquer la distribution aux basses impulsions.



Pour l'état excité, à 532 keV, la courbe $\ell=2$ (ci-dessus, en trait plein) n'est pas en accord avec les données qui ne permettent pas de différencier si l'état a un moment angulaire $\ell=1$ ou $\ell=0$.

3.2.2 Résultats expérimentaux obtenus dans ce travail

Le spectre en énergie d'excitation du ^{45}Ar est présenté sur la figure 3.5. La partie grisée correspond aux énergies au dessus du seuil de séparation d'un neutron. La résolution

en énergie est, comme dans le cas du ^{41}Ar , de 280 keV. Au dessus de l'énergie de sépara-

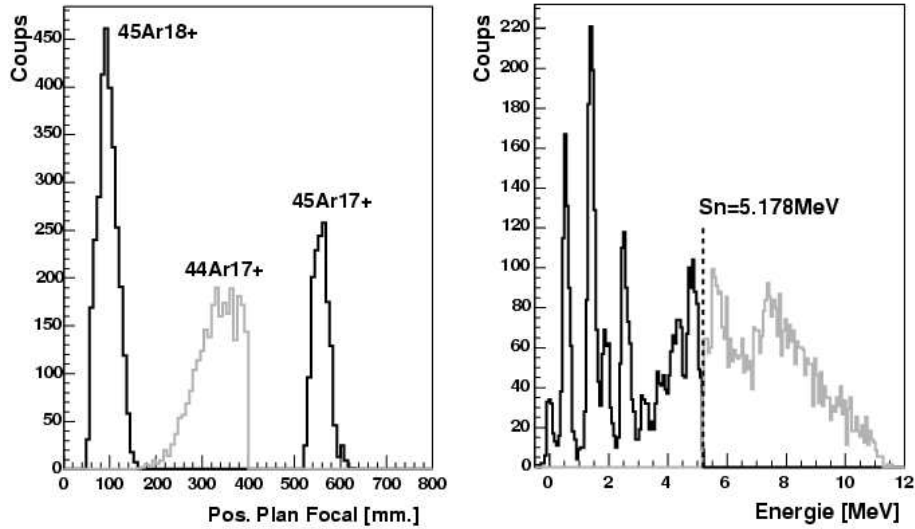


FIG. 3.5 – Spectre en énergie d'excitation du ^{45}Ar (droite). Le spectre de gauche présente la position des noyaux au plan focal de SPEG. Les parties grisées correspondant au transfert d'un neutron sur des états non liés sont indiquées sur les deux spectres.

tion d'un neutron ($S_n=5.178$ MeV), deux pics sont clairement visibles. Ainsi, la densité de niveaux au dessus du seuil neutron est plus faible dans ce noyau que dans le ^{41}Ar . Ce fait s'explique par l'exotécité importante du noyau (rapport N/Z relativement élevé) qui implique une plus faible valeur de l'énergie de liaison du noyau. Or la densité de niveau est d'autant plus faible que l'énergie l'est. De plus, le noyau est proche de la fermeture de couche $N=28$ (qui, nous allons le montrer reste magique dans ce noyau). Dans les noyaux (semi) magiques, la densité de niveaux est aussi plus faible. La combinaison de ces deux points explique les observations.

Les distributions angulaires DWBA des protons associés aux différents états peuplés dans le ^{45}Ar ont été calculées à l'aide des potentiels présentés dans le chapitre précédent (page 46). Le tableau A.1 de l'appendice A présente les valeurs des paramètres des potentiels de la voie d'entrée, D1 et D2, et de la voie de sortie P1 et P2. En dessous de 3 MeV, nous avons considéré les moments angulaires $\ell=1$ ou $\ell=3$ pour ajuster les distributions angulaires calculées sur les distributions expérimentales. Pour ces états, la distinction entre les différents moments angulaires possibles est in-ambiguë (voir figure 3.6, 3.7, 3.8, 3.9, 3.10).

Ensuite viennent trois états peu peuplés à 3.23(6) MeV, 3.720(85) MeV et 4.280(65) MeV d'énergie d'excitation dont la faible statistique ne permet pas d'en extraire les distributions angulaires.

Au niveau du seuil de séparation d'un neutron, le moment angulaire $\ell=4$ a été pris en compte, car la couche $g_{9/2}$ peut commencer à intervenir dans le schéma de niveau comme nous le verrons par la suite. Les figures 3.11 et 3.12 présentent les distributions associées aux états à 4.77 MeV et 5.63 MeV respectivement. Ces deux états ont une distribution compatible avec les deux moments angulaires $\ell = 3$ et 4.

Le tableau 3.2 présente l'ensemble des résultats obtenus (énergies d'excitation, spins et

parités ainsi que les facteurs spectroscopiques) pour les états peuplés dans l'expérience. La valeur moyenne du facteur spectroscopique est indiquée dans la dernière colonne. Pour les états d'énergies inférieures à 3 MeV, ces valeurs moyennes sont calculées à partir des résultats des ajustements à l'aide des potentiels D2P1 et D2P2, pour lesquels le potentiel adiabatique de la voie d'entrée conduit à une meilleure reproduction des distributions angulaires expérimentales. Le choix du potentiel pour extraire le facteur spectroscopique conduit à une variation de 30% sur la valeur de ce dernier. Les barres d'erreur sur les facteurs spectroscopiques obtenus avec les 4 potentiels proviennent de l'ajustement par la méthode du χ^2 des distributions angulaires expérimentales. Celles sur la valeur moyenne

Energie (keV)	ℓ	J^π	C ² S	C ² S	C ² S	C ² S	C ² S moyen
			D1P1	D1P2	D2P1	D2P2	
0(60)	3	7/2 ⁻	0.14(1)	0.13(1)	0.19(2)	0.18(2)	0.19(5)
550(60)	1	3/2 ⁻	0.17(1)	0.14(1)	0.20(1)	0.19(1)	0.19(5)
1420(60)	1	3/2 ⁻	0.25(2)	0.21(1)	0.27(2)	0.26(2)	0.27(4)
1880(60)	1	1/2 ⁻	0.18(2)	0.15(1)	0.16(1)	0.15(1)	0.16(1)
2510(60)	1	1/2 ⁻	0.28(2)	0.23(2)	0.24(2)	0.22(2)	0.23(3)
3230(60)		-	-	-	-	-	-
3720(85)		-	-	-	-	-	-
4280(65)		-	-	-	-	-	-
4770(60)	(3)	5/2 ⁻	0.18(3)	0.18(3)	0.18(3)	0.18(3)	0.18(3)
4770(60)	(4)	9/2 ⁺	0.19(3)	0.19(3)	0.25(4)	0.23(3)	0.21(4)
5630(115)	(3)	5/2 ⁻	0.19(3)	0.19(3)	0.20(3)	0.19(3)	0.19(3)
5630(115)	(4)	9/2 ⁺	0.19(3)	0.18(3)	0.23(4)	0.22(4)	0.22(4)
7290(60)		-	-	-	-	-	-

TAB. 3.2 – Energies d'excitation et facteurs spectroscopiques obtenus pour les différents états peuplés dans le ⁴⁵Ar. Les spins et parités des états sont justifiés dans la suite du texte.

du facteur spectroscopique (dernière colonne) tiennent compte du choix du potentiel pour reproduire la distribution angulaire.

3.2.3 Interprétation

Nature des états peuplés

Le ⁴⁵Ar₂₇ a ces neutrons de valence dans les couches fp . Réalisant une expérience de transfert d'un neutron, nous nous attendons à accéder aux états provenant d'excitation de ces derniers. Le peuplement de ces états s'accompagne alors d'un transfert de moment $\ell=1, 3$ ou 4 suivant la nature de l'état. Par contre, les excitations de protons sont très improbables et les moments angulaires $\ell=0$ ou 2 ne sont pas attendus, ce qui est confirmé par les distributions angulaires présentées auparavant.

Dans le cas du ⁴⁵Ar, l'état fondamental dont la distribution angulaire est compatible avec un moment $\ell=3$, a une configuration $(\nu f_{7/2})^{-1}$. Les quatre états excités suivants, présentant une distribution angulaire compatible avec un moment $\ell=1$ proviennent certainement de l'excitation du neutron non apparié du noyau dans les couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$. Les états qui suivent ont des distributions angulaires compatibles avec un moment $\ell=3$ ou 4 , qui proviennent de la promotion du neutron non apparié dans les couches $f_{5/2}$ ou $g_{9/2}$.

A l'aide du code ANTOINE, nous avons calculé la structure du ⁴⁵Ar. Pour ce faire, nous

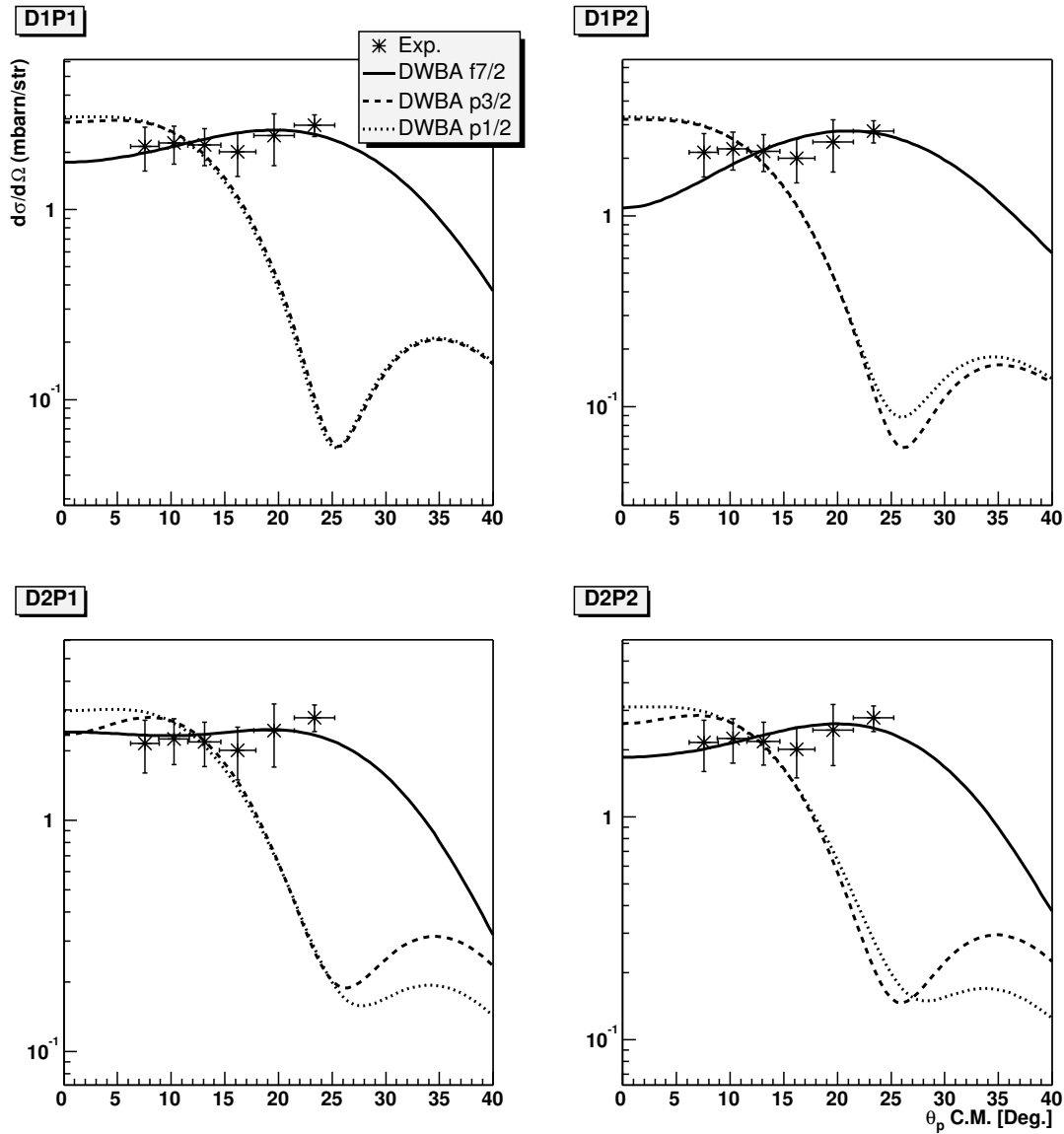


FIG. 3.6 – Distribution angulaire expérimentale de l'état fondamental du ^{45}Ar comparée aux calculs DWBA réalisés avec 4 potentiels différents (cf. texte). Le moment angulaire est clairement $\ell=3$.

avons utilisé l'interaction $sdpf$ [Num01]. L'espace de valence des protons dans nos calculs était constitué des couches $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$. Les neutrons étaient autorisés à évoluer dans les couches $d_{5/2}$, $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$. Nous avons calculé les énergies d'excitation des états dans le ^{45}Ar , ainsi que leurs facteurs spectroscopiques, définis dans le code par :

$$S = \langle \Phi_f | a_{n,l,j}^+ | \Phi_i \rangle, \quad (3.1)$$

où Φ_f est la fonction d'onde de l'état peuplé dans le ^{45}Ar , et Φ_i celle de l'état fondamental du ^{44}Ar . $a_{n,l,j}^+$ est l'opérateur de création d'un neutron sur la couche définie par les nombres quantiques n , l , et j . Cette définition du facteur spectroscopique est similaire à celle de la formule 2.28 de la section sur l'analyse DWBA, à la page 44. Ainsi, les

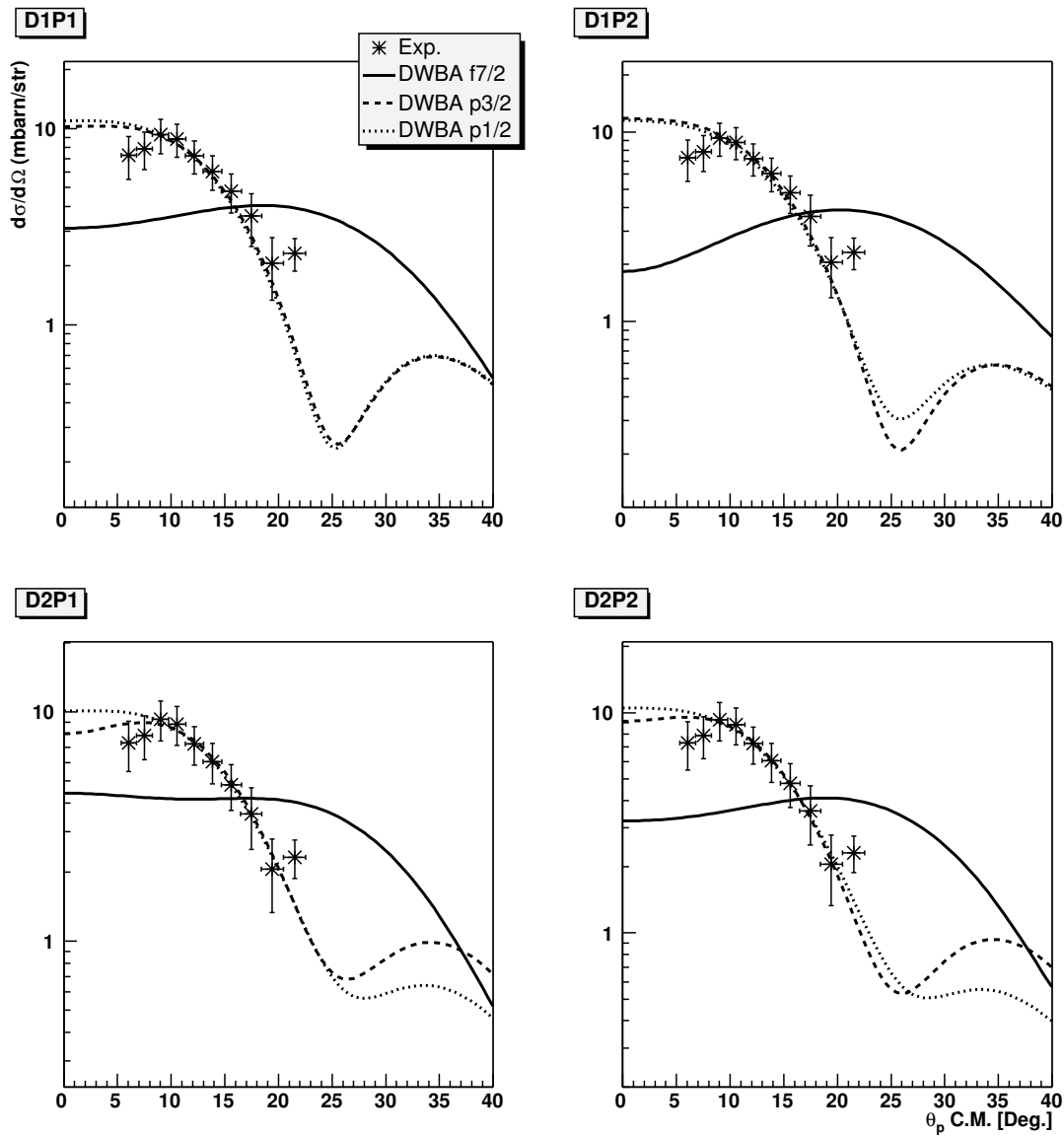


FIG. 3.7 – Même figure que 3.6, pour l'état à 550(60) keV, qui a un moment angulaire $\ell=1$ d'après cet ajustement.

facteurs spectroscopiques calculés avec ANTOINE sont directement comparables à ceux que nous extrayons de notre analyse des données.

Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 3.13 où ils sont comparés avec nos données. Il est remarquable de voir l'accord entre les énergies d'excitation expérimentales et leurs équivalents théoriques. Chaque état du modèle en couches a un correspondant expérimental, sauf le second état $p_{1/2}$ qui semble être plus fragmenté que ne le prévoit le modèle. Les spins des états peuplés dans l'expérience ont été supposés être ceux proposés par le modèle en couches, ce qui conduit aux facteurs spectroscopiques indiqués sur la figure 3.13, et reportés dans le tableau 3.2, page 55.

La règle de somme portant sur les facteurs spectroscopiques des états issus de la couche

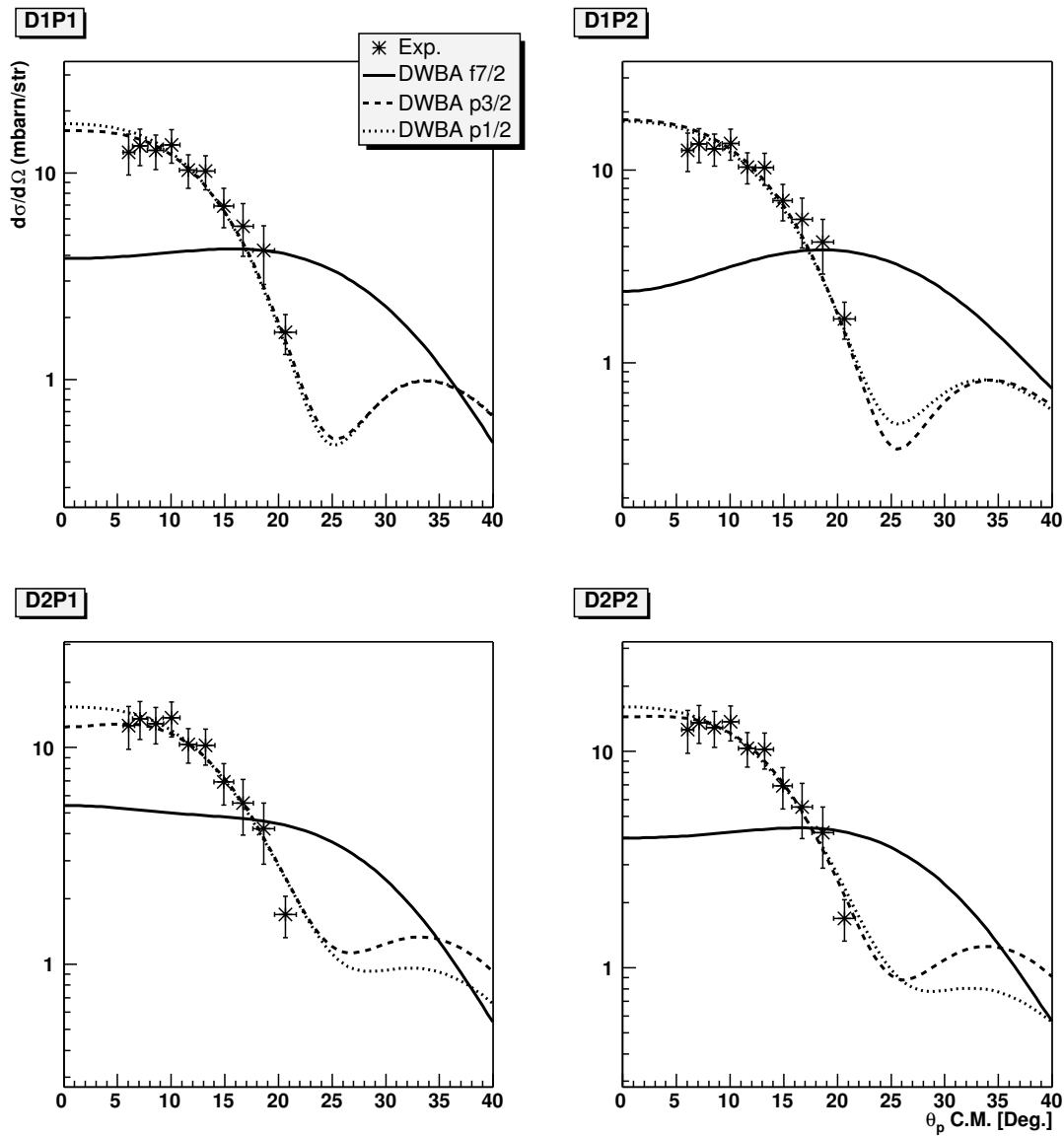


FIG. 3.8 – Même figure que 3.6, pour l'état à 1420(60) keV.

$f_{7/2}$ est complète à 75% avec le seul état fondamental du ^{45}Ar qui a un facteur spectroscopique de 0.19. En effet, un état emportant la totalité de la force $f_{7/2}$ aurait, d'après la règle de somme présentée dans le chapitre 2.33 à la page 46, un facteur spectroscopique :

$$\sum C^2S = \frac{h^{46}\text{Ar}(2 \cdot f_{7/2})}{2J+1} = \frac{2}{8} = 0.25, \quad (3.2)$$

Ainsi, aucun autre état $f_{7/2}$ ayant un facteur spectroscopique important n'est attendu dans le ^{45}Ar . Ceci est confirmé par les calculs de modèle en couches réalisés, et nos résultats. D'après ces calculs, les couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ sont majoritairement fragmentées en deux composantes chacune avec les intensités respectives indiquées sur la figure 3.13. Le reste de la force pour ces deux couches est réparti, d'après les calculs, sur une multitude d'états

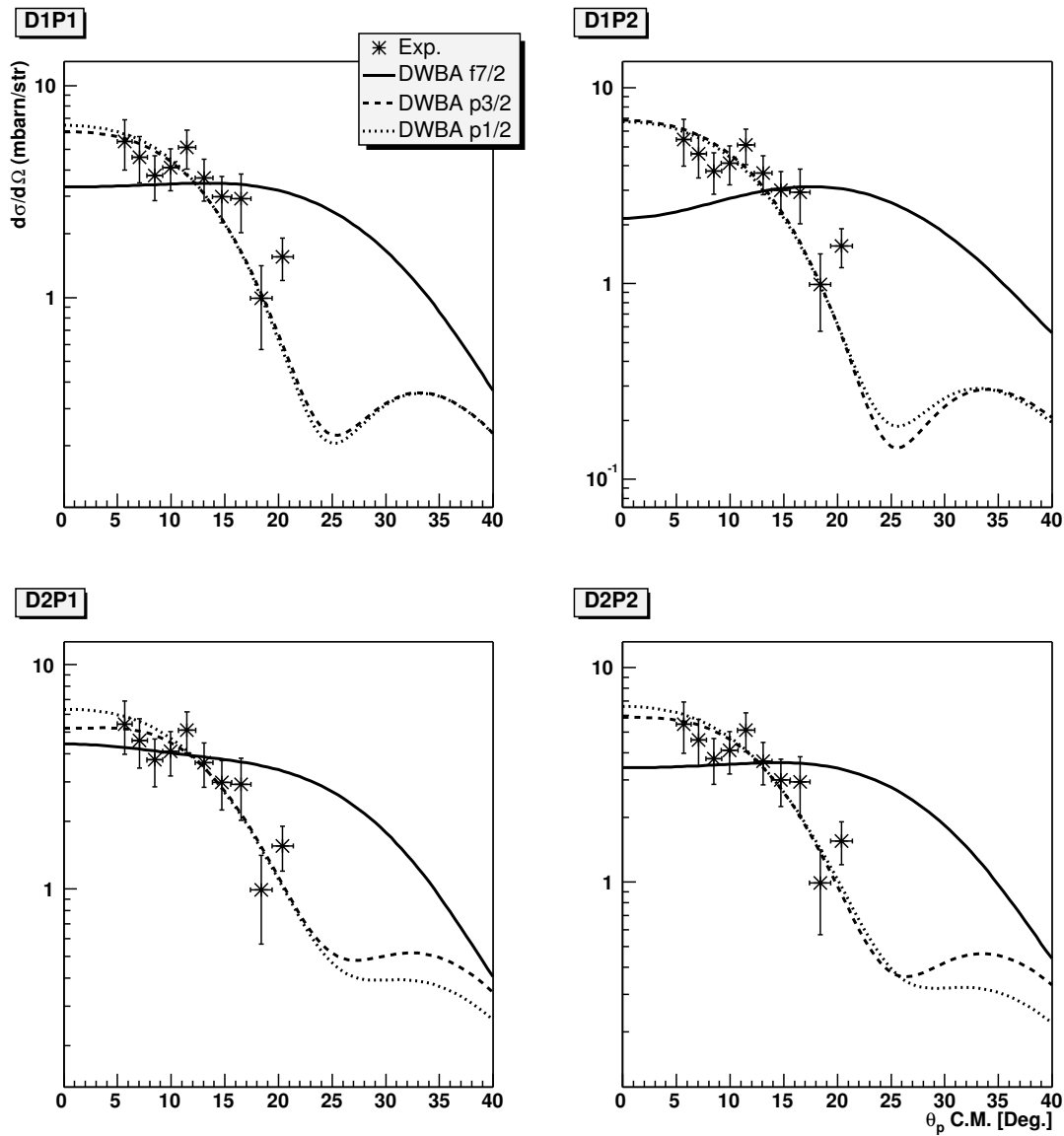


FIG. 3.9 – Même figure que 3.6, pour l'état à 1880(60) keV.

de faibles facteurs spectroscopiques, non observables dans cette expérience. L'interaction $sdpf$ ne prend pas en compte la couche $g_{9/2}$. Ainsi, l'état à 5.63 MeV qui n'a pas d'homologue dans les calculs réalisés, et dont la distribution angulaire est compatible avec un moment angulaire $\ell=3$ ou $\ell=4$, est un bon candidat pour le premier état provenant de la couche intruse $g_{9/2}$ avec un facteur spectroscopique de 0.22. Cette supposition semble être en bon accord avec la systématique des isotones $N=27$ présentée sur la figure 3.14, où l'on voit que les états de la couche $g_{9/2}$ commencent à apparaître dans cette gamme d'énergie.

Cette figure présente les énergies moyennes (EM) des couches fp pour ces isotones, y compris celles du ^{45}Ar obtenues grâce à cette expérience. Les énergies moyennes des

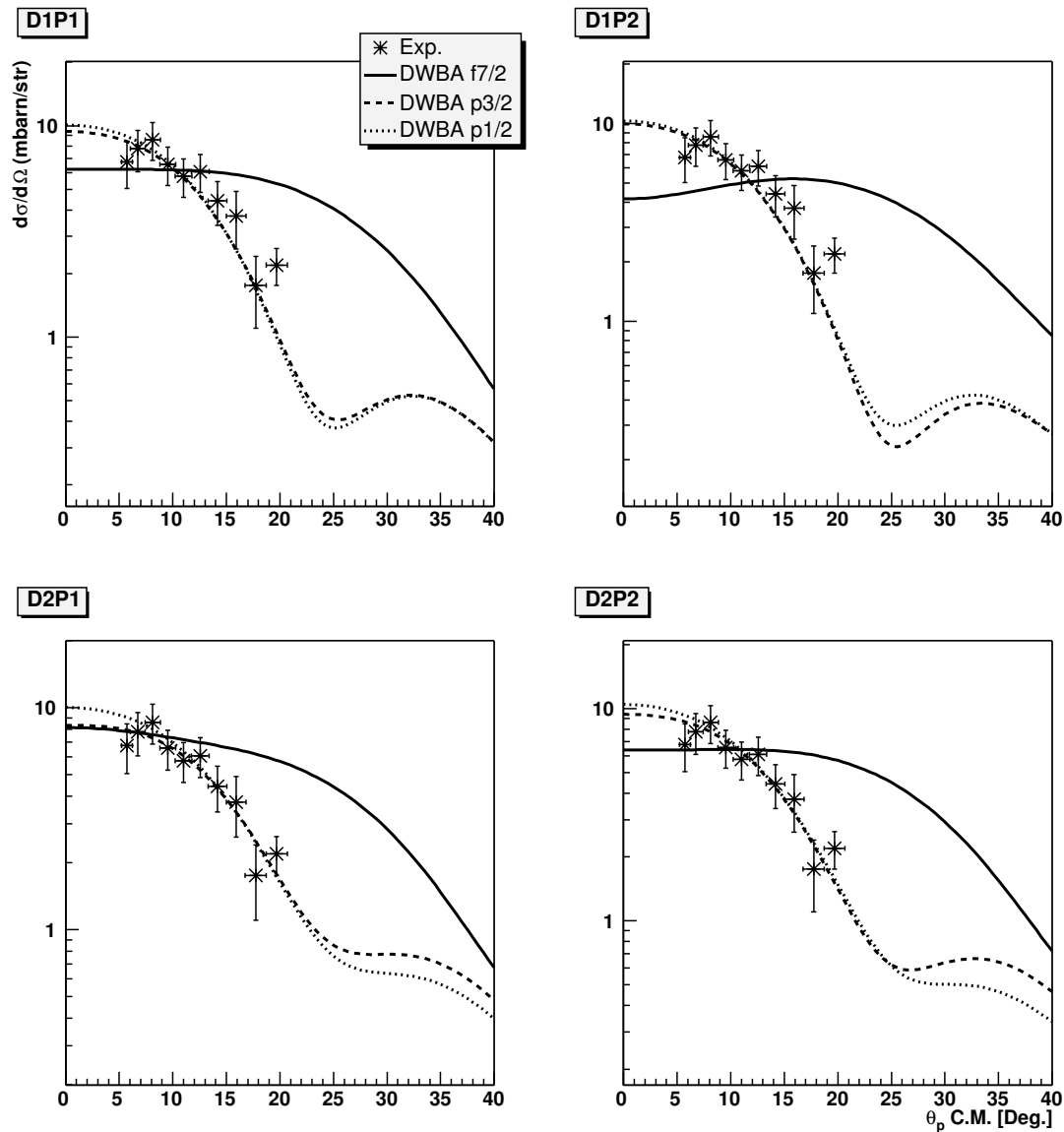


FIG. 3.10 – Même figure que 3.6, pour l'état à 2510(60) keV.

couches sont la correspondance expérimentale des ESPE (Effective Single Particle Energies) introduites par T. Otsuka *et al.* [Ots01]. Cependant, les ESPE sont corrigées des interactions qui ont lieu entre les nucléons du noyau étudié, alors que les énergies moyennes englobent ces interactions. Ainsi, alors que les ESPE donnent directement les positions relatives des couches (et donc une mesure directe de la taille des gaps), les énergies moyennes ne permettent pas de déduire directement ces gaps. Elles doivent pour cela être corrigées des différentes interactions résiduelles entrant en jeu pour former les états du noyau, comme l'appariement, l'interaction proton-neutron. . . Même si les différences d'énergies moyennes pour deux couches ne sont pas une mesure du gap, elle peuvent traduire son existence par un écart important. Expérimentalement, les EM sont définies

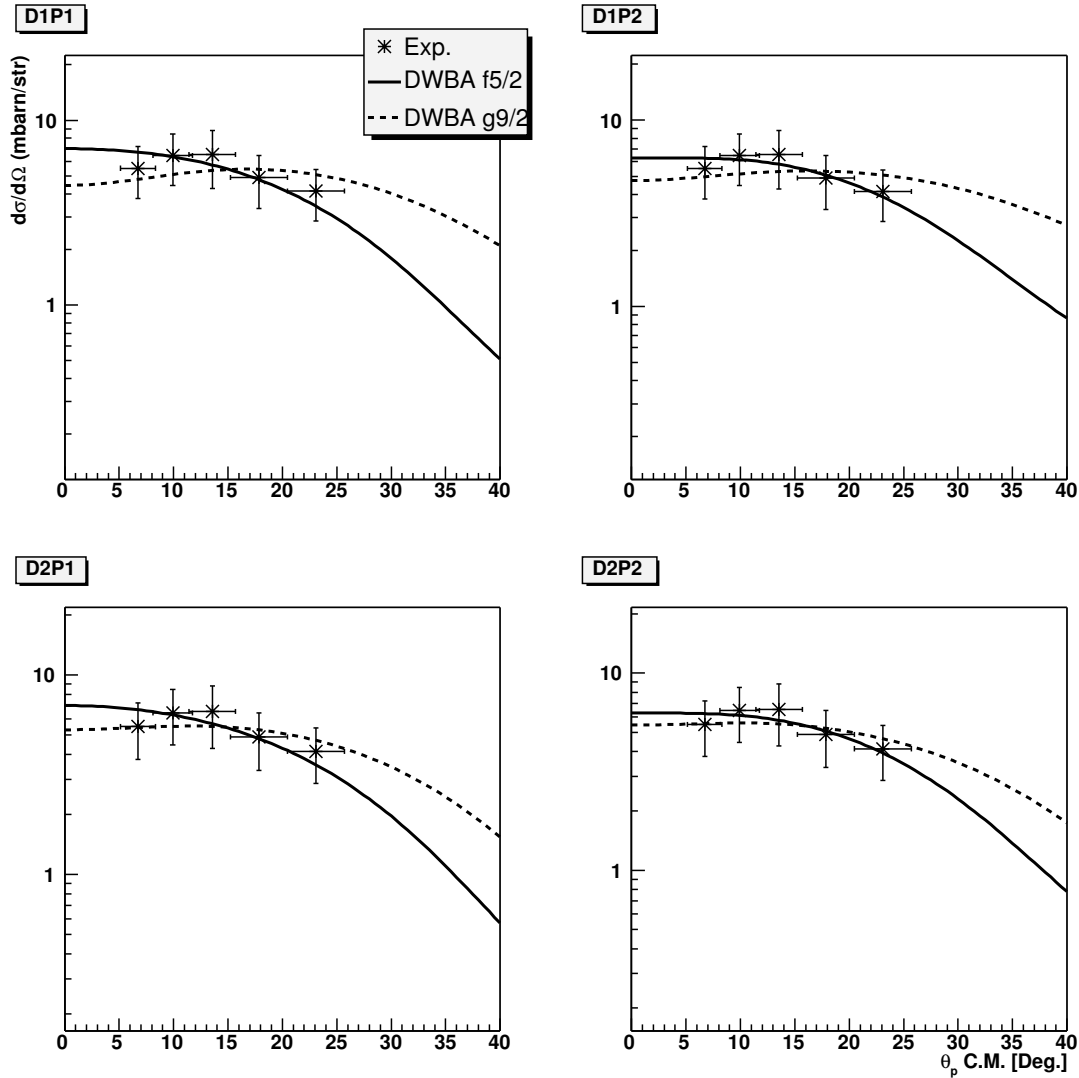


FIG. 3.11 – Même figure que 3.6, pour l'état à 4770(60) keV. On ne peut pas différencier les valeurs de moment angulaire $\ell=3$ et $\ell=4$.

par :

$$\varepsilon_{n,l,j} = \frac{\sum_i E_{n,l,j}^{*i} (C^2 S)_i}{\sum_i (C^2 S)_i}, \quad (3.3)$$

où $\varepsilon_{n,l,j}$ est l'EM de la couche définie par les nombres quantiques n , l et j ; $E_{n,l,j}^{*i}$ est l'énergie d'excitation du i^{me} état excité construit sur cette couche; et $(C^2 S)_i$ est son facteur spectroscopique.

L'espace entre les couches $\nu f_{5/2}$ et $\nu p_{1/2}$, sur la figure 3.14 diminue et devient négatif au fur et à mesure que l'on enlève des protons de la couche $f_{7/2}$ pour aller du ${}_{26}\text{Fe}$ (couche pleine à 75%) au ${}_{20}\text{Ca}$ (couche vide). C'est dans la région du ${}_{23}\text{V}$ que l'inversion se produit dans cette chaîne isotonique. Dans cette région de masse, l'inversion des couches $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ est connue. Elle est due au fait que la diminution du nombre de

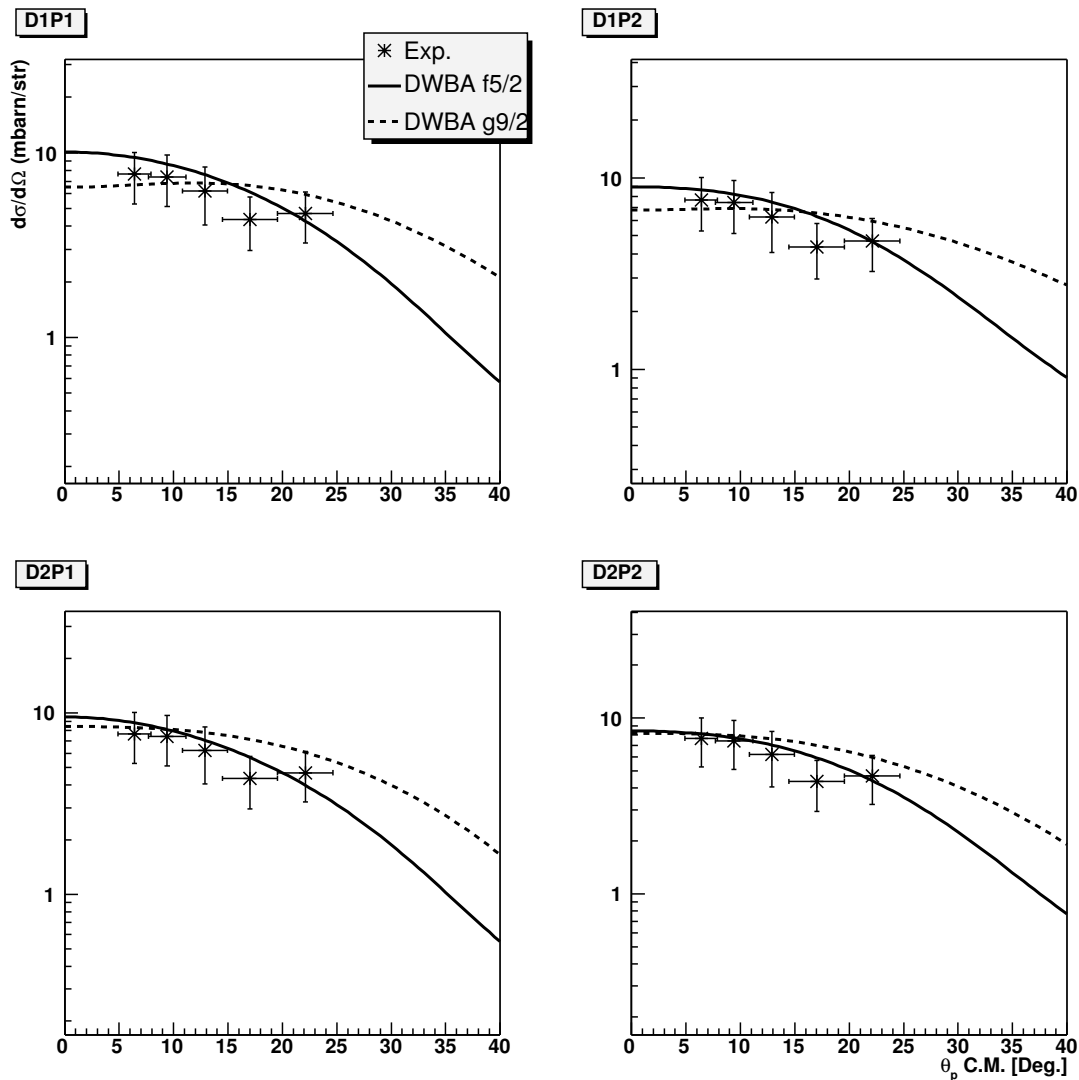


FIG. 3.12 – Même figure que 3.6, pour l'état à 5630(60) keV.

protons dans la couche $\pi f_{7/2}$ rend faible l'interaction attractive $\pi f_{7/2} \rightarrow \nu f_{5/2}$, faisant remonter cette dernière au dessus de la couche $p_{1/2}$. Nous avons déjà discuté des conséquences de cette inversion dans le chapitre sur les décroissances β (chapitre 5, page 133).

Comparaison aux données existantes

Nos résultats sur le ^{45}Ar sont en bon accord avec les données existantes sur ce noyau. Bien que notre résolution en énergie ne soit pas aussi bonne que dans les expériences présentées précédemment qui utilisaient des détecteurs Germanium, les énergies d'excitation que nous rapportons correspondent pour les trois premières à celles observées dans les références [Dom03, Mra04, Gad05]. Certains états observés dans ce travail le sont pour la première fois. L'état que nous observons à 1880(60) keV pourrait être celui

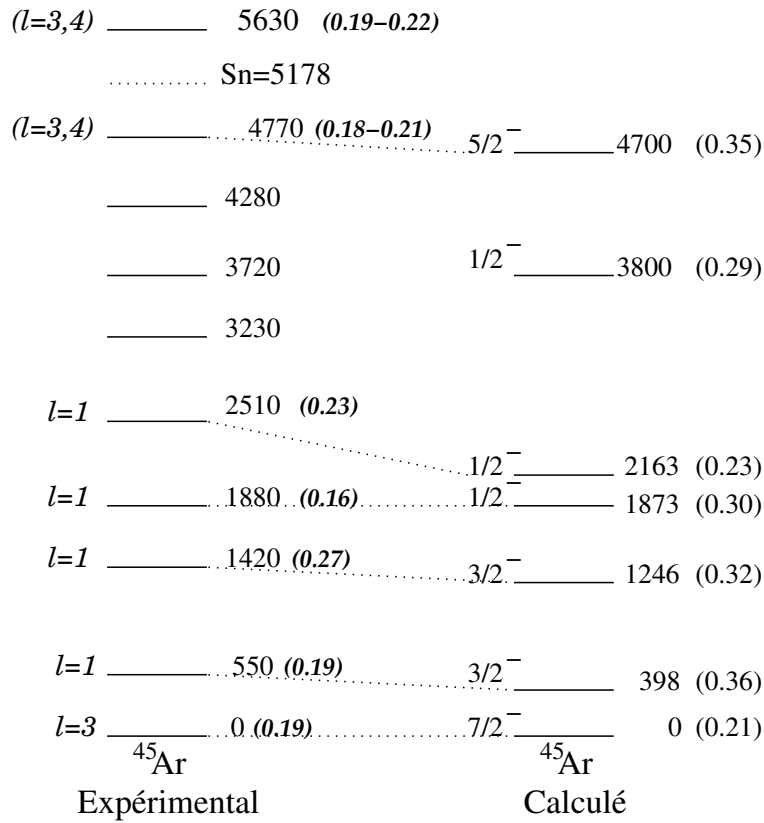


FIG. 3.13 – Comparaison de la structure calculée (droite) et expérimentale (gauche) du ^{45}Ar . Les facteurs spectroscopiques sont donnés entre parenthèses, à la suite des énergies d'excitation des états peuplés, données en keV. Les moments angulaires déduits de la comparaison aux calculs DWBA sont indiqués à gauche des états expérimentaux.

E (keV) [Dom03]	J^π	E (keV) [Mra04]	J^π	E (keV) [Gad05]	J^π	E (keV)	ℓ	J^π
						ce travail		
0	$7/2^-$	0	$7/2^-$	0	$7/2^-$	0(60)	3	$7/2^-$
537(6)	$3/2^-$	543	$(3/2^-)$	532(9)	$3/2^-$	550(60)	1	$3/2^-$
-	-	1416	-	1403(14)	-	1420(60)	1	$3/2^-$
-	-	-	-	-	-	1880(60)	1	$1/2^-$
1914(6)	$7/2^-, 11/2^-$	-	-	1908(6)	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	2510(60)	1	$1/2^-$
-	-	-	-	-	-	3230(60)	-	-
-	-	-	-	-	-	3720(85)	-	-
-	-	-	-	-	-	4280(65)	-	-
-	-	-	-	-	-	4770(60)	3,4	$5/2^-, 9/2^+$
-	-	-	-	-	-	5630(115)	3,4	$5/2^-, 9/2^+$
-	-	-	-	-	-	7290(60)	-	-

TAB. 3.3 – Comparaison des résultats obtenus avec les précédentes données disponibles concernant le ^{45}Ar .

autour de 1911(6) keV vu par [Dom03, Gad05]. Cependant le spin assigné par [Dom03] ne correspond pas à nos observations. Le tableau 3.3 résume les résultats (énergies d'ex-

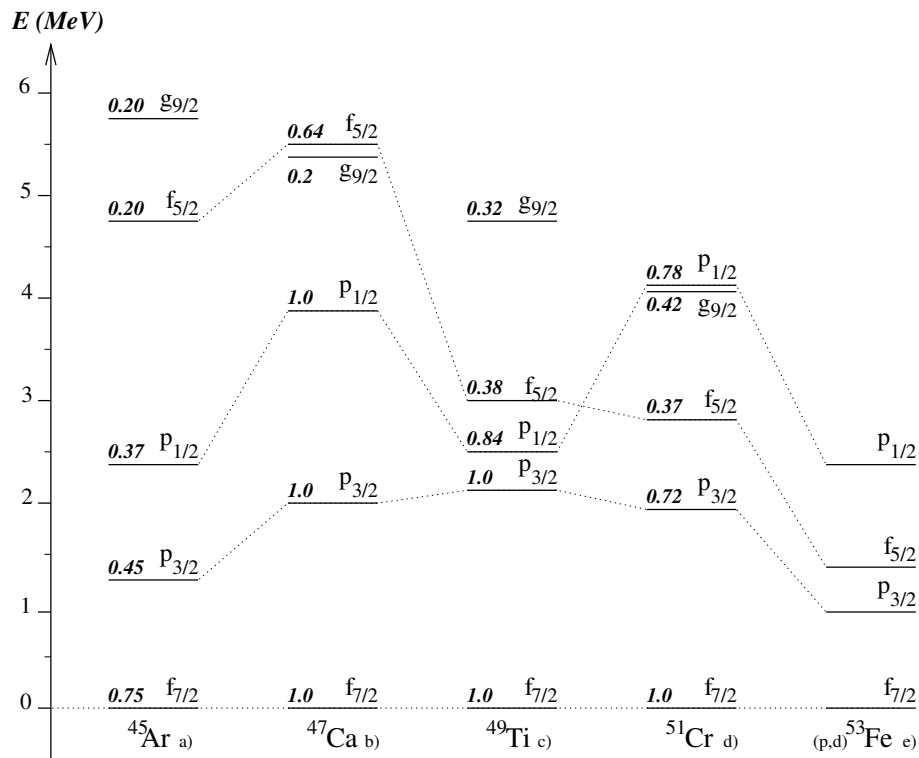


FIG. 3.14 – EM pour les isotones $N=27$. Elles sont construites à partir de données provenant de réactions (d,p), sauf pour le ^{53}Fe ((p,d)). Les chiffres sur la gauche de chaque couche indiquent la fraction de la force correspondant à la couche qui a été observée (somme des facteurs spectroscopiques normalisés à 1). La valeur de l'énergie moyenne est d'autant plus fiable que cette fraction est proche de 1. Les références sont a) ce travail, b) [Bel66], c) [Koc72], d) [Cho77] et e) [Dic85].

citation, spins et parités des états peuplés) obtenus dans ce travail, et les compare aux expériences précédentes.

L'état $3/2^-$ à 550(60) keV mis en évidence dans les expériences de décroissance β , de spectroscopie en ligne, et en accord avec les données de l'équipe de MSU, a bien un moment angulaire $\ell=1$ d'après nos données. Les calculs de modèle en couches indiquent que la composition de cet état, ainsi que de celui nouvellement identifié comme $\ell=1$ à 1420(60) keV est un mélange d'excitation $1p2h (\nu f_{7/2})^{-2}(\nu p_{3/2})^{+1}$ et de couplage au 2^+ du $^{44}\text{Ar} : \nu f_{7/2} \otimes 2^+$. Nos calculs indiquent que la fraction de la fonction d'onde qui correspond à la seconde configuration (couplage au 2^+) est faible ($\simeq 20\%$) pour le premier état $3/2^-$. Elle est plus importante pour le second état ($\simeq 60\%$). Ces résultats sont en accord avec les conclusions de la référence [Dom03]. Nous allons maintenant étudier le ^{47}Ar ayant $N=28+1$ neutrons.

3.3 Etude du ^{47}Ar

3.3.1 Défaut de masse du ^{47}Ar

Avant de réaliser cette expérience, aucune donnée expérimentale sur la structure du ^{47}Ar n'était disponible. Les mesures de masse [Ben85, Tu 90, Sar00] et de temps de vie [Gré04a, Wei04] étaient les seules informations accessibles pour ce noyau.

Dans le traitement des données que nous réalisons pour obtenir les énergies d'excitation dans le noyau final à partir des mesures effectuées, les masses sont un des paramètres clef (cf. chapitre 2, page 32). Si une valeur de masse erronée est utilisée dans les relations cinématiques, le spectre en énergie d'excitation se trouve décalé de la quantité correspondante. Dans l'analyse des données obtenues avec le faisceau de ^{46}Ar , l'utilisation des valeurs tabulées [Aud03] pour les défauts de masse des $^{46,47}\text{Ar}$, proton et deuton entraînait un déplacement de +700 keV dans le spectre en énergie d'excitation du ^{47}Ar . Le fait que nos données reproduisent correctement les énergies d'excitation connues des $^{41,45}\text{Ar}$ renforce la confiance dans le traitement des données, et laisse penser que le décalage vient des défauts de masse utilisés. Aucun doute n'est possible concernant les défauts de masse du proton ou du deuton. De même, la mesure concernant le ^{46}Ar [May80] semble difficile à remettre en question. En effet, dans cette référence de 1980, les auteurs réalisent la réaction de réarrangement $^{48}\text{Ca}(^{14}\text{C}, ^{16}\text{O})^{46}\text{Ar}$, et identifient deux états dans le ^{46}Ar qui sont attribués à l'état fondamental et au premier 2^+ du ^{46}Ar . L'énergie d'excitation du 2^+ rapportée, de 1.55 MeV, est en très bon accord avec ce qui fut obtenu plus tard, en 2000, par B. Fornal *et al.* [For00] à l'aide de détecteurs Germanium ($E_{2^+}=1577(1)$ keV)². Ainsi, l'identification de l'état fondamental du ^{46}Ar dans la référence [May80] est certaine, et les mesures réalisées sur d'autres noyaux produits durant la même expérience permettent d'évaluer, de manière relative, le défaut de masse du ^{46}Ar : $\Delta m = -29.72(5)$ MeV.

De ce fait, le décalage de +700 keV observé dans nos données pour le spectre en énergie d'excitation du ^{47}Ar provient probablement d'une erreur sur la détermination du défaut de masse de ce dernier. Nous proposons alors la nouvelle valeur pour l'excès de masse du ^{47}Ar de $\Delta m = -25.20(16)$ MeV, soit une valeur 7σ plus élevée que ce qui est tabulé dans [Aud03].

Pour ce noyau, trois références de mesure de masse existent et montrent une grande disparité dans leurs résultats, comme le montre le tableau 3.4. Dans la référence [Ben85],

Référence	Δm (keV)
[Ben85]	-25910(100)
[Tu 90]	-25400(600)
[Sar00]	-24750(1270)
Ce travail	-25300(160)

TAB. 3.4 – Comparaison des défauts de masse du ^{47}Ar obtenus dans les trois références citées et de celui déduit dans ce travail.

présentant la mesure la plus précise (qui est celle tabulée dans [Aud03]), le ^{47}Ar est produit via la réaction $^{48}\text{Ca}(^{14}\text{C}, ^{15}\text{O})^{47}\text{Ar}$. Les spectres en énergie d'excitation construits à deux angles dans le laboratoire présentent une contamination importante en ^{16}O et ^{12}C ,

²Cette détermination de l'énergie du premier 2^+ du ^{46}Ar est plus précise que celle de H. Scheit *et al.* [Sch96] (1554(26) keV)

sur laquelle se superpose une structure (à 10°) ou plusieurs (à 21°), comme le montre la figure 3.15. Il est probable que cette structure, attribuée à l'état fondamental du ^{47}Ar soit une composante de fond, ou un état excité du ^{47}Ar à 600 keV. Un tel état excité n'a pas été observé dans notre expérience. Il pourrait provenir d'excitations protons qu'il nous est difficile d'observer. La référence présente, grâce au réarrangement qui se produit dans la réaction, pourrait peupler de tels états. L'état fondamental n'aurait alors pas été observé, et le défaut de masse déduit serait erroné. Cette supposition n'est pas exclue par les auteurs eux-mêmes. Les autres références donnent systématiquement une valeur plus

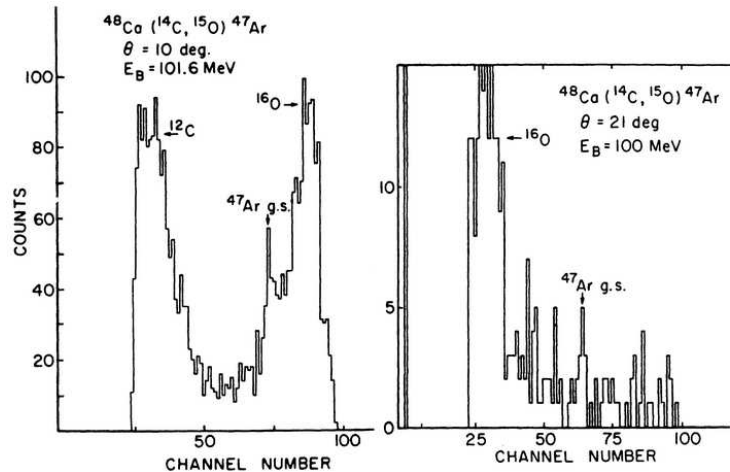


FIG. 3.15 – Spectres d'énergie d'excitation tirés de la référence [Ben85] à partir desquels le défaut de masse du ^{47}Ar est déterminé.

élevée pour le défaut de masse du noyau. F. Sarazin et *al.* ont une barre d'erreur, pour ce noyau, si importante qu'elle ne permet pas de trancher entre la valeur que nous proposons et celle de W. Benenson et *al.* Cependant, leur valeur moyenne est plus proche du défaut de masse que nous proposons. De même, le résultat de X. Tu et *al.*, est en bon accord avec la valeur que nous proposons, cependant, leur barre d'erreur ne permet pas d'exclure la mesure de W. Benenson.

3.3.2 Résultats expérimentaux et interprétation

Avec la nouvelle valeur de l'excès de masse du ^{47}Ar , nous avons obtenu le spectre en énergie d'excitation de la figure 3.16. La résolution en énergie, de 175 keV, légèrement moins bonne que pour le ^{45}Ar , est due au fait que le détecteur CATS a subi une dégradation au cours de l'expérience : l'intensité de faisceau trop élevée aurait entraîné une détérioration de certains fils d'amplification de la chambre. Ceci avait pour effet de faire disjoncter le générateur de haute tension servant à appliquer le potentiel sur les fils. Pour palier à ce problème, nous avons alors fait tourner CATS de 3° autour de la cible, de façon à amener la partie endommagée du détecteur hors faisceau. Ce changement de position est pris en compte dans le traitement des données correspondantes, mais une incertitude sur la valeur réelle de l'angle de rotation subsiste, explique la dégradation de la résolution.

La résolution, estimée grâce à l'état fondamental du ^{47}Ar qui est bien séparé des autres

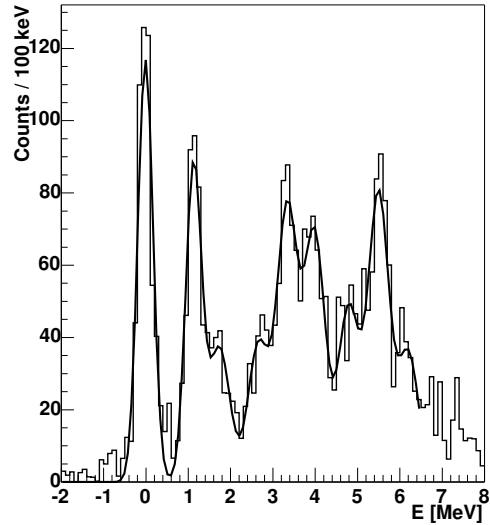


FIG. 3.16 – Spectre en énergie d’excitation du ^{47}Ar obtenu dans cette expérience. La courbe correspond à l’ajustement du spectre avec une somme de 9 gaussiennes centrées sur la position des états excités.

pics, ne permet pas de résoudre entièrement les pics correspondant aux états excités. Cependant, la position de leur centroïde peut être obtenue à l’aide d’un ajustement du spectre en énergie d’excitation avec une fonction comprenant 9 gaussiennes. Les résultats de cet ajustement sont récapitulés dans le tableau 3.5.

La distribution angulaire de l’état fondamental est compatible avec un moment angulaire $\ell=1$, comme attendu dans le cadre du modèle en couches, où le $^{47}\text{Ar}_{29}$ a son neutron non apparié sur la couche $\nu p_{3/2}$. Le facteur spectroscopique de cet état, $C^2S(p_{3/2})=0.61(5)$, montre qu’il emporte à lui seul une grande partie de la force $p_{3/2}$ (nous y reviendrons par la suite).

De même, les distributions angulaires des deux premiers états excités permettent de leur attribuer une valeur de moment angulaire sans ambiguïté ($\ell=1$ et 3 respectivement), et la normalisation des sections efficaces différentielles définit les facteurs spectroscopiques correspondant, en supposant les valeurs de spin $1/2$ et $7/2$ respectivement pour les états excités observés à $1145(75)$ keV et à $1710(95)$ keV (suggérées par le modèle en couche). Ces résultats apparaissent dans le tableau 3.5. Le facteur spectroscopique du premier état excité ($C^2S=0.81(6)$) indique qu’il emporte la quasi-totalité de la force correspondante.

Le fait d’observer un état $f_{7/2}$ dans le ^{47}Ar montre que des corrélations ont lieu dans l’état fondamental du ^{46}Ar permettant de vider partiellement cette couche laissant un espace disponible pour y transférer une partie de la fonction d’onde du neutron durant la réaction. On peut raisonnablement supposer que la partie manquante dans l’état fondamental du ^{47}Ar se trouve dans l’orbitale $p_{3/2}$. Cette partie peut être estimée à l’aide du facteur spectroscopique que nous obtenons pour l’état à $1710(95)$ keV ($C^2S(f_{7/2})=0.17(2)$), en considérant que cet état est le seul provenant de l’orbital $f_{7/2}$ dans l’ensemble du spectre en énergie d’excitation (observé dans cette expérience, ou non). On trouve alors que 1.35(15) neutrons occupe l’orbitale $p_{3/2}$ dans l’état fondamental du ^{46}Ar . De là, on peut

calculer la règle de somme pour les facteurs spectroscopiques des états $p_{3/2}$ dans le ^{47}Ar . On trouve $\sum C^2S_{p_{3/2}}=0.65(5)$. Ceci signifie que l'état fondamental du ^{47}Ar compte en fait 94(7)% de la force $p_{3/2}$.

La distribution angulaire expérimentale de la totalité de la structure autour de 3.5 MeV, formée de trois états, n'est pas compatible avec un moment angulaire $\ell=1$. Quelles que soient les combinaisons de moments angulaires supposées pour ajuster la distribution calculée en DWBA aux résultats expérimentaux ($\ell=1+3$; $\ell=1+4$ ou $\ell=1+3+4$), le facteur spectroscopique de la composante $\ell=1$ est toujours trouvé nul. Le meilleur ajustement de cette distribution est obtenu en considérant deux composantes de moment angulaire $\ell=3$ et $\ell=4$. Deux jeux de facteurs spectroscopiques ont été trouvés pour cette structure. Le premier est obtenu en ne faisant aucune supposition sur la répartition des états f et g dans la structure. Ceci conduit aux facteurs spectroscopiques $C^2S(f_{5/2})=0.40$ pour la composante $\ell=3$ et $C^2S(g_{9/2})=0.76$ pour $\ell=4$. La systématique des énergies moyennes des couches fp pour les isotones $N=29$, figure 3.24 de la page 76 indique que l'énergie d'excitation moyenne du premier état provenant de la couche $g_{9/2}$ est d'environ 4 MeV, et les facteurs spectroscopiques correspondant sont de l'ordre de 0.5. Nous avons alors supposé que dans la structure autour de 3.5 MeV du ^{47}Ar , les deux états à 2.765(80) MeV et 3.380(80) MeV provenaient de la couche $f_{5/2}$, et que seul l'état au dessus du seuil provenait de la couche $g_{9/2}$. Ceci conduit au facteur spectroscopique $C^2S(f_{5/2})=0.64(3)$ pour la composante $\ell=3$ et $C^2S(g_{9/2})=0.34(4)$ pour la composante $\ell=4$ provenant de l'état au dessus du seuil, à 3.85 MeV. Dans le cas où l'hypothèse (composante $g_{9/2}$ au dessus du seuil) serait vérifiée, les intensités relatives des pics correspondant à la composante $f_{5/2}$ permettent de déduire les facteurs spectroscopiques de chacun d'eux. L'ajustement du spectre en énergie d'excitation du ^{47}Ar indique que l'état à 2765 keV emporterait 33% du facteur spectroscopique de la composante $f_{5/2}$, et celui à 3380 keV prendrait les 67% restants. Ceci correspond aux valeurs respectives de facteurs spectroscopiques 0.22(3) et 0.43(3).

L'état à 5.525(85) MeV a une distribution angulaire compatible avec un moment angulaire $\ell=4$.

Le tableau 3.5 présente l'ensemble des facteurs spectroscopique attribués aux états du ^{47}Ar , avec les quatre jeux de potentiels utilisés pour réaliser les calculs DWBA, et ceci

Energie (keV)	ℓ	J^π	C^2S				C^2S moyen
			D1P1	D1P2	D2P1	D2P2	
0	1	$3/2^-$	0.59(3)	0.53(3)	0.64(3)	0.57(3)	0.61(5)
1130(75)	1	$1/2^-$	0.83(5)	0.75(4)	0.87(5)	0.78(5)	0.81(6)
1740(95)	3	$7/2^-$	0.16(1)	0.16(1)	0.19(2)	0.19(2)	0.17(2)
2655(80)	3,4	$5/2^-$	$\ell=3$: 0.43(18)	0.34(26)	0.45(28)	0.42(30)	0.41(25)
3335(80)	3,4	+					
3985(85)	3,4	$9/2^+$	$\ell=4$: 0.69(23)	0.69(29)	0.83(35)	0.80(30)	0.75(29)
2655(80)	3	$5/2^-$	0.20(3)	0.20(3)	0.22(4)	0.22(4)	0.22(3)
3335(80)	3	(<3.6 MeV) +	0.42(3)	0.40(3)	0.46(4)	0.44(4)	0.43(3)
3985(80)	4	$9/2^+$	0.33(6)	0.30(5)	0.38(6)	0.37(6)	0.34(8)
5500(85)	3	$9/2^+$	0.17(1)	0.18(1)	0.19(1)	0.20(1)	0.21(2)

TAB. 3.5 – Facteurs spectroscopiques obtenus pour les différents états peuplés dans le ^{47}Ar avec les quatre jeux de potentiels utilisés. Pour le détail du traitement réalisé sur les états entre 2.6 et 4 MeV, se référer au texte.

dans les différentes hypothèses faites sur la nature des états. La figure 3.18 présente un seul cas de comparaison (potentiel D1P1) pour chacun des états en dessous de 5 MeV discutés ci-dessus. La figure 3.19 présente la comparaison des données expérimentales aux calculs réalisés avec les 4 potentiels différents pour l'état à 5.525(85) MeV. Chaque

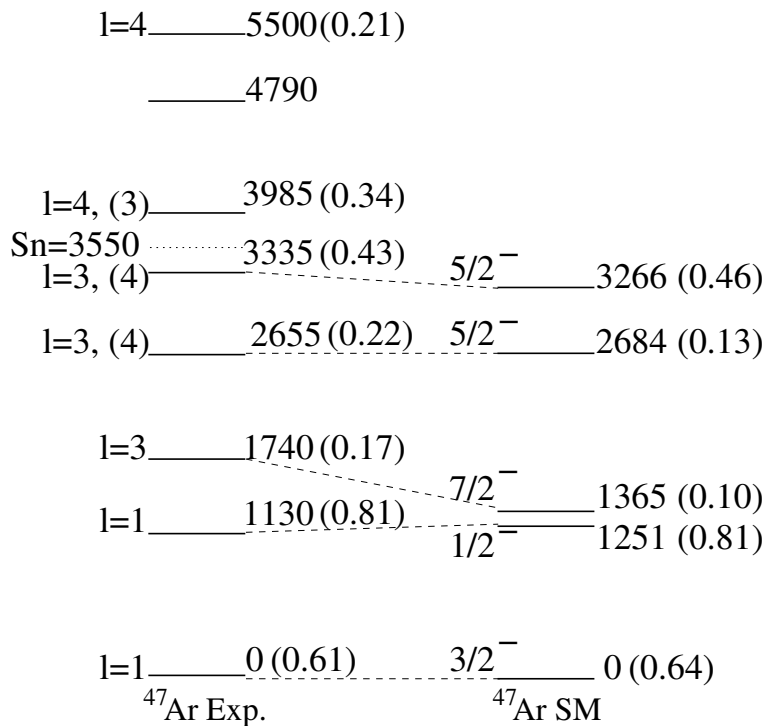


FIG. 3.17 – Comparaison des schémas de niveaux expérimentaux et théoriques.

état calculé à l'aide du modèle en couches a son correspondant expérimental et les facteurs spectroscopiques sont tout à fait comparables. L'état $7/2^-$ à 1710(95) keV présente un écart en énergie de 400 keV par rapport à son homologue théorique pour des raisons que nous examinerons par la suite. Le modèle en couches prévoit deux états $f_{5/2}$ à 2765(80) keV et 3380(80) keV avec des facteurs spectroscopiques comparables à ceux que nous avons déduit en supposant que la composante de moment angulaire $\ell=4$ dans la structure autour de 3.5 MeV se trouvait au dessus du seuil.

Le tableau A.1 de l'appendice A présentent les paramètres des potentiels optiques utilisés pour réaliser les calculs DWBA pour le ^{47}Ar .

Un des buts de cette expérience était d'obtenir une mesure du gap N=28 dans la chaîne des argons. Les données obtenues permettent de l'atteindre.

3.4 Le gap N=28

Deux possibilités s'offrent à nous pour estimer la taille du gap N=28. On peut l'estimer en faisant la différence des énergies de séparation d'un neutron dans les ^{46}Ar et ^{47}Ar . La figure 3.20 montre l'évolution de ces énergies dans les chaînes des

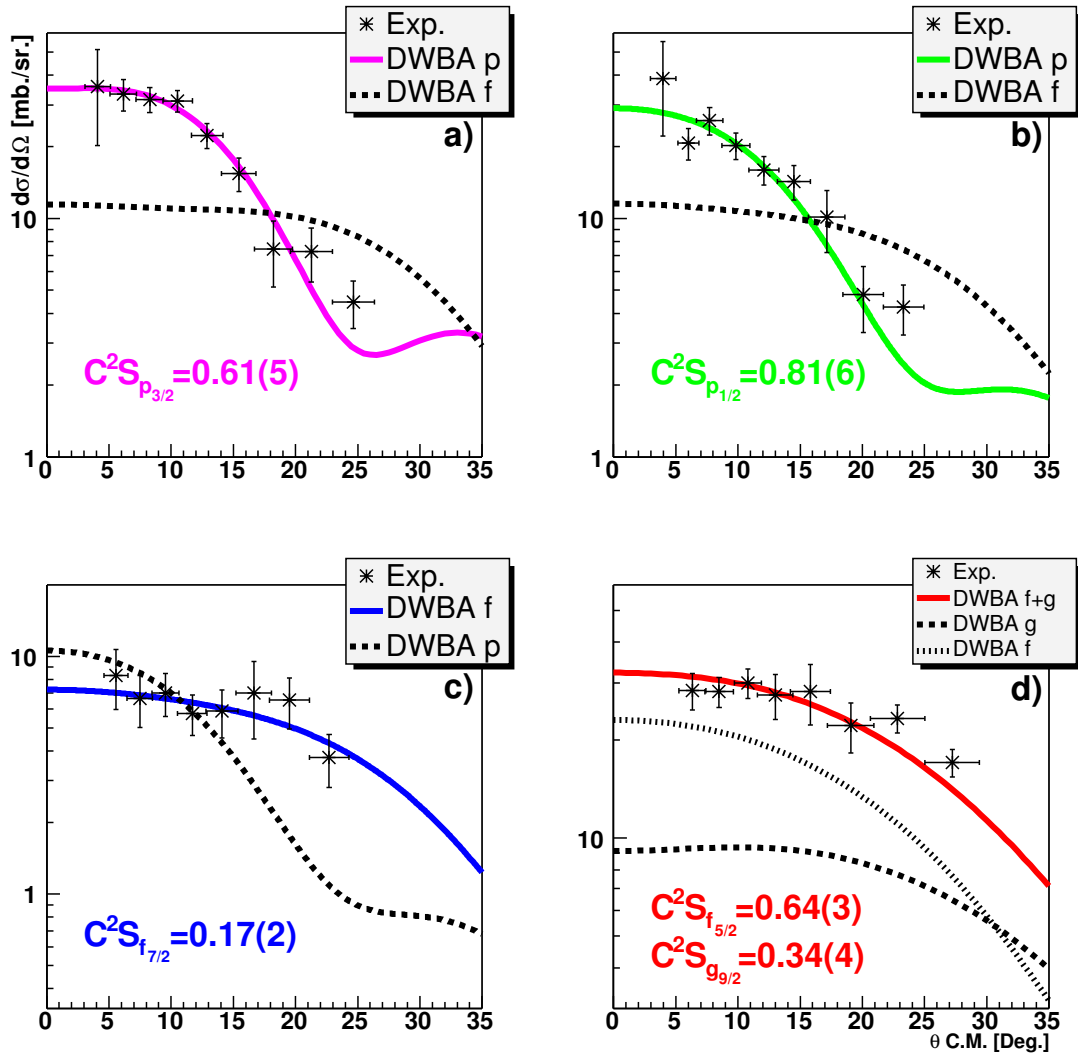


FIG. 3.18 – Distributions angulaires expérimentales des états du ^{47}Ar comparées aux calcul DWBA. a) l'état fondamental, b) premier état excité, c) second état excité et d) structure autour de 3.5 MeV.

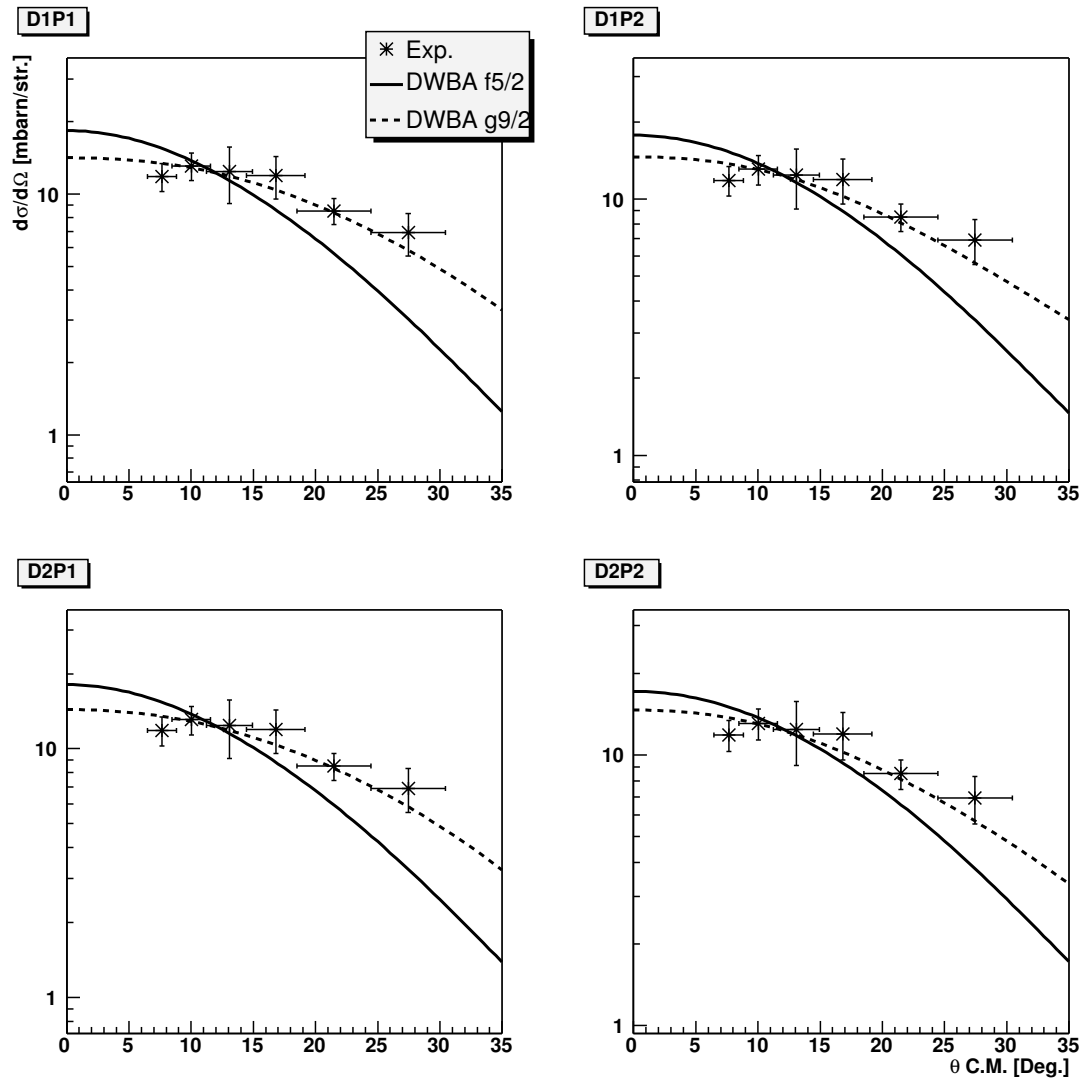


FIG. 3.19 – Distribution angulaire expérimentale de l'état à 5.525(85) MeV dans le ^{47}Ar . Voir le tableau 3.5 pour les résultats obtenus.

argons et calciums. On peut y voir le lien entre ces énergies, et la taille du gap N=28 :

$$\begin{aligned} E_{gap} &= S_n(^{46}\text{Ar}) - S_n(^{47}\text{Ar}) \\ &= 8.07 - 3.55 = 4.52 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Pour obtenir ce résultat, la nouvelle valeur du défaut de masse du ^{47}Ar que nous tirons de nos données a été utilisée. En prenant l'ancienne valeur, nous trouverions 3.8 MeV.

On peut aussi tenter de déduire la taille du gap N=28 à partir de l'énergie d'excitation

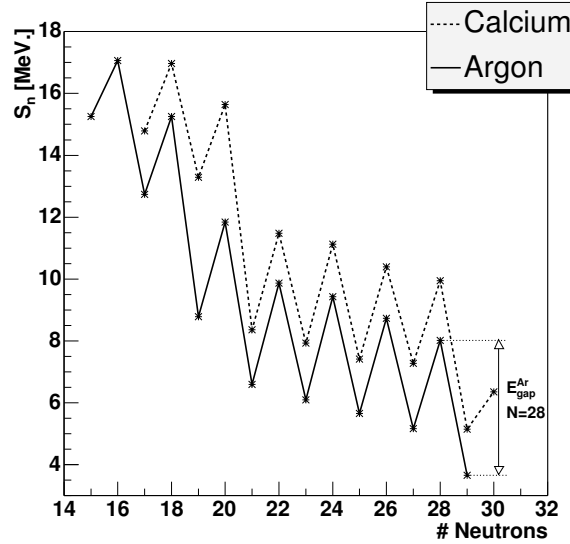


FIG. 3.20 – Evolution des valeurs de S_n dans les chaînes des argon et calcium.

(1.79 MeV) de l'état $f_{7/2}$ dans le ^{47}Ar . D'après les calculs de modèle en couches, cet état $7/2^-$ est un mélange de configurations dont deux prédominent. L'une correspond à un trou dans la couche $\nu f_{7/2}$ et deux particules dans la couche $\nu p_{3/2}$: $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu p_{3/2})^{+2}$. Elle représente environ 25% de la fonction d'onde de l'état $7/2^-$. L'autre est une configuration de couplage au 2^+ du ^{46}Ar à un neutron dans la couche $p_{3/2}$: $2^+ \otimes 3/2^-$. Elle représente environ 65% de la fonction d'onde de l'état. D'autres configurations, plus complexes, entrent en jeu. L'énergie moyenne de la couche $\nu f_{7/2}$ corrigée des énergies de corrélation devrait donner la taille du gap. La seconde configuration évoquée ci-dessus éloigne l'énergie d'excitation de l'état $7/2^-$ de la valeur de l'EM de la couche $\nu f_{7/2}$ dans le ^{47}Ar . En effet, dans une telle configuration l'énergie d'excitation de l'état final est attendue autour de l'énergie de l'état 2^+ du ^{46}Ar . Nous avons vu que cette dernière vaut 1.577(1) MeV. On peut estimer grossièrement que l'énergie effectivement mesurée pour l'état $7/2^-$ est une combinaison linéaire de l'énergie de l'état 2^+ du ^{46}Ar , et de l'énergie moyenne de la couche $\nu f_{7/2}$ dans le ^{47}Ar , dans le rapport des pourcentages des configurations fournies par le modèle en couches. Ceci conduit à :

$$\begin{aligned} 65\%E(^{46}\text{Ar } 2^+) + 25\%EM_{\nu f_{7/2}} &= E^*(^{47}\text{Ar } 7/2^-) \\ EM_{\nu f_{7/2}} &= (1.710 - 0.65 \cdot 1.577)/0.25 \\ &= 2.74 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Cette valeur est indicative étant données les approximations réalisées durant l'estimation. Le signe doit être opposé pour tenir compte du fait que l'orbitale $f_{7/2}$ est en dessous de la $p_{3/2}$ qui définit notre référence dans ce calcul.

A partir de cette énergie moyenne, on peut estimer la taille du gap N=28 en considérant maintenant que la configuration de l'état $7/2^-$ est uniquement $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu p_{3/2})^{+2}$, puisque nous venons de corriger de l'énergie de couplage au 2^+ du ^{46}Ar . Pour estimer la taille du gap N=28, il faut tenir compte des énergies d'appariement entrant en jeu pour former l'état $7/2^-$ dans une telle configuration. La comparaison, présentée sur la

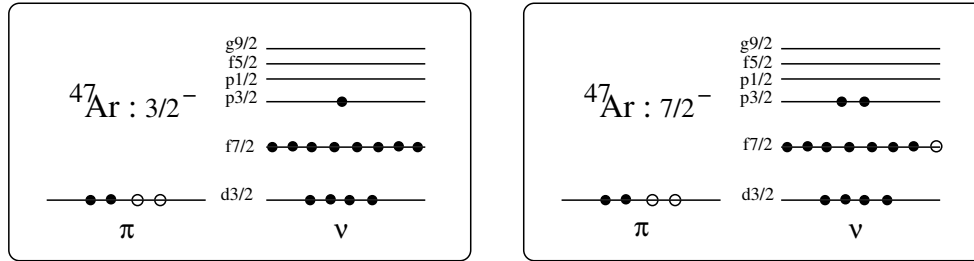


FIG. 3.21 – Comparaison entre les configurations de l'état fondamental $3/2^-$ (à gauche) et l'état excité $7/2^-$ à 1.79 MeV dans le ^{47}Ar .

figure 3.21, de cette dernière et de celle de l'état fondamental du ^{47}Ar va nous aider à comptabiliser les énergies d'appariement à considérer. Pour former l'état, il faut briser une paire de neutrons appariés dans la couche $\nu f_{7/2}$, ce qui nécessite l'énergie d'appariement dans cette couche. Cette énergie, $E(\nu\nu, f_{7/2}) = 2\Delta(\nu\nu)$, pour deux particules dans la couche $\nu f_{7/2}$, peut être estimée à l'aide de la relation [Aud03] :

$$\Delta(\nu\nu, f_{7/2})(A) = \frac{1}{4}[S_n(A-1) - 2S_n(A) + S_n(A+1)] \quad (3.6)$$

où A est le nombre de masse de l'isotope considéré et $S_n(A)$ son énergie de séparation d'un neutron. Ceci conduit à $\Delta(\nu\nu, f_{7/2})(^{45}\text{Ar}) = 1.6$ MeV, soit $E(\nu\nu, f_{7/2}) = 3.2$ MeV. De plus, le neutron promu dans la couche $\nu p_{3/2}$ s'y trouve alors apparié. Ceci entraîne un gain d'énergie d'appariement qui peut être estimé à partir de sa valeur dans la couche $\nu f_{7/2}$, en tenant compte du fait que les énergies d'appariement varient comme $2J + 1$ [Cas90], J étant le spin total de la couche occupée. Ainsi, on a $E(\nu\nu, p_{3/2}) = 1.6$ MeV.

Tous les ingrédients sont alors réunis pour estimer le gap N=28 à partir de nos résultats expérimentaux :

$$\begin{aligned} E_{gap} &= EM_{\nu f_{7/2}} + E(\nu\nu, f_{7/2}) - E(\nu\nu, p_{3/2}) \\ &= 2.74 + 3.2 - 1.6 \\ &= 4.34 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Cette estimation est en bon accord avec celle déterminée grâce aux valeurs d'énergies de liaison des états fondamentaux des $^{46,47}\text{Ar}$ (équation 3.4). Cependant les nombreuses approximations, sous-jacentes, sur la détermination de l'énergie moyenne de la couche $\nu f_{7/2}$, ou sur le fait de négliger les interactions résiduelles (telles que les interactions proton-neutron) font que cette valeur est à considérer avec précautions. Au contraire, la valeur provenant de l'équation 3.4 est, quant à elle fiable, et c'est cette dernière que nous

adopterons par la suite.

Par comparaison de l'énergie expérimentale de l'état $7/2^-$ avec les prédictions du modèle en couches, on peut penser que l'interaction $sdpf$ sous estime la taille du gap N=28 ou/et surestime l'énergie d'appariement dans la couche $p_{3/2}$. Ceci a des conséquences sur les prédictions de l'évolution de la fermeture de couche N=28, que nos données devraient permettre d'affiner. L'interaction $sdpf$ [Num01] est construite sur la base de l'interaction KB3 [Kuo68] pour la partie décrivant les couches fp . Cette dernière est connue pour sous-estimer la taille du gap N=28 d'environ 300 keV [Pov97]. Cette correction sur l'énergie d'excitation théorique de l'état $f_{7/2}$ rend nos données parfaitement compatibles avec le modèle en couches. La figure 3.22 présente les écarts en énergie entre les couches $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$ dans les isotones N=29, déterminés grâce à la relation 3.4. Elle montre que cet écart évolue peu d'un isotone à l'autre isotone, renforçant notre conclusion sur la persistance du nombre magique N=28 à hauteur de Z=18.

D'un point de vue théorique, la taille du gap N=28 dans le ^{46}Ar a été estimée à 3.84 MeV

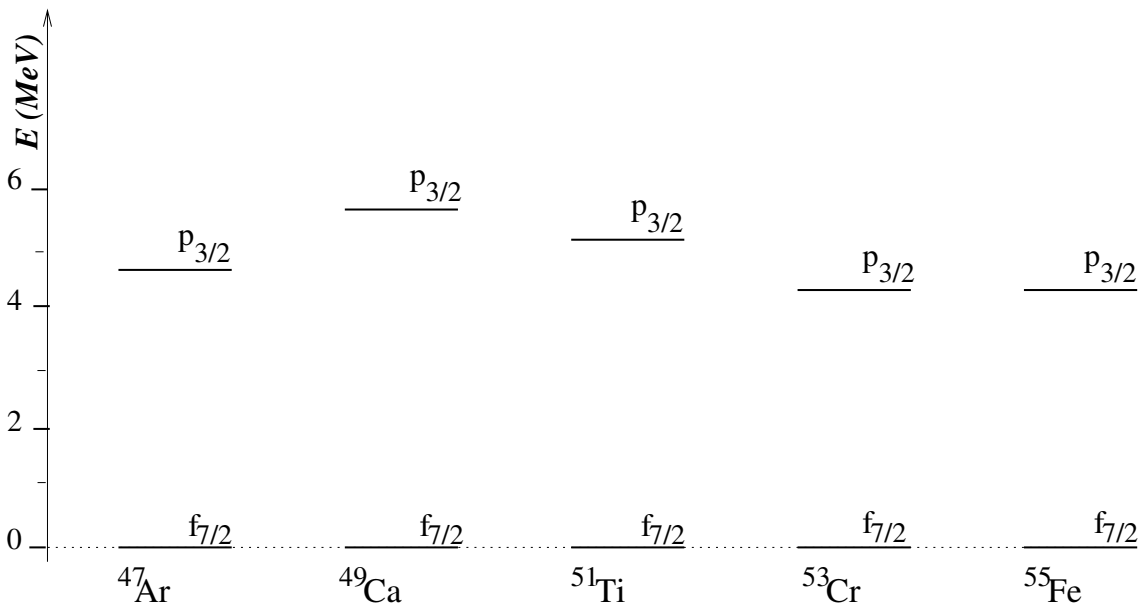


FIG. 3.22 – Ecart en énergie entre les couches $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$ pour les isotones N=29.

par E. Caurier et *al.* [Cau04], dans le cadre du modèle en couches. Cette valeur est en bon accord avec nos données expérimentales compte tenu du fait que l'interaction $sdpf$ sous-estime de 300 keV la taille de ce gap. Elle montre que bien que plus faible que dans le ^{48}Ca , où il vaut 4.8 MeV, le gap N=28 reste tout de même important dans la chaîne isotopique des argons.

Les écarts en énergie entre les composantes spin-orbite $\nu f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ et $\nu p_{3/2} - \nu p_{1/2}$ dans le ^{49}Ca valent [Abe78] :

$$- \Delta(\nu f_{7/2} - \nu f_{5/2}) = \underbrace{4.8}_{f_{7/2}-p_{3/2}} + \underbrace{4}_{p_{3/2}-f_{5/2}} = 8.8 \text{ MeV}$$

$$- \Delta(\nu p_{3/2} - \nu p_{1/2}) = 2.2 \text{ MeV.}$$

Ces mêmes écarts dans le ^{47}Ar valent :

$$- \Delta(\nu f_{7/2} - \nu f_{5/2}) = \underbrace{4.37}_{f_{7/2}-p_{3/2}} + \underbrace{3.1}_{p_{3/2}-f_{5/2}} = 7.47 \text{ MeV}$$

$$- \Delta(\nu p_{3/2} - \nu p_{1/2}) = 1.2 \text{ MeV.}$$

On peut alors construire le schéma de la figure 3.23 qui compare la position des couches fp dans les ^{49}Ca et ^{47}Ar . On voit sur ce schéma que par rapport à la position de la couche $N=3$ de l'oscillateur harmonique, le fait de retirer 2 protons au ^{49}Ca pour passer au ^{47}Ar modifie grandement la position des couches. Dans le passage du ^{49}Ca au ^{47}Ar , la couche $\nu p_{3/2}$ remonte de 500 keV, et la couche $\nu f_{7/2}$ d'environ 1 MeV. L'interaction entre les protons de valence des ^{47}Ar et ^{49}Ca (normalement dans la couche $\pi d_{3/2}$) et les couches neutrons est quantifiable grâce à ces données. Il apparaît que l'interaction entre les couches $\pi d_{3/2}$ et $\nu f_{7/2}$ est environ deux fois plus importante que celle entre les couches $\pi d_{3/2}$ et $\nu p_{3/2}$: $V_{d_{3/2}f_{7/2}}^{pn} \simeq 2V_{d_{3/2}p_{3/2}}^{pn}$. Les effets de l'interaction proton-neutron sont les mêmes

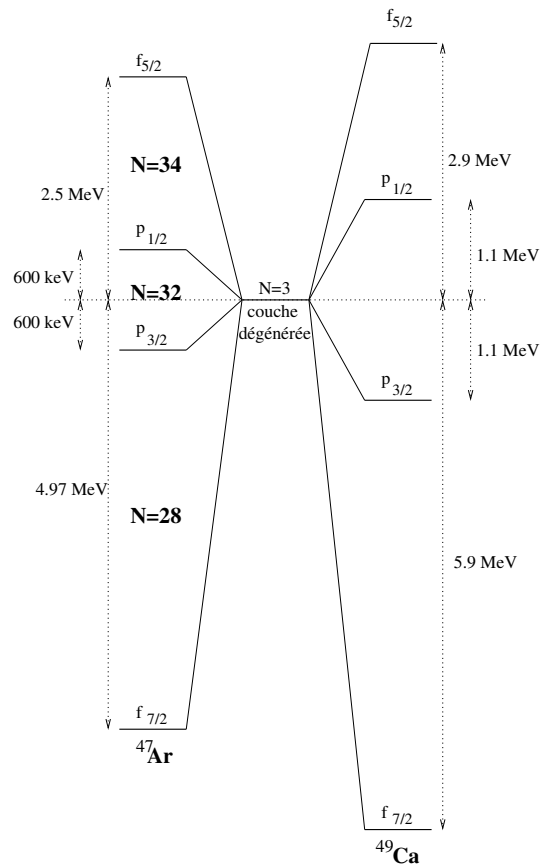


FIG. 3.23 – Comparaison des positions des couches fp partenaires spin-orbite entre le ^{47}Ar et le ^{49}Ca . Les positions sont repérées par rapport à la couche dégénérée $N=3$ de l'oscillateur harmonique, d'où sont issues les couches fp . Les écarts reportés en MeV sont purement expérimentaux.

que ceux qui résulteraient d'un affaiblissement du terme de spin-orbite dans L'Hamiltonien monopolaire utilisé pour décrire la structure des systèmes nucléaires. La force de l'interaction de la couche $\pi d_{3/2}$ étant plus grande avec la couche $\nu f_{7/2}$ qu'avec la couche $\nu p_{3/2}$, on peut penser que le fait de retirer 2 protons au ^{47}Ar pour atteindre le ^{44}S aurait pour effet de réduire encore le gap $N=28$, rendant ce nombre non magique dans ce noyau.

Dans la chaîne des argons qui ont 18 protons, l'interaction attractive entre les protons de la couche $\pi f_{7/2}$ et les neutrons de la couche $\nu f_{5/2}$ n'existe pas (car il n'y a pas de proton en $\pi f_{7/2}$), augmentant ainsi l'énergie moyenne de la couche $\nu f_{5/2}$. L'interaction tenseur monopolaire (issue de la couche $\pi d_{3/2}$) est répulsive avec les deux couches $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$, mais d'intensité plus importante avec la couche $f_{5/2}$ (par symétrie, et d'après nos données sur les couches $p_{3/2}$ et $f_{7/2}$). Ainsi, l'écart entre les couches $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$ pourrait augmenter au fur et à mesure que l'on ajoute des neutrons au ^{47}Ar pour atteindre le $^{52}\text{Ar}_{34}$, rendant magique le nombre $N=34$ dans ce noyau.

La figure 3.24 présente les énergies moyennes expérimentales des couches fp pour les

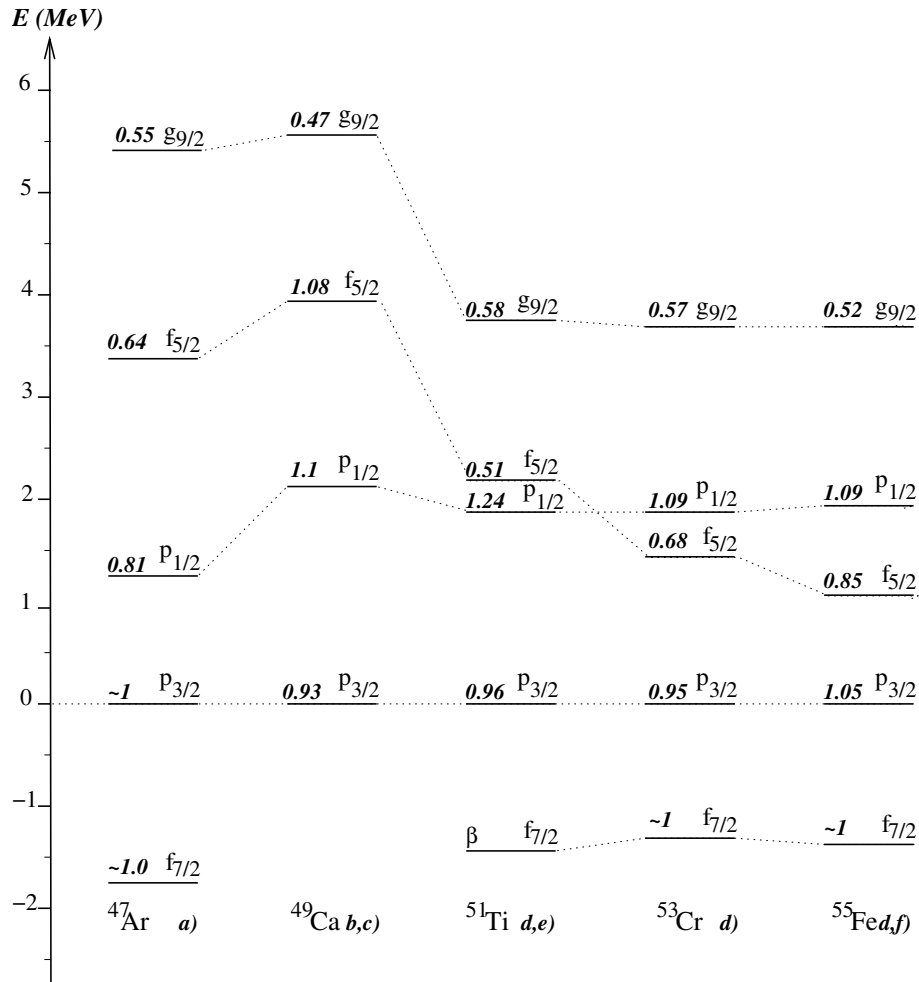


FIG. 3.24 – Systématique des énergies moyennes des couches fp pour les isotones $N=29$. Les données proviennent d'expériences de transfert d'un neutron (d,p) dont les références sont : a) ce travail, b) [Abe78], c) [Uoz94], d) [Koc72], e) [Dav76] et f) [Rou70]

isotones $N=29$. Notons que contrairement à la figure 3.14 qui présentait les mêmes données pour les isotones $N=27$, la quasi-totalité des forces a été observée pour les noyaux ayant $N=29$ neutrons (la fraction observée est indiquée sur les couches, à gauche). Ceci rend la comparaison des énergies moyennes plus facile et surtout plus fiable. On peut clairement y voir l'inversion entre les couches $\nu f_{5/2}$ et $\nu p_{1/2}$ quand on passe de la ligne

de stabilité β aux noyaux riches en neutrons. Cette inversion se produit dans la région du vanadium. La remontée de la couche $\nu f_{5/2}$ est linéaire comme attendu d'après le modèle en couches (interaction entre les couches $\pi f_{7/2}$ et $\nu f_{5/2}$ proportionnelle au nombre de particules). Dans le ^{47}Ar , l'écart entre les énergies moyennes des couches $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$ est plus important que dans le ^{49}Ca . Ceci est d'autant plus vrai que seulement 65% de la force $f_{5/2}$ a été observée dans le ^{47}Ar . On peut donc s'attendre à un "gap" N=34 légèrement plus élevé. Seule l'étude expérimentale du ^{52}Ar pourrait permettre de vérifier ces suppositions. Elle n'est pas envisageable avec les faisceaux disponibles actuellement.

3.5 Conclusion

Dans les trois chapitres précédents, le travail relatif à l'expérience de transfert d'un neutron $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$ réalisée en cinématique inverse a été présenté. Les noyaux exotiques, riches en neutrons, $^{44,46}\text{Ar}$ ont été produits et accélérés, à 10 MeV/A, par le dispositif SPIRAL du GANIL. Le faisceau était incident sur une cible de CD_2 . L'expérience avait pour but commun aux études de structure nucléaire et d'astrophysique nucléaire de conclure sur la persistance ou l'érosion de la fermeture de couche $N=28$ dans les noyaux riches en neutrons étudiés.

Le dispositif expérimental, décrit dans le chapitre 1, était constitué du détecteur de particules légères et chargées MUST, utilisé pour mesurer les caractéristiques du proton de la voie de sortie. Une chambre à fils basse pression, CATS, a servi pour déterminer la position du vertex de la réaction. Le spectromètre SPEG permettait d'identifier le noyau de recul pour obtenir son spectre en énergie d'excitation sans bruit de fond.

Nous avons vu que les contraintes expérimentales nous ont conduit à travailler avec un faisceau de faible divergence angulaire (<2 mrad). La grande émittance des ions de recul produits lors de la réaction de transfert n'était pas compatible avec l'acceptance de SPEG. Ce dernier n'a donc pas été utilisé pour extraire les distributions angulaires des protons issus de la réaction. Nous avons alors dû évaluer et soustraire les bruits de fond provenant du carbone de la cible de CD_2 et de la cassure du deuton. Le bruit de fond provenant du carbone a été mesuré, alors que celui provenant de la cassure du deuton a été simulé.

Les spectres en énergie d'excitation des $^{45,47}\text{Ar}$ ont été obtenus. Pour le ^{45}Ar , nos données sont en accord avec celles existantes pour les 3 premiers états. Nous avons réalisé des calculs de distributions angulaires sous l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA), pour déduire les moments angulaires et facteurs spectroscopiques des états peuplés. Pour ce faire, nous avons utilisé des potentiels optiques globaux qui permettent de reproduire correctement les distributions angulaires expérimentales, alors que nous n'avions aucune donnée complémentaire pour contraindre ces potentiels. Nous avons ainsi reporté les énergies d'excitation, moments angulaires et facteurs spectroscopiques de cinq états supplémentaires dans le noyau de ^{45}Ar .

Nos données sont en très bon accord avec les calculs de modèle en couches que nous avons réalisés avec le code ANTOINE, en utilisant l'interaction $sdpf$, aussi bien au niveau des énergies d'excitation des états, que de leurs facteurs spectroscopiques.

Dans ce noyau, la quasi-totalité de la force correspondant à la couche $f_{7/2}$ a été observée, et 50% seulement des forces $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ l'ont été. De même, une fraction seulement de la force $f_{5/2}$ a été peuplée. La comparaison de nos données avec la systématique des isotones $N=27$ semble indiquer que le premier état provenant de la couche $g_{9/2}$ a été peuplé durant l'expérience. Cependant, sa distribution angulaire expérimentale dans la zone angulaire couverte par les détecteurs MUST est compatible avec un moment $\ell=3$ ou 4, et ne permet pas de discriminer l'une de ces valeurs.

Nous avons dû introduire une nouvelle valeur de défaut de masse pour le ^{47}Ar : $\Delta m = -25.20(8)$ MeV, de façon à caler l'énergie d'excitation de son fondamental à 0. Cette valeur de défaut de masse est à 700 keV, soit 7σ , de celle tabulée dans [Aud03].

Nous avons mis en évidence 9 états dans ce noyau, dont la spectroscopie était inconnue avant ce travail. Nous rapportons leurs énergies d'excitation et les moments angulaires de 7 d'entre eux, ainsi que leurs facteurs spectroscopiques. Contrairement au ^{45}Ar , la quasi-

totalité des forces $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ ont été observées pour le noyau ^{47}Ar . De même, une part importante de la force $f_{5/2}$ (60%) l'a été. Comme dans le cas du ^{45}Ar , la comparaison de nos résultats avec la systématique des isotones $N=29$ semble indiquer que le premier état provenant de la couche $g_{9/2}$ a été observé. Les facteurs spectroscopiques importants reportés pour les états peuplés dans ce noyau montrent un comportement similaire aux noyaux magiques. Ici encore, le modèle en couches reproduit remarquablement bien nos données.

A l'aide de nos résultats, nous avons estimé la taille du gap $N=28$ de part et d'autre du $^{46}_{18}\text{Ar}_{28}$ à une valeur moyenne de 4 MeV. Ainsi, la fermeture de couche correspondant au nombre magique $N=28$ reste effective dans ces noyaux riches en neutrons. De plus des indications de la possible magicité du nombre $N=34$, dans le ^{52}Ar sont reportées.

Nos données semblent être une première mise en évidence expérimentale de l'interaction tenseur monopolaire [Ots05] qui serait responsable de la réduction des écarts en énergie des couches partenaires spin-orbite $p_{3/2}-p_{1/2}$ et $f_{7/2}-f_{5/2}$ quand on passe du ^{49}Ca au ^{47}Ar . L'interaction monopolaire pourrait expliquer le fait que l'intensité de l'interaction spin-orbite semble diminuer lorsque le nombre de neutrons augmente dans une chaîne isotopique donnée. Une collaboration avec T. Otsuka, qui a introduit cette interaction, a débuté pour approfondir l'interprétation théorique de nos résultats.

Nous avons vu que certains états peuplés durant l'expérience ont une partie non négligeable de leur configuration qui provient du couplage au 2^+ du noyau pair-pair ayant un neutron de moins. Cette configuration rendant possible le peuplement de ces états par un mécanisme en deux étapes. La DWBA ne permet pas de tenir compte d'un tel mécanisme. Ceci peut modifier moins la forme que la normalisation des distributions angulaires calculées. Dans un avenir proche, la prise en compte de ces couplages au travers de calculs des distributions angulaires en voies couplées, pourrait ainsi modifier la valeur de certains facteurs spectroscopiques déduits dans ce travail (comme celui de l'état $7/2^-$ mis en évidence dans le ^{47}Ar). Les assignements de moments angulaires transférés ne sont pas susceptibles d'être modifiés lors de la comparaison de nos résultats aux calculs en voies couplées.

Les implications astrophysiques de ce travail vont être discutées dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Déterminations des taux de captures de neutrons $^{44,46}\text{Ar}(n,\gamma)$ à partir des réactions $^{44,46}\text{Ar}(d,p)$: implications astrophysiques

4.1 Contexte astrophysique

4.1.1 Bases de l'astrophysique nucléaire

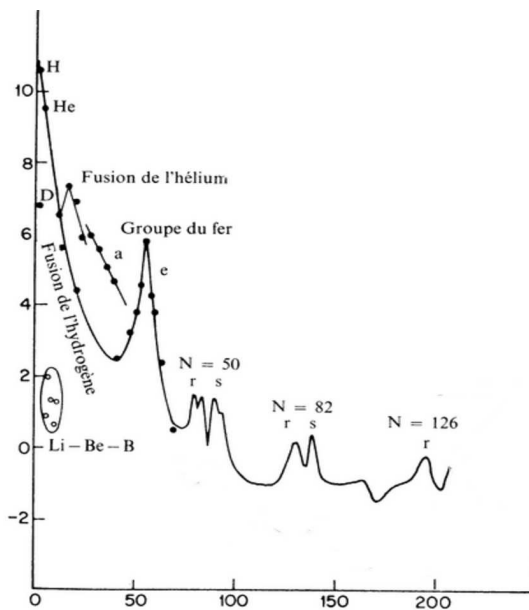


FIG. 4.1 – Courbe présentant le logarithme de l'abondance des éléments présents dans le système solaire en fonction de leur nombre de masse [Bur57].

L'origine des quelques 300 éléments stables qui constituent le monde qui nous entoure a fait, et continue à faire, l'objet d'une quête philosophique et scientifique. La courbe d'abondances des éléments présents dans le système solaire est le point de départ de cette quête (figure ci-contre). Elle est obtenue par l'analyse des rayonnements électromagnétiques en provenance des diverses sources observables (les étoiles, dont principalement le soleil), et aussi par le biais de portions de matière accessibles à l'homme (météorites et planètes dont principalement la Terre et la Lune). Cette courbe montre une décroissance exponentielle de l'abondance en fonction du nombre de masse A. Ceci provient du fait que les étoiles sont d'autant moins nombreuses qu'elles sont massives, et que c'est justement dans les étoiles massives que sont formés les éléments de masses élevées.

On peut y voir que l'hydrogène (H) et l'hélium (He) sont de loin les éléments les plus présents. Autour de la masse 50, la courbe présente un pic important : "le pic du fer". Ensuite, plusieurs doubles pics apparaissent aux masses 80, 90 ; 130, 138 et 194, 208.

La première tentative d'explication détaillée de la forme de cette courbe à partir de la structure des noyaux impliqués dans les processus de nucléosynthèse a été fournie par les fondateurs de l'astrophysique nucléaire : E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler et F. Hoyle[Bur57] (B²FH dans la suite). Dans leur article fondateur, B²FH proposent que la synthèse des éléments, au delà de la masse 5, ait lieu principalement dans les étoiles, ce qui permet de rendre compte de leur répartition non homogène dans l'univers. Ils proposent de plus plusieurs types de processus astrophysiques expliquant la présence des structures de la figure 4.1. Ils partent de l'idée simple que dans une étoile, il y a équilibre entre la force de gravitation qui tend à faire effondrer l'étoile sur elle-même et la pression thermique résultant de l'énergie dégagée par les réactions nucléaires qui s'y produisent. La force de gravitation fournit l'énergie nécessaire (par conversion de l'énergie gravitationnelle en énergie thermique) pour que les réactions nucléaires prennent place, et que l'étoile soit un système apparemment "stable". Ainsi, si l'hydrogène est d'abord dominant dans une étoile, cette dernière se contractera jusqu'à ce que l'hydrogène commence à fusionner pour former de l'hélium. L'énergie dégagée permettra alors de lutter contre l'effondrement gravitationnel et la température se stabilisera. Une fois l'hydrogène consumé, l'étoile se contractera à nouveau, la température augmentera alors jusqu'à ce que l'hélium, produit dans la phase précédente commence à brûler. Et si l'hélium vient à manquer la température de l'étoile augmentera encore, par contraction, jusqu'à ce qu'elle soit suffisamment élevée pour que le prochain combustible devienne actif. A chaque fois que la température s'élève, par conversion de l'énergie gravitationnelle en énergie thermique, les réactions nucléaires entre particules de plus en plus chargées peuvent avoir lieu, et des noyaux de plus en plus lourds sont produits. Ces réactions permettent de synthétiser des éléments dont l'énergie de liaison par nucléon est de plus en plus élevée. Quand elles ont lieu, elles s'accompagnent donc de libération d'énergie qui compense l'effondrement gravitationnel. Le point d'arrêt de ce processus de synthèse est le Fer qui présente la plus grande énergie de liaison par nucléon des noyaux connus. Cette séquence est schématique car la combustion d'un élément commence avant que le suivant ne soit épuisé, ce qui conduit à une structure simpliste "en oignon" de l'étoile [Rol88].

B²FH proposent et décrivent les processus qui prennent place durant les phases de l'évolution de l'étoile, dont nous venons de présenter les bases :

- combustion de l'hydrogène (synthèse de l'hélium)
- combustion de l'hélium (synthèse du carbone, de ^{16}O et ^{20}Ne)
- processus α (synthèse des Mg, Si, S, Ar par capture de particules α)
- processus d'équilibre (synthèse des éléments du pic du fer)
- processus s (synthèse d'environ la moitié des éléments lourds (plus lourds que le Fer), par capture de neutrons. C'est un processus où les temps de captures de neutrons sont lents par rapport aux temps de décroissance bêta des noyaux impliqués, d'où le "s" dans son appellation, pour *slow*.)
- processus r (équivalent du processus s, mais où les temps de captures de neutrons sont plus rapides que ceux de décroissance bêta, d'où le "r" dans son appellation, pour *rapid*.)
- processus p (synthèse des éléments déficients en neutrons par capture de protons.)

Dans la suite de ce travail, nous allons focaliser notre attention sur des processus de type processus r. Ce dernier se produit dans la phase finale de l'évolution des étoiles massives (de masses supérieures à 8 fois la masse de notre soleil [Rol88]), quand l'ensemble des combustibles ont été brûlés, et que les éléments les plus liés (ceux du pic du fer) ont été synthétisés. A ce stade, les réactions de fusion entre les noyaux lourds qui contiennent $\simeq 26$ protons sont fortement ralenties par la barrière Coulombienne. Les réactions nucléaires sur ces éléments ne peuvent alors plus contribuer de façon significative à équilibrer l'effondrement gravitationnel de l'étoile. Ce dernier s'accompagne d'une élévation de température qui permet de photo-désintégrer en protons et neutrons une partie des noyaux de fer du coeur de l'étoile. Les protons peuvent alors capturer les électrons du milieu pour former des neutrons supplémentaires ainsi que des neutrinos électroniques. On parle de neutronisation du milieu. Les électrons étant capturés, la pression qu'ils exercent sur l'étoile (qui permet de lutter contre l'effondrement gravitationnel) diminue : l'effondrement s'accélère. Les couches externes de l'étoile, composées des restes d'hydrogène, hélium et autres noyaux n'ayant pas été brûlés, continuent de s'effondrer sur ce coeur, ce qui finit par provoquer l'explosion de l'étoile. Lors de l'explosion, la température est extrême, $T_9 \simeq 1 - 10$ (l'indice $_9$ indiquant que la valeur fournie doit être multipliée par 10^9 pour obtenir la température en Kelvin), de même que la densité de neutrons ($d_n \simeq 10^{20} - 10^{30} \text{ cm}^{-3}$). Bien que le processus r soit tenu pour responsable de la formation de la moitié des éléments stables observés, il reste relativement mystérieux. Les astrophysiciens ne savent pas expliquer, aujourd'hui, l'origine de densités de neutrons si élevées qui sont pourtant nécessaires pour reproduire, par simulation, la nucléosynthèse des éléments. Les sites explosifs où se déroulerait ce processus ne sont pas certains (on pense aux supernovae). Les raisons exactes de l'explosion ne sont pas encore connues. Actuellement, dans les simulations hydrodynamiques de ces étoiles, la libération d'énergie n'est pas suffisante pour que l'explosion ait lieu. Ces questions importantes du point de vue de l'astrophysique ne seront pas du tout abordées dans ce manuscrit. Dans la suite, nous supposerons que les conditions nécessaires au déroulement de la nucléosynthèse au cours du processus r sont accessibles. Nous allons maintenant décrire brièvement ce processus.

Au moment de l'explosion de l'étoile, les noyaux de masses $A \leq 56$, exposés à un flux de neutrons important, capturent ces particules et deviennent de plus en plus riches en neutrons. La température élevée du milieu implique aussi la présence de photons qui peuvent désintégrer les noyaux formés si leur énergie de séparation d'un neutron est suffisamment faible. Au cours du processus, la densité de neutrons libres étant élevée, le temps moyen nécessaire pour qu'un noyau capture un neutron, t_n , est très inférieur à son temps de décroissance β , T_β ($t_n \ll T_\beta$) [Bur57]. Ainsi, dans une chaîne isotopique donnée, la répartition des noyaux est fixée par la compétition entre la réaction de capture de neutrons (n, γ) et sa réaction inverse : la photo-désintégration (γ, n). C'est au niveau des noyaux exotiques, très riches en neutrons ($S_n \simeq 2 \text{ MeV}$ [Bur57]) que la compétition entre ces deux réactions devient équilibrée. Les noyaux à ce niveau peuvent être vus comme des "points d'attente" que les décroissances bêta vont permettre de dépeupler. En effet, c'est aussi au niveau de ces points d'attente que les temps de vie de décroissance β^- deviennent très courts (10-100 ms). Cette réaction commence alors à intervenir et dépeuple la chaîne isotopique concernée au profit de la chaîne supérieure. Dans cette dernière, nouvellement peuplée, le même scénario se produit, et c'est ainsi que l'ensemble de la

carte des noyaux peut être alimenté en l'espace de quelques secondes lors du processus r. Cette vision simplifiée du processus r, où l'on ne considère les décroissances bêta qu'au niveau de la zone d'équilibre entre les réactions de capture de neutrons et de photo-désintégration est appelée approximation du point d'attente, ou équilibre $(n,\gamma) \Leftrightarrow (\gamma,n)$. Cette approximation fut utilisée dans les simulations du processus r, lorsque la puissance des ordinateurs disponibles ne permettaient pas d'en réaliser un traitement plus réaliste. De nos jours, les simulations du processus r tiennent compte de l'ensemble des réactions possibles pour chaque noyau impliqué, et font évoluer l'abondance de ces derniers sur un réseau de quelques milliers de noyaux, en tenant compte de l'évolution des conditions extérieures au cours du processus. Ces conditions proviennent généralement de simulations hydrodynamiques de supernovae. Il existe actuellement des paramétrisations régissant l'évolution des conditions extérieures, sous la forme d'équations liant l'entropie du milieu, S exprimée en k_b par baryons, la température, T_9 , et la densité de neutrons libres, ρ_5 . Pour une expansion adiabatique de l'étoile dans le cas où les photons sont plus abondants que la matière (nucléons ou noyaux) cette relation à la forme [Far05b] :

$$S \propto \frac{T_9^3}{\rho_5}. \quad (4.1)$$

Cette paramétrisation suppose que l'entropie reste constante au cours du processus r, dans une zone donnée de l'étoile qui explose. Ceci est effectivement un des résultats provenant des simulations hydrodynamiques de supernovae [Arg04, Wit94]. On parle de "high entropy bubble" pour ces zones où le processus r a lieu de façon adiabatique. La force de ce type de modèle est qu'il permet, dans un premier temps, de s'affranchir du site exact (non connu actuellement) où se déroule le processus r. On peut en effet faire une étude paramétrique du processus, pour une grille de valeurs d'entropie. La relation 4.1 fixe alors l'évolution des conditions extérieures en fonction du temps. Il n'est plus nécessaire de faire un calcul hydrodynamique complet pour pouvoir simuler le processus de nucléosynthèse, ce qui apporte un gain de temps considérable. De plus le groupe de Mayence a montré que la possibilité que l'explosion de l'étoile conduise à un processus r dépend de la valeur de l'entropie, et de la fraction initiale d'électrons, Y_e qui définit l'abondance des neutrons par rapport aux protons¹. Ces paramètres permettent de déterminer si la densité de neutrons libres sera suffisante pour qu'un processus r prenne place durant l'explosion de l'étoile [Far04, Far05a]. Ceci est indépendant du site dans lequel se produit le processus r. Par exemple, pour une fraction d'électrons supérieure à 0.5, ce groupe a montré que le processus r est impossible, car le nombre de neutrons libres est trop faible pour que les réactions de capture de neutrons prennent place de façon significative. De même pour de faibles entropies² ($S \lesssim 50$) la densité de neutrons libres n'est pas suffisante pour déclencher un processus r. C'est plutôt un processus de captures d'alpha qui a alors lieu. Par contre, pour des entropies relativement élevées ($S \gtrsim 100-150$) et des valeurs initiales de fractions d'électrons de l'ordre de 0.45, le processus r intervient.

Dans le cas où le processus r a lieu, la structure nucléaire peut influencer son chemin, comme le montre la figure 4.2. On peut voir qu'au niveau des nombres magiques, le surcroît de liaison des noyaux stoppe le flux des captures de neutrons (lignes verticales sur

¹ Y_e est inférieure à 1. Plus sa valeur est proche de 1, moins le milieu est enrichi en neutrons libre

²Pour comparaison, mentionnons que l'entropie typique du coeur de l'étoile avant l'effondrement gravitationnel est de l'ordre de l'unité.

le chemin du processus r au niveau des nombres magiques $N=50, 82$ et 126), créant ainsi une surabondance des noyaux correspondants, qui se traduit par l'apparition des pics notés "r" sur la figure 4.1.

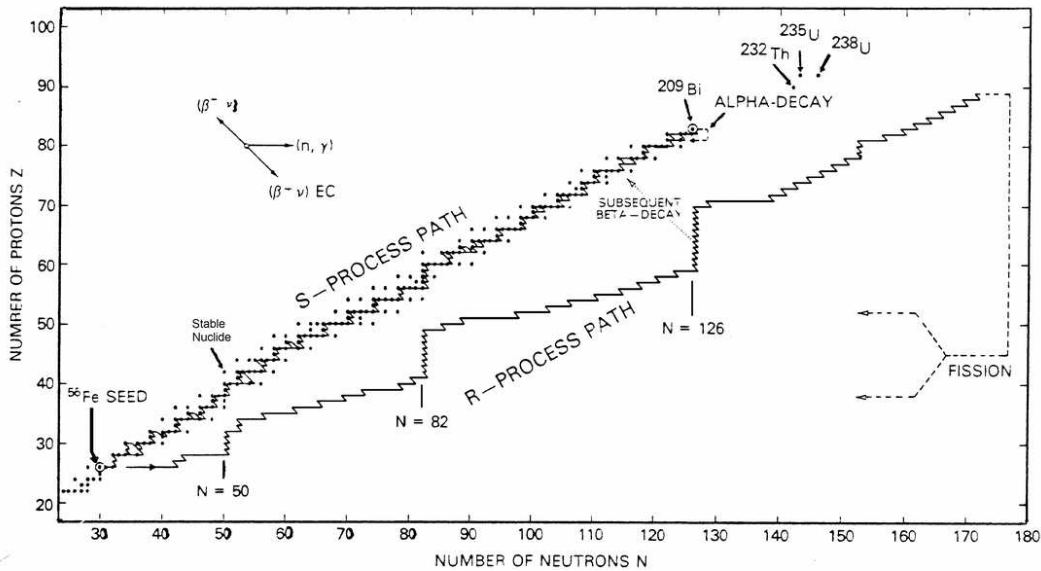


FIG. 4.2 – Exemple de chemin suivi par les processus r et s dans le plan (Z, N) [Rol88]. Les points correspondent aux noyaux stables. Le processus s reste près de la ligne de stabilité bêta et s'arrête autour du ^{209}Bi qui décroît en émettant des particules α . Le processus r a lieu dans la zone riche en neutrons de la carte. Le chemin de ce processus est obtenu pour une température de 10^9 K et une densité de neutrons de 10^{24} cm^{-3} .

Le processus s est similaire, dans son principe au processus r. Toutefois, les densités de neutrons y sont bien plus faibles ($d_n \simeq 10^8 \text{ cm}^{-3}$). De ce fait, le temps moyen entre deux captures de neutrons y est plus important ($\simeq 100$ jours). En conséquence, dès qu'un noyau de temps de vie de décroissance β^- inférieur à 100 jours est peuplé, cette réaction a lieu, et la chaîne isotopique supérieure est alimentée. Ainsi, le chemin suivi par le processus s s'éloigne peu de la vallée de stabilité et les pics d'abondance correspondant à la traversée des nombres magiques sont légèrement décalés sur la courbe d'abondance 4.1. Un exemple du chemin suivi par ce processus est visible sur la figure 4.2. Ces considérations permettent de se rendre compte que les échelles de temps correspondant aux processus r et s sont très différentes. En effet, le temps nécessaire pour réaliser les captures de neutrons et les décroissances bêta successives lors du processus r est de l'ordre de quelques centaines de milliseconde à quelques secondes, alors que pour le processus s il faut plutôt compter quelques 10^5 années [Bur57] pour peupler l'ensemble de la carte des noyaux.

Nous allons maintenant présenter des observations astronomiques qui semblent indiquer qu'il n'existe pas un type unique de processus r, mais plutôt deux.

4.1.2 Deux types de processus r

Les étoiles très pauvres en métaux (UMP en anglais pour Ultra Metal Poor) présentes dans le halo galactique sont les corps les plus anciens observables dans la galaxie ($\simeq 1.10^{10}$ années [Cow02]). La pauvreté en métaux de ces dernières (jusqu'à un rapport 1000 par rapport à ce qui est observé dans notre système solaire) indique qu'elles sont constituées de matériaux qui n'ont subi que très peu de processus de nucléosynthèse. Ce type d'étoile est alors une aubaine pour les astronomes et astrophysiciens. Elles permettent de connaître la composition de la galaxie à des temps très reculés. La courbe d'abondance relative des éléments lourds ($A > 130$, $Z > 40$) de ces étoiles est très similaire à celle des éléments r du système solaire (cf. figure 4.3), quelle que soit leur localisation dans le halo galactique. Ces observations peuvent suggérer que des conditions stellaires partout et toujours similaires ont permis, au fil des temps, de produire les éléments lourds provenant du processus r de façon identique. Par partout et toujours similaires, il faut comprendre que quelle que soit le moment dans l'histoire de la galaxie et l'endroit dans cette dernière, les conditions stellaires (masses, rayons et températures des étoiles) ne sont pas très différentes. Elles pourraient aussi suggérer que la structure nucléaire des noyaux impliqués dans les processus de nucléosynthèse contraint fortement le chemin du processus r à être dans une région de masse donnée, même pour des conditions stellaires très variées, forçant ainsi le résultat de la nucléosynthèse à être similaire d'une étoile à une autre.

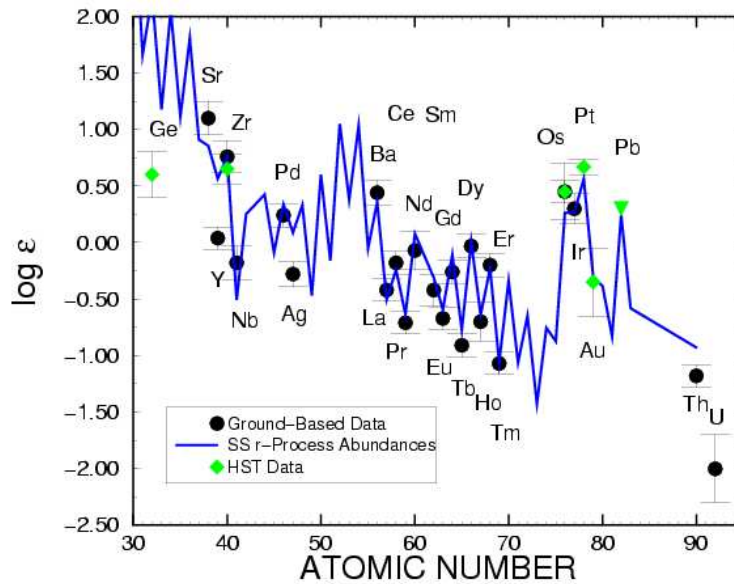


FIG. 4.3 – Abondance relative des éléments dans une étoile pauvre en métaux comparée aux abondances des éléments r observées dans le système solaire [Cow02]. La courbe correspond aux abondances r du système solaire mises à l'échelle des mesures réalisées sur l'étoile UMP étudiée. Les points circulaires correspondent à des mesures d'abondance des éléments de l'étoile à l'aide de télescopes basés sur Terre. Les autres points sont des mesures réalisées grâce au télescope spatiale Hubble.

Pour les masses $A < 130$, le remarquable accord entre l'abondance des éléments dans ces étoiles, et celle observée dans le système solaire n'est plus vérifié (cf. figure 4.3 pour $Z < 40$). Ceci fut interprété comme la preuve que deux types de processus r existent [Was96, Sne98, Sne00, Cow02]. Un processus "robuste" serait responsable de la formation des éléments lourds ($A > 130$) et un second type de processus r dit "faible" (weak r-process en anglais) pourrait expliquer les abondances des noyaux plus légers ($A < 130$).

Quelles sont alors les différences entre ces deux types de processus r ? Ils seraient associés à des étoiles de masses différentes allant d'environ 10 à 40 masses solaires [Was00]. Sachant que plus la masse d'une étoile est importante, plus son temps de vie est court, cette différence de masse conduit à des temps d'évolution de l'étoile différents [Was00] :

- 10^7 années pour les étoiles finissant leur vie par un processus r robuste
- 10^8 années pour les étoiles finissant leur vie par un processus r faible

Ces différences de masses devraient aussi entraîner des différences dans les conditions extérieures du processus (température et densité de neutrons) [Cow05]. Ces grandeurs devraient être d'autant plus élevées que l'étoile est massive. Mais les conditions dans lesquelles se déroulent ces processus sont encore incertaines (même pour le processus r robuste), et il est difficile de donner une gamme précise de températures ou de densités de neutrons pour chacun d'eux. Dans la référence [Cow05], il est cependant avancé que la séparation au niveau des densités de neutrons entre les deux types de processus se ferait autour de 10^{22} à 10^{23} neutrons par cm^{-3} .

Les étoiles ne sont pas les seules sources d'informations disponibles pour déterminer les abondances des éléments dans l'univers. On peut aussi étudier la composition des météorites qui tombent sur terre.

4.1.3 La météorite d'Allende et ses anomalies isotopiques

Le 8 février 1969 à 01h05 (heure locale), une météorite est tombée sur Terre, à Allende, au Mexique.

	EK-1-4-1	Système Solaire
$^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$	$\simeq 250$	47
$^{48}\text{Ca}/^{50}\text{Ti}$	$\simeq 3$	0.03
$^{48}\text{Ca}/^{54}\text{Cr}$	$\simeq 1$	0.08

TAB. 4.1 – Rapports d'abondances isotopiques mesurés dans l'inclusion EK-1-4-1 de la météorite d'Allende, comparés aux observations dans le système solaire.

L'étude de sa composition isotopique a révélé d'importants écarts par rapport aux observations faites dans le système solaire [Lee78, Nie80]. Le tableau ci-contre résume ces écarts pour les isotopes de calcium, titane et chrome. D'autres anomalies sont aussi observées dans les isotopes de ^{58}Fe , ^{64}Ni et ^{66}Zn . Ces "anomalies isotopiques" n'ont pas pu être comprises dans le cadre des modèles de nucléosynthèse de l'époque.

Plusieurs hypothèses quant à l'origine des éléments formant cette météorite ont été proposées (processus r ou s, processus α , mélange de processus alpha et de captures de neutrons...). Dans chacun des cas, les tentatives de reproduction des anomalies isotopiques dans la météorite d'Allende furent des échecs. Il fut alors proposé que la structure nucléaire autour du noyau doublement magique $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$ pourrait être la clef de l'origine des anomalies observées.

Dans la suite, nous allons nous focaliser sur la compréhension de l'origine de l'anomalie isotopique observée dans cette météorite pour les $^{46,48}\text{Ca}$.

4.1.4 Importance de la structure nucléaire

Les anomalies isotopiques observées qui sont reportées ci-dessus concernent toujours les derniers noyaux stables riches en neutrons dans les chaînes isotopiques impliquées (cf. figure 4.4). On peut alors penser que ces noyaux ont été produits dans un processus de captures de neutrons successives permettant d'alimenter des noyaux instables riches en neutrons qui par décroissances bêta successives ont donné naissance aux anomalies isotopiques observées [Nie80]. Dans ce cas, les parents des $^{46,48}\text{Ca}$ doivent se trouver dans les chaînes inférieures à celle du calcium, au niveau des masses $A=46$ et $A=48$ respectivement. Nous avons représenté ces noyaux par des cases blanches sur la figure 4.4. Sur cette base, plusieurs études théoriques (simulation de processus et déterminations de

Cr42	Cr43 21 ms (3/2+)	Cr44 53 ms 0+	Cr45 50 ms	Cr46 0.26 s 0+	Cr47 500 ms 3/2-	Cr48 21.56 h 0+	Cr49 42.3 m 5/2-	Cr50 1.8E+17 y 0+	Cr51 27.702 d 7/2-	Cr52	Cr53	Cr54	Cr55 3.497 m 3/2-	Cr56 5.94 m 0+
V41	V42	V43 800 ms (7/2-)	V44 90 ms (2+)	V45 547 ms 7/2-	V46 422.37 ms 0+	V47 32.6 m 3/2-	V48 15.9735 d 4+	V49 330 d 7/2-	V50 1.4E+17 y 6+	V51	V52 3.743 m 3+	V53 1.61 m 7/2-	V54 49.8 s 3+	V55 6.54 s (7/2-)
Ti40 50 ms 0+	Ti41 80 ms 3/2+	Ti42 199 ms 0+	Ti43 509 ms 7/2-	Ti44 63 y 0+	Ti45 184.8 m 7/2-	Ti46 0+	Ti47 5/2-	Ti48 0+	Ti49 7/2-	Ti50	Ti51 5.76 m 3/2-	Ti52 1.7 m 0+	Ti53 32.7 s (3/2-)	Ti54 0+
Sc39 (7/2-)	Sc40 182.3 ms 4-	Sc41 596.3 ms 7/2-	Sc42 681.3 ms 0+	Sc43 3.891 h 7/2-	Sc44 3.927 h 2+	Sc45	Sc46 83.79 d 4+	Sc47 3.3492 d 7/2-	Sc48 43.67 h 6+	Sc49 57.2 m 7/2-	Sc50 102.5 s 5+	Sc51 12.4 s (7/2-)	Sc52 8.2 s 3+	Sc53
Ca38 440 ms 0+	Ca39 859.6 ms 3/2+	Ca40	Ca41 1.03E+5 y 7/2-	Ca42	Ca43	Ca44	Ca45 162.61 d 7/2-	Ca46	Ca47 4.536 d 7/2-	Ca48 6E+18 y 0+	Ca49 8.718 m 3/2-	Ca50 13.9 s 0+	Ca51 10.0 s (3/2-)	Ca52 4.6 s 0+
K37 1.226 s 3/2+	K38 7.636 m 3+	K39	K40 1.277E+9 y 4-	K41	K42 12.360 h 2-	K43 22.3 h 3/2+	K44 22.13 m 2-	K45 17.3 m 3/2+	K46 105 s 0+	K47 17.50 s 1/2+	K48 6.8 s 0+	K49 1.26 s (3/2+)	K50 472 ms (0-,1,2-)	K51 365 ms (1/2+,3/2+)
Ar36 0+	Ar37 35.04 d 3/2+	Ar38	Ar39 269 y 7/2-	Ar40	Ar41 109.34 m 7/2-	Ar42 32.9 y 0+	Ar43 5.37 m (3/2,5/2)	Ar44 11.87 m 0+	Ar45 21.48 s	Ar46 8.4 s	Ar47 700 ms	Ar48 0+	Ar49	Ar50 0+
Cl35 3/2+	Cl36 3.01E+5 y 2+	Cl37	Cl38 37.24 m 2-	Cl39 55.6 m 3/2+	Cl40 1.35 m 2-	Cl41 38.4 s (1/2,3/2+)	Cl42 6.8 s	Cl43 3.3 s	Cl44 434 ms	Cl45 400 ms	Cl46 223 ms	Cl47	Cl48	Cl49
S34 0+	S35 87.51 d 3/2+	S36	S37 5.05 m 7/2-	S38 170.3 m 0+	S39 11.5 s (3/2,5/2,7/2-)	S40 8.8 s 0+	S41	S42 0.56 s 0+	S43 220 ms	S44 123 ms 0+	S45 82 ms	S46 0+	S47	S48 0+

FIG. 4.4 – Carte des noyaux permettant de localiser les $^{46,48}\text{Ca}$, ^{50}Ti et ^{54}Cr pour lesquels des anomalies isotopiques ont été reportées. On peut aussi localiser les parents potentiels de ces isotopes. Le trait débutant sur le ^{36}S indique le chemin potentiel du processus de nucléosynthèse dans cette région (cf. texte).

taux de capture de neutrons [Zie85, Rau95, Böhh98, Kra01]) et expérimentales (détermination des temps de vie de décroissance bêta et des taux de captures de neutrons sur les noyaux stables des potentiels parents des noyaux présentant des anomalies isotopiques [Käp85, Sor93, Gré04b, Wei03]) ont été menées.

Nous allons maintenant passer brièvement en revue ces études, ce qui permettra de situer le travail réalisé durant cette thèse.

Comme nous l'avons vu, c'est autour des fermetures de couches que la structure nucléaire est susceptible d'influencer le plus les processus de nucléosynthèse. C'est pourquoi les "noyaux clés" (qui s'apparentent aux points d'attente dans la description que nous avons donnée plus haut du processus r) dans la compréhension de l'origine de l'anomalie isotopique des calcium furent cherchés au niveau de la fermeture de couche

$N=28$. La figure 4.4 montre que les noyaux potentiellement importants se trouvent dans les chaînes isotopiques comprises entre $16 \leq Z \leq 20$. Les mesures des temps de vie des noyaux autour de $N=28$ des isotopes de phosphore, soufre et chlore ont été réalisées sur la ligne LISE, au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) [Sor93]. Les noyaux ^{43}P , $^{42,44,45}\text{S}$ et $^{44,45}\text{Cl}$ ont été produits par fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca à 60 MeV/A sur une cible de ^{58}Ni . Les résultats de ces mesures ont été très surprenants. Les valeurs expérimentales des temps de vie étaient systématiquement plus courtes (jusqu'à un facteur 10 pour le ^{44}S) que celles prédites par les modèles qui supposaient une forme sphérique pour ces noyaux proches de la fermeture de couche $N=28$. Les temps de vie des noyaux magiques, près de la ligne de stabilité, étant généralement plus longs que ceux de leurs voisins, il fut proposé que la fermeture de couche $N=28$ est affaiblie en dessous du ^{48}Ca . Cette érosion de la fermeture de couche $N=28$ dans les noyaux riches en neutrons pourrait avoir comme origine l'affaiblissement de la force de spin-orbite dans ces noyaux [Dob94], ou leur déformation [Sor93]. Nous serons amenés, à l'aide des résultats présentés au chapitre 3, à préciser l'origine de cet affaiblissement en nous appuyant sur des effets de structure nucléaire non connus dans les années 90.

Examinons l'influence de ces résultats sur l'anomalie isotopique concernant les $^{46,48}\text{Ca}$ dans la météorite d'Allende. Les temps de vie de décroissance bêta courts observés pour les ^{44}S et ^{45}Cl entraînent que ces chaînes sont dépeuplées au niveau de ces masses au cours d'un processus de captures de neutrons : la décroissance β se produit avant que les captures de neutrons ne permettent d'atteindre des noyaux plus exotiques dans la chaîne. Ainsi, les masses 46 et 48 sont peu peuplées dans les chaînes isotopiques des sulfures et des chlorures. Ceci est indiqué par le chemin du processus r qui commence au niveau du ^{36}S sur la figure 4.4. Ce dernier bifurque vers la chaîne isotopique supérieure au niveau des masses 44 et 45 dans les chaînes ci-dessus citées. Certains de ces noyaux riches en neutrons peuvent réaliser une décroissance β^- suivie d'une émission de neutron. Quand c'est le cas, ceci est indiqué par la notation $\beta^- n$ sur la figure 4.4.

L'utilisation des temps de vie mesurés pour ces noyaux dans des simulations réalistes des processus de nucléosynthèse, pour des conditions extérieures raisonnables (densité de neutron $d_n \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et températures $T_9 \simeq 1$) confirme ce fait [Böh98, Kra01]. En particulier, K. L. Kratz et al. [Kra01] ont montré, à l'aide de modèles de nucléosynthèse à entropie constante (cf. page 84), que les anomalies isotopiques dans la météorite d'Allende pourraient être le résultat d'un processus se déroulant soit à basse entropie ($S \simeq 10 k_B/\text{baryon}$), soit à haute entropie ($S \simeq 150-190 k_B/\text{baryon}$). La première valeur de l'entropie correspondrait à un processus de captures d'alpha possible dans les supernovae de type IA. La seconde valeur serait en accord avec un processus r se déroulant potentiellement dans une bulle d'entropie durant l'explosion d'une supernovae de type II. Dans cette référence, les auteurs insistent sur le fait que c'est l'utilisation de données de structure nucléaire fiables et précises (provenant des mesures plutôt que des théories non encore suffisamment prédictives) qui permet de proposer ces deux types de scénario. Ils concluent leur étude en admettant que beaucoup de travail reste à faire pour comprendre l'origine des anomalies dans la météorite d'Allende. Les résultats expérimentaux de structure nucléaire permettent ainsi de montrer que les parents des $^{46,48}\text{Ca}$ ne sont pas directement dans les chaînes isotopiques inférieures à celle des argons. Cette dernière est alimentée par la réaction de décroissance bêta à partir des chaînes isotopiques des soufre et chlore. La possibilité que les progéniteurs des $^{46,48}\text{Ca}$ soient les $^{46,48}\text{Ar}$ va alors dépendre des taux

de réactions au niveau de ces derniers. En d'autres termes, il est important de connaître d'une part les temps de vie de décroissance bêta dans la chaîne des argon autour de $N=28$, et d'autre part les sections efficaces de capture de neutrons pour ces mêmes noyaux.

Si la fermeture de couche $N=28$ reste effective au niveau du ^{46}Ar , le surcroît de stabilité de ce noyau devrait alors conduire à une faible section efficace de capture de neutrons. Pour des densités de neutrons raisonnables ($d_n \simeq 10^{20}$), la décroissance β^- dépeuplerait alors la chaîne des argons déjà au niveau du ^{46}Ar ne permettant pas d'atteindre la masse 48 dans cette chaîne isotopique. Cette possibilité est très probable au niveau d'une fermeture de couche [Köp89]. Ceci est tout à fait apparent sur la figure 4.2 de la page 85 avec le chemin suivi par le processus r (lignes verticales au niveau des nombres magiques $N=50, 82$ et 126).

Les temps de vie de décroissance bêta dans la chaîne des argons ont été mesurés jusqu'au ^{49}Ar [Gré04b, Wei03, Wei04]. Ils n'indiquent pas une forte érosion de la fermeture de couche $N=28$ dans cette chaîne isotopique, comme c'était le cas au niveau du ^{44}S . Seule alors la structure nucléaire des argon au niveau du nombre $N=28$ pourrait favoriser les réactions de captures de neutrons et leur permettre de passer la fermeture de couche $N=28$ pour atteindre le ^{48}Ar . On pourrait alors comprendre pourquoi le ^{48}Ca est plus abondamment peuplé que le ^{46}Ca dans un processus de capture de neutrons et de décroissances bêta.

Nous verrons dans la suite de ce chapitre que la réaction de capture de neutrons peut avoir lieu via le mécanisme du noyau composé (capture au dessus du seuil de séparation d'un neutron dans le noyau final) ou via le mécanisme de capture radiative directe (capture sur les états liés dans le noyau final). Dans ce dernier, la structure nucléaire du noyau final (moments angulaires, spins, parités, facteurs spectroscopiques et énergies de liaison) détermine la valeur de la section efficace de capture.

E. Kraussmann et *al.* [Kra96] ont montré pour le noyau doublement magique ^{48}Ca (où toutes les données expérimentales nécessaires à l'étude existent) que la section efficace de capture de neutrons ($\sigma_{n,\gamma}$) provient à 95% du mécanisme de capture radiative directe. Ceci peut paraître étonnant pour un noyau stable. D'autant plus que la valeur de l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau final (^{49}Ca) est relativement élevée ($S_n=5.142$ MeV), ce qui devrait impliquer une importante densité de niveaux accessibles pour réaliser une capture via le mécanisme du noyau composé. Tel n'est cependant pas le cas, à cause de la nature doublement magique du noyau qui entraîne un espacement des niveaux important, et donc une faible densité d'états accessibles au dessus du seuil. De plus, la structure nucléaire du noyau final favorise la capture des neutrons sur ses états liés (capture radiative directe).

Dans la même optique, T. Rauscher et *al.* [Rau95] ont montré par la voie théorique que, dans environ 85% des cas, la capture de neutrons sur les noyaux $^{46,48}\text{Ar}$ a lieu via le mécanisme de capture radiative directe. Au moment de cette étude, aucune donnée expérimentale n'était disponible. Ainsi, toutes les informations utilisées proviennent de modèles théoriques, et sont donc incertaines. Les facteurs spectroscopiques des états y sont même tous pris égaux à 1. L'étude expérimentale des noyaux d'argon que nous avons présentée dans les chapitres précédents va permettre d'affiner les prédictions des simulations des processus de nucléosynthèse tentant de rendre compte du rapport d'abondance isotopique anormal observé au niveau des $^{46,48}\text{Ca}$.

4.2 De (d,p) à (n,γ)

Comme nous venons de le voir, les réactions nucléaires jouent un rôle clef dans la compréhension de la production d'énergie et de la nucléosynthèse dans les étoiles. L'importance relative des différentes réactions, à une température de l'étoile T donnée, se mesure par les taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$. L'étude précise des processus de nucléosynthèse passe donc par la détermination des taux de réaction qui y sont impliqués. Ces derniers sont obtenus en intégrant la section efficace de réaction sur la distribution des vitesses des particules entrant en jeu dans la réaction. Celle-ci est bien décrite par la distribution de Maxwell-Boltzman. On a ainsi l'expression :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (4.2)$$

où μ est la masse réduite des particules en collision, et E l'énergie cinétique de la particule incidente exprimée dans le centre de masse.

Comme nous l'avons vu précédemment, les processus permettant de synthétiser les noyaux stables riches en neutrons (type processus-r) font intervenir principalement trois réactions : la décroissance β^- , la capture de neutrons et sa réaction inverse la photo-désintégration.

Nous présenterons, dans le chapitre 5, les résultats d'une expérience de décroissance β dans les noyaux riches en neutrons ayant entre 21 et 27 protons. Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter les résultats de la détermination des taux de réaction de capture radiative directe de neutrons sur les isotopes d'argon riches en neutrons, autour de la fermeture de couche $N=28$. La capture de neutrons et la photo-désintégration étant des réactions inverses, la connaissance de l'un des taux permet d'accéder à l'autre en appliquant le théorème de réciprocité (detailed balance en anglais).

La capture de neutrons peut avoir lieu au travers de deux mécanismes : la capture radiative directe ou la capture via la formation d'un noyau composé, selon que le neutron est capturé sur un état lié ou non, respectivement.

En premier lieu considérons celui dont nous ne parlerons que très peu : le mécanisme du noyau composé. Nous n'allons considérer qu'un cas particulier de ce mécanisme : la capture résonante. Dans cette capture, le neutron incident et le noyau cible s'amalgament pour former le noyau composé qui décroît ensuite par émission de particules ou de photons. La capture résonante n'a lieu que si l'énergie de la voie d'entrée correspond à l'énergie de l'état excité (cf. figure 4.5 pour les notations) : $E_R = E_r - S_n$. La section efficace correspondante peut alors être estimée à l'aide de la formule de Breit-Wigner :

$$\sigma_{BW} \propto \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (4.3)$$

où Γ_n et Γ_γ sont respectivement les largeurs partielles de décroissance par émission de neutron ou de photon après capture du neutron sur l'état résonant à l'énergie E_R . Γ est la largeur totale de décroissance (somme des largeurs partielles) de l'état formé³. Dans le cas où un grand nombre de résonances sont présentes et se recouvrent, on ne peut alors plus appliquer la formule de Breit-Wigner qui suppose que les résonances sont bien séparées en énergie. Il faut alors avoir recours au modèle statistique qui tient compte de la densité de niveaux importante au dessus du seuil de séparation d'un neutron. Il est

³Généralement, $\Gamma \simeq \Gamma_n$

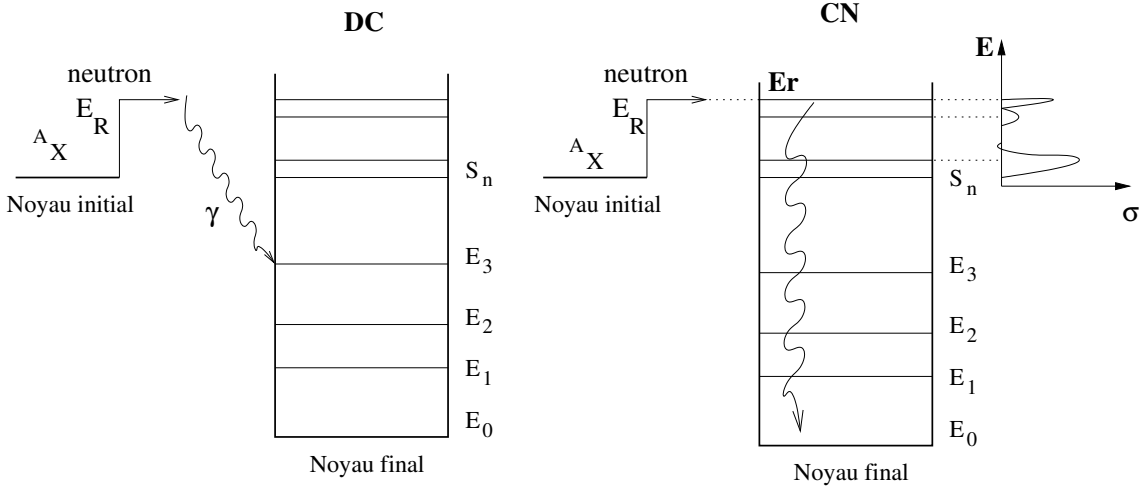


FIG. 4.5 – Comparaison entre la capture directe (à gauche) et la capture résonante (à droite). Pour la capture directe (DC), le canal d'entrée $n + {}^A X$ est directement capturé dans l'état lié final du noyau ${}^{A+1} X$ en émettant un rayonnement γ . Ce processus peut avoir lieu quelle que soit l'énergie du neutron incident. Pour la capture résonante, le neutron est capturé sur un état à un énergie E_r , au dessus du seuil. Ce dernier décroît par émission de photon. La réaction n'a lieu que si l'énergie E_R du neutron incident est telle que $S_n + E_R = E_r$. A cette énergie, la section efficace présente une variation brutale.

ici nécessaire de dire qu'actuellement les taux de capture de neutrons qui sont utilisés dans les simulations de nucléosynthèse via le processus r sont quasiment tous estimés à l'aide du modèle statistique. En effet, très peu d'informations expérimentales sont disponibles pour qu'il en soit autrement. Ainsi, généralement, la densité de niveaux au dessus du seuil de séparation d'un neutron est estimée de façon théorique, à l'aide de formules globales censées reproduire cette donnée pour l'ensemble des noyaux impliqués dans le processus r [Rau97]. Cette procédure reste utilisée même dans le cas des noyaux proches de nombres magiques, et dont l'énergie de séparation d'un neutron est faible, là où justement on s'attend à ce que la densité de niveaux soit faible. C'est le cas pour les noyaux d'argon que nous avons étudiés. Ils ont une énergie de séparation d'un neutron de l'ordre de 3 à 5 MeV. De plus, nous avons montré que l'espacement des couches $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$ est encore important dans ces noyaux qui peuvent alors être considérés comme magiques. En outre, nous n'avons observé que très peu de niveaux dans la gamme d'énergie accessible pour les captures au dessus du seuil. Ainsi la densité de niveaux non liés accessibles semble suffisamment faible pour mettre le modèle statistique en défaut. Les taux de capture de neutrons actuellement utilisés pour ces noyaux sont donc estimés à l'aide d'un modèle qui n'a pas lieu d'être appliqué dans ce cas précis. Seules les captures résonantes, sur des états bien séparés, sont susceptibles d'avoir une influence sur les taux de réaction de capture de neutrons.

Il est important de définir la fenêtre en énergie dans laquelle les états non liés sont accessibles. Cette fenêtre dépend de la température à laquelle le processus de nucléosynthèse a lieu. Les sites où se déroule la nucléosynthèse via le processus r sont mal connus. Cependant, on sait que ce sont des sites explosifs où les températures sont élevées ($T \simeq 10^9 \text{K}$) et les densités de neutrons libres extrêmes ($d_n \simeq 10^{20} - 10^{30} \text{cm}^{-3}$). L'énergie du neutron capturé est alors donnée par : $E_n \simeq kT \simeq 100 \text{keV}$ ($T \simeq 10^9 \text{K}$). A cette énergie

les neutrons ayant un moment angulaire $\ell_n > 0$ ne passent pas la barrière centrifuge en nombre significatif. En conséquence, la réaction est dominée par des neutrons ayant un moment angulaire relatif $\ell_n = 0$ (onde s), pour lesquels la barrière centrifuge est nulle. Il faut pondérer cette affirmation en ajoutant que la structure nucléaire dans le noyau final peut interdire les captures directe de neutrons avec un transfert de moment nul. C'est par exemple le cas dans le ^{62}Ni pour lequel il a été montré que les neutrons sont principalement capturés sous forme d'ondes p [Rau02].

Pour les neutrons capturés sous forme d'ondes s , la fenêtre en énergie accessible est simplement définie par la largeur de la distribution de Maxwell-Boltzman de l'équation 4.2. Pour des neutrons de 100 keV, cette largeur est d'environ 300 keV, comme le montre la figure 4.6. Seuls les états non liés du noyau final qui sont dans cette fenêtre en énergie sont susceptibles de participer à la capture par la voie résonante.

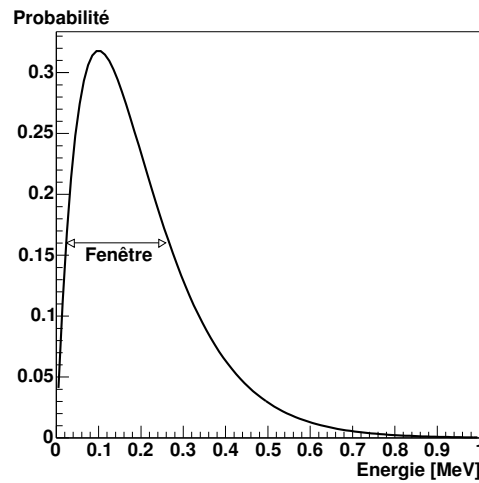


FIG. 4.6 – Distribution de l'énergie des neutrons de Maxwell-Boltzman à une température de 10^9 K. Elle est centrée à 100 keV, et a une largeur de 300 keV, définissant la fenêtre en énergie des états accessibles au dessus de l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau final.

Avant d'en présenter les détails, on peut rappeler quelques généralités sur le mécanisme de capture directe. Dans ce dernier le neutron incident est directement capturé sur un état **lié** excité ou non, de nombres quantiques bien définis, dans le noyau final. Dans cette réaction, un photon d'énergie $E_\gamma = E_{\text{neutron}} + S_n - E_i$ est émis (cf. figure 4.5). S_n est l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau final, et E_i est l'énergie d'excitation de l'état sur lequel la capture a lieu. Le processus est entièrement électromagnétique, et la section efficace est décrite par l'élément de matrice :

$$\sigma \simeq | \langle \Phi_{A+1} | \theta_\gamma | \Phi_A \otimes n \rangle |^2 \quad (4.4)$$

où Φ_A et Φ_{A+1} sont les fonctions d'onde respectives du noyau initial, et du noyau final qui n'est autre que le noyau initial ayant capturé un neutron.

Ce processus ne fait intervenir qu'un seul élément de matrice, et pour cette raison, on parle de processus en une étape, ou de capture radiative directe puisqu'il s'agit du passage direct de l'état initial à l'état final. C'est un processus non résonant qui peut avoir lieu

pour toutes les énergies du neutron incident, et dont la section efficace résultante varie lentement avec l'énergie. Afin d'estimer la contribution de la composante directe à la réaction de capture de neutrons, nous avons utilisé le code TEDCA [Kra95].

Dans la suite de ce chapitre nous décrirons ce mécanisme de réaction et présenterons les données de structure nucléaire qui sont nécessaires à la détermination de la section efficace correspondante. Nous étudierons la sensibilité du résultat à ces données. Nous présenterons ensuite les taux de réaction de capture directe déduits pour les isotopes d'argon étudiés dans les chapitres précédents. Finalement, nous regarderons l'influence des taux de réaction calculés sur la synthèse des isotopes $^{46,48}\text{Ca}$, pour lesquels il a été reporté un rapport d'abondance isotopique anormal, observé dans l'inclusion EK-1-4-1 de la météorite d'Allende.

4.2.1 Le mécanisme de capture directe de neutrons

La capture radiative directe (CRD) d'un neutron par un noyau $^A X$ est un processus en une étape, purement électromagnétique. La figure 4.5 en présente une vue schématique. La section efficace différentielle de CRD est proportionnelle à l'élément de matrice [Kra96] :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \propto S \left| \int \Phi_f \theta_{EM} \Phi_i d\vec{r} \right|^2 \quad (4.5)$$

où S est le facteur spectroscopique de l'état lié du noyau final $^{A+1} X$, et Φ_f la fonction d'onde correspondante. Φ_i est la fonction d'onde du système dans la voie d'entrée (fonction du neutron et du noyau $^A X$). θ_{EM} est l'opérateur électromagnétique responsable de la CRD.

La section efficace totale qui est l'intégrale de la section efficace différentielle est alors proportionnelle à la somme des carrés des éléments de matrice de transition pour chacun des types d'opérateurs électromagnétiques considérés (principalement M1, E1 et E2) [Kra96] :

$$\sigma^{DC} = \sum_{M_A, M_n, M_{A+1}} |T_{M_A, M_n, M_{A+1}}^{\theta_{EM}}|^2 \quad (4.6)$$

où la somme porte sur les projections des moments angulaires totaux des noyaux A , $(A+1)$ et du neutron. Finalement, l'élément de matrice de transition est proportionnel à l'intégrale de recouvrement [Kra96] :

$$T_{M_A, M_n, M_{A+1}}^{\theta_{EM}} \propto I^{\theta_{EM}} = \int U(r) \theta_{EM} \chi(r) dr, \quad (4.7)$$

où la partie radiale de la fonction d'onde de l'état lié peuplé dans le noyau final est $U(r)$ et la fonction d'onde de diffusion de la voie d'entrée est $\chi(r)$. θ_{EM} , correspondant aux trois types de transitions électromagnétiques E1, E2 et M1 considérées dans le code TEDCA, est proportionnel à :

$$\begin{aligned} \theta_{E1}(r) &\propto r \\ \theta_{E2}(r) &\propto r^2 \\ \theta_{M1}(r) &\propto 1 \end{aligned} \quad (4.8)$$

Ces expressions sont le résultat de développements limités des opérateurs qui ne sont valables que dans le cas limite des grandes longueurs d'ondes, applicable ici, puisque $k_\gamma r \ll 1$. En effet $k_\gamma r = \frac{E_\gamma}{\hbar c} r$, avec, comme nous le verrons dans la suite, E_γ de l'ordre du MeV, et r de l'ordre de quelques Fermis, ce qui donne $k_\gamma r \simeq 10^{-2}$.

L'équation 4.7 montre qu'il est nécessaire de déterminer les fonctions d'onde du système dans la voie d'entrée (onde de diffusion) et dans la voie de sortie (fonction d'onde de l'état lié) pour accéder à la section efficace de capture radiative directe. Dans les deux cas, l'équation de Schrödinger décrivant le neutron dans le potentiel de la voie considéré est résolue en utilisant un potentiel obtenu par double convolutions des densités nucléaires du neutron incident et du noyau cible avec un potentiel effectif (v_{eff}) d'interaction nucléon-nucléon (NN) dépendant de la densité et de l'énergie [Kob84]. Cette procédure réduit considérablement le nombre de paramètres à ajuster par rapport à une approche plus phénoménologique (du type Woods et Saxon par exemple). Pour une réaction du type $n + A \rightarrow B + \gamma$, le potentiel de double convolutions (ou double folding) s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned} V(R) &= \lambda V_F(R) \\ &= \lambda \iint \rho_n(\vec{r}_n) \rho_A(\vec{r}_A) v_{eff}(E, \rho_n, \rho_A, s) d\vec{r}_n d\vec{r}_A \end{aligned} \quad (4.9)$$

où la variable s dans l'interaction NN mesure la distance relative entre le projectile (neutron) et le noyau cible. λ est un facteur de normalisation. ρ_i est la densité du neutron ou du noyau cible suivant l'indice. Nous détaillons dans la suite les termes qui apparaissent dans l'expression du potentiel ci-dessus.

L'interaction effective

L'interaction effective NN utilisée, appelée DDM3Y et notée v_{eff} dans l'équation 4.9, dépend de la densité des nucléons dans le noyau et de l'énergie du neutron incident. DDM3Y a été choisie pour son efficacité à reproduire les données expérimentales de diffusion élastique de neutrons [Kob84], c'est à dire les propriétés de surface du noyau (qui sont importantes dans notre cas, comme nous le verrons par la suite). La prise en compte de la dépendance en densité améliore la reproduction des données expérimentales de diffusion élastique de particules.

L'interaction effective DDM3Y peut se factoriser sous la forme de l'interaction effective M3Y notée $g(E, s)$ [Ber77] (somme de potentiels de Yukawa dont la portée maximum est de 4 fm.), modulée par un facteur dépendant de la densité $f(E, \rho)$:

$$v_{eff}(E, \rho, s) = g(E, s) * f(E, \rho) \quad (4.10)$$

où

$$g(E, s) = 7999 * \frac{e^{-4s}}{4s} - 2134 * \frac{e^{-2.5s}}{2.5s} + J_{00}(E) \delta(s) \quad (4.11)$$

Le terme de portée nulle se met sous la forme :

$$J_{00}(E) = -276(1 - 0.005 * E/A) \quad (4.12)$$

où A est la masse du projectile. On voit ici que la dépendance en énergie de ce terme est faible.

La dépendance en densité est introduite à travers le facteur $f(E, \rho)$:

$$f(E, \rho) = C(E) [1 + \alpha(E) * e^{-\beta(E)\rho}] \quad (4.13)$$

où $\rho = \rho_{cible} + \rho_{proj.}$.

Les paramètres $C(E)$, $\alpha(E)$ et $\beta(E)$ dépendent de l'énergie et sont déterminés par ajustement de l'intégrale de volume de v_{eff} [Sat79]. Cette dépendance en énergie est faible [Kob84] et dans la gamme d'énergies du neutron incident qui nous concerne ($E \in [0, 500 \text{ keV}]$) les paramètres peuvent être considérés comme constants. Donc nous n'utilisons qu'une unique paramétrisation pour DDM3Y.

Les densités nucléaires

Nous présentons ici le choix des densités qui interviennent dans l'équation 4.9. Dans le cadre de l'approximation raisonnable où le neutron incident est considéré ponctuel, une distribution de Dirac est employée pour décrire sa densité. Ceci supprime une intégrale dans l'expression du potentiel optique, ce qui facilite sa détermination.

Les densités nucléaires des noyaux $^{44,46}\text{Ar}$ ne sont pas connues expérimentalement. Nous y avons accédé par la voie théorique en utilisant un modèle microscopique de champ moyen (HFB), dans lequel l'interaction entre les nucléons est décrite par la force de Gogny [Gir03]. Les déterminations expérimentales des rayons de charges des noyaux étudiés [Kle96, Fri95] permettent alors de vérifier la validité des calculs théoriques.

Ces densités sont un des paramètres importants du modèle. Elles vont en effet permettre de construire le potentiel grâce auquel les fonctions d'onde de diffusion et de l'état lié seront déterminées. L'influence de ces densités sur la détermination des sections efficaces de capture de neutrons sera abordée dans la suite.

Le code TEDCA est écrit en symétrie sphérique. Ainsi les densités sont déterminées par des calculs réalisés avec cette symétrie. Pour les noyaux considérés, où $N=28$ reste magique, cette hypothèse semble raisonnable. De plus, elle permet de réduire de 3 à 1 dimension le calcul de l'intégrale 4.9.

Le paramètre de normalisation

Le paramètre de normalisation λ est ajusté sur les données de diffusion élastique de neutrons pour le calcul de la voie d'entrée. Cependant, pour les noyaux instables riches en neutrons ($^{44,46}\text{Ar}$) de telles données ne sont pas disponibles. Dans ce cas, on fait l'hypothèse que le produit de l'intégrale de volume (I) du potentiel de convolution V_F et du paramètre λ est constant sur une chaîne isotopique donnée :

$$I = \frac{4\pi}{A} \int_0^{\infty} r^2 V_F(r) dr \quad (4.14)$$

On détermine alors ce produit pour un noyau stable de la même chaîne isotopique pour lequel les données de diffusion élastique le permettent, et on déduit ensuite la valeur du paramètre λ pour le noyau instable d'intérêt en considérant l'invariance de $\lambda \cdot I$

Ceci assure la reproduction du comportement asymptotique des fonctions d'onde du système initial. Nous verrons par la suite que la section efficace de capture directe est directement reliée à ces propriétés.

Pour la voie de sortie, λ est ajusté de façon à reproduire l'énergie de liaison de l'état lié dans le noyau final, ainsi que ses nombres quantiques. Nous avons donc deux valeurs de λ , l'une caractérisant la voie d'entrée et l'autre la voie de sortie, ce qui conduit à des potentiels différents ($\lesssim 20\%$) de par leur profondeur, mais identiques de par leur forme, pour les voies d'entrée et de sortie.

Nous avons introduit les termes permettant d'obtenir les potentiels décrivant les voies d'entrée et de sortie du système étudié. Nous allons maintenant présenter la méthode utilisée pour accéder aux fonctions d'onde $\chi(r)$ et $U(r)$ de l'équation 4.7. Nous montrerons dans chaque cas l'influence des termes passés en revue ci-dessus sur la détermination de la section efficace de capture.

Fonction d'onde de diffusion de la voie d'entrée

La partie imaginaire du potentiel de diffusion

A l'aide de l'interaction effective, de la densité du noyau cible, et du paramètre λ ajusté, on peut construire un potentiel pour décrire la voie d'entrée. L'équation 4.9 qui définit ce potentiel ne présente pas de partie imaginaire. Nous justifions ici brièvement ce choix.

Dans les approches du type "potentiel optique" on sépare le potentiel d'interaction en une partie réelle, qui rend compte de la diffusion élastique, et une partie imaginaire qui décrit toutes les autres voies de réaction (captures résonantes, diffusions inélastiques, captures directes ...).

Dans le cas présent nous sommes à des énergies incidentes si basses que peu de voies de réactions sont ouvertes [Obe91]. Pour cette raison nous considérons un potentiel d'interaction sans partie imaginaire. Il est établi que l'amplitude de la partie imaginaire d'un potentiel optique tend vers 0 quand l'énergie cinétique de la particule incidente diminue [Gle83].

La fonction d'onde de la voie d'entrée est calculée en résolvant l'équation de Schrödinger à l'aide de ce potentiel, dont la profondeur est ajustée (via le paramètre λ) sur des données de diffusions élastiques de neutrons sur un isotope stable. Les incertitudes sur les sections efficaces de diffusion élastique se propagent sur le paramètre λ . Ceci conduit à des erreurs sur la section efficace de capture de quelques pourcents seulement, qui sont négligeables par rapport aux incertitudes provenant des données de structure nucléaire.

Comme nous l'avons déjà souligné, les densités nucléaires servant à construire le potentiel de la voie d'entrée sont un paramètre critique dans la procédure utilisée pour déterminer les sections efficaces de capture. Mengoni et al. [Men95] ont montré une grande sensibilité de la section efficace de capture directe au potentiel utilisé pour une onde incidente s . Ils rapportent par contre que cette sensibilité est grandement réduite dans le cas d'un traitement consistant. Par consistant, on entend que les fonctions d'onde de diffusion et de l'état lié (dans le noyau final) sont décrites par un potentiel dont la forme est la même, mais dont les paramètres sont ajustés de façon à reproduire les caractéristiques des deux voies (section efficace de diffusion pour la voie d'entrée, et caractéristiques de l'état lié pour la voie de sortie), comme c'est le cas dans notre approche.

Contrairement au cas des captures en ondes s , lorsque le neutron incident est représenté

par une onde p , la section efficace est très peu sensible au potentiel utilisé. La différence de sensibilité entre les ondes s et p est due à la barrière centrifuge. Pour une onde p , l'existence de cette barrière implique que la capture ait lieu à de plus grandes distances radiales par rapport au cas d'une onde s où cette barrière est absente. Pour une onde p , c'est alors la queue de la fonction d'onde $U(r)$ dans l'équation 4.7 qui participe majoritairement à la capture. Cette partie de la fonction d'onde n'est que très peu sensible au potentiel utilisé pour la calculer. Pour une onde s , la capture est moins périphérique, et la section efficace est donc plus sensible au potentiel utilisé.

La figure 4.7 présente l'intégrant radial de l'équation 4.7 en fonction de la distance ra-

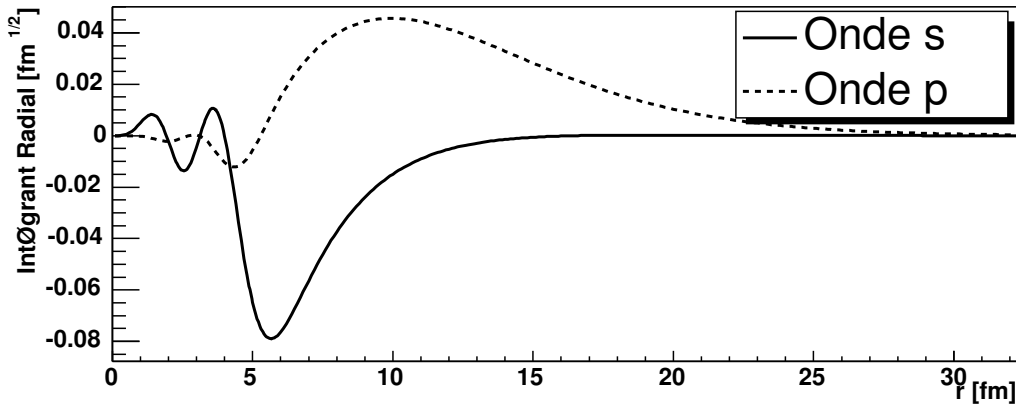


FIG. 4.7 – Intégrant radial correspondant à la capture du neutron en onde s ou p , sur l'état fondamental de ^{47}Ar .

diale r , pour une capture en onde s et p sur l'état fondamental du noyau ^{47}Ar . L'intégrant est déterminé pour une énergie du neutron incident fixée à 100 keV ($T \simeq 10^9$ K). On voit clairement que suivant la nature de l'onde incidente, la capture a lieu à plus ou moins grande distance radiale. De plus, quelle que soit l'onde incidente représentant le neutron, la participation dominante à la section efficace de capture provient de la surface, voire de l'extérieure du noyau.

Le fait que l'intégrant radial soit maximum au niveau de la surface, même pour une capture en onde s peut se comprendre si l'on considère que l'opérateur électromagnétique responsable de la capture (θ_{E1} dans les équations 4.8) favorise, d'après sa dépendance en r , les réactions à grandes distances radiales. Cet argument est valable pour tous les cas de figures où l'opérateur électromagnétique est θ^{E1} . Un autre argument, spécifique à l'exemple étudié, peut être avancé. En effet, le nombre quantique principal de l'état sur lequel la CRD a lieu est $n=2$ (état $2p_{3/2}$). Une telle valeur entraîne un déplacement de la fonction d'onde correspondante vers la surface du noyau, ce qui est favorable à la capture du neutron incident dans cette zone.

On perçoit alors l'intérêt d'ajuster le potentiel de la voie d'entrée sur les données de diffusion élastique de neutrons. Pour ces raisons, nous avons utilisé le modèle microscopique HFB avec une force de Gogny pour décrire les densités des noyaux $^{44,46}\text{Ar}$. Il donne actuellement la meilleure description possible des densités nucléaires.

Un autre modèle microscopique HFB utilisant une interaction effective de Skyrme (Sly4)

et une force d'appariement de volume a permis d'obtenir la densité du ^{46}Ar . Elle a été utilisée pour estimer l'influence de ce choix sur la valeur de la section efficace de capture. Une différence de 15% seulement entre les sections efficaces de capture en onde s sur l'état fondamental du ^{47}Ar est obtenue suivant la densité utilisée (HFB-Gogny, ou HFB-Skyrme). Ceci confirme donc qu'un traitement consistant, dans le sens que nous lui avons attribué ci-dessus, minimise l'influence des potentiels utilisés pour décrire les voies d'entrée et de sortie de la capture, comme il est rapporté dans [Men95].

L'état lié du noyau final

La fonction d'onde représentant l'état lié sur lequel est capturé le neutron incident est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans laquelle la profondeur du potentiel de convolution obtenu précédemment est ajustée (via le paramètre de normalisation λ) de façon à obtenir les bons nombres quantiques de l'état en question et à reproduire son énergie de liaison.

A titre d'exemple, supposons que l'on veuille calculer la part de la section efficace de la réaction $^{46}\text{Ar}(n, \gamma)^{47}\text{Ar}$ qui provient de la CRD sur l'état fondamental du ^{47}Ar . On ajustera le potentiel de la voie de sortie pour qu'il reproduise correctement l'état fondamental de ^{47}Ar , à savoir, un état $2p_{3/2}$ ayant une énergie de liaison de 3.55 MeV (obtenue grâce à notre détermination du défaut de masse du noyau ^{47}Ar , dont nous verrons l'importance dans la suite). Les énergies de liaison des états sur lesquels la capture directe peut avoir lieu ont été déterminées dans le chapitre précédent, de même que les nombres quantiques associés à chaque état.

Lorsque ces données ne sont pas accessibles expérimentalement, on peut utiliser des calculs du type modèle en couches pour les obtenir. C'est ce que nous avons fait pour le ^{49}Ar , dans le but d'estimer la section efficace de capture radiative sur le ^{48}Ar , comme nous le verrons par la suite.

Le facteur spectroscopique de l'état sur lequel a lieu la CRD (cf. équation 4.5) est aussi un paramètre du calcul. La section efficace calculée y est directement proportionnelle.

A partir d'un nombre restreint de données, accessibles dans une expérience de transfert d'un neutron telle que celle réalisée dans ce travail, on peut déterminer la section efficace de capture radiative directe qui, rappelons le, ne peut l'être expérimentalement en ce qui concerne les noyaux exotiques.

Influence de la structure du noyau final sur la section efficace de capture

De même que pour la voie d'entrée, nous nous intéressons maintenant à la sensibilité de la détermination de la section efficace de réaction aux paramètres de la voie de sortie.

Comme le facteur spectroscopique est une constante multiplicative de la section efficace, l'erreur commise sur la détermination de ce dernier se propage directement sur la valeur de la section efficace calculée. L'erreur moyenne que nous rapportons dans le chapitre précédent sur les facteurs spectroscopiques est de 20 à 30%.

Une autre cause d'erreur sur la section efficace de capture peut provenir d'une incertitude dans la détermination des énergies des états dans le noyau final. Les barres d'erreur que nous rapportons dans ce cas sont en moyenne de 60 keV pour les états excités du ^{45}Ar

et de 80 keV pour ceux du ^{47}Ar . La probabilité que l'énergie vraie de l'état excité considéré soit dans une fenêtre de un σ autour de l'énergie que nous rapportons est d'environ 65%. Si on prend une fenêtre large de $2 \cdot \sigma$, cette probabilité passe à 95% environ. Considérons la valeur 160 keV. On est quasiment assuré que les énergies d'excitation des états des $^{45,47}\text{Ar}$ soient dans la fenêtre ainsi définie. On peut alors regarder l'influence d'une telle erreur sur la détermination de la section efficace de capture directe de neutrons, présentée sur la figure 4.8. Nous ne considérons sur cette figure que la section efficace de

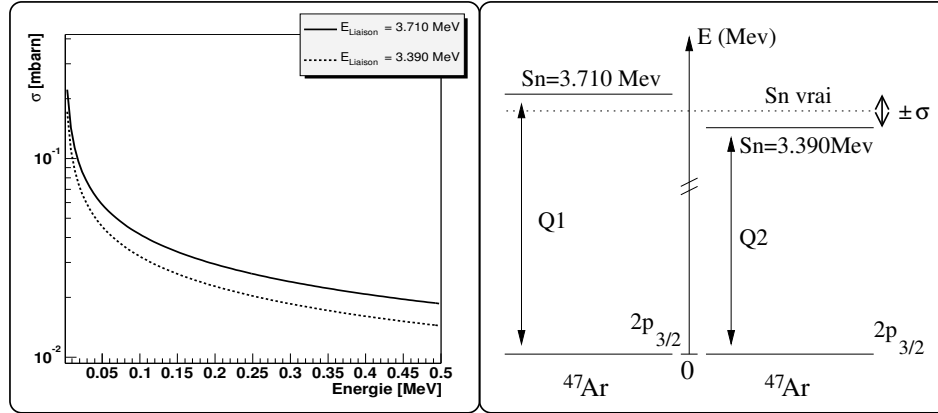


FIG. 4.8 – Influence des erreurs sur l'énergie d'excitation des états excités dans le noyau final. La variation de l'énergie de liaison de l'état fondamental du ^{47}Ar de ± 160 keV entraîne une incertitude de 30% sur la section efficace de capture.

capture sur l'état fondamental du ^{47}Ar ($2p_{3/2}$) dont nous modifions artificiellement l'énergie de liaison dans la limite de ± 160 keV (cas 1 : $E_{Liaison} = 3.86\text{MeV}$; cas 2 : $E_{Liaison} = 3.54\text{MeV}$). Cette variation entraîne une incertitude d'environ 30% sur la valeur de la section efficace de capture. La section efficace correspondant à la plus grande valeur du Q de réaction est la plus importante. Ce résultat est prévisible, puisqu'à un grand Q de réaction correspond une dés-excitation du système de la voie d'entrée plus importante du fait de la dépendance en énergie des taux de transition des opérateurs électromagnétiques⁴. De ce fait, le système favorisera les états pour lesquels la chaleur de réaction (Q) est importante, toutes choses étant égales par ailleurs. L'écart entre les valeurs des deux sections efficaces est acceptable. Cependant nous aurons, par la suite, besoin d'estimer la section efficace de capture de neutrons sur le ^{48}Ar . Dans ce cas, le noyau final est ^{49}Ar , dont la masse n'est pas mesurée. La valeur tabulée dans [Aud03] est une estimation à partir des valeurs voisines. La barre d'erreur résultante est de 800 keV. Ceci se traduit alors par une incertitude d'un facteur 2 sur la section efficace de capture directe de neutrons. On voit alors l'importance, en astrophysique nucléaire, de connaître précisément les valeurs des excès de masse des noyaux entrant en jeu dans les processus étudiés. Mesurer une énergie d'excitation précisément, alors que l'incertitude sur le défaut de masse est importante serait d'une utilité minime. Nous rappelons que dans le chapitre précédent, nous avons montré que le défaut de masse tabulé dans [Aud03] pour le noyau ^{47}Ar conduisait à des énergies de liaison des états erronées de 700 keV. La propagation de cette erreur sur les

⁴ Les taux de transitions $T^{\theta EM}$ varient comme : $T^{E1} \propto E^3$, $T^{E2} \propto E^5$ et $T^{M1} \propto E^3$, où E est l'énergie de la transition considérée en MeV [Boh99].

sections efficace de capture de neutron aurait alors conduit à une surestimation de ces dernières d'un facteur proche de 2.

En toute rigueur, l'expérience de transfert que nous avons réalisé ne permet de déduire que les moments angulaires des états peuplés dans le noyau final. La valeur du spin des états ne peut pas être déduite de l'expérience. Cependant l'excellent accord entre nos données et les résultats des calculs de modèle en couches nous a permis de faire des assignements de spins pour la majorité des états observés. Supposons cependant, dans un but pédagogique, que l'état fondamental du ^{47}Ar n'ait pas un spin $3/2$, mais $1/2$. Les sections efficaces de capture de neutrons, comme celle de transfert de neutrons (cf. chapitre précédent), sont proportionnelles au nombre de trous dans la couche considérée indépendamment de sa valeur de J . Ainsi, une erreur sur la valeur du spin total de l'état lié n'aurait pas de conséquence dans le cas présent, car elle serait contre-balancée par la valeur du facteur spectroscopique déduit dans la partie précédente.

Bien que nos données permettent sans ambiguïté de réaliser les assignements de moments angulaires des états peuplés dans les noyaux d'argon étudiés, on peut tout de même regarder l'influence d'un mauvais assignement sur la valeur de la section efficace de capture de neutrons. Supposons, par exemple, que l'état fondamental du ^{47}Ar ne soit pas un état $p_{3/2}$, mais un état $f_{7/2}$. Les règles de sélection de la réaction de capture directe sont :

$$\begin{aligned} (-1)^{\ell_n + \lambda} &= (-1)^{\ell_f} && \text{pour des transitions électriques} \\ (-1)^{\ell_n + \lambda + 1} &= (-1)^{\ell_f} && \text{pour des transitions magnétiques} \end{aligned}$$

$$\vec{\ell}_n \otimes \frac{\vec{1}}{2} \otimes \vec{\lambda} = \vec{J}_f \quad (4.15)$$

$$\ell_n + \lambda = \ell_f,$$

où $\vec{\ell}_n$ représente le moment cinétique du neutron dans la voie d'entrée, et $\vec{\ell}_f$ celui de la voie de sortie ; λ est l'ordre de l'opérateur électromagnétique responsable de la capture. Le signe \otimes représente la composition des moments cinétiques. Ces règles interdisent la capture en ondes s ($\ell_n=0$) dans le cas où l'état final a un moment angulaire $\ell_f=3$. C'est pour cette raison, que la section efficace correspondante, sur la figure 4.9 est bien inférieure à celle où l'état fondamental a un moment $\ell_f=1$.

Pour un moment angulaire de l'état final $\ell_f=1$, le neutron est principalement capturé sous la forme d'une onde s ($\ell_n=0$). La section efficace varie alors comme $1/v$, v étant la vitesse du neutron. En exprimant l'énergie du neutron, E , en fonction de v , on trouve que la section efficace varie comme $1/\sqrt{E}$. Pour un moment angulaire final $\ell_f=3$, le neutron est principalement représenté par une onde p ($\ell_n=1$), et la section efficace correspondante varie comme \sqrt{E} . Ceci explique l'allure des sections efficaces de la figure 4.9. Cette dernière indique que les sections efficaces de capture directe de neutrons que nous allons calculer sur les noyaux $^{44,46}\text{Ar}$, vont principalement provenir de la capture du neutron sur les états p , pour lesquels la capture en onde s est possible. Les états finaux pour lesquels $\ell_f=3$ auront une contribution négligeable, dans la gamme en énergie qui nous importe ($E \simeq 100$ keV). Ceci est traduit par le facteur de pénétration de la barrière centrifuge, P_{ℓ_n} ,

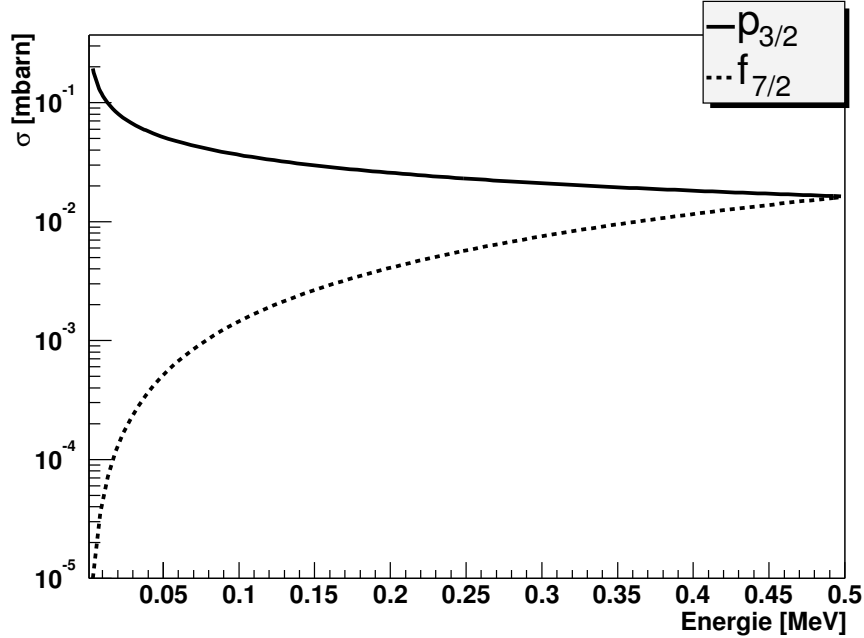


FIG. 4.9 – Influence du moment angulaire de l'état final sur la section efficace de capture radiative directe. Nous comparons les sections efficaces de capture sur l'état fondamental supposé avoir un moment angulaire $\ell=1$ dans un cas et $\ell=3$ dans l'autre.

qui pour les valeurs de $\ell_n=0, 1$ et 2 s'exprime comme suit [Lyn68] :

$$P_0 = \rho \quad (4.16)$$

$$P_1 = \rho^3/(\rho + 1) \quad (4.17)$$

$$P_2 = \rho^5/(9 + 3\rho^2 + \rho^4), \quad (4.18)$$

où $\rho = ka$ avec k le nombre d'onde du neutron, et a est approximativement la distance radiale à laquelle a lieu la capture ($a \simeq 5fm$). Pour un neutron d'une centaine de keV, ka vaut environ 0.3. La probabilité que la capture du neutron représenté par une onde de moment angulaire ℓ ait lieu est proportionnelle au facteur de pénétration. ρ étant inférieur à 1, on comprend que les captures en ondes s soient favorisées quand elles sont possibles.

Nous avons vu dans la première partie de cette section que la participation dominante à la réaction de capture de neutrons provient principalement de la surface (ou de l'extérieur) du noyau. De ce fait, le potentiel utilisé pour décrire la voie d'entrée est ajusté au mieux pour tenter de reproduire correctement l'interaction en surface du neutron incident et du noyau cible. Nous avons vu que les sections efficaces de capture sont sensibles à l'énergie de liaison de l'état final, ainsi qu'à son moment angulaire. Par contre, nous avons montré que la consistance du traitement réalisé rendait nul l'effet d'une erreur sur la détermination du moment angulaire total de l'état lié peuplé dans le noyau final (cf. section 4.2.1, page 101). Les données obtenues dans la réaction de transfert présentée dans les chapitres précédents permettent de fixer au mieux les ingrédients nécessaires à la détermination de la section efficace de capture. Nous avons estimé que l'ensemble des

incertitudes sur la structure des noyaux finaux, peuplés durant la capture de neutrons, conduit au maximum à une erreur de 50 à 60% sur les valeurs des sections efficaces de capture. Ceci peut paraître important, si l'on ne tient pas compte du fait que les taux de réaction disponibles pour les noyaux que nous étudions sont actuellement calculés à l'aide du modèle statistique dont les critères d'application ne sont pas vérifiés dans le cas présent.

Nous allons maintenant présenter les taux de capture directe de neutrons déterminés pour les $^{44,46,48}\text{Ar}$.

4.2.2 Détermination des taux de capture directe de neutrons sur les $^{44,46,48}\text{Ar}$

La structure des $^{45,47}\text{Ar}$ détaillée dans le chapitre précédent nous permet d'estimer les sections efficaces de capture directe de neutrons sur les $^{44,46}\text{Ar}$. La figure 4.10 schématise une telle capture sur ces noyaux. D'après ce que nous avons vu dans les paragraphes ci-

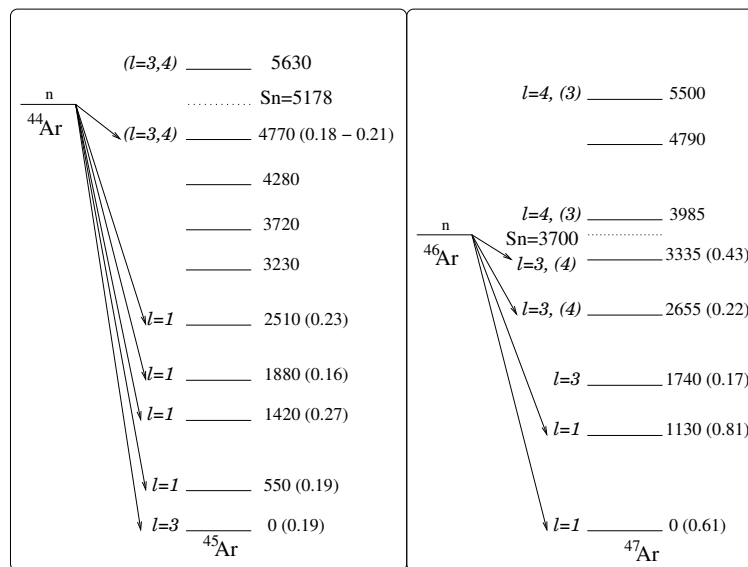


FIG. 4.10 – Schéma de la capture directe de neutrons sur les $^{44,46}\text{Ar}$. Les schémas de niveaux des noyaux finaux ont été obtenus dans ce travail (cf. chapitre précédent).

dessus, on s'attend à ce que la participation majoritaire à la capture directe provienne des états à basse énergie d'excitation et de moment angulaire $\ell_f=1$ pour lesquels le neutron sera capturé majoritairement sous la forme d'une onde s . Les états de moment angulaire $\ell_f=3$ participeront peu à la capture, et d'autant moins dans le cas du noyau ^{47}Ar , car leur faible énergie de liaison la défavorise. Même si une composante $\ell_f=1$ est présente parmi les états liés non identifiés autour de 3.5 MeV dans le noyau ^{45}Ar , le fait qu'elle soit peu peuplée durant la réaction de transfert (indiquant une faible valeur de facteur spectroscopique), ainsi que sa faible énergie de liaison ($\simeq 3$ MeV moins lié que le premier état de moment $\ell_f=1$ dans ce noyau) permettent d'affirmer que son influence sur la section efficace de capture sera négligeable.

La partie gauche de la figure 4.11 présente la décomposition de la section efficace de cap-

ture directe de neutrons sur les différents états excités du noyau ^{47}Ar . Elle confirme que la participation majoritaire provient des états de moment angulaire $\ell_f=1$. On y voit aussi l'effet important de l'énergie liaison de l'état sur lequel a lieu la capture. En effet, bien que le second état excité ($p_{1/2}$) dans le noyau ait un facteur spectroscopique $\simeq 1.5$ fois plus important que l'état fondamental ($p_{3/2}$), la section efficace correspondante est tout de même $\simeq 3.5$ fois plus faible. La partie droite de cette figure présente les contributions

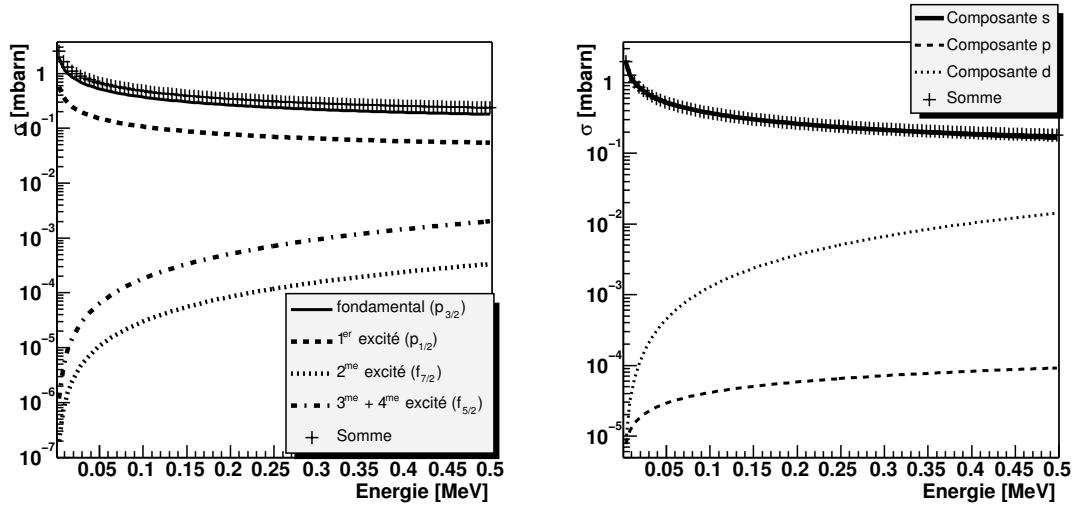


FIG. 4.11 – Gauche) : Décomposition de la section efficace totale de capture directe de neutrons sur ^{46}Ar pour les différents états dans le noyau final.
 Droite) : Décomposition de la section efficace de capture directe de neutrons vers l'état fondamental du ^{47}Ar suivant les différentes ondes possibles pour le neutron incident.

à la capture sur l'état fondamental du noyau ^{47}Ar des différentes ondes représentant le neutron incident (s ($\ell_n=0$), p ($\ell_n=1$) et d ($\ell_n=2$)). Comme attendu, les captures de neutrons sous forme d'ondes s sont la part dominante de la section efficace. Il peut paraître étonnant que parmi les composantes minoritaires, la participation de l'onde d ($\ell_n=2$) soit plus importante que celle de l'onde p ($\ell_n=1$). Ceci découle des règles de sélection qui dans le cas de l'onde p interdisent que l'opérateur électromagnétique $E1$ soit responsable de la transition (conservation de la parité). Au contraire, dans le cas de l'onde d , c'est cet opérateur qui en est responsable, ce qui, comme lors de la dés-excitation des noyaux par émission de photons, favorise la capture (cf. note en bas de la page 100).

La capture de neutrons peut avoir lieu sur les états liés, comme nous venons de le voir, mais aussi sur les états non liés. Ce point a été abordé en début de chapitre. Nous avons vu au chapitre précédent que la densité de niveaux au dessus du seuil dans les noyaux $^{45,47}\text{Ar}$ est suffisamment faible pour que nous puissions distinguer les états peuplés dans la réaction de transfert. Ceci n'était pas le cas dans le ^{41}Ar . Ainsi, la section efficace correspondante sera bien représentée par des Breit-Wigner, et non pas par la description qu'en fournit le modèle statistique. Dans ce cas, la capture vers les états de bas moments angulaires sera grandement favorisée. Expérimentalement, les seuls états observés au dessus du seuil dans les noyaux étudiés ont un moment angulaire au moins

égal à 3 dont la participation à la capture de neutrons est négligeable à cause du facteur de pénétration correspondant, dont l'expression est donnée par l'équation 4.16. Il n'est cependant pas exclu que des états p ayant des facteurs spectroscopiques faibles soient présents au dessus du seuil, et non observés dans l'expérience présentée. Cette hypothèse semble plus probable dans le cas du noyau ^{45}Ar que dans celui du noyau ^{47}Ar . En effet, dans le premier noyau, nous n'avons observé qu'environ 45% des forces correspondant à l'ensemble des couches p . Il est donc possible qu'un tel état soit présent au dessus du seuil et modifie l'estimation de la section efficace de capture de neutron que nous allons faire. Par contre dans le second noyau, environ 70% de l'ensemble des forces p a été observée. La présence d'un état p au dessus du seuil est alors moins probable, mais ne peut cependant pas être exclue. Quelle que soit la valeur du facteur spectroscopique des potentiels états non liés de moment angulaire $\ell_f=1$ non observés dans l'expérience de transfert, la valeur de la section efficace de capture de neutrons dépendra principalement de la largeur partielle de dés-excitation par émission de photons. Ceci provient du fait que dans l'expression 4.3 d'une Breit-Wigner $\Gamma_{Tot} \simeq \Gamma_n$. Ainsi, le rapport $(\Gamma_\gamma \cdot \Gamma_n) / \Gamma_{Tot}$ vaut approximativement Γ_γ . Il faut alors pouvoir estimer cette largeur partielle pour estimer l'amplitude de la section efficace correspondante. Aucune donnée expérimentale, pour les noyaux étudiés, n'est disponible à cet effet. Dans un avenir proche, on pourra utiliser le modèle en couche pour faire cette estimation, au travers du calcul de la probabilité de transition d'un état non lié. Une autre possibilité serait de déduire une valeur moyenne probable pour la largeur partielle de dés-excitation par émission de photons en s'inspirant de systématiques dans les noyaux exotiques légers proches des nombres magiques. Ce travail reste une perspective pour un avenir proche.

Notons ici que nous ne considérons pas de capture sur des états finaux qui auraient un moment angulaire $\ell_f=0$. De tels états sont en effet attendus à haute énergie, là où les couches s deviennent accessibles pour le neutron capturé.

Le but de cette partie de la thèse est d'estimer si les noyaux parents des calciums 46 et 48 peuvent être les argons de même masse. Il est alors important de connaître non seulement les taux de capture de neutrons sur les $^{44,46}\text{Ar}$, mais aussi sur le ^{48}Ar . Ces taux vont permettre de fixer dans quelle proportion ces noyaux subiront une capture de neutrons ou une décroissance β^- , et donc dans quelle mesure les masses 46 et 48 vont être peuplées dans cette chaîne isotopique.

Les données obtenues dans l'expérience de transfert présentée dans les chapitres précédents permettent de déduire les taux de capture directe sur les $^{44,46}\text{Ar}$ avec une relativement bonne précision.

En ce qui concerne le ^{48}Ar , aucune donnée expérimentale n'est accessible pour déterminer ce taux. Dans le cas d'une capture de neutron sur ce noyau, le ^{49}Ar sera peuplé. Les défauts de masse de ces deux noyaux ne sont pas connus (et nous avons vu l'importance de ces valeurs en astrophysique nucléaire). L'énergie de séparation d'un neutron dans le ^{49}Ar est donc très incertaine ($S_n = 2.5(8)$ MeV), ce qui se traduit par de grandes barres d'erreur au niveau de la section efficace de capture radiative de neutrons. Cependant, même en considérant les barres d'erreur importantes sur l'énergie de séparation d'un neutron de ^{49}Ar , cette dernière reste très faible. Ainsi, pour le noyau ^{48}Ar , et de façon plus prononcée que pour les isotopes d'argon précédents, il est très probable que la

capture directe soit le mécanisme dominant dans la réaction de capture de neutrons. Ceci

$5/2^-$ ————— 2117 (0.48)

$3/2^-$ ————— 1350 (0.08)

$5/2^-$ ————— 1019 (0.14)

$7/2^-$ ————— 780 (0.10)

$1/2^-$ ————— 144 (0.77)

$3/2^-$ ————— 0 (0.23)

^{49}Ar
SM calcul.

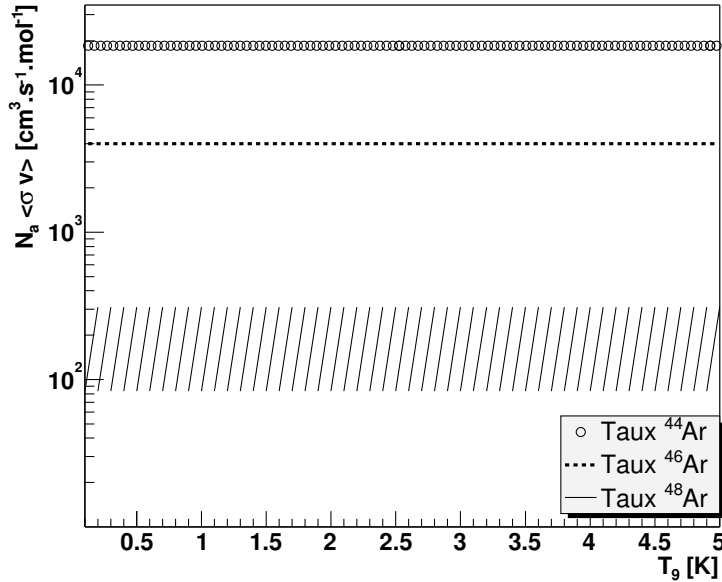


FIG. 4.12 – Schéma de niveaux et facteurs spectroscopiques calculés avec ANTOINE est l'interaction *sdpf* pour le ^{49}Ar .

FIG. 4.13 – Taux total de capture radiative directe de neutrons calculés pour les $^{44,46,48}\text{Ar}$.

sera vérifié si la structure du noyau ^{49}Ar présente des états de bas moments angulaires ayant des facteurs spectroscopiques importants favorisant la capture directe du neutron en ondes *s*. Nous avons vu au chapitre précédent que l'interaction *sdpf* [Num01] reproduisait remarquablement bien la structure des $^{45,47}\text{Ar}$. On peut alors s'attendre à ce que celle du ^{49}Ar le soit aussi. Le schéma de niveaux calculé pour ce noyau est présenté sur la figure 4.12. L'état fondamental est un état $p_{3/2}$ dont le facteur spectroscopique montre qu'il emporte environ la moitié de la force à lui seul (la couche $p_{3/2}$ est à moitié pleine dans le ^{48}Ar). L'état $p_{1/2}$ à 144 keV emporte la majorité de la force correspondante. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la capture directe aura principalement lieu sur ces deux états.

Les taux de capture de neutrons calculés pour les $^{44,46,48}\text{Ar}$ sont présentés sur la figure 4.13. Les barres d'erreur sur le taux de capture du ^{48}Ar proviennent de l'incertitude sur le défaut de masse du ^{49}Ar . Dans le cas d'une capture de neutron en onde *s* la section efficace varie comme $1/v$ et le taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ est donc indépendant de l'énergie. La diminution progressive du taux de capture avec l'exotécité est dû à la valeur de l'énergie de liaison des noyaux qui diminue. Le rapport des taux $\sigma(^{44}\text{Ar})/\sigma(^{46}\text{Ar})$ vaut 5, alors que $\sigma(^{46}\text{Ar})/\sigma(^{48}\text{Ar})$ vaut en moyenne 20. Contrairement à ce qui pourrait être attendu au niveau d'un nombre magique, le taux de capture de neutrons ne chute pas brutalement au niveau du noyau $^{46}\text{Ar}_{28}$. C'est plutôt quand on arrive à la masse 48 dans la chaîne des argons que l'on assiste à cette chute. Ceci est dû aux états $\ell_f=1$ de grande énergie de

liaison dans ^{47}Ar qui favorisent fortement la capture radiative directe sur le ^{46}Ar .

Pour finir nous allons discuter, dans la section suivante, de l'influence de ces taux de réaction sur la nucléosynthèse des éléments dans cette région de masse.

4.3 Synthèse des éléments autour de (Z=18, N=28) et rapport isotopique anormal $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$

Durant la première partie de la thèse, j'ai écrit un programme de simulation d'un processus de nucléosynthèse faisant intervenir les réactions de décroissance bêta, de capture de neutrons et de photo-désintégration. Il permet de faire évoluer l'abondance des noyaux dans un environnement où les conditions extérieures (densité de neutrons, et température) sont pour l'instant fixes. La phase suivante est d'y inclure la dépendance en fonction du temps de ces conditions dans l'approximation adiabatique présentée dans la première section de ce chapitre. Cette phase est en cours mais, faute de temps, n'a pas pu être réalisée avant la fin de la thèse. Ainsi, nous n'avons pas encore inclu les taux de captures de neutrons déterminés ci-dessus dans une simulation de processus de nucléosynthèse susceptible de reproduire les abondances isotopiques anormales observés dans la météorite d'Allende. On peut tout de même tenter de comprendre l'impact de nos résultats sur la synthèse des $^{46,48}\text{Ca}$ en s'aidant de l'approximation du point d'attente que nous avons présentée plus haut.

4.3.1 Impact de nos résultats sur la nucléosynthèse des $^{46,48}\text{Ca}$

Nous avons vu que les temps de décroissance β dans les chaînes isotopiques des soufres et chlores stoppent le flux des réactions de capture de neutrons avant que les masses 46 et 48 n'y soient peuplées. Nous avons alors suggéré que les isotopes d'argons pourraient être les parents des $^{46,48}\text{Ca}$, suivant l'importance relative des réactions de capture de neutrons et de décroissances bêta au niveau du noyau ^{46}Ar . Si les $^{46,48}\text{Ar}$ sont les noyaux parents des $^{46,48}\text{Ca}$, le rapport d'abondance des premiers au cours du processus doit être sensiblement égal à celui observé pour les derniers. Connaissant les temps de vie β des noyaux étudiés [Gré04b, Wei03], et n'ayant pas de dépendance en température des taux de réaction de capture, on peut déduire une gamme de densité de neutrons probable pour que le rapport des nombres moyens de ^{46}Ar qui subissent une décroissance β au nombre moyen de ^{46}Ar qui subissent une capture de neutron soit identique au rapport d'abondance isotopique anormal observé pour les $^{46,48}\text{Ca}$: $[\text{Ar}^{(n,\gamma)}]^{46,48}/[\text{Ar}^\beta] = [\text{Ca}^{48}]/[\text{Ca}^{46}] = 250$. Il faut alors déterminer la densité de neutrons qui est telle que le temps moyen de capture de neutrons, t_n , et le temps de vie de décroissance β du noyau ^{46}Ar , $T_{1/2}^{46\text{Ar}}$ vérifient la relation :

$$1 - \exp\left(\frac{-\ln 2 t_n^{46\text{Ar}}}{T_{1/2}^{46\text{Ar}}}\right) = 1/250, \quad (4.19)$$

où le temps moyen de capture de neutrons est donné par :

$$t_n = \frac{1}{d_n < \sigma(n, \gamma)v >}, \quad (4.20)$$

avec d_n la densité de neutrons libres, et $\langle \sigma.v \rangle$ le taux de capture de neutrons, comme ceux reportés sur la figure 4.13⁵. Le fait que les taux de réaction de capture de neutrons soient indépendant de l'énergie (capture en ondes s) permet de s'affranchir de la difficulté supplémentaire qui consiste à choisir une zone de température probable pour étudier le processus de nucléosynthèse. Ceci conduit à un temps moyen de capture de neutrons d'environ 45 ms, soit une densité de neutrons d'environ 3.10^{21} part.cm⁻³. Cependant, pour que le rapport d'abondance des $^{46,48}\text{Ar}$ corresponde à celui qui est observé dans la météorite d'Allende pour les $^{46,48}\text{Ca}$, il est de plus nécessaire que le flux des captures de neutrons soit stoppé au niveau de la masse 48 dans la chaîne des argons. Seule la réaction de photo-désintégration peut permettre de le faire. On peut alors déterminer une gamme de températures probables pour que cette condition soit vérifiée en imposant que le temps moyen de photo-désintégration du noyau ^{49}Ar soit inférieur au temps de capture de neutron sur le ^{48}Ar . Ainsi, il sera plus probable de produire le ^{48}Ar que de le détruire. Le temps moyen de photo-désintégration est donné par :

$$t_\gamma = \frac{1}{N_\gamma(T) \langle \sigma(\gamma, n)v \rangle} \quad (4.21)$$

où $N_\gamma(T)$ est le nombre de photons par unité de volume à la température T. Il est exprimé par la relation [Rol88] :

$$\begin{aligned} N_\gamma(T) &= \frac{8\pi^4}{13(hc)^3} (k_b T_9)^3 \\ &= 1.02 \cdot 10^{39} T_9^3 \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (4.22)$$

où h est la constante de Planck, k_b la constante de Boltzman, et T_9 la température du milieu exprimée en 10^9K . Les temps moyens de photo-désintégration dépendent très fortement de la température. Ceci provient du théorème de réciprocité qui stipule que [Rol88] :

$$\sigma(\gamma, n) \propto \sigma(n, \gamma) \exp(-Q_{n\gamma}/T_9), \quad (4.23)$$

où $Q_{n\gamma}$ est la chaleur de la réaction de capture de neutrons, inverse de la photo-désintégration. Les temps moyens de capture de neutrons et de photo-désintégration pour les $^{44,46,48}\text{Ar}$ correspondant à ces conditions de température et de densité de neutrons sont reportés dans le tableau 4.2, où il sont comparés au temps de vie de décroissance β . Les temps moyens de photo-désintégration reportés sont donnés pour deux températures $T_9=1.$, et $T_9=1.25$. Dans la gamme de température $T_9 \in [1 : 1.25]$ la photo-désintégration devient compétitive par rapport à la capture de neutrons au niveau du ^{48}Ar , alors qu'elle est négligeable pour les isotopes précédents. Ainsi, dans la chaîne des argons, à $d_n = 3.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et $T_9 \simeq 1-1.25$, les captures de neutrons ont lieu de façon prépondérante sur les autres réactions pour les isotopes jusqu'à la masse 48. A ce niveau, la photo-désintégration empêche alors le flux des captures d'atteindre les masses supérieures. Ces valeurs de température et de densité de neutrons permettent de réunir les conditions nécessaires à la formation des $^{46,48}\text{Ca}$ dans le rapport isotopique anormal de 1/250. Indiquons qu'une densité de neutrons 5 fois plus faible conduirait au rapport isotopique 50 observé dans le système solaire, pour la même gamme de températures.

⁵Sans qu'il ne soit ici multiplié par le nombre d'Avogadro.

TAB. 4.2 – Temps moyens de capture de neutrons ($d_n = 3.10^{21}$) et de photo-désintégration comparés aux temps de vie de décroissance bêta pour les argons de masse A=44, 46 et 48.

Isotopes	$N_a < \sigma \cdot v >$ $cm^{-3} \cdot s^{-1} \cdot mol^{-1}$	t_n	$t_{\gamma}^{T_9=1}$	$t_{\gamma}^{T_9=1.25}$	$T_{1/2}^{\beta}$
^{44}Ar	$2.0 \cdot 10^4$	10 ms.	$1.2 \cdot 10^{11} s.$	$\simeq 1 \text{ min.}$	12.9 min.
^{46}Ar	$4.0 \cdot 10^3$	45 ms.	$4.2 \cdot 10^9 s.$	6.7 s.	7.8 s.
^{48}Ar	$2.0 \cdot 10^2$	1 s.	890s.	$5.6 \cdot 10^{-2} ms.$	0.45 s.

Comme nous l'avons déjà souligné, ces résultats sont indicatifs, car les variations des conditions extérieures sont ici négligées. Cependant, l'ordre de grandeur de la densité de neutrons que nous obtenons, ainsi que celui de la température sont en accord avec un processus de nucléosynthèse à la limite d'un processus r, et d'un processus r faible. Pour vérifier que ces conditions permettent effectivement de reproduire le rapport d'abondance isotopique anormal observé, il faudrait maintenant intégrer les taux de réaction calculés dans une simulation complète (totalement dynamique) du processus de nucléosynthèse, et varier les conditions extérieures de façon à faire ressortir celles qui permettraient de reproduire les observations, et de vérifier si ces conditions sont compatibles avec celles que nous proposons ici.

Les conditions extérieures qui sont déduites ici sont qualitativement en bon accord avec les déductions faites dans les travaux antérieurs au nôtre. En effet, comme exposé dans la première partie de ce chapitre, principalement deux scénarios sont supposés possibles pour permettre de rendre compte des anomalies isotopiques observées dans la météorite d'Allende, un à basse entropie qui consisterait en une succession de captures d'alpha et de quelques neutrons, et le second à entropie élevé qui serait un processus de captures de neutrons et de décroissances bêta successives, similaire, dans son principe, au processus r faible. Les conditions de température et de densité de neutrons que nous avons obtenues sont compatibles avec un tel type de processus.

4.4 Conclusion

Les implications astrophysiques de l'expérience de transfert sur les $^{44,46}Ar$ réalisée durant la thèse ont été discutées dans ce chapitre. Nous nous sommes placés dans un cadre où les ^{46}Ca et ^{48}Ca sont synthétisés au cours d'un processus faisant intervenir les réactions de captures de neutrons, sa réaction inverse et la décroissance β^- de noyaux riches en neutrons.

Les données existantes dans les chaînes isotopiques des chlores et des soufres semblent indiquer que les parents des noyaux de calcium 46 et 48 ne peuvent pas être dans ces chaînes. Nous avons alors focalisé notre travail sur la chaîne des argons, autour du nombre magique N=28, là où les masses 46 et 48 sont présentes. Nous avons étudié l'influence de la structure de ces noyaux sur les taux de capture de neutrons.

Nous avons déduit de nos données sur les $^{45,47}Ar$ que la densité de niveaux au dessus du seuil de séparation d'un neutron rend inapplicable le modèle statistique pour déduire les sections efficaces de capture de neutrons dans ces noyaux. De plus, de nos données, nous

déduisons que la part de la capture qui se produit au dessus du seuil est probablement faible. En effet, les états accessibles dans la gamme d'énergie d'intérêt astrophysique ont des moments angulaires trop élevés pour participer significativement à la capture. Ceci nous a amené à considérer le mécanisme de capture radiative directe comme dominant. Nous avons alors détaillé la procédure pour déduire les taux de capture de neutrons sur les $^{44,46,48}\text{Ar}$ à partir des données expérimentales (et théorique pour la capture sur le ^{48}Ar) obtenues dans ce travail.

Nos données sur les $^{45,47}\text{Ar}$ devraient permettre de déduire une limite supérieure de la part de la capture de neutron qui a lieu par la voie du noyau composé. Nous pourrions alors vérifier l'hypothèse de la dominance du mécanisme de CRD.

Après avoir montré la sensibilité des taux de capture à ces données de structure nucléaire, nous avons déduit des conditions extérieures du processus de nucléosynthèse ($d_n \simeq 10^{21} \text{cm}^{-3}$ et $T_9 \simeq 1$) permettant de rendre compte des abondances anormales observées dans l'inclusion EK-1-4-1 de la météorite d'Allende. Ces conditions sont en accord avec un processus du type processus r robuste ou faible qui permettrait aussi de reproduire le rapport des abondances solaires.

Dans un avenir proche, il faudra inclure ces taux de réaction dans une simulation réaliste du processus de nucléosynthèse pour s'assurer (ou corriger si nécessaire) que les conditions déduites ici, en négligeant la dynamique du processus, permettent effectivement de reproduire les observations.

Deuxième partie

Spectroscopie $\beta\gamma$ de noyaux riches en neutrons autour de N=32/34 et N=40

Chapitre 5

Mesure de temps de vie β et spectroscopie γ de noyaux riches en neutrons du ${}_{21}\text{Sc}$ au ${}_{27}\text{Co}$

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats de l'analyse d'une expérience de décroissance bêta réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) en Septembre 2000 sur la ligne LISE. Les temps de vie de décroissance bêta des noyaux riches en neutrons ${}^{57,58}_{21}\text{Sc}$, ${}^{58-60}_{22}\text{Ti}$, ${}^{60-62}_{23}\text{V}$, ${}^{62-66}_{24}\text{Cr}$, ${}^{64-68}_{25}\text{Mn}$, ${}^{67-70}_{26}\text{Fe}$ et ${}^{69-71}_{27}\text{Co}$ ont été mesurés, et leur spectroscopie $\beta\gamma$ a été réalisée. Nos résultats expérimentaux ont été comparés à des calculs de modèle en couches. La détermination du temps de vie bêta d'un noyau ne nécessite pas de taux de production importants. La production de quelques dizaines de noyaux peut suffire à déterminer un temps de vie, comme nous le verrons dans certains cas présentés ci-après. Cette simple mesure peut cependant permettre de tirer des conclusions, ou au moins de donner de fortes indications sur la structure des noyaux étudiés. Ainsi, par exemple, O. Sorlin et *al.* [Sor93] ont pour la première fois mis en évidence l'érosion de la fermeture de couche $N=28$ dans les noyaux riches en neutrons en dessous du ${}^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$ en mesurant les temps de vie des ${}^{44}\text{S}$ et ${}^{45-47}\text{Cl}$.

L'utilisation de détecteurs de photons combinés au système d'identification des ions peut permettre de surcroît de réaliser une spectroscopie fine des noyaux produits en grand nombre. L'éclairage apporté par la théorie (le modèle en couches dans le cas présent) sur les résultats expérimentaux permet alors d'avoir une meilleure compréhension de la structure nucléaire des noyaux étudiés. Les noyaux riches en neutrons étudiés ici sont dans la région des nombres $N=32/34$ et $N=40$ (neutrons dans les couches fp et $g_{9/2}$); $N=34$ provenant de la fermeture de la couche $p_{1/2}$ qui passe en dessous de la couche $f_{5/2}$ dans cette région de la carte des noyaux. Ce ré-arrangement des couches (cf. figure 5.1) est bien établi expérimentalement. Il s'accompagne d'un élargissement des gaps en énergie, susceptible de rendre les nombres 32, 34 et 40 magiques. Des preuves expérimentales de la magie de $N=32$ ont été fournies dans les références [App03, Huc85, Jan02, Man03a, Man03b, Pri01].

Théoriquement le ré-arrangement des couches en question et l'apparition de nouveaux nombres magiques sont expliqués par l'interaction proton (π)-neutron (ν) entre les orbitales $\pi f_{7/2}$ et $\nu f_{5/2}$ [Ots01, Hon02]. Dans ces références les calculs de modèle en couches ayant pour point de départ l'ambition de reproduire cette inversion ont prédit d'impor-

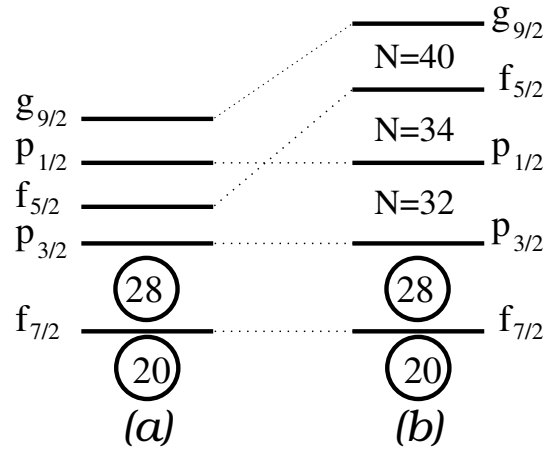


FIG. 5.1 – Vue schématique du ré-arrangement des couches $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ conduisant potentiellement aux nouveaux nombres magiques $N=32/34$ et $N=40$.

tants changements de structure dans les noyaux riches en neutrons comme l'apparition de $N=32$ comme nombre magique mais aussi la magie de $N=34$ dans cette région de masses. Contrairement à $N=32$, la magie de ce dernier n'est pas établie expérimentalement, et les données disponibles sont plutôt en défaveur de la prédiction de T. Otsuka et *al.* et de M. Honma et *al.*, comme nous le verrons dans la suite.

En ce qui concerne $N=40$, sa magie est aussi établie expérimentalement dans la région du ${}_{28}^{68}\text{Ni}_{40}$ dans les références [Grz98, Bro95]. Son apparition est expliquée par un affaiblissement du terme de spin-orbite provenant de la plus grande diffusivité de la surface des noyaux riches en neutrons qui aurait pour effet de déplacer la couche $g_{9/2}$ à plus haute énergie (prédit dans la référence [Dob94]), augmentant ainsi l'écart entre les orbitales $f_{5/2}$ et $g_{9/2}$ et rendant $N=40$ magique.

On voit alors l'importance de connaître la position relative des couches $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ dans les noyaux riches en neutrons ayant entre $Z=20$ et $Z=28$ protons. Ce but peut être partiellement atteint dans une étude de décroissance bêta qui ne requiert que peu d'intensité de faisceau et dont les règles de sélection sont sensibles au remplissage des couches.

Les noyaux au voisinage du ${}_{22}^{58}\text{Ti}_{36}$ ont leurs neutrons de valence principalement dans les couches fp , et de façon moins prononcée dans l'orbitale $g_{9/2}$, du fait de l'énergie d'appariement qui est gagnée dans une telle configuration. Les protons, dans ces noyaux sont dans la couche $f_{7/2}$. La décroissance bêta est alors dominée par une transition Gamow-Teller $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$. Ainsi, le temps de vie mesuré est grandement dépendant du remplissage de la couche $\nu f_{5/2}$. L'utilisation de détecteurs Germanium permet d'accéder plus précisément à la structure des noyaux peuplés dans la décroissance radioactive.

Dans la suite de ce chapitre, les procédures expérimentales employées pour réaliser ce travail seront dans un premier temps détaillées, et les résultats marquants de la première partie des données obtenues, ayant déjà donné lieu à des publications [Sor03a, Sor03b, Gau05] seront résumés. Les résultats non publiés seront détaillés dans leur ensemble.

5.1 Procédure expérimentale

Le GANIL (cf. fig. 5.2) permet de produire et d'accélérer des faisceaux d'ions allant du Carbone à l'Uranium. Ces ions sont d'abord produits dans un faible état de charge grâce à une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) et sont accélérés jusqu'à quelques centaines de keV/A à l'aide d'un cyclotron compact (C01 ou C02). Ils sont ensuite injectés dans un cyclotron à quatre secteurs séparés (CSS1) qui va les accélérer jusqu'à une énergie de quelques MeV/A. Ces ions peuvent ensuite être accélérés par un deuxième cyclotron à secteurs séparés (CSS2), mais ils doivent auparavant acquérir une charge plus importante, ce qui est obtenu en leur faisant traverser une feuille mince de carbone. Le cyclotron CSS2 les accélère alors jusqu'à une énergie comprise entre 20 et 100 MeV/A donnant un faisceau primaire d'intensité pouvant atteindre plusieurs $\mu\text{A.e}$. Dans l'expérience présente, nous avons utilisé un faisceau primaire de $^{76}\text{Ge}^{30+}$ d'une énergie de 61,8 MeV/A et d'une intensité de $1.\mu\text{A.e}$

Le faisceau secondaire a ensuite été produit par fragmentation du faisceau primaire sur

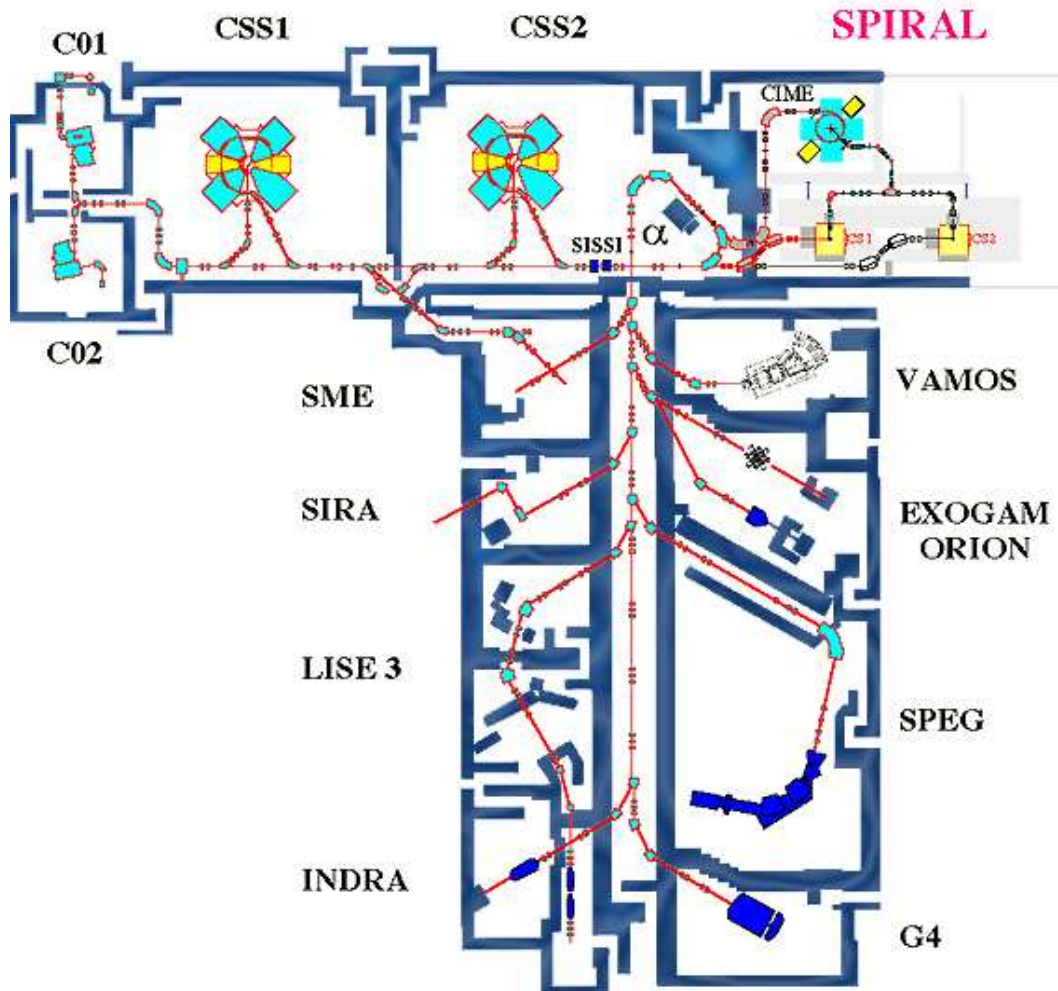


FIG. 5.2 – Vue d'ensemble du GANIL et de ses aires expérimentales.

une cible épaisse de ${}^{58}\text{Ni}^{nat}$ de $150\ \mu\text{m}$ placée au centre du dispositif SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses) qui permet de limiter la dégradation des qualités optiques du faisceau secondaire qui se produit lors de sa production par fragmentation. Dans SISSI, le faisceau est d'abord très fortement focalisé, par un premier solénoïde, conduisant à une ouverture angulaire importante (émittance constante). Les effets de la dispersion angulaire qui résulte de la traversée de la cible épaisse de production sont alors minimisés. Les ions produits traversent alors une feuille de carbone de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur dans laquelle ils sont épluchés, et sont ensuite refocalisés par un second solénoïde, puis transmis avec une ouverture angulaire compatible avec la ligne de transport. Après leur passage dans SISSI, les ions sont injectés dans le spectromètre alpha où ils sont analysés par deux dipôles successifs et semblables. Ne sont transmis par ce spectromètre que les ions qui ont une rigidité satisfaisant à la relation :

$$B\rho = \frac{P}{Q} \quad , \quad (5.1)$$

où B est le champ appliqué dans le spectromètre, ρ le rayon de courbure des trajectoires des ions, P leur impulsion et Q leur état de charge. Le spectromètre alpha transmet les ions d'intérêt ainsi qu'une partie importante d'ions déjà étudiés, qui ne sont pas très riches en neutrons. Pour réduire leur nombre et augmenter ainsi la proportion de noyaux plus exotiques, il faut alors utiliser un autre dispositif pour purifier le faisceau. Le spectro-

GANIL

Secteur Techniques de la Physique
02/1998

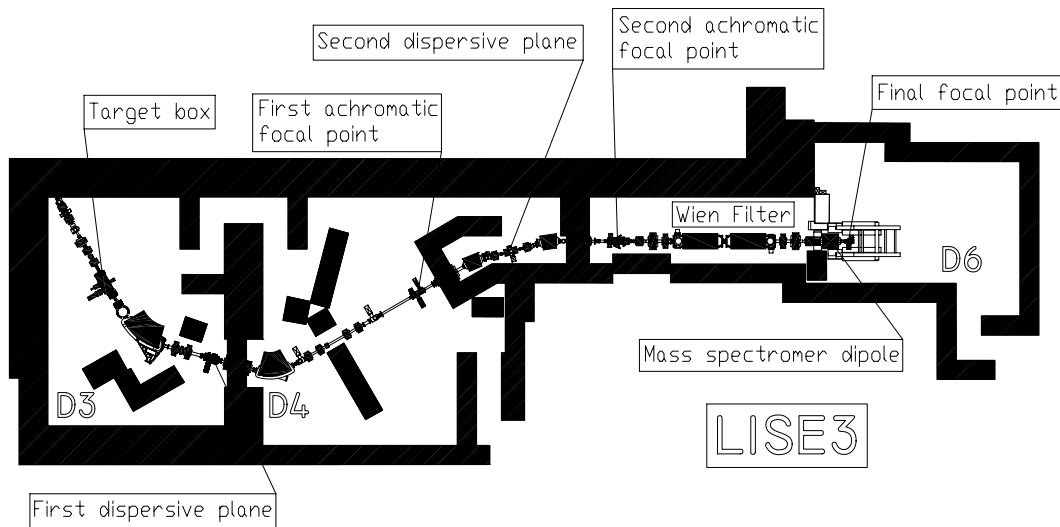


FIG. 5.3 – Vue schématique de la ligne LISE du GANIL. Les deux dipôles évoqués dans le texte sont en D3 et D4. Le système de détection se trouve en bout de ligne (D6).

mètre LISE3, figure 5.3, est utilisé à cet effet. Le premier dipôle situé dans la salle D3 (cf. figure) n'est utilisé que dans le but de transmettre les ions qui ont déjà subi une sélection en $B\rho$ dans l'alpha. Grâce à ce dipôle, les ions sont dispersés suivant leur énergie sur un dégradeur (une feuille mince de Be de $221\ \mu\text{m}$) au premier plan dispersif entre les

dipôles situés en D3 et D4, ce qui permet de réaliser une perte d'énergie des ions qui est proportionnelle à $\frac{A^3}{Z^2}$. Le second dipôle (en D4) est alors réglé de façon à ne transmettre que les ions d'intérêt. L'utilisation de fentes situées au point focal en D4 permet alors d'arrêter les ions qui ne sont pas dans l'objectif de l'expérience. Le filtre de Wien n'a pas été utilisé dans cette expérience, où le but était d'étudier le plus de noyaux exotiques possible.

Avec cette méthode les noyaux riches en neutrons $^{57,58}_{21}\text{Sc}$, $^{58-60}_{22}\text{Ti}$, $^{60-62}_{23}\text{V}$, $^{62-66}_{24}\text{Cr}$, $^{64-68}_{25}\text{Mn}$, $^{67-70}_{26}\text{Fe}$ et $^{69-71}_{27}\text{Co}$ ont pu être produits et sélectionnés. Le réglage principal du spectromètre était optimisé pour la transmission du ^{64}Cr . Les ions ont été identifiés au moyen d'un télescope constitué de trois détecteurs Silicium consécutifs d'épaisseur 300, 300 et 1500 μm respectivement situés au point focal final en D6. Les deux premiers détecteurs étaient utilisés pour réaliser une mesure de perte d'énergie. Le dernier, dans lequel les ions étaient implantés, servait à déterminer leur énergie résiduelle. Il était segmenté en 16 pistes verticales de 3 mm de large et 46 mm de hauteur. Ce détecteur segmenté fut aussi utilisé pour collecter les électrons provenant de la décroissance bêta des noyaux implantés. Un signal utilisé pour la mesure du temps de vol des ions dans le spectromètre était fourni par le premier détecteur ΔE . Autour du détecteur Silicium à pistes étaient placés 4 détecteurs Germanium (Clover) pour détecter les photons provenant de la désexcitation du noyau fils après décroissance β de l'ion implanté.

Une vue schématique du système de détection monté en bout de la ligne LISE est présentée sur la figure 5.4.

Nous venons de voir rapidement la production des ions et le montage de cette expérience

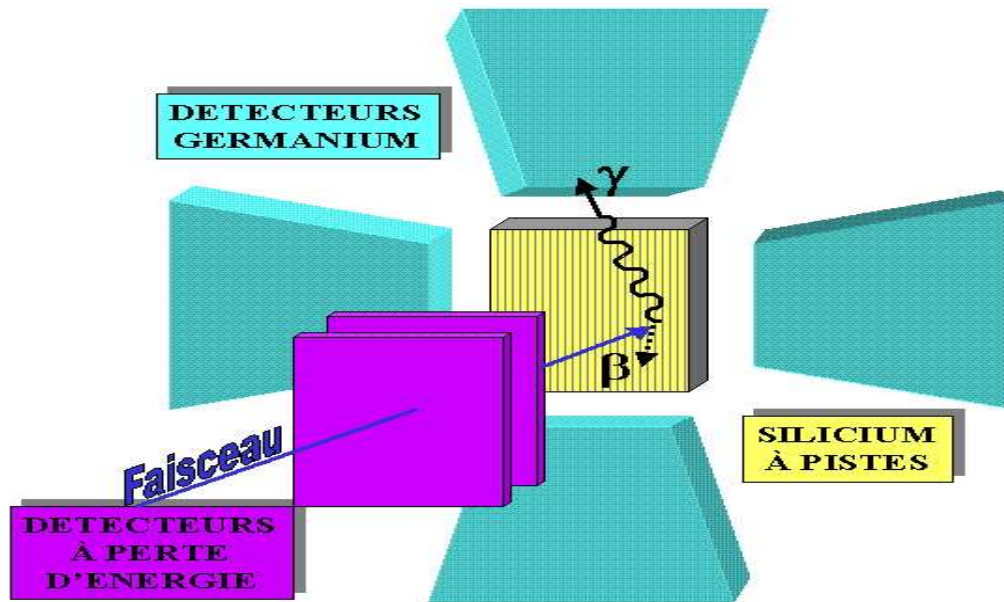


FIG. 5.4 – Vue schématique du système de détection en bout de la ligne LISE. Les ions transmis par le spectromètre LISE3 sont identifiés grâce à leur perte d'énergie dans les détecteurs silicium et sont ensuite implantés dans le Silicium à pistes utilisé pour la collection des électrons de décroissance. Quatre détecteurs Germanium sont placés autour du détecteur d'implantation pour les photons de désexcitation.

de décroissance β . Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire plus précisément les

procédures expérimentales utilisées pour identifier les ions lourds implantés, détecter les électrons de décroissance, et les photons de désexcitation. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus.

5.1.1 Prise de décision

La prise de décision (déclenchement de l'électronique) dans cette expérience est réalisée grâce à un Module de Décision Rapide (MDR). Deux types de signaux peuvent contribuer au déclenchement du MDR :

- Les signaux provenant du premier Silicium à perte d'énergie, indiquant la traversée d'un ion lourd (signal "il", codé sur la voie 4 du MDR).
- Les signaux provenant du Silicium à pistes, indiquant la détection d'électrons de décroissance bêta (signal "ou β ", codé sur la voie 2 du MDR).

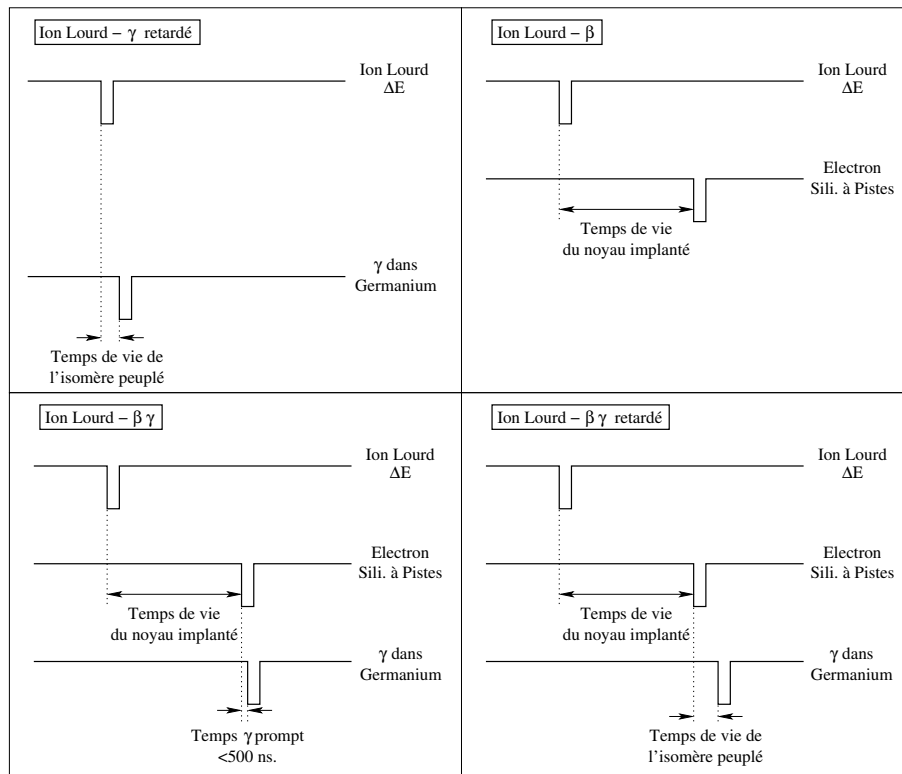


FIG. 5.5 – Séquences considérées lors de l'analyse de l'expérience.

- 1) *Ion Lourd - γ retardé* : Un ion lourd, produit dans un état isomérique, traverse le premier détecteur à perte d'énergie et est implanté dans le Silicium à pistes. L'isomère peut décroître en émettant un photon qui est détecté. Le temps de vie de l'isomère est alors mesuré.
- 2) *Ion Lourd - β* : L'ion lourd traverse le premier étage du détecteur ΔE , est implanté, et décroît en émettant un électron qui est détecté. Le temps de vie de l'ion implanté est alors mesuré.
- 3) *Ion Lourd - $\beta \gamma$* : Idem que 2), avec en plus l'émission prompte d'un photon par le noyau produit par filiation. La détection du photon permet d'accéder à la structure de ce noyau.
- 4) *Ion Lourd - $\beta \gamma$ retardé* : Idem que 3), à la différence que le photon n'est pas émis promptement après la décroissance β . On peut alors accéder à des niveaux isomériques dans le noyau produit par filiation.

Les données des détecteurs Germanium sont codées uniquement lorsque le MDR est préalablement déclenché par l'un de ces deux signaux (mode esclave). Environ 200 ns (durée appelée Temps Rapide (TR)) sont nécessaires pour accepter ou rejeter la configuration de déclenchement reçue. Si elle est acceptée, un signal logique appelé Ordre de Pré-Analyse (OPA) est délivré. Il sera utilisé pour fabriquer les portes des codeurs employés durant l'expérience. Si elle est rejetée, le MDR est alors prêt à en recevoir un nouvel évènement.

Le passage d'un ion dans le détecteur Silicium à perte d'énergie, et la détection d'un électron dans le Silicium à pistes sont deux évènements distincts étant donné que le temps les séparant est de l'ordre de 10 à 100 ms. La séquence "ion lourd suivi d'une décroissance bêta" est reconstruite chronologiquement grâce à :

- la détection d'un ion lourd dans les détecteurs à perte d'énergie.
- l'implantation d'un ion lourd dans le Silicium à 16 pistes.
- la détection de l'électron de décroissance dans le Silicium à pistes.
- la détection des photons de désexcitation dans le cas d'évènements du type $\beta\gamma$.

Les temps de vie de décroissance bêta peuvent être déterminés grâce à l'utilisation d'une horloge qui marque le temps de chacun de ces évènements. On peut représenter les séquences validées par les chronogrammes de la figure 5.5. Nous décrivons par la suite le fonctionnement détaillé des détecteurs.

5.1.2 Le détecteur à perte d'énergie (ΔE) :

Les noyaux sont transmis un à un dans un ensemble de deux détecteurs Silicium (en mode perte d'énergie), dont le premier déclenche la mesure de leurs Temps de Vols (TDV) dans le spectromètre. Ceci permet ensuite de déterminer la durée de vie des différents noyaux transmis au cours de l'expérience. Du fait de l'énergie élevée du faisceau secondaire et de l'utilisation d'une feuille de carbone dans SISSI, les ions sont totalement épluchés ($Q=Z$), ce qui simplifie grandement leur identification. Dans ce cas, l'utilisation d'une matrice ΔE versus TDV suffit à identifier les ions implantés. Cette matrice d'identification est présentée sur la figure 5.6. Les différents isotopes y sont clairement séparés et aucun recouvrement n'est à noter.

Electronique associée aux détecteurs Silicium (ΔE)

Le passage d'un ion lourd dans les détecteurs silicium produit un signal que l'on pré-amplifie. L'utilisation d'un amplificateur rapide suivi d'un discriminateur à fraction constante (DFC) permet l'obtention d'un signal rapide qui est envoyé en voie 4 du MDR qui déclenche alors l'acquisition. L'OPA ainsi créé sert de porte pour l'ADC qui code les pertes d'énergie de l'ion dans les deux détecteurs. La figure 5.7 présente le schéma de l'électronique associée.

Le signal rapide en sortie du DFC est aussi employé pour déclencher la mesure du temps de vol de l'ion dans le spectromètre par rapport à la radio-fréquence du cyclotron.

Ce même signal rapide déclenche l'horloge radioactivité du GANIL. Sitôt déclenchée, l'horloge :

- délivre un signal pour couper le faisceau primaire pendant un temps fixé à une seconde, permettant ainsi de ne pas transmettre d'autres noyaux avant la décroissance de l'isotope précédemment implanté.

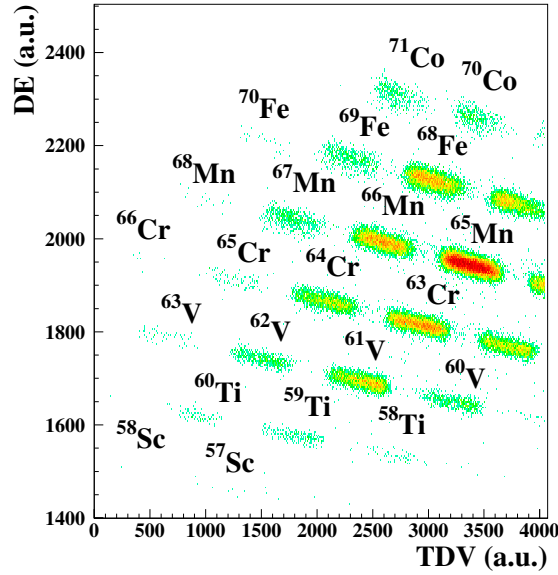


FIG. 5.6 – Matrice d’identification des noyaux implantés dans l’expérience. Les unités sont arbitraires.

- est remise à zéro pour la mesure de l’écart en temps entre l’implantation de l’ion et la détection de l’électron de décroissance bêta. Cette valeur servira à la détermination du temps de vie du noyau implanté.
- permet de connaître le temps absolu de chaque évènement tout au long de l’expérience grâce à une horloge interne du module qui n’est jamais remise à zéro. Des vérifications peuvent donc être effectuées pour les temps mesurés au point précédent.

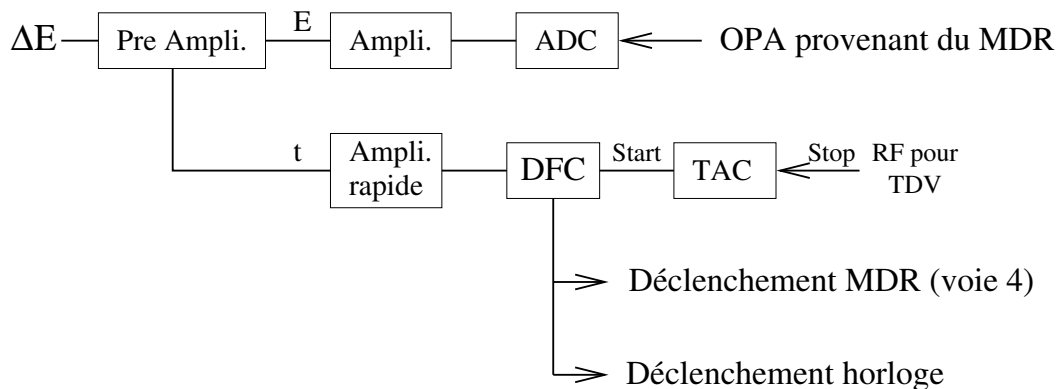


FIG. 5.7 – Schéma de l’électronique traitant les évènements correspondant au passage d’un ion lourd dans les détecteurs Silicium ΔE .

5.1.3 Le détecteur Silicium à 16 pistes

Après avoir traversé le détecteur ΔE , l'ion lourd est implanté dans le Silicium à pistes dont l'électronique associée connaît alors un temps mort d'environ $100 \mu s$ durant lequel aucun autre ion ne peut être détecté. Etant donné le taux d'implantation des ions (10 par minute et par piste) ce temps mort n'est pas gênant dans cette expérience.

Ce détecteur était situé 50 cm en aval du plan focal. Ainsi l'implantation des noyaux couvrait une surface importante du détecteur à pistes, permettant de réaliser de meilleures corrélations spatiales avec les bêta de décroissance. Comme le montre la figure 5.12 de la page 126, l'implantation se produit majoritairement dans les 8 pistes centrales du détecteur Silicium qui en comporte 16. Le profil d'implantation des ions dans le détecteur à pistes montre un décalage progressif dans la position de son maximum quand on varie le nombre de masse dans une chaîne isotopique donnée, comme attendu lors de l'utilisation d'un spectromètre, aux vues de l'équation 5.1.

Le détecteur à pistes doit permettre de détecter à la fois des ions lourds et des électrons de décroissance. Malgré les énergies disponibles pour les électrons (Q_β de l'ordre de la dizaine de MeV), ces derniers ne perdent dans l'épaisseur de Silicium qu'ils traversent que quelques centaines de keV, alors que l'implantation d'un ion lourd s'accompagne d'une perte d'énergie d'un à deux GeV, entraînant la saturation du pré amplificateur utilisé. Cela impose l'utilisation de voies électroniques d'amplifications différentes suivant que l'on traite les électrons ou les ions. Le détecteur à pistes utilisé présente deux voies électroniques pour chacune des 16 pistes qui le composent (une voie pour les électrons, et une pour les ions) ainsi qu'une voie en face arrière, commune aux 16 pistes. Cette dernière a été utilisée pour déterminer l'énergie totale déposée dans le détecteur pour chaque évènement (ion lourd ou électron). Dans le cas de la détection des électrons de décroissance, la minimisation du bruit de fond déclenchant le détecteur à pistes est un paramètre clef. En effet, contrairement aux ions lourds, les électrons induisent un signal dans ce détecteur qui peut avoir une amplitude comparable au bruit. Le blindage de l'électronique, le refroidissement du détecteur à pistes et la minimisation des longueurs de câbles utilisés servent à réduire ce bruit, permettant ainsi de séparer au maximum les signaux provenant des électrons de ceux provenant du bruit. Le réglage du seuil de déclenchement du détecteur à pistes permet ensuite de ne sélectionner que les évènements physiques. Le seuil d'environ 50 keV est clairement visible sur la figure 5.8 qui présente un spectre (provenant d'une source de ^{137}Cs) d'énergie déposée par les électrons dans le détecteur Silicium à pistes. Ce seuil a permis de s'affranchir des évènements provenant du bruit de fond (dont l'énergie est majoritairement inférieure au seuil), de ceux de décroissance bêta étudiés dans l'expérience. Ces derniers représentent la majorité des électrons détectés, dont une autre partie, beaucoup moins importante en quantité, provenait de la décroissance d'états isomériques par émission d'électrons de conversion.

Le ^{137}Cs présente une transition à 667 keV qui est fortement convertie, donnant lieu à deux raies électrons K et L en bout du spectre de la figure 5.8. L'implantation durant l'expérience du ^{64}Mn qui présente un état isomérique de multipolarité 2 conduisant à l'émission d'électrons de conversion à 135 keV [Grz98] a permis à l'aide de ces trois raies (^{64}Mn et ^{137}Cs) de faire un calibrage grossier en énergie des pistes du détecteur, à l'aide d'un ajustement linéaire. Elle fut utile pour attribuer une énergie aux transitions isomériques observées, via les électrons de conversion détectés dans le Silicium à pistes,

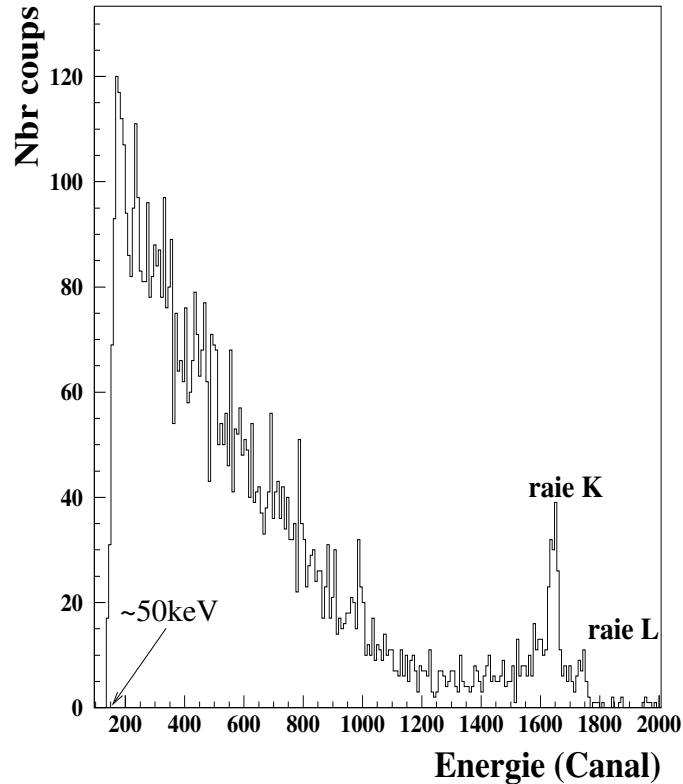


FIG. 5.8 – Spectre représentant la perte d'énergie (en canaux) des électrons, dans le détecteur Silicium à pistes, provenant d'une source de ${}^{137}\text{Cs}$. On y distingue les deux pics K et L provenant de la transition convertie à 660 keV. En début de spectre, le seuil de déclenchement β est visible (environ 50 keV).

comme nous le verrons pour les ${}^{64,66}\text{Mn}$.

Les isomères de l'ordre de la milliseconde, provenant de conversions électroniques de basses énergies sont différenciés des événements "ions lourds" par leur temps de vie. Ils s'apparentent à des événements β ayant lieu sur une gamme de temps beaucoup plus courte. De même que pour les électrons de décroissance bêta, des corrélations spatiales ions lourds/électrons de conversion sont réalisées pour minimiser le bruit de fond. Ces isomères n'ont pu être observés que grâce :

- au court temps mort ($\simeq 100\mu\text{sec.}$) occasionné par l'implantation de l'ion lourd,
- au réglage du seuil du détecteur (50 keV) à une énergie inférieure à celle des électrons détectés.

Cette méthode d'observation des isomères de durée de vie de l'ordre de la milliseconde est bien plus efficace que la détection de photons retardés pour lesquels l'efficacité (intrinsèque et/ou géométrique) des détecteurs serait un problème (cf. figure 5.10 à la page 125). L'efficacité de détection des électrons du détecteur est de 90(5)%, et la résolution en énergie pour les raies électrons connues (${}^{64}\text{Mn}$ et ${}^{137}\text{Cs}$) est d'environ 10 keV.

Electronique associée au Silicium à pistes

Les signaux provenant des 16 pistes du détecteur sont envoyés dans un Pré-Amplificateur de courant (PAC) ayant un gain de 40mV/MeV. Dans le cas de l'implantation d'un ion lourd, il y a saturation du PAC. Pour réduire le temps mort de l'électronique impliqué par cette saturation un, écrêtage du signal à 10 MeV est réalisé.

Pour le marquage de la piste d'implantation de l'ion lourd, les signaux de face avant du

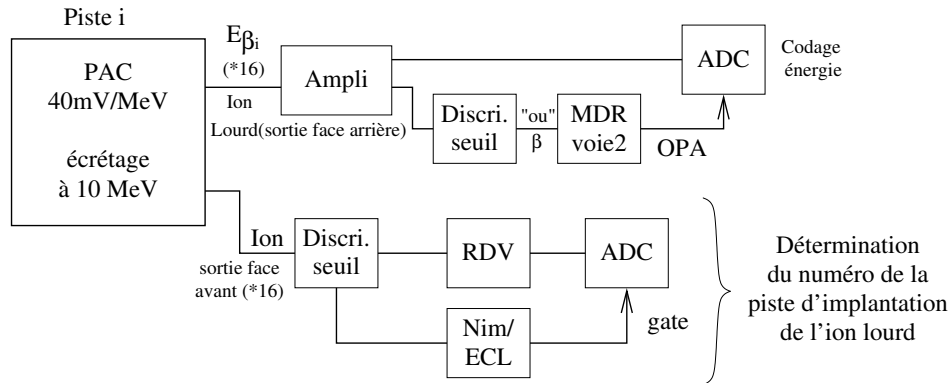


FIG. 5.9 – Schéma de l'électronique associée au détecteur Silicium à pistes.

détecteur sont envoyés, après passage dans le PAC, dans un discriminateur à seuil. Le seuil de ce dernier est réglé de façon à ce que seul le signal d'implantation d'un ion lourd puisse le déclencher. La sortie de ce discriminateur à seuil sert de porte pour un ADC 32 voies. Ce dernier code les signaux TTL (issus d'un Retard à Durée Variable (RDV)) obtenus à partir des 16 voies du détecteur à pistes. Le codage du signal TTL produit un pic en milieu de gamme de l'ADC utilisé, permettant ainsi de connaître la piste dans laquelle l'ion lourd fut implanté.

La sortie en face arrière du détecteur à pistes connaît le même traitement que les signaux bêta. La figure 5.9 présente l'ensemble de l'électronique associée au détecteur à pistes. Le signal de sortie en face arrière du détecteur permet d'accéder, pour chaque événement (ion lourd ou bêta) à l'énergie totale déposée dans le détecteur. Dans le cas des ions lourds, cette information a servi à la création de cartes d'identifications $\Delta E-E$ permettant de vérifier que les ions implantés étaient complètement épluchés.

Dans le cas de l'émission d'électrons de décroissance, on utilise après le PAC un amplificateur spectroscopique. Le signal énergie ainsi amplifié est codé dans un ADC. Chacune des 16 voies est connectée au même Fan in - Fan out qui en fait le "ou" logique. Ce dernier est ensuite envoyé au MDR et à l'horloge radioactivité du GANIL. Le MDR fournit alors un OPA qui sert de porte pour l'ADC codant les énergies des électrons.

En résumé, lors de l'émission d'un électron de décroissance, les énergies de toutes les pistes du détecteurs sont codées. Dans la majorité des cas, la piste dans laquelle l'électron a été émis est la seule à avoir un signal au dessus du seuil. Il arrive parfois que le signal codé provienne du bruit de fond du détecteur. Il peut aussi provenir d'électrons émis par les noyaux de longues durées de vie produits par filiation des noyaux implantés. Ces deux derniers cas sont moins probables que le premier, et conduisent au bruit de fond observé dans les spectres en temps présentés dans la suite. Ce bruit a été estimé et

soustrait comme nous le verrons.

5.1.4 Identification des γ

Quatre Clovers Germanium de gros volume ont été placés autour du détecteur à pistes pour observer la décroissance γ issue d'états isomères et de coïncidences $\beta\gamma$. Pour déterminer l'origine des photons détectés, des coïncidences temporelles sont réalisées :

- Si le photon est détecté de quelques ns à $25 \mu s$ après l'implantation d'un ion, il est attribué à l'ion implanté qui est identifié grâce à la matrice ΔE -TDV, et pour lequel l'existence d'un isomère γ est alors établie.
- Si le photon est détecté, de façon prompte, après décroissance β il est attribué au noyau fils du noyau implanté.
- Si le photon est détecté de quelques ns à $25 \mu s$ après décroissance β il est placé dans le schéma de niveau du noyau fils du noyau implanté pour lequel l'existence d'un isomère γ est alors établie.

Les raies gamma connues provenant des états isomériques dans le ${}^{60}\text{V}$ (99 et 103 keV), le ${}^{64}\text{Mn}$ (135 keV) et le ${}^{67}\text{Fe}$ (367 keV) ont été utilisées pour confirmer l'identification des noyaux transmis.

L'efficacité γ a été déterminée en utilisant une source de ${}^{152}\text{Eu}$ placée au niveau du détecteur Silicium à pistes. Cette source émet plusieurs photons dans la gamme d'énergie d'intérêt, comme le montre la figure 5.10. Pour déterminer cette efficacité, le déclenchement de l'acquisition était réalisé par les détecteurs Germanium eux mêmes.

Une détermination indépendante de l'efficacité gamma conditionnée par la détection d'un électron de décroissance a été réalisée en utilisant un réglage du spectromètre optimisé pour la transmission des noyaux ${}^{65}\text{Fe}$, ${}^{67}\text{Co}$ et ${}^{69}\text{Ni}$ qui étaient alors implantés en continu, sans coupure de faisceau. Dans ce cas, le système de détection est déclenché par les électrons de décroissance émis par les noyaux implantés. Les rapports de branchement connus des deux derniers noyaux cités ont été utilisés pour remonter à l'efficacité $\varepsilon_{\beta\gamma}$ en comparant le nombre de noyaux implantés et le nombre de photons détectés. Environ 9% du ${}^{69}\text{Ni}$ était produit dans son état $1/2^-$ qui est isomère bêta, et qui décroît dans 79% des cas par une raie γ de 1298 keV. En tenant compte de cette contamination isomérique en ${}^{69m}\text{Ni}$ du faisceau, une efficacité a été extraite à partir des raies à 679 keV et 695 keV dans le ${}^{69}\text{Ni}$ et le ${}^{67}\text{Co}$ respectivement. Ceci résulte en une efficacité de $\varepsilon_{\beta\gamma}=6.5\pm 1.3\%$ à 680 keV. Ces points sont reportés sur la figure 5.10. Les deux déterminations, indépendantes, de l'efficacité γ sont en bon accord. Etant donné que dans le second cas, les photons ne sont détectés que si le détecteur Silicium à pistes a déclenché (signe de la détection d'un électron de décroissance), cet accord indique que l'efficacité de détection des électrons est proche de 100%.

Electronique associée aux γ

Les signaux provenant des 4 détecteurs Germanium sont pré-amplifiés puis amplifiés (cf Fig. 5.11 pour le schéma d'électronique). La sortie "Fast out" de l'amplificateur est utilisée pour les signaux dits "temps" qui sont envoyés dans un discriminateur à fraction constante. Les sorties du DFC servent d'une part de portes pour les ADC codant l'énergie de chaque voie γ et d'autre part stoppent un TAC et un TDC utilisés pour la mesure du temps de vie du niveau émetteur du photon détecté. Ces deux modules sont déclenchés

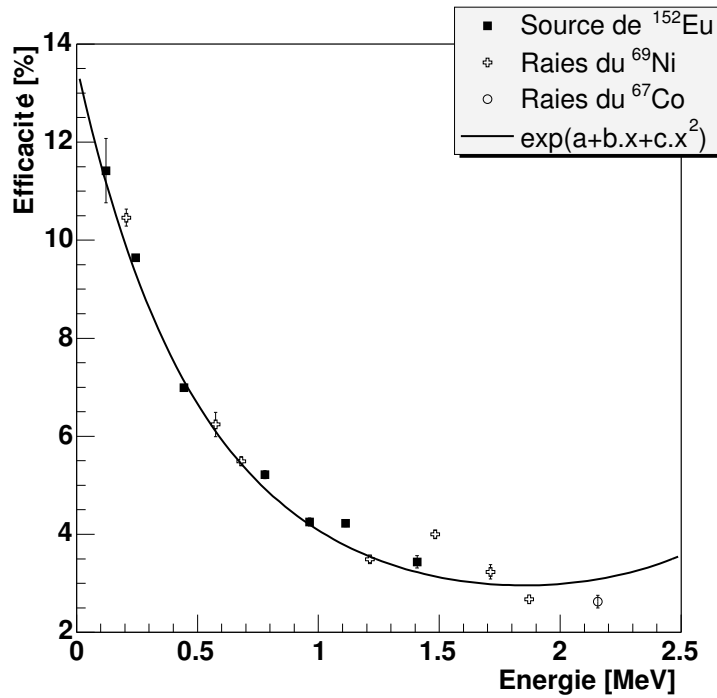


FIG. 5.10 – Courbe d'efficacité γ . Les points proviennent d'une source de ^{152}Eu , et d'ions produits durant les runs de calibrage de l'expérience (cf. texte).

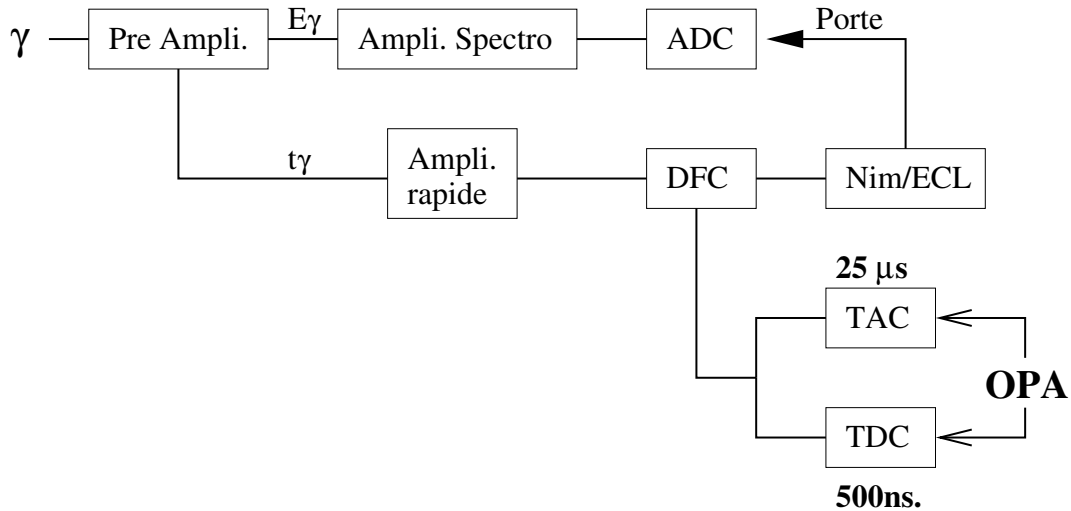


FIG. 5.11 – Schéma de l'électronique associée à la détection des photons.

par l'OPA (provenant de l'ion lourd ou du β). Ils mesurent chacun des temps sur une gamme différente :

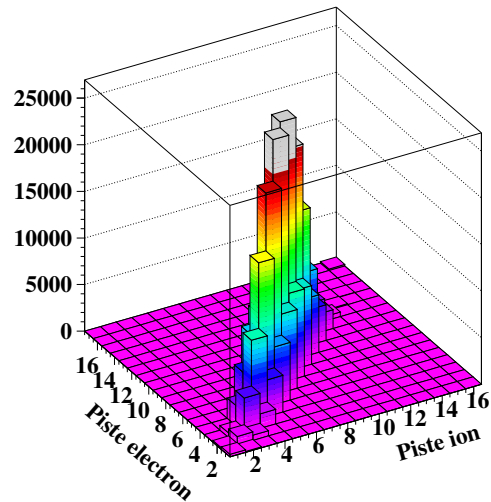
- le TDC qui sert pour le codage des temps associés aux γ non retardés (<500 ns)
- le TAC qui est utilisé pour coder les γ provenant de la désexcitation d'un niveau isomérique de durée de vie allant jusqu'à $25 \mu\text{s}$.

5.1.5 Méthode d'analyse

Pour déterminer les temps de vie de décroissance bêta des noyaux implantés, des corrélations en temps et en position ont été réalisées entre l'ion implanté et l'électron de décroissance détecté. La mesure du temps écoulé entre l'implantation de l'ion et sa décroissance bêta a été réalisée grâce à l'horloge radioactivité du GANIL.

Les corrélations en position sont possibles grâce aux pistes du détecteur d'implantation. Les électrons de décroissance sont attribués à leurs noyaux précurseurs s'ils sont détectés

FIG. 5.12 – Piste de détection des β en fonction de la piste d'implantation de l'ion lourd quand la procédure de corrélation spatiale décrite dans le texte est appliquée. Les β sont majoritairement détectés dans la piste d'implantation de l'ion. Cette dernière est principalement une des 8 pistes centrales du détecteur Silicium.



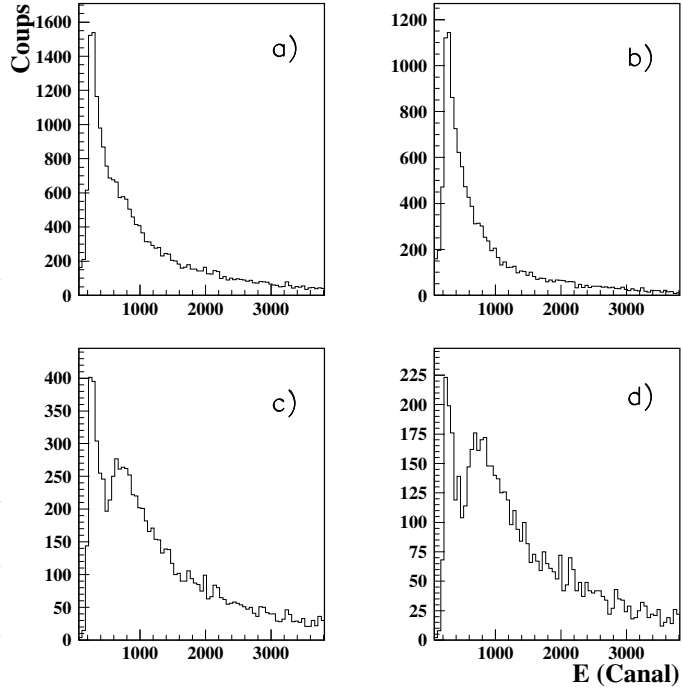
dans la même piste $\#i$ ou dans une des pistes directement adjacente $\#i \pm 1$ dans la seconde suivant l'implantation de l'ion. Environ 75% des électrons sont détectés dans la même piste ; 20% le sont dans les pistes directement adjacentes. Ceci correspond au cas où le noyau est implanté en bordure de piste (cf. figure 5.12). Les 5% restants sont sous le seuil de déclenchement du discriminateur, et ne sont donc pas pris en compte. Il est ainsi possible de déterminer le temps de vie des ions implantés. La procédure d'ajustement du temps de vie de chaque noyau identifié par ΔE -TDV inclut cinq paramètres :

- le temps de vie du noyau père (que l'on veut déterminer),
- les temps de vie des noyaux fils et petit-fils,
- l'efficacité β ,
- le bruit de fond β durant la seconde de collecte des électrons de décroissance.

La majorité des temps de vie des noyaux fils étaient connus avant que nous ne réalisions l'expérience, durant laquelle certains d'entre eux ont été déterminés pour la première fois. Les temps de vie correspondant ont alors été autorisés à varier dans la limite des barres d'erreur expérimentales. Dans le cas où le noyau fils ou petit fils présente un isomère β , le temps de vie correspondant est laissé libre dans la procédure d'ajustement qui converge alors vers l'un des temps possibles. Le bruit de fond β provient de la décroissance des noyaux à longue durée de vie produits par filiation au cours de l'expérience. Sa contribution a été déterminée sur toute l'expérience en prenant les électrons anti-corrélés en position par rapport à la piste d'implantation de l'ion considéré. Par exemple, si l'ion est implanté dans la piste $\#i$, le bruit de fond est obtenu en considérant les électrons qui proviennent des pistes autres que $\#i$ et $\#i \pm 1$. Les figures 5.13 et 5.14 montrent l'efficacité

FIG. 5.13 – Spectres d'énergie déposée dans le détecteur à pistes par les électrons de décroissance bêta après implantation du ^{65}Mn .

a) : aucune condition n'est requise.
 b) : spectre en énergie pour les électrons dont la piste de détection est anti-corrélée avec celle de l'implantation de l'ion. Ce spectre représente donc le bruit de fond collecté durant la mesure.
 c) : spectre en énergie pour les électrons dont la piste de détection est corrélée avec celle de l'implantation de l'ion. Ce spectre représente donc les événements physiques plus le bruit de fond des pistes $\#i$ et $\#i \pm 1$.
 d) : même spectre que c) pour lequel on requiert de plus que le temps de collection des électrons soit inférieur à cinq fois la période du ^{65}Mn , soit à 500 ms.



d'un tel traitement. On peut voir sur les premiers canaux de la figure 5.13 d) le seuil de déclenchement du Silicium à pistes, suivi de la traîne du bruit de fond dans ce dernier. Vient ensuite la bosse due à la détection des électrons de décroissance bêta. Cette figure montre bien la séparation des signaux de bruit de fond de ceux des électrons de décroissance.

La fonction d'ajustement des temps de vie est obtenue en déterminant le nombre moyen d'électrons qui sont émis dans un intervalle de temps $[t, t+\delta t]$. Ce nombre est donné par :

$$\delta N(t) = N_{impl} f(bdf, \varepsilon, \lambda, \lambda_f, \lambda_{pf}, t) \delta t \quad (5.2)$$

où N_{impl} est le nombre total d'isotopes analysés qui a été implanté durant l'expérience ; bdf est le bruit de fond bêta ; ε est l'efficacité bêta ; les λ_i sont les constantes de désintégration du noyau d'intérêt, du noyau fils et du petit-fils respectivement, selon l'indice ($\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$). La fonction f de l'équation 5.2 a pour expression :

$$f(bdf, \varepsilon, \lambda, \lambda_f, \lambda_{pf}, t) = bdf + \varepsilon (\lambda N(t) + \lambda_f N_f(t) + \lambda_{pf} N_{pf}(t)) \quad (5.3)$$

où

$$\begin{aligned} N(t) &= e^{-\lambda t} \\ N_f(t) &= \frac{\lambda}{\lambda_f - \lambda} (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda_f t}) \\ N_{pf}(t) &= \frac{\lambda \lambda_f}{(\lambda_f - \lambda)(\lambda_{pf} - \lambda)} e^{-\lambda t} + \frac{\lambda \lambda_f}{(\lambda - \lambda_f)(\lambda_{pf} - \lambda_f)} e^{-\lambda_f t} + \\ &\quad + \frac{\lambda \lambda_f}{(\lambda - \lambda_{pf})(\lambda_f - \lambda_{pf})} e^{-\lambda_{pf} t} \end{aligned}$$

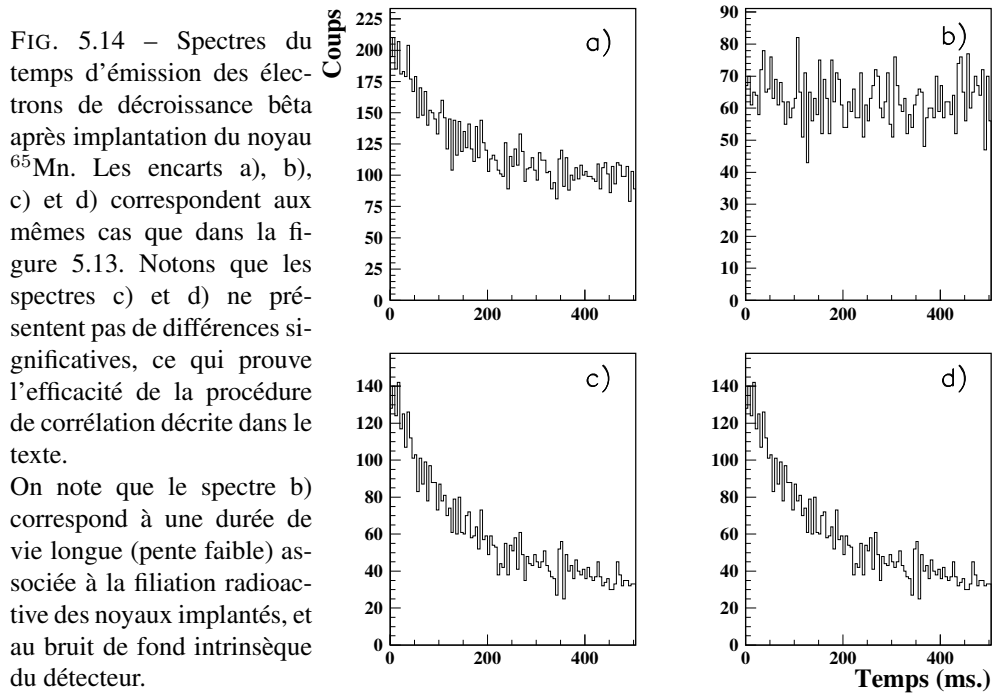


FIG. 5.14 – Spectres du temps d’émission des électrons de décroissance bêta après implantation du noyau ${}^{65}\text{Mn}$. Les encarts a), b), c) et d) correspondent aux mêmes cas que dans la figure 5.13. Notons que les spectres c) et d) ne présentent pas de différences significatives, ce qui prouve l’efficacité de la procédure de corrélation décrite dans le texte.

On note que le spectre b) correspond à une durée de vie longue (pente faible) associée à la filiation radioactive des noyaux implantés, et au bruit de fond intrinsèque du détecteur.

Les paramètres de cette fonction ont été ajustés par l’intermédiaire du programme PAW en utilisant la méthode des moindres carrés. Dans les cas où le nombre de noyaux implantés ne dépassait pas 200, la procédure du maximum de vraisemblance a été préférée.

Avant de présenter les résultats et leur interprétation, nous rappelons à l’aide du tableau 5.1 les règles de sélection des décroissances bêta de type Gamow Teller (GT). Nous ferons, dans la suite un usage intensif de ces règles qui permettent de déduire les spins et parité des états initiaux et/ou finaux dans la décroissance, ou au moins de les contraindre. Il existe aussi des transitions du type Fermi (F). Cependant, ces dernières ne sont pas observées dans les noyaux riches en neutrons. Suivant la valeur du moment angulaire transféré, $l=0,1,2$, les transitions (qu’elles soient de type F ou GT) sont dénotées permises, premières interdites, deuxième interdite respectivement . . .

Les transitions l -interdites sont défavorisées par rapport aux transitions permises, et ne sont généralement pas observées lorsque ces dernières sont possibles, d’autant moins dans les études de noyaux exotiques où les taux de production sont très faibles.

TAB. 5.1 – Règles de sélection pour les transitions Gamow Teller [Kan95]

Type de la transition	Moment angulaire transféré	Différence de spin possible	Changement de parité	valeur typique du $\log(ft)$
Permise	0	(0), 1	NON	<5.9
1 ^{ère} interdite	1	0, 1, 2	OUI	7(1)
2 ^{ème} interdite	2	2, 3	NON	8.5(5)
3 ^{ème} interdite	3	3, 4	OUI	Approx. 13
4 ^{ème} interdite	4	4, 5	NON	Approx. 18

Les règles de sélection pour les transitions de Fermi permises ($\Delta\pi=\text{non}$, $\Delta J=0$ et $\Delta T=0$) impliquent que seul l'état isobarique analogue (IA) du niveau émetteur peut être peuplé durant ce type de décroissance. Cependant, dans les noyaux riches en neutrons, l'état IA du niveau émetteur se trouve à une énergie supérieure à l'énergie totale disponible dans le processus (dont la valeur est fournie par le Q_β). En effet, le déplacement Coulombien plus important dans le noyau final, comme le schématise la figure 5.15, rend l'état isobarique analogue inaccessible dans les décroissances bêta des noyaux riches en neutrons. Ainsi, les seules transitions que nous rencontrerons dans ce travail seront des GT permises, ce qui sera confirmé par leurs valeurs de $\log(ft)$. Cette dernière quantité est le logarithme de l'inverse du carré de l'élément de matrice responsable de la transition. Plus la transition est favorisée, plus le $\log(ft)$ est petit.

Pour finir, notons qu'il existe des transitions dites "super-permises" qui ne sont qu'un cas particulier des transitions permises, pour lesquelles la valeur du $\log(ft)$ est inférieure à 3. Ce type de transitions indique un grand recouvrement entre les fonctions d'onde des états initial et final impliqués dans la décroissance. Suite à la décroissance bêta, le noyau pro-

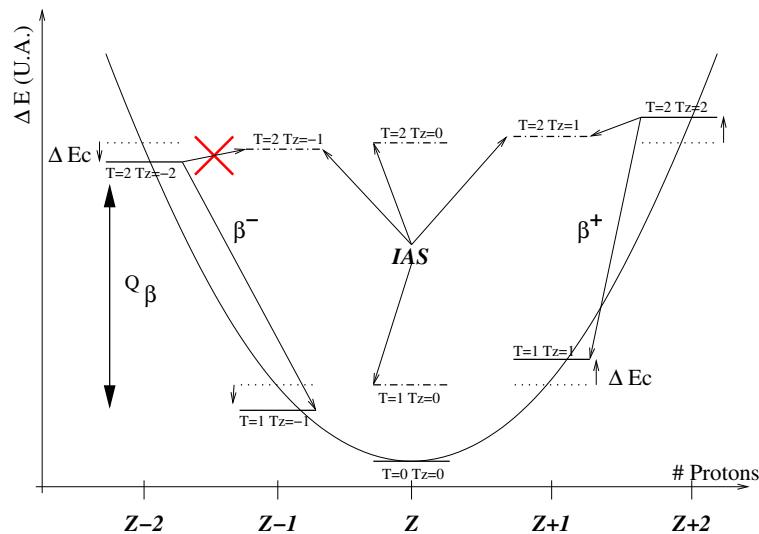


FIG. 5.15 – Vue schématique d'une parabole de masse pour une chaîne isobarique quelconque.

En ordonnée : différence d'énergie entre les états des isobares, en unités arbitraires.

En abscisse : valeurs des nombres de charge des noyaux de la chaîne isobarique.

Si l'interaction Coulombienne n'entrait pas en jeu, la position relative des états serait celle indiquée par les pointillés. Le déplacement Coulombien (ΔE_c), négatif pour les noyaux riches en neutrons (indiqué par la flèche dirigée vers le bas) et positif pour les noyaux déficients en neutrons change la position relative des états (positions finales des états en traits pleins, et interrompus).

Les états isobariques analogues (IAS) sont présentés pour les noyaux ayant Z et $Z\pm 1$ protons. Le déplacement Coulombien rend ces états énergétiquement inaccessibles lors de la décroissance β^- , alors qu'ils le sont pour une décroissance β^+ comme schématisé par les flèches de décroissance.

duit par filiation peut se trouver dans un état excité. L'excédent d'énergie peut alors être émis sous forme de photons. Les règles de sélection des transitions électromagnétiques, dont l'utilité est la même que pour les transitions dans les décroissances bêta (déduction des spin et parité des états en jeu) sont présentées ici. Pour une transition de type

électrique et de multipolarité L , le changement de parité est donné par le signe de :

$$\Delta\pi(EL) = (-1)^L \quad (5.4)$$

Pour une transition magnétique, on a :

$$\Delta\pi(ML) = (-1)^{L+1} \quad (5.5)$$

Un signe positif n'entraîne pas de changement de parité, contrairement à un signe négatif. La multipolarité (L) de la transition indique le changement de spin (J) maximum autorisé durant cette transition. Le temps de vie de l'état initial de la transition est d'autant plus long que l'ordre (ou la multipolarité) de cette dernière est élevé, ou que son énergie est faible. Des tables d'estimation de ces temps de vie sont données dans la référence [Kan95].

5.2 Résultats et discussions

La première moitié des résultats provenant de cette expérience a fait l'objet d'une publication [Gau05] qui se trouve en fin de chapitre (page 152), et dont nous ne présentons ici qu'une partie. Avant de discuter les données obtenues, nous allons regarder dans un cadre général l'influence de la structure des noyaux étudiés sur les temps de vie mesurés.

Dans les noyaux riches en neutrons que nous avons étudiés l'orbitale $\nu f_{5/2}$ est partiellement remplie et la décroissance bêta est alors dominée par la transition de Gamow-Teller permise $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$. Le temps de vie bêta s'exprime alors comme l'intégrale de la force GT, $S_{GT}(E)$, sur les états excités dans le noyau fils comme suit¹ :

$$\frac{1}{T_{1/2}} \simeq \int_0^{Q_\beta} S_{GT}(E^*) (Q_\beta - E^*)^5 dE^* \quad (5.6)$$

La force de Gamow-Teller, $S_{GT}(E)$, étant la valeur moyenne de l'opérateur GT entre les fonctions d'onde du noyau final et initial :

$$S_{GT}(E) = \langle \phi_f | \theta_{GT} | \phi_i \rangle \quad (5.7)$$

Dans le cas des transitions permises en jeu, le recouvrement des fonctions d'onde est important ce qui donne lieu à des temps de vie d'autant plus courts que le nombre de neutrons dans la couche $\nu f_{5/2}$ est important.

Nous avons utilisé le code de modèle en couches ANTOINE de E. Caurier et F. Nowacki [Cau02, Cau99] et les interactions KB3 et KB3G incluant les couches fp ($f_{7/2}$, $p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$) pour calculer les énergies d'excitation des états peuplés, leurs spins et parités, ainsi que les forces Gamow-Teller (GT) pour les noyaux considérés. Ces dernières ont permis d'accéder aux temps de vie théoriques des noyaux étudiés dans cette expérience. Pour ce faire, les valeurs de Q_β de Audi et al. [Aud03] ont été utilisées. L'interaction KB3 permet de reproduire la structure des noyaux des couches fp . Elle est construite en utilisant les éléments de la matrice G de réaction déduite en ajustant les données de diffusion élastique nucléon-nucléon [Kuo68]. KB3G est une extension de

¹On remarquera la puissance 5 sur le terme $Q_\beta - E^*$. Les transitions vers les états de faibles énergies d'excitation seront donc grandement favorisées. Notons que les incertitudes sur les valeurs de Q_β sont aussi élevées à la puissance 5 !!

l'interaction KB3 qui permet de mieux reproduire le gap $N=Z=28$ [Pov01]. Pour les deux interactions, un coeur inerte de $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ a été utilisé, ce qui signifie que seuls les nucléons évoluant dans les couches fp ont été autorisés à réaliser des excitations particule/trou. Le tableau 5.2 présente la comparaison des temps de vie calculés et des valeurs expérimentales obtenues dans cette expérience pour les noyaux du Scandium au Chrome.

TAB. 5.2 – Les temps de vie calculés en utilisant les interactions KB3 et KB3G sont indiqués dans la troisième et quatrième colonne respectivement. Ces temps de vie varient en fonction de la valeur du Q_β , prise dans les barres d'erreurs expérimentales [Aud03]. La dernière colonne reprend les valeurs expérimentales pour comparaison. Ne sont présentés que les noyaux du Scandium jusqu'au Chrome, pour lesquels les calculs modèle en couches ont été réalisés.

Isotope	$Q_\beta(\text{MeV})$	$T_{1/2}^{KB3}$ (ms)	$T_{1/2}^{KB3G}$ (ms)	$T_{1/2}^{mes.}$ (ms)
$^{57}\text{Sc}_{36}$	11.54	28	35	13(4)
	13.17	14	16	
	14.8	7	8	
$^{58}\text{Sc}_{37}$	14.3	17	14	12(5)
	15.8	9	7	
	17.3	5	4	
$^{58}\text{Ti}_{36}$	7.85	144	102	59(9)
	8.81	79	56	
	9.77	45	32	
$^{59}\text{Ti}_{37}$	10.76	35	36	30(3)
	11.79	21	21	
	12.82	13	13	
$^{60}\text{Ti}_{38}$	9.02	34	32	22(2)
	10.38	17	16	
	11.74	5	8	
$^{61}\text{V}_{38}$	11.42	26	26	41(1)
	12.4	17	16	
	13.38	11	10	
$^{62}\text{Cr}_{39}$	6.7	144	197	209(12)
	7.33	95	122	
	7.96	64	79	

Il apparaît que les temps de vie calculés (pour la valeur moyenne de Q_β fourni dans [Aud03]) deviennent de plus en plus courts en comparaison aux valeurs expérimentales quand on approche de $N=40$. Ceci peut s'expliquer par le fait que le gain d'énergie apporté par l'appariement dans la couche $\nu g_{9/2}$ peut y entraîner une migration de paires depuis la couche $\nu f_{5/2}$. Dans ce cas, deux types de transitions peuvent alors apparaître dans le schéma de décroissance β :

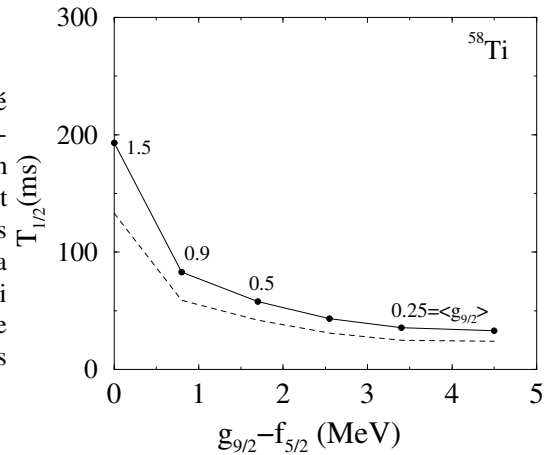
- des transitions permises $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$
- des transitions 1^{re} interdite $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$

Le premier type est rendu très improbable, voire énergétiquement impossible, puisqu'il conduit au peuplement d'états excités de très hautes énergies dans le noyau final. Le deuxième type de transitions, bien que moins probable que les transitions permises peut cependant avoir lieu et influencer les temps de vie de décroissance bêta mesurés dans cette expérience. Le peuplement de l'orbitale $g_{9/2}$ est lié à l'espacement entre cette couche et la couche $f_{5/2}$. L'interaction monopolaire [Ots01] entre les protons de la couche $\pi f_{7/2}$ et

les neutrons de la couche $\nu f_{5/2}$ est responsable de la remontée de cette dernière quand on vide l'orbitale $\pi f_{7/2}$ pour passer du ${}_{28}\text{Ni}$ au ${}_{22}\text{Ti}$.

Nous avons estimé l'influence de l'écart en énergie entre les couches $f_{5/2}$ et $g_{9/2}$ sur le temps de vie du ${}_{22}^{58}\text{Ti}_{36}$ qui fut mesuré dans cette expérience. Les résultats expérimentaux (temps de vie et transitions γ , cf. article page 152) et théoriques indiquent que le ${}^{58}\text{Ti}$ n'est pas déformé [Gau05, Mol97, Gir03]. En utilisant les calculs de champs moyen de Ragnarsson et Sheline [Rag84] dans lesquels l'écart en énergie entre les couches $f_{5/2}$ et $g_{9/2}$ a été varié, les fonctions d'ondes *sphériques* ont été déduites pour ce noyau et sa filiation. Les corrélations d'appariement ont été incluses à l'étude au travers de l'approximation de Lipkin-Nogami. Le code QRPA de Möller et Randrup a été utilisé pour calculer les forces S_{GT} et les temps de vie de décroissance bêta qui sont reportés sur la figure 5.16. Les valeurs de Q_β employées pour cette étude ont été prises de Audi et

FIG. 5.16 – Evolution du temps de vie calculé pour le ${}^{58}\text{Ti}$ en fonction de la différence d'énergie entre les orbitales neutron $f_{5/2}$ et $g_{9/2}$, en supposant une valeur de Q_β de 8.81 MeV (trait plein), et de 9.77 MeV (trait interrompu). Ces valeurs de Q_β correspondent respectivement à la valeur moyenne et supérieure données par Audi et al.[Aud03]. L'occupation moyenne de l'orbitale $g_{9/2}$ est inscrite au dessus de la courbe. Le temps de vie expérimental du ${}^{58}\text{Ti}$ est 59(9)ms.



al.[Aud03]. Les calculs indiquent que le ${}^{58}\text{Ti}$ décroît principalement au travers d'une unique transition GT à basse énergie (confirmé par nos résultats expérimentaux). Quand l'espacement entre les orbitales neutrons $f_{5/2}$ et $g_{9/2}$ est réduit les neutrons sont promus dans cette dernière couche, ce qui diminue la force S_{GT} et augmente le temps de vie, comme le montre la figure 5.16. Fort de la comparaison entre les temps de vie calculés et mesuré de 59(9) ms, on peut contraindre l'espacement des couches neutron ($f_{5/2}$ et $g_{9/2}$) dans ce noyau à une valeur au moins supérieure à 1 MeV, en ne perdant pas de vue la grande incertitude actuelle sur la valeur du Q_β .

Nous avons aussi réalisé des calculs de modèle en couches, en utilisant l'interaction fpg qui inclut les couches fp et la couche $g_{9/2}$, pour estimer l'occupation de l'orbitale $\nu g_{9/2}$ dans les isotopes de Chromes étudiés ici. Nous trouvons que le nombre moyen de neutrons dans la couche $g_{9/2}$ dans le noyau de ${}_{24}^{62}\text{Cr}_{38}$ est de 1.7.

Le très grand nombre de configurations accessibles dans le cas de calculs réalisés dans l'espace de valence fpg rend ces derniers très longs. De plus, le code ANTOINE ne permet pas, à l'heure actuelle, de calculer les décroissances bêta procédant via des transitions interdites. Nous avons donc restreint l'espace dans lequel nous réalisons nos calculs aux couches fp avec les interactions KB3 et KB3G présentées précédemment. La conséquence de la limitation de nos calculs à l'espace de valence fp pour la détermination des forces Gamow-Teller et des temps de vie peut être qualitativement expliquée par l'argu-

mentation qui suit. Dans de tels calculs, nous forçons tous les nucléons de valence à être dans les couches fp , et donc l'occupation de l'orbitale $g_{9/2}$ à être nulle. Nous surestimons l'occupation de la couche $f_{5/2}$ (puisque nous ne considérons pas l'effet de l'appariement de la couche $g_{9/2}$) et donc le recouvrement qui permet de calculer S_{GT} . Ces calculs sous-estiment donc le temps de vie β quand le noyau considéré présente un nombre d'occupation non nul pour l'orbitale $\nu g_{9/2}$. Du fait que l'accord entre l'expérience et la théorie est bon pour les noyaux ayant $N < 38$ neutrons, on peut considérer que le désaccord entre les valeurs des temps de vie expérimentaux et calculés reflète la participation de l'orbitale $g_{9/2}$ à la fonction d'onde, et donc son occupation pour les noyaux ayant $N \geq 38$ neutrons. Ceci semble confirmé par les résultats présentés dans le tableau 5.2. Cependant, d'autres paramètres, comme les valeurs de Q_β pour lesquelles subsistent de grandes incertitudes, ont des effets importants (voir note en bas de la page 130) sur les valeurs des temps de vie calculés (Tableau 5.2).

Nous passons maintenant à la présentation d'une partie des résultats expérimentaux obtenus durant cette expérience. Le tableau 5.3 récapitule l'ensemble de la statistique obtenue, ainsi que les résultats de l'analyse des temps de vie pour tous les noyaux implantés durant l'expérience.

Le tableau 5.4 résume quant à lui les raies γ non isomériques détectées au cours de cette expérience.

Isotope	N	$T_{1/2}$	$T_{1/2}$ (fils)	Isotope	N	$T_{1/2}$	$T_{1/2}$ (fils)
⁵⁷ Sc	26	13(4)	67(25)	⁶⁵ Mn	27530	92(1)	1320(320)
⁵⁸ Sc	7	12(5)	53(10)	⁶⁶ Mn	9562	64(2)	440(60)
⁵⁸ Ti	128	59(9)	200(20)	⁶⁷ Mn	1363	47(4)	394(20)
⁵⁹ Ti	424	30(3)	76(7)	⁶⁸ Mn	28	28(8)	180(8)
⁶⁰ Ti	150	22(2)	libre	⁶⁷ Fe	5466	394(9)	500(100)
⁶² Cr	4838	209(12)	92(13)	⁶⁸ Fe	9655	187(6)	libre
⁶³ Cr	10800	129(2)	275(4)	⁶⁹ Fe	1355	109(9)	232(17)
⁶⁴ Cr	4166	43(1)	91(4)	⁷⁰ Fe	59	94(17)	libre
⁶⁵ Cr	242	27(3)	92(1)	⁶⁹ Co	98	232(17)	11400(300)
⁶⁶ Cr	9	10(6)	64(2)	^{70m} Co	971	121(8)	6000(300)
⁶⁴ Mn	4687	91(4)	2000(100)	⁷¹ Co	981	97(2)	2560(3)

TAB. 5.3 – Temps de vie mesurés, $T_{1/2}$, en msec. pour les isotopes Sc, Ti, Cr, Mn, Fe et Co. Les isotopes dont le nom apparaît en gras ont eu leur temps de vie mesuré pour la première fois. Le nombre N de noyaux implantés est indiqué dans la seconde colonne. Le temps de vie du noyau fils pris en compte dans la procédure d'ajustement est placé dans la dernière colonne. Lorsque le noyau fils présente un isomère β , son temps de vie n'est pas contraint, ce qui est relaté par la mention "libre" dans la quatrième colonne.

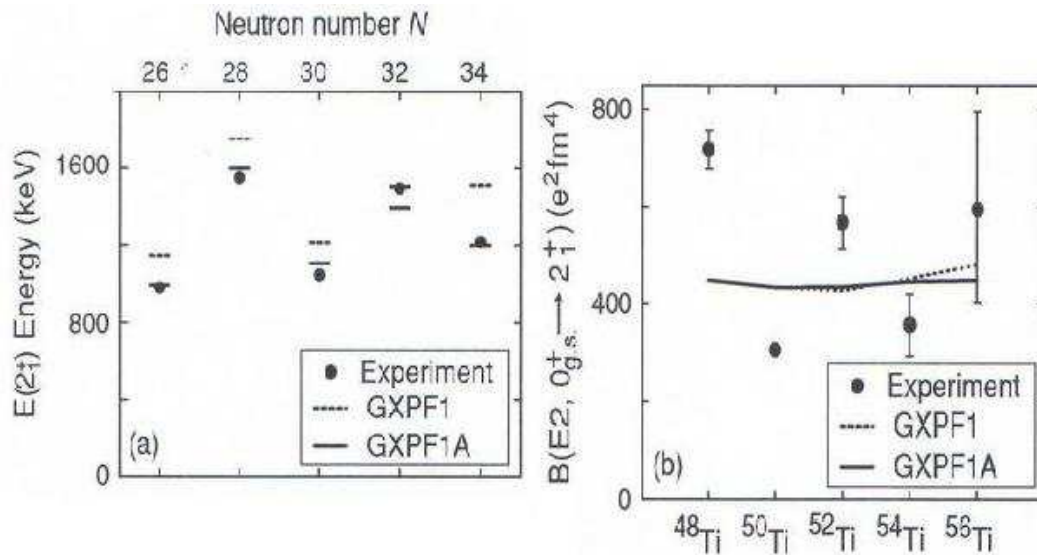
5.2.1 Isotopes de Titane

Nous allons présenter ici les résultats obtenus concernant la chaîne isotopique des Titans. Ces dernières années (2003-2005) la structure de ces isotopes riches en neutrons a connu un regain d'intérêt car elle montre l'apparition de $N=32$ comme nouveau nombre magique. En effet, des études de décroissance β dans la chaîne des Scandiums [Lid04] et d'excitation des états yrast dans les Titans [For04], réalisées à MSU, combinées avec la

Isotope implanté	Energie γ -(keV)
${}^{58}\text{Ti}$	114
${}^{61}\text{V}$	71, 97, 127, 213, 329, 353, 450, 717, 930, 1027, 1144
${}^{62}\text{Cr}$	156, 285, 355, 640, 1215
${}^{63}\text{Cr}$	250, 879, 1248, 1323, 1670, 1748, 1752, 1890, 2426, 2876, 3175, 3454
${}^{64}\text{Cr}$	188
${}^{65}\text{Cr}$	272, 1368
${}^{63}\text{Mn}$	357, 451, 505, 626, 775, 995, 1132
${}^{64}\text{Mn}$	696, 746, 1368, 1462
${}^{65}\text{Mn}$	92, 214, 363, 455, 684, 724, 1004, 1089, 1550, 1843
${}^{66}\text{Mn}$	573, 1545, 2299, 2682, 2704, 2870
${}^{67}\text{Mn}$	367, 388, 940, 1568
${}^{65}\text{Fe}$	340, 736, 882, 961, 1075, 1112, 1221, 1993
${}^{67}\text{Fe}$	190, 1247
${}^{68}\text{Fe}$	45, 165, 186, 210, 345, 520, 630, 704, 975, 1020
${}^{69}\text{Fe}$	249, 1879
${}^{67}\text{Co}$	694
${}^{69}\text{Co}$	594
${}^{70}\text{Co}$	447, 608, 683, 913, 969, 1260
${}^{71}\text{Co}$	251, 280, 568, 736, 772

 TAB. 5.4 – Raies γ observées pour les noyaux fils du noyau implanté.

détection des photons de désexcitation montrent que le ré-arrangement dans les couches fp conduisant à l'ordre des orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}, p_{1/2}$ et $f_{5/2}$ se produit dans les Titans. Ce ré-arrangement serait dû à la diminution de la force de l'interaction attractive mo-


 FIG. 5.17 – Comparaison des énergies d'excitation et des probabilités de transition absolues $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ tirés de l'article [Din05]. Les mesures expérimentales sont comparées aux prédictions du modèle en couches réalisées avec les interaction GXPF1 et GXPF1A.

nopolaire $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ qui a lieu quand on enlève des protons de la couche $\pi f_{7/2}$. A ce point vient s'ajouter le fait que l'écart entre les couches $\nu p_{3/2}$ et $\nu p_{1/2}$, dû au spin-orbite, serait important dans la région du ${}^{54}_{22}\text{Ti}_{32}$ donnant naissance au gap $N=32$. La probabilité de transition réduite vers le premier état 2^+ du ${}^{54}\text{Ti}$ a aussi été mesurée à MSU [Din05], et la figure 5.17, tirée de cet article, montre que l'énergie d'excitation du 2^+ dans le ${}^{54}_{22}\text{Ti}_{32}$ est comparable à celle du ${}^{50}_{22}\text{Ti}_{28}$ achevant de prouver la magicité de $N=32$ dans cette région de masse. Comme on peut le voir sur la figure 5.17, les résultats expérimentaux

taux présentés ont été comparés à des calculs de modèle en couches réalisés à l'aide des interactions GXPF1 et GXPF1A [Hon02]. Ces interactions ont été optimisées pour reproduire la structure des noyaux ayant leurs nucléons de valence dans les couches fp ; GXPF1A étant une amélioration de GXPF1. Elles reproduisent raisonnablement bien les énergies d'excitation des noyaux étudiés ainsi que l'apparition du nombre magique $N=32$ dans les chaînes des Titans, Chromes et Calcium. Les fluctuations des valeurs de $B(E2)$ ne sont par contre pas reproduites. Les deux interactions prédisent en outre l'apparition d'un autre nombre magique, $N=34$, dans cette région de masses. Les raisons de cette apparition sont les mêmes que pour $N=32$. La figure 5.18 schématise l'apparition du gap $N=34$. Ainsi, après le ^{54}Ti , les efforts expérimentaux se sont portés sur le $^{56}\text{Ti}_{34}$. Là en-

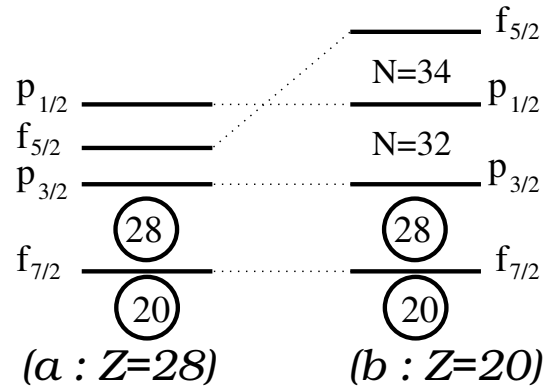


FIG. 5.18 – L'interaction proton-neutron entre partenaires spin-orbite est tenue responsable du déplacement de l'orbitale $f_{5/2}$: dans les noyaux n'ayant aucun (par exemple à $Z=20$ ou proche), ou peu de protons en $f_{7/2}$ la couche $f_{5/2}$ se trouve au dessus de la couche $p_{1/2}$ car la force de l'interaction $\pi f_{7/2}-\nu f_{5/2}$ est faible, cas (b) sur la figure. Pour les noyaux présentant des protons en $f_{7/2}$ (par exemple à $Z=28$ ou proche), la force de l'interaction augmente et la couche $f_{5/2}$ est attirée en dessous de la couche $p_{1/2}$: cas (a).

core, les décroissances β des Scandiums riches en neutrons[Lid04], la spectroscopie γ du ^{56}Ti [For04] et la probabilité de transition vers le 2_1^+ du ^{56}Ti [Din05] ont été étudiées. La figure 5.17 présente aussi les résultats correspondant à cette dernière mesure. Toutes ces informations vont dans le même sens : la fermeture de couche prédite à $N=34$, par le biais de l'interaction GXPF1, n'a pas lieu dans le $^{56}\text{Ti}_{34}$.

Nos résultats obtenus dans les $^{58,59,60}\text{Ti}$ vont aussi dans ce sens. En effet, si $N=34$ était magique, on devrait avoir un écart en énergie important entre les couches $\nu f_{5/2}$ et $\nu p_{1/2}$ conduisant à :

- des temps de vie sensiblement plus longs pour les noyaux au voisinage de $N=34$,
- une structure présentant des états relativement éloignés les uns des autres.

Le tableau 5.5 présente les temps de vie des Titans 54, 56, 58 et 60. On peut y voir que le rapport des temps de vie des Titans 54 sur 56 est de 10, alors que les rapports des temps de vie des Titans 56 sur 58 et 58 sur 60 est d'environ 3. Si $N=34$ était magique, on s'attendrait à un surcroît de stabilité pour le $^{56}\text{Ti}_{34}$ par rapport aux $^{58,60}\text{Ti}$, et donc à un rapport de temps de vie plus important entre les $^{56,58}\text{Ti}$ qu'entre les $^{58,60}\text{Ti}$, comme c'est le cas pour les $^{54,56}\text{Ti}$. De plus, nous avons découvert dans le ^{59}Ti un isomère γ à 117(2) keV de temps de vie de 509(130) ns. Les valeurs expérimentales des temps de vie données ici sont en accord avec les résultats de la référence [Mat03] obtenus au GANIL

Isotope	$T_{1/2}$
${}^{54}\text{Ti}_{32}$	1.5 sec
${}^{56}\text{Ti}_{34}$	150 ms
${}^{58}\text{Ti}_{36}$	59 ms
${}^{60}\text{Ti}_{38}$	22 ms

TAB. 5.5 – Temps de vie des isotones de titane pairs ayant entre 32 et 38 neutrons.

par fragmentation d'un faisceau de ${}^{86}\text{Kr}$. Dans cette référence, deux isomères γ de multipolarités E2 et M2 ont été reportés dans le noyau ${}^{59}\text{Ti}$, avec les énergies respectives de 117(2) keV (en accord avec nos résultats) et 699(1) keV ². La même expérience reporte aussi un isomère E2 dans le ${}^{61}\text{Ti}$. La présence d'isomères dans les noyaux ${}^{59,61}\text{Ti}$ indique un faible espacement énergétique entre les couches mises en jeu, à savoir $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$, ce qui, tout comme les données de MSU passées en revue ci-dessus, va à l'encontre du nombre magique N=34.

Malgré les résultats en défaveur de N=34 comme nombre magique, l'équipe de MSU persiste à dire que ce nombre pourrait être magique dans le calcium ${}^{54}\text{Ca}_{34}$. Cependant, récemment l'étude expérimentale à CERN/ISOLDE des noyaux ${}^{51,52,53}\text{Ca}$ par décroissance bêta des ${}^{51,52,53}\text{K}$ [Per04a] a confirmé l'inversion des couches $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ dans ces noyaux. La mise au point d'une nouvelle interaction, KB3Gm, a été réalisée par le groupe de Strasbourg précisément pour interpréter correctement les données de cette expérience. KB3Gm n'est autre que l'interaction KB3G[Pov01] dont les valeurs des monopoles $V_{f_{7/2}p_{1/2}}$, $V_{f_{7/2}f_{5/2}}$ et $V_{p_{3/2}f_{5/2}}$ ont été ajustées pour décrire correctement les schémas de niveaux du ${}^{49}\text{Ca}$ et des ${}^{55,56}\text{Ti}$. Cette interaction reproduit très bien les résultats obtenus par décroissance bêta des ${}^{51,52,53}\text{K}$. A l'aide de KB3Gm, les prédictions de la structure du ${}^{54}\text{Ca}$ ont pu être réalisées (cf. fig.5.19). Le premier état 2^+ est prédit à 1.8 MeV, alors que l'interaction GXPF1 le donne à 4.1 MeV, et GXPF1A à 3.5 MeV. Ainsi, cette nouvelle interaction, KB3Gm, qui reproduit parfaitement les données exis-

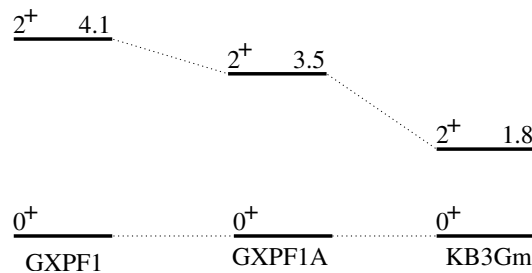


FIG. 5.19 – Prédiction de l'énergie du premier état 2^+ dans le ${}^{54}\text{Ca}$. L'énergie d'excitation de cet état reflète directement la taille du "gap" N=34 dans la chaîne des Calciums. Les prédictions pour l'interaction KB3Gm, GXPF1 et GXPF1 modifiée sont présentées. L'interaction KB3Gm, qui reproduit le mieux la structure des noyaux dans cette région de masse donne un gap pour N=34 relativement faible qui ne reflète pas l'apparition d'une fermeture de couche forte à N=34, comme annoncé précédemment dans [Ots01, Hon02].

tantes dans la chaîne isotopique des Calciums, et qui est en accord avec les données

²L'isomère M2 implique un changement de parité dans la transition qui lui est associée indiquant la proximité de la couche $g_{9/2}$.

existantes dans les Titans (aussi bien sur les temps de vie mesurés dans cette expérience que sur les résultats de MSU) ne prévoit pas l'apparition d'un nouveau nombre magique à $N=34$ dans les noyaux ayant $Z \geq 20$ protons.

Seule l'expérience pourra apporter un point final à cette discussion, ce qui ne saurait tarder puisque l'étude du ^{54}Ca a été réalisée au printemps 2005 au GANIL [Rej05] dans le but de mesurer l'énergie d'excitation de son premier état 2^+ .

Nous passons maintenant à la présentation de la seconde partie des résultats obtenus dans cette expérience. La spectroscopie de ces noyaux exotiques lourds riches en neutrons est peu ou mal connue. De plus étudiant des noyaux qui ont 40 ou plus de 40 neutrons, il n'y a pas d'interaction pour le modèle en couches qui puisse nous aider dans l'interprétation des résultats expérimentaux. Les interactions incluant les couches f, p et g ne sont pas encore au point. Ainsi, l'interprétation, du point de vue de la structure, des résultats obtenus est difficile pour cette partie de l'expérience, voire impossible dans certains cas. Cependant la découverte d'isomères γ , ou la production en grand nombre de certains noyaux permettant d'accéder à leur spectroscopie γ et de réaliser des coïncidences γ - γ rendent ces résultats intéressants. La figure 5.20 récapitule l'analyse des temps de vie pour les noyaux correspondants.

5.2.2 Isotopes de Manganèse

^{63}Mn :

Le schéma de décroissance du ^{63}Mn , qui n'était pas transmis directement avec les réglages du spectromètre, est obtenu via la décroissance du ^{63}Cr . La faible statistique ne permet pas l'observation de coïncidences $\gamma - \gamma$. Le schéma de niveaux proposé en figure 5.21 est déduit en considérant les relations entre les énergies des raies gamma observées, et leurs intensités. Deux couples de raies gamma sont vues à 357(2) et 775(2) keV puis à 506(2) et 626(2) keV. La somme des énergies des raies dans chacun de ces couples donne 1132(2) keV, qui correspond à l'énergie d'une raie gamma détectée. Dans le premier couple de raies, la transition à 357(2) keV est la plus intense, alors que dans le second couple, les deux raies ont une intensité équivalente. Sur la base de ces observations, l'ordre des transitions du premier couple est déduit, alors que pour le second, les deux raies peuvent être inversées dans le spectre 5.21. Ceci indique que la transition à 626(2) keV n'est pas alimentée directement dans la décroissance bêta du ^{63}Mn (ou bien la transition à 506(2) keV si l'ordre des transitions est interverti). L'explication peut venir des règles de sélection de la décroissance bêta qui impliquent un grand facteur d'empêchement pour les transitions ayant $\Delta L \geq 2$ ou bien pour les transitions avec changement de parité entre l'état fondamental du ^{63}Mn et le niveau en question (à 506 ou à 626 keV). Les deux suppositions sont très plausibles dans cette région de masse. D'après le potentiel Folded-Yukawa de la figure 5.22, les valeurs possibles de J^π pour l'état non alimenté peuvent être $1/2^-$, $5/2^-$, $1/2^+$ ou $9/2^+$, suivant les valeurs de déformation. 31% de la force bêta sont retrouvés dans la transition à 357 keV, ce qui correspond à un $\log(ft)$ de 5.0. 32% décroissent via l'état à 1132 keV, conduisant à une valeur de $\log(ft)$ de 4.7. L'alimentation d'un état à 2 MeV dans la décroissance bêta du ^{63}Mn , avec un rapport de branchement de 10%, aurait été détectée si présente. Nous supposons donc que les 37% restants pourraient décroître directement sur le fondamental du ^{63}Fe dont

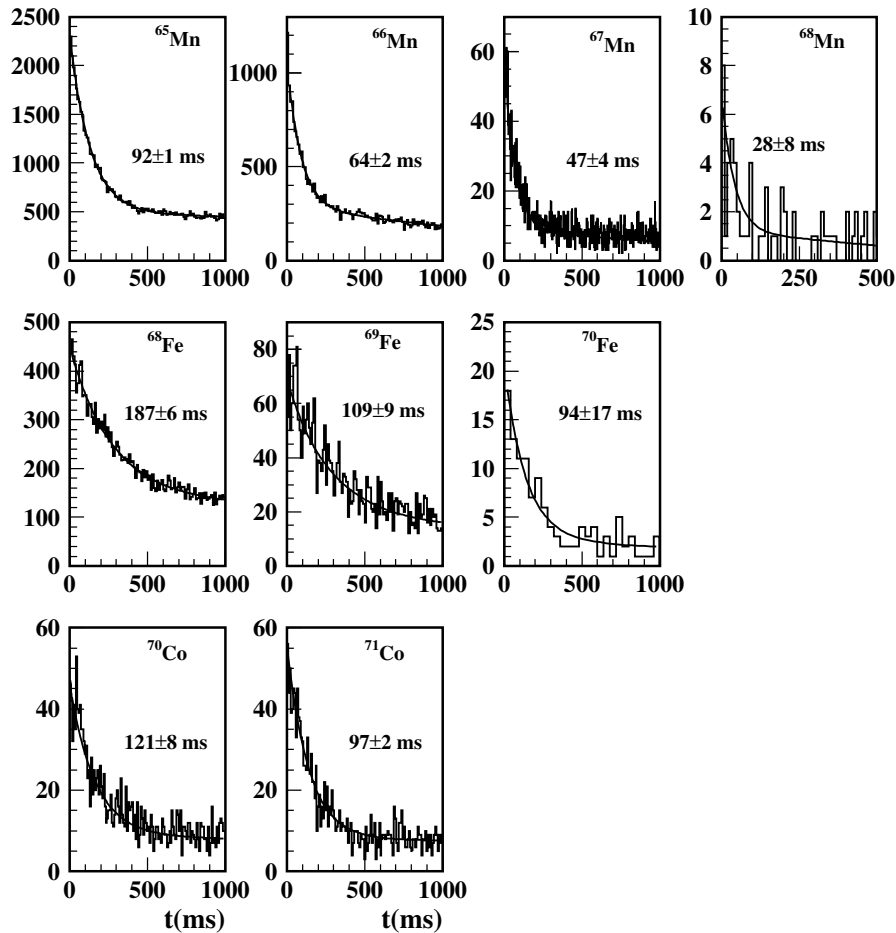


FIG. 5.20 – Courbes de décroissance bêta des isotopes de Mn, Fe et Co implantés durant l’expérience. Les temps de vies correspondants sont inclus, en encart, pour chaque isotope, et proviennent de l’ajustement de la fonction décrite en début de discussion. La courbe ajustée est superposée aux histogrammes.

la configuration est connue pour être $5/2^-$ [Run83]. Ceci résulterait en un $\log(ft) \geq 4.9$. Cette alimentation du fondamental n’est qu’une limite supérieure ; il est possible que des états à plus haute énergie soient alimentés et aient ensuite une décroissance fragmentée sur plusieurs transitions non détectées. Ces trois transitions sont, d’après leurs valeurs de $\log(ft)$ des transitions GT permises. D’après les règles de sélection concernant ces transitions ($\Delta L=1$), et considérant que l’état fondamental du ${}^{63}\text{Mn}$ est supposé être un état $5/2^-$ pour une gamme importante de paramètres de déformation $\epsilon_2 \in [0, 0.4]$, nous déduisons les valeurs de J^π $7/2^-$, $5/2^-$ ou $3/2^-$ aussi bien pour l’état à 357 keV que celui à 1132 keV.

Des calculs QRPA conduisent au même type de schéma de décroissance pour une large gamme de paramètres de déformation $\epsilon_2 \in [0, 0.4]$: trois niveaux sont principalement peuplés, un autour de 1 MeV, un autre vers 100 keV, le dernier étant l’état fondamental. Ces calculs ne permettent pas de contraindre la déformation, cependant, ils permettent d’asseoir le schéma de niveaux que nous proposons.

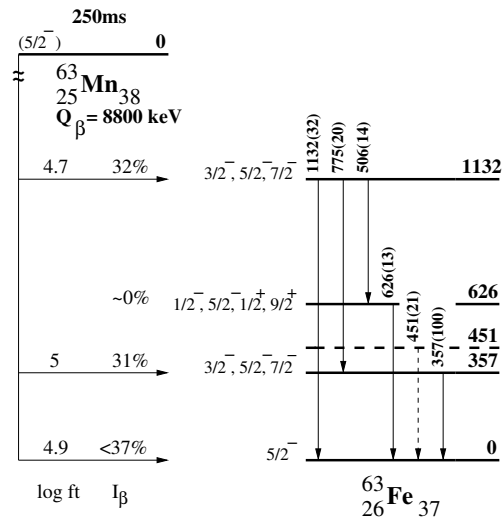


FIG. 5.21 – Schéma de décroissance du ^{63}Mn . Les valeurs entre parenthèses suivant les énergies sont les intensités γ ramenées à la raie la plus intense à 357 keV.

^{64}Mn :

Le temps de vie mesuré ($T_{1/2} = 91(4)\text{ms}$) est en très bon accord avec celui de Hanawald et *al.* [Han99]. Nous reportons les raies γ observées dans la présente expérience (en accord avec [Han99]) dans le tableau 5.4.

Le ^{64}Mn est connu pour avoir un isomère qui décroît en émettant des photons de 135 keV, observé pour la première fois dans la référence [Grz98]. Dans ce travail, les auteurs rapportent que l'isomère a un temps de vie supérieur à $100 \mu\text{s}$ et supposent donc que sa multipolarité est M2. En dessous de 200 keV, les transitions de polarité $\lambda=2$ sont partiellement converties, et un électron peut être émis jusque dans 15% des cas. Cependant, le dispositif expérimental utilisé dans [Grz98] ne permettait pas la détection d'électrons de conversion, contrairement au nôtre. Les spectres 5.23 b) et c) présentent l'énergie des électrons détectés dans le Silicium à pistes dans une fenêtre en temps ne dépassant pas 3 ms après l'implantation des ^{64}Mn et ^{66}Mn respectivement. Deux pics sont clairement identifiés à 135(10) et 175(10) keV dans le ^{64}Mn et de façon moins prononcée à 170(10) keV et 294(10) keV dans le ^{66}Mn . La première énergie, pour le ^{64}Mn est en accord avec la raie à 135 keV observée par Grzywacz et *al.* [Grz98]. La seconde transition n'a jamais été observée auparavant, et aucun photon associé n'a été détecté, au contraire de celle à 135 keV (ce travail et [Grz98]). Le temps de vie de 500(50) μs associé à chacune des transitions électroniques a été déterminé en ajustant le spectre en temps des électrons émis dans les 3 ms suivant l'implantation du ^{64}Mn . Les transitions peuvent donc toutes deux dépeupler l'état isomérique ou bien être en cascade. Dans le premier cas, la différence d'énergie, de 40 keV, entre les deux raies, devrait cependant correspondre à une transition gamma ou électron qui n'a pas été observée dans ce travail. Toutefois cette énergie est à la limite, voire inférieure, à notre seuil de détection aussi bien en γ qu'en électron. Dans une expérience récente au GANIL, J. M. Daugas et *al.* [Dau04] ont rapporté l'existence d'une transition de 40 keV, partiellement convertie, dans le ^{64}Mn . Dans le cas de sa décroissance en photon, elle fut trouvée en coïncidence avec la raie γ

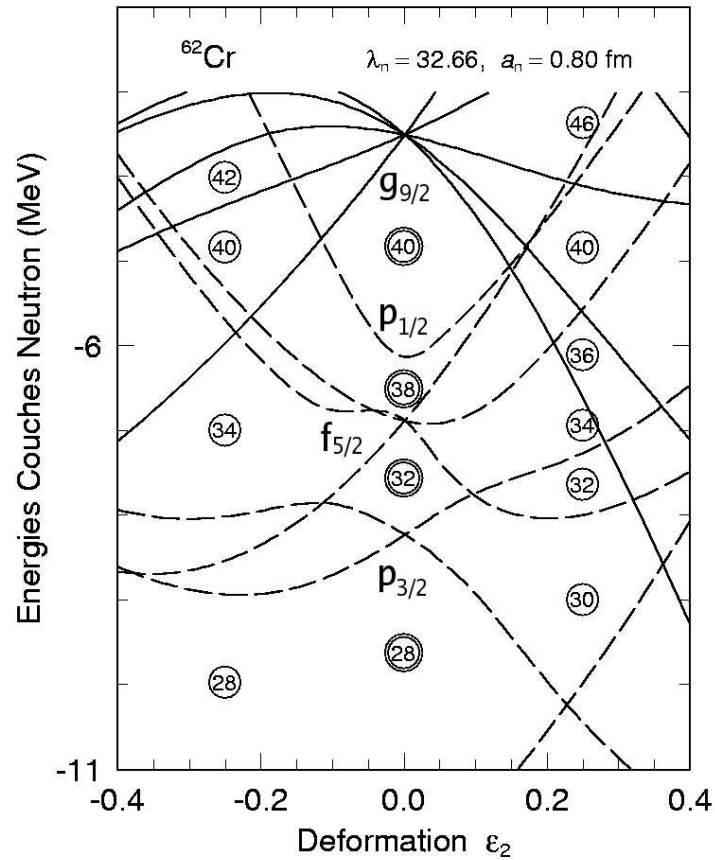


FIG. 5.22 – Schéma d'évolution des couches avec le paramètre de déformation ϵ_2 , calculé en utilisant un potentiel Folded Yukawa. Les paramètres λ_n et a_n décrivent la profondeur et la diffusivité du potentiel.

à 135 keV. Comme nous ne détectons pas de photons de 175 keV, nous pensons que la raie électron à cette énergie dans le spectre 5.23 b) correspond à la somme des transitions de 135 keV et 40 keV qui dans le cas de leur décroissance successive en électron de conversion ne sont pas séparées par notre acquisition du fait du temps nécessaire à la collecte des charges dans le Silicium à pistes. L'état isomérique dans le ${}^{64}\text{Mn}$ serait donc à 175 keV, et serait dépeuplé par la cascade 135+40 keV. L'ordre entre ces transitions peut être établi en considérant les intensités relatives des pics à 135 et 175 keV du spectre 5.23 b). Si la transition de 40 keV dépeuplait l'état isomérique, elle aurait une polarité³ $\lambda=2$ et serait convertie en électron dans environ 90% des cas (cf. tableau 5.7). Ainsi, la probabilité d'avoir successivement la décroissance des deux transitions à 40 et 135 keV en électron de conversion serait plus importante que celle d'avoir la raie à 135 keV seule : le pic à 175 keV serait plus intense que celui à 135 keV.

Dans le cas où l'état isomérique est dépeuplé par la transition à 135 keV, celle à 40 keV est nécessairement de multipolarité E1 ou M1 sinon la raie somme ne serait pas observée car le temps de vie d'une transition de 40 keV de polarité $\lambda \geq 2$ est très important (cf. tableau 5.6). Une transition E1 (M1) est convertie dans 25% (36%) des cas conduisant à

³Déduction faite à partir du temps de vie de l'isomère.

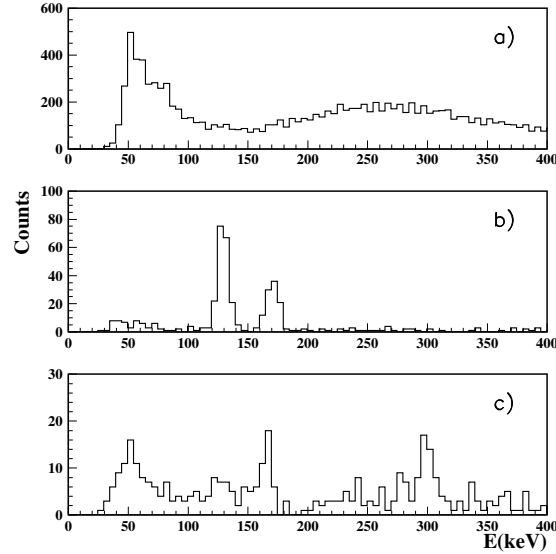


FIG. 5.23 – Spectre typique d'énergie des électrons détectés dans le détecteur Silicium à pistes a). b) et c) : même type de spectre avec la condition que les électrons ne soient émis que durant les 3 premières ms suivant l'implantation du ^{64}Mn et du ^{66}Mn respectivement. Deux pics sont clairement identifiés à 135(10) et 175(10) keV dans le premier cas et à 170(10) keV et 294(10) keV dans le second.

une intensité plus importante pour le pic à 135 keV.

TAB. 5.6 – Temps de vie des transitions γ électriques et magnétiques pour des polarités allant de 1 à 3 (E_γ est en MeV). La colonne 2 donne l'expression du temps de vie en unité Weisskopf. La troisième et la dernière colonne donnent le temps de vie d'une transition de 40 et 135 keV respectivement.

Type de la transition	Expression du temps de vie (unité Weisskopf)	Temps de vie pour une transition de 40 keV (s.)	Temps de vie pour une transition de 135 keV (s.)
E1	$6.93 \cdot 10^{-15} A^{-2/3} E_\gamma^{-3}$	$6.77 \cdot 10^{-12}$	$1.76 \cdot 10^{-13}$
M1	$2.24 \cdot 10^{-14} E_\gamma^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-10}$	$9.1 \cdot 10^{-12}$
E2	$9.37 \cdot 10^{-9} A^{-4/3} E_\gamma^{-5}$	$3.57 \cdot 10^{-4}$	$8.16 \cdot 10^{-7}$
M2	$3.15 \cdot 10^{-8} A^{-2/3} E_\gamma^{-5}$	$1.89 \cdot 10^{-2}$	$4.32 \cdot 10^{-5}$
E3	$1.98 \cdot 10^{-2} A^{-2} E_\gamma^{-7}$	$2.65 \cdot 10^4$	5.92
M3	$6.30 \cdot 10^{-2} A^{-4/3} E_\gamma^{-7}$	$1.5 \cdot 10^6$	301

Ainsi l'état isomérique du ^{64}Mn , à une énergie d'excitation de 175 keV, est dépeuplé par une unique transition de 135 keV qui alimente un état excité à 40 keV, de polarité $\lambda=1$. Le nombre de coups observés dans le spectre électron 5.23 b) nous permet de contraindre la nature des transitions en jeu.

Le tableau 5.7 présente les coefficients de conversion[Ban76] des transitions γ électriques et magnétiques de polarité allant de 1 à 3 pour des énergies de 40 et 135 keV. Une étude récente [Cou00] a montré que l'écart entre les valeurs tabulées et l'expérience est au maximum de 5% seulement. Ces coefficients peuvent donc permettre de caractériser des transitions. Le coefficient de conversion α est défini comme le rapport $\frac{N_e^{Tot}}{N_\gamma^{Tot}}$ du nombre

total d'électrons issus du niveau émetteur sur le nombre total de photons émis. La fraction de la transition qui est convertie est donc $f = \frac{\alpha}{\alpha+1}$.

TAB. 5.7 – Coefficients de conversion α et fractions converties f pour des transitions électriques et magnétiques de polarité allant de 1 à 3. La colonne 2 correspond aux valeurs d'une transition à 40 keV, et la dernière à une transition de 135 keV.

Type de la transition	Coefficient de conversion α et fraction convertie f à 40 keV	Coefficient de conversion α et fraction convertie f à 135 keV
E1	$\alpha=5.75 \cdot 10^{-1}$ $f=36\%$	$\alpha=2.01 \cdot 10^{-2}$ $f=2\%$
M1	$\alpha=3.39 \cdot 10^{-1}$ $f=25\%$	$\alpha=1.7 \cdot 10^{-2}$ $f=2\%$
E2	$\alpha=13.1$ $f=93\%$	$\alpha=2.02 \cdot 10^{-1}$ $f=9\%$
M2	$\alpha=8.1$ $f=89\%$	$\alpha=1.52 \cdot 10^{-1}$ $f=13\%$
E3	$\alpha=245$ $f=99.6\%$	$\alpha=1.7$ $f=63\%$
M3	$\alpha=171$ $f=99.4\%$	$\alpha=1.31$ $f=57\%$

Le nombre de coups dans le spectre 5.23 b) à 135 keV (175 keV) est 185 (110). En tenant compte de l'efficacité du détecteur ($\simeq 90\%$) on aboutit à $N_e^{Tot}=341(18)$, la barre d'erreur étant purement statistique. Nous avons détecté 10 photons de 135 keV. En tenant compte de l'efficacité γ à cette énergie (11% d'après la figure 5.10, page 125) et du fait que la détection des photons n'est effective que durant $25 \mu\text{s}$ alors que l'isomère a un temps de vie de $500(50)\mu\text{s}$, le nombre total de photons émis est :

$$N_\gamma^{Tot} = \frac{N_\gamma^{det}}{\epsilon_\gamma^{135} * (1 - \exp(\frac{-\ln 2 * 25}{500}))} = 2272(682), \quad (5.8)$$

la barre d'erreur étant aussi purement statistique. Les barres d'erreur sur l'efficacité γ n'ont pas été déterminées. Cependant, à 135 keV, là où cette efficacité est maximale, on s'attend à ce qu'elle soit faible, et contribue peu par rapport à l'erreur statistique reportée ici. Ceci conduit à $\alpha=1.50(45) \cdot 10^{-1}$ dont la valeur centrale est en très bon accord avec une transition M2, bien que la limite supérieure ne permette pas d'exclure une transition E2. Notons que le temps de vie de l'état isomérique est aussi en accord avec la multipolarité M2, et même si les valeurs reportées dans le tableau 5.6, en unités Weisskopf, sont connues pour n'être qu'indicatives, une transition E2 semble difficilement compatible avec toutes les contraintes expérimentales obtenues.

Le taux de peuplement du ${}^{64}\text{Mn}$, peuplé lors de la rédaction de fragmentation, a été déduit grâce à la relation :

$$N_e^{Tot} = N_{ion} \cdot \epsilon_{isom} \cdot f_{M2}^{135}, \quad (5.9)$$

avec f_{M2}^{135} la fraction de la transition M2 à 135 keV qui est convertie en électron, et N_{ion} le nombre total de ${}^{64}\text{Mn}$ implanté durant l'expérience (cf. tableau 5.3, page 133). Nous obtenons ainsi $\epsilon_{isom}=56(17)$ Le nombre de coups dans la raie à 175 keV nous permet

enfin de connaître la fraction de la transition à 40 keV qui est convertie puisque :

$$N_e^{175} = N_{ion} \cdot \epsilon_{isom} \cdot f_{M2}^{135} \cdot f_X^{40} \quad (5.10)$$

On obtient alors $f_X^{40} = 0.40(14)$, dont la valeur centrale est en accord avec une transition de type E1 d'après le tableau 5.7. La barre d'erreur statistique ne permet cependant pas d'exclure une transition de type M1.

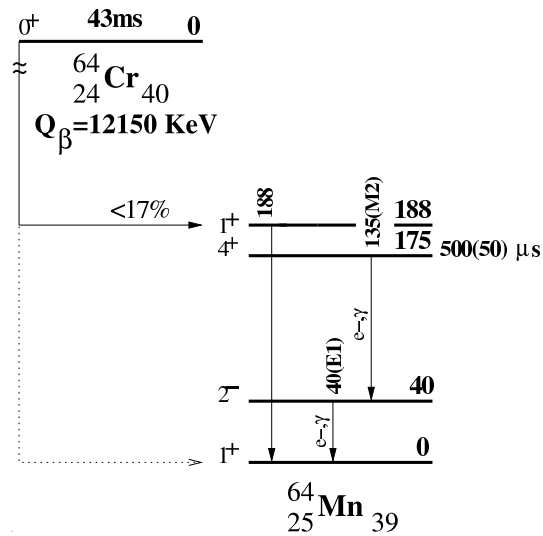
Dans la décroissance β du ^{64}Cr vers le ^{64}Mn , une unique raie γ à 188 keV a été observée. Elle emporte seulement 17% de la force de décroissance. Le fondamental du ^{64}Cr étant un état 0^+ , nous supposons l'existence d'un état 1^+ à 188 keV dans le ^{64}Mn . Etant donnée notre efficacité γ (figure 5.10), l'alimentation à 10% d'un état à 2 MeV dans la décroissance β du ^{64}Cr aurait été détectée si elle avait été présente. Puisque ce n'est pas le cas, nous supposons qu'une partie de la décroissance du ^{64}Cr alimente directement l'état fondamental du $^{64}\text{Mn}_{39}$ qui serait alors un 1^+ .

La configuration la plus probable menant à un 1^+ pour cet état est $(\pi f_{7/2})^{-3} - (\nu f_{5/2})^{-1}$. La configuration neutron n'est pas naturelle pour ce noyau qui en contient 39. Elle implique un trou dans la couche $f_{5/2}$ qui devrait être remplie si l'on en croit l'ordre standard du modèle en couches. Cette configuration est possible si cet ordre est modifié et que la couche $f_{5/2}$ passe au dessus de la couche $p_{1/2}$ dans ce noyau. Ceci semble probable, et est appuyé par le fait que l'état fondamental du $^{65}\text{Fe}_{39}$ a très certainement la configuration neutron $(\nu f_{5/2})^{-1}$ (cf. partie sur le ^{65}Fe page 146). De plus une telle configuration favoriserait les transitions G.T. permises $(\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2})$ laissant un trou en $f_{5/2}$ vers l'état fondamental du ^{64}Mn dans la décroissance du ^{64}Cr . Le couplage $7/2^- \otimes 5/2^-$ qu'entraîne cette configuration donne lieu aux états $(1,2,3,4,5,6)^+$.

Si on considère que la transition à 40 keV est très probablement une E1, l'état à 40 keV serait un 2^- , qui ne peut être obtenu qu'en couplant un proton de la couche $\pi f_{7/2}$ à un neutron promu en $\nu g_{9/2}$. Un tel état à si basse énergie indique que l'écart entre les couches fp et la couche intruse $g_{9/2}$ est très faible dans cette région de la charte des noyaux. La reproduction de l'énergie d'excitation de cet état serait alors un très bon test pour les théoriciens du modèle en couches désirant mettre au point une interaction qui décrirait cette région. Finalement l'état isomérique M2 serait un 4^+ ayant deux origines possibles. Il peut s'agir d'un état formé par excitation d'un neutron de la couche $\nu p_{1/2}$ vers la couche $\nu f_{5/2}$ donnant lieu aux spins 3^+ et 4^+ .

L'état 4^+ peut aussi provenir de la configuration $(\pi f_{7/2})^{-3} - (\nu f_{5/2})^{-3} (\nu g_{9/2})^{+2}$ dans laquelle la proximité de la couche $\nu g_{9/2}$ y entraîne la migration d'une paire depuis l'orbitale $\nu f_{5/2}$. Cette configuration conduit au couplage des spins $7/2^- \otimes 5/2^-$, comme pour l'état fondamental.

A priori rien ne permet de préférer l'une des deux hypothèses émises pour expliquer la configuration de cet état isomérique dans le ^{64}Mn . Le schéma de niveaux de la figure 5.24 récapitule les conclusions de cette argumentation que l'on peut résumer en quelques mots en rappelant qu'à 175 KeV un isomère M2 est dépeuplé par une cascade partiellement convertie de deux raies de 135 keV et 40 keV. La transition à 40 keV serait probablement une E1 alimentant l'état fondamental qui est supposé être un état 1^+ . Ainsi, l'état à 40 keV serait un 2^- , et l'isomère un 4^+ .

FIG. 5.24 – Schéma de niveaux du ${}^{64}\text{Mn}$. ${}^{65}\text{Mn}$:

Plusieurs raies gamma sont observées dans la décroissance du ${}^{65}\text{Mn}$ (voir Tableau 5.4). Cependant, même si le nombre de noyaux implantés est important, aucune coïncidence $\gamma - \gamma$ ne fut trouvée. Ceci peut partiellement être expliqué par le fait que la moitié de la force bêta décroît sur un état à 364(2) keV qui se désexcite directement vers le fondamental du ${}^{65}\text{Fe}$. Grzywacz et *al.* [Grz98] ont attribué une nature isomérique à cet état en rapportant un temps de vie de $T_{1/2} = 0.43(1)\mu\text{s}$. Dans notre travail, la raie gamma associée à la transition à 364 keV a effectivement une composante retardée, mais d'environ une dizaine de ns, et non pas de 430 ns. Ainsi, l'état isomérique ne serait pas celui de 364 keV, et n'aurait pas été observé dans cette expérience du fait des règles de sélection des décroissances bêta.

J. M. Daugas et *al.* [Dau04] ont rapporté l'existence d'une transition de 33 keV retardée de 420(13) ns qui dépeuplerait un état isomérique à 397 keV et alimenterait l'état à 364 keV dans le ${}^{65}\text{Fe}$. Dans cette même expérience, les auteurs confirment que la transition à 364 keV n'est que très faiblement retardée. Le peuplement de l'état à 364 keV par décroissance β avec une intensité de près de 50% conduit à la valeur de $\log(ft)$ de 5.2 qui est typique d'une transition GT permise. Le faible retard de la transition à 364 keV est en accord avec une multipolarité E2. Une M2, E1 ou M1 serait ou trop longue, ou trop rapide en comparaison à nos données et à celles de J.M. Daugas et *al.* D'après les décroissances du ${}^{65}\text{Fe}_{39}$ (voir la section sur les isotopes de Fer), nous déduisons que l'état fondamental du ${}^{65}\text{Fe}$ est très probablement un état $5/2^-$. L'état à 364 keV aurait alors un spin $J=1/2$ ou $3/2$, et une parité négative. Le temps de vie de l'état isomérique à 397 keV est en accord avec une multipolarité M1, comme mentionné dans [Dau04]. Il y aurait alors un changement de parité entre l'état à 364 keV et celui à 397 keV. L'état isomérique proviendrait de l'excitation d'un neutron de valence dans la couche $g_{9/2}$. La systématique des isotopes de manganèse riches en neutrons suggère que l'état fondamental du ${}^{65}\text{Mn}$ aurait une valeur de spin et parité $5/2^-$. On comprend alors que l'état isomérique ne soit pas alimenté dans l'expérience présente. Une telle valeur de spin pour l'état fondamental

du ^{65}Mn correspond à un paramètre de déformation ε_2 positif. Dans ce cas, on s'attend à ce que le premier état excité dans le ^{65}Fe provenant de la couche $g_{9/2}$ soit un état $1/2^+$. Ceci est en accord avec sa multipolarité M1 et les spins et la parité que nous déduisons pour l'état à 364 keV.

Les transitions à 92 et 725(2) keV décroissent probablement sur l'état à 364 keV car les raies somme sont observées à 455 et 1089(2) keV respectivement. Nous déduisons donc deux états supplémentaires à 455 et 1089 keV dans le ^{65}Fe qui sont alimentés dans la décroissance bêta du ^{65}Mn avec les intensités respectives de 13 et 15%.

La figure 5.25 présente le schéma de niveaux proposé pour le ^{65}Fe . Plusieurs autres raies sont attribuées à la décroissance du ^{65}Mn (cf. tableau 5.4), bien qu'elles ne puissent pas être placées sur le schéma de niveaux 5.25. L'intensité totale de ces raies représente environ 10% de la force bêta en supposant qu'aucune d'elle ne soit en coïncidence avec une autre. En tenant compte de ce facteur, nous retrouvons 90(5)% de la force bêta au travers des photons détectés provenant d'états excités. Ceci implique une alimentation de l'état fondamental du ^{65}Fe de 10(5)% au maximum.

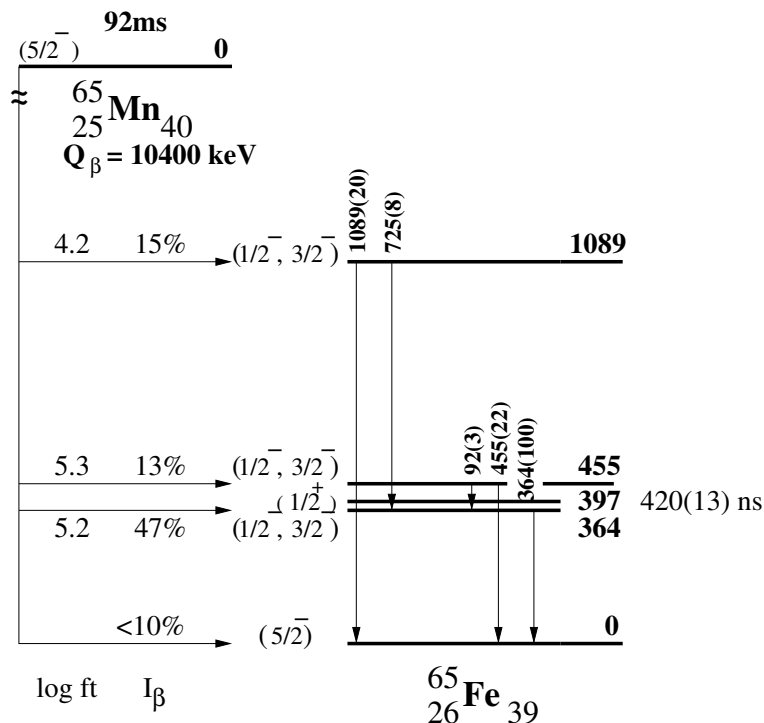


FIG. 5.25 – Schéma de décroissance du ^{65}Mn avec les intensités γ relatives entre parenthèses, à la suite des énergies des transitions.

^{66}Mn :

Le temps de vie déterminé est en très bon accord avec celui de Hannawald et *al.* [Han99]. Plusieurs raies gamma ont été observées dans leur travail dont les plus intenses sont vues dans l'expérience présente, et reportées dans le tableau 5.4. Entre autre, nous confirmons l'énergie du premier état 2^+ du ^{66}Fe à 573 keV qui montre que ce noyau présentant 40

neutrons n'est pas magique, et ainsi, que la couche $g_{9/2}$ est proche des couches fp . C'est d'ailleurs, en partie, pour cette raison que de nombreux isomères sont présents dans cette région de masses.

Comme dans le cas du ${}^{64}\text{Mn}$, le spectre en énergie des électrons émis jusqu'à 3 ms après l'implantation du ${}^{66}\text{Mn}$ présente deux pics (cf. figure 5.23 c)), indiquant la découverte d'un état isomérique dans le noyau de ${}^{66}\text{Mn}$. Les énergies des deux pics sont 170(10) et 294(10) keV, et les deux raies sont associées au même temps de vie d'une valeur de 750(250) μs . Ce temps de vie est compatible avec une transition de type M2. Aucune transition correspondant à la différence d'énergie $294-170=124$ keV n'est observée, aussi bien en photons qu'en électrons, alors qu'elle se trouverait au dessus de notre seuil de détection. Ceci peut s'expliquer en partie par une faible production du ${}^{66}\text{Mn}$ dans son état isomérique, combinée à la faible efficacité γ à cette énergie ($\simeq 12\%$). De plus, aucun photon n'a été observé, aussi bien à 170 keV, qu'à 294 keV, alors qu'une transition M2 à ces dernières énergies n'est que très partiellement convertie. Ceci pourrait indiquer que l'état isomérique est dépeuplé par une transition de faible énergie (inférieure à notre seuil de détection d'environ 50 keV). Dans ce cas, l'isomère ne serait pas M2 mais plutôt E2. Des données complémentaires sont nécessaires pour permettre de conclure sur la nature de cet isomère et ses voies de désexcitation.

${}^{67}\text{Mn}$:

Dans la décroissance vers le ${}^{67}\text{Fe}$, nous confirmons l'existence de deux raies gamma à 367(2) et 388(2) keV déjà observées par Grzywacz et *al.* [Grz98] et Sawicka et *al.* [Saw03]. Cependant contrairement à ce qui était proposé dans ces deux références, aucune de ces raies n'est retardée d'après nos données. Ainsi, l'isomère présent dans le ${}^{67}\text{Fe}$ [Grz98], n'est ni dépeuplé par la transition à 367 keV, ni par celle à 388 keV. Cependant, le spectre en temps des électrons émis après implantation du ${}^{67}\text{Fe}$ confirme la présence d'un isomère (de temps de vie $T_1/2=43(30)$ μs [Grz98]) dans ce noyau (cf. figure 5.26). Nous pensons que ce dernier se trouve à une énergie plus élevée que 388 keV, mais suffisamment proche des états à 367 et 388 keV pour ne pas être observable dans cette expérience ($\Delta E \leq 30$ keV), ni dans les précédentes.

${}^{68}\text{Mn}$:

En dépit de la très faible statistique (seulement 28 noyaux implantés), le temps de vie déterminé dans ce travail est en très bon accord avec celui de Hannawald et *al.* [Han99]. Ceci permet de confirmer que la méthode d'analyse est correcte, ce même à faible statistique.

5.2.3 Isotopes de Fer

${}^{65}\text{Fe}$:

La décroissance bêta du ${}^{65}\text{Fe}$ a été étudiée via deux jeux de données complémentaires. Durant la décroissance bêta du ${}^{65}\text{Mn}$ plusieurs raies gamma ont été attribuées à la décroissance du noyau fils, le ${}^{65}\text{Fe}$. De plus, durant un des réglages du spectromètre, le ${}^{65}\text{Fe}$ a été implanté en quantité importante, permettant ainsi d'avoir une statistique raisonnable

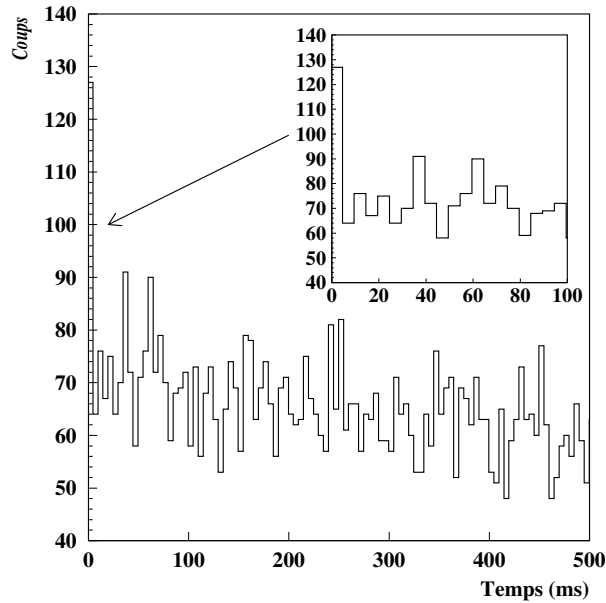


FIG. 5.26 – Spectre en temps des élections émises après implantation du ^{67}Fe , avec, en encart un zoom sur les premières milliseconde suivant l'implantation. On peut voir qu'au début du spectre, sur le zoom, une proportion importante d'électrons est présente. Elle ne peut être expliquée par la seule décroissance bêta du ^{67}Fe , et est caractéristique de la présence d'un état isomérique dans le noyau considéré : le ^{67}Fe .

pour pouvoir réaliser des coïncidences $\gamma - \gamma$. Le schéma de niveaux correspondant est présenté sur la figure 5.27. Nous supposons que la raie γ à 1993(2) keV, observée via la décroissance bêta du ^{65}Mn , décroît directement vers l'état fondamental du ^{65}Fe . En effet, nous ne la voyons en coïncidence avec aucune autre transition dans le réglage du spectromètre ci-dessus cité. Nous notons que les raies à 882(2) et 340(2) keV, qui sont en coïncidence, précédemment attribuées à la décroissance du ^{65}Co par Bosch et *al.* [Bos88] appartiennent en fait à la décroissance du ^{65}Fe . Dans la référence précédente, les auteurs suspectaient que ces transitions pouvaient venir de contamination isobarique.

Environ 45% de la force bêta est détectée dans la décroissance du ^{65}Fe vers le ^{65}Co via les transitions gamma. Comme aucune autre coïncidence n'est observée (provenant de la désexcitation d'états à haute énergie, alimentés par décroissance β), nous en déduisons qu'un fort rapport de branchement existe vers l'état fondamental du ^{65}Co de spin $7/2^-$ [Bos88], avec un $\log(ft) \geq 4.8$, correspondant à une transition de Gamow-Teller permise. Les règles de sélection des transitions GT permises ($\Delta J=1$) conduisent aux spins possibles $5/2^-$, $7/2^-$ ou $9/2^-$ pour le fondamental du ^{65}Fe . Les deux dernières valeurs semblent difficilement réalisables pour ce noyau présentant 39 neutrons.

Deux raies gamma sont émises à partir du niveau à 1222 keV : la première à 340(2) keV et la seconde à 1222(2) keV. Comme ces photons sont émis promptement après la décroissance bêta du ^{65}Fe , nous pouvons contraindre la multipolarité des transitions associées à $\lambda \leq 2$. D'après leurs intensités respectives, nous supposons que la transition à 340(2) keV est une transition M1 et que celle à 1222(2) keV est du type E2. L'état à 1222 keV se voit donc attribuer le spin $3/2^-$ et celui à 882 keV le spin $5/2^-$. Les transitions à plus hautes énergies ont pour spins possibles $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ d'après les règles de sélection

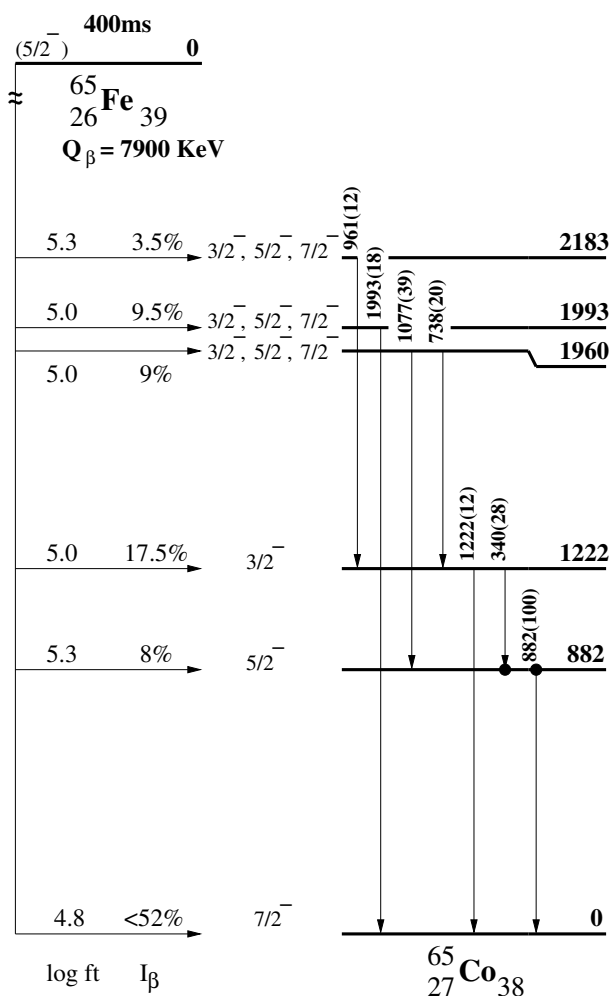


FIG. 5.27 – Schéma de décroissance du ${}^{65}\text{Fe}$ avec les intensités γ relatives entre parenthèses, à la suite des énergies des transitions.

des décroissances bêta par transition GT permises.

${}^{67}\text{Fe}$:

La discussion concernant le ${}^{67m}\text{Fe}$ a été faite dans la partie concernant la décroissance bêta du ${}^{67}\text{Mn}$ qui permet de peupler les états du ${}^{67}\text{Fe}$. En ce qui concerne la décroissance du ${}^{67}\text{Fe}$, deux raies gamma ont été observées et sont reportées dans le tableau 5.4. Le temps de vie est déterminé avec une meilleure précision que dans la référence [Sor00] pour des raisons de statistique plus importante.

${}^{68}\text{Fe}$:

Il existe deux états qui subissent une décroissance bêta dans le ${}^{68}\text{Co}$, un à longue durée de vie de $T_{1/2}=1.6(3)\text{s}$, et un de plus courte de $T_{1/2}=230(30)\text{ms}$ [Mue99]. Dans cette expérience, 9655 noyaux de ${}^{68}\text{Fe}$ ont été implantés qui ont décréu vers l'état à longue durée de vie du ${}^{68}\text{Co}$. Dans cette décroissance, seulement 25% de la force est observée. Comme

la transition de l'état fondamental du ^{68}Fe vers l'état du ^{68}Co à longue durée de vie est fortement empêchée puisqu'elle implique un changement de spin $0^+ \rightarrow 3^+$ donnant une transition GT interdite, nous supposons qu'il se produit une forte alimentation des états à haute énergie dans le ^{68}Co . Dans le spectre d'énergie des photons détectés après décroissance bêta, plusieurs raies gamma sont identifiées (se reporter au tableau 5.4 pour une liste exhaustive de ces raies) et quelques coïncidences sont déterminées. Une raie à faible énergie, 45(2) keV, est vue en coïncidence avec celle à 165(2) keV. La raie somme de 210(2) keV est aussi observée. De plus la raie à 165 keV est aussi vue en coïncidence avec une raie à 186(2) keV. Aucune coïncidence entre les raies à 186 et 210 keV n'est observée, ce qui peut être dû au manque de statistique dans ces dernières. Les deux raies à 165 et 45 keV ont une intensité similaire, ne permettant pas d'établir d'ordre entre elle. Une raie à 1020(2) keV est détectée et correspond à la raie somme de deux raies observées à 975(2) et 45(2) keV. De plus la raie à 975(2) keV est elle aussi une raie somme de deux transitions détectées à 630(2) et 345(2) keV. Aucune indication n'a été trouvée quant à l'ordre entre toutes les raies citées, pour cette raison, aucun schéma de niveaux n'est construit.

$^{69-70}\text{Fe}$:

Dans le cas du ^{69}Fe , le temps de vie déterminé est bien plus précis que dans le travail de Ameil et al [Ame98], ce qui est certainement dû à une meilleure estimation du bruit de fond dans le présent travail. Cependant, les valeurs sont en accord dans la limite de deux σ . Les raies gamma observées sont reportées dans le tableau 5.4.

Dans le cas du ^{70}Fe , le temps de vie est déterminé pour la première fois avec une forte incertitude, due à la faible statistique (59 noyaux implantés).

5.2.4 Isotopes de Cobalt

^{69}Co :

Le temps de vie du noyau a été déterminé et est en bon accord avec la valeur reportée dans [Sor00].

^{70}Co :

Ce noyau présente deux états depuis lesquels ont lieu une décroissance bêta : un état 3^+ ($T_{1/2} = 500(180)\text{s}$) et un état $6/7^-$ ($T_{1/2} = 120(30)\text{s}$). Dans cette expérience, le ^{70}Co était produit aussi bien dans l'état 3^+ ($\simeq 30\%$) que dans l'état $6/7^-$ ($\simeq 70\%$). C'est la raison pour laquelle les raies gamma reportées dans le tableau 5.4 correspondent aux décroissances des deux états, qui ont déjà été étudiées [Mue99].

^{71}Co :

Le temps de vie déterminé ici, avec une faible incertitude diffère grandement de celui reporté par Ameil et al [Ame98] (le désaccord subsiste même en tenant compte des 2σ). Nous pensons que cela provient du mauvais traitement du bruit de fond dans la référence [Ame98].

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'étude de la décroissance bêta des noyaux riches en neutrons de ${}^{57,58}_{21}\text{Sc}$, ${}^{58-60}_{22}\text{Ti}$, ${}^{60-62}_{23}\text{V}$, ${}^{62-66}_{24}\text{Cr}$, ${}^{64-68}_{25}\text{Mn}$, ${}^{67-70}_{26}\text{Fe}$ et ${}^{69-71}_{27}\text{Co}$. L'expérience réalisée au GANIL à l'aide du dispositif SISSI a eu lieu sur la ligne LISE. Elle a permis d'entreprendre les spectroscopies β et $\beta\gamma$ des noyaux produits. Nous avons ainsi pu déterminer les temps de vie des noyaux de ${}^{57,58}\text{Sc}$, ${}^{60}\text{Ti}$, ${}^{65,66}\text{Cr}$ et ${}^{70}\text{Fe}$ pour la première fois. Pour les autres noyaux étudiés, dans la majorité des cas, les incertitudes sur les valeurs de temps de vie précédentes ont été réduites. A l'aide des Clovers Germanium utilisés, les schémas de décroissance ont pu être proposés pour les noyaux de ${}^{58}\text{Ti}$, ${}^{61}\text{Cr}$, ${}^{62,64}\text{Mn}$, ${}^{65}\text{Fe}$ et ${}^{65}\text{Co}$. Nous avons de plus mis en évidence l'existence d'isomères γ ou électrons dans les noyaux de ${}^{59}\text{Ti}$ et ${}^{64,66}\text{Mn}$. Les temps de vie de ces derniers ont été mesurés ou contraints suivant les cas. Nous avons aussi confirmé l'existence de tels isomères dans les ${}^{65,67}\text{Fe}$.

L'interprétation des résultats présentés ici a été approfondie par la comparaison à des calculs de modèle en couches réalisés à l'aide du code ANTOINE [Cau02, Cau99]. Nous avons utilisé les interactions KB3 [Kuo68] et KB3G[Pov01] qui permettent de décrire les noyaux ayant leurs nucléons de valence dans les couches fp . Nous avons décrit les noyaux étudiés comme un coeur inerte de ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ sur lequel peuvent évoluer, sans restriction, les nucléons de valence (protons et neutrons). L'accord entre nos données et les calculs est bon en ce qui concerne les intensités β et les schémas de décroissance. Cependant, les temps de vie calculés deviennent de plus en plus courts par rapport aux valeurs expérimentales quand on approche de $N=40$. Ceci a été expliqué comme étant l'effet de la force d'appariement qui, même en dessous de $N=40$, attire des neutrons dans l'orbitale $g_{9/2}$ créant ainsi des lacunes en $f_{5/2}$, ce qui réduit la force de Gamow-Teller, allongeant ainsi les temps de vie par rapport au cas où l'occupation de la couche $g_{9/2}$ serait nulle. Les neutrons ainsi appariés en $g_{9/2}$ peuvent être considérés comme des spectateurs dans les décroissances β étudiés.

L'occupation de la couche $\nu g_{9/2}$, peuplée par migration de paires, dépend grandement de l'écart en énergie entre les orbitales $\nu f_{5/2}$ et $\nu g_{9/2}$. Cet écart est très sensible à la force de l'interaction $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ qui est responsable de l'abaissement de la couche $\nu f_{5/2}$ de quelques MeV quand on se déplace du Calcium au Nickel.

L'occupation de la couche $\nu g_{9/2}$, qui influence les temps de vie ne modifie par contre que très peu le schéma de décroissance. Il a été noté que la décroissance β des noyaux étudiés est dominée par la transition de Gamow-Teller $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ rendant ainsi inactifs les neutrons qui pourraient exister en $g_{9/2}$. Toutefois, les grandes incertitudes sur les valeurs de Q_β (donc des masses) pour les noyaux riches en neutrons étudiés ne permettent pas de tirer des informations quantitatives quant à l'occupation de la couche $g_{9/2}$, malgré les résultats obtenus dans cette expérience.

L'existence d'isomères γ dans le ${}^{59}\text{Ti}$ (ce travail) ainsi que dans le ${}^{61}\text{Ti}$ [Mat03] couplés avec les données obtenues à MSU ces dernières années dans la chaîne des Titans et au CERN pour la décroissance bêta des ${}^{51,52,53}\text{K}$ [Per04a] semblent indiquer que la fermeture de couche $N=34$ ne rend ce nombre magique ni dans la chaîne isotopique de Calcium ni dans les chaînes supérieures. Ceci est appuyé par les calculs de modèle en couches récents réalisés spécifiquement pour cette problématique. Cette dernière, reliée à l'évolution des couches loin de la vallée de stabilité met en jeu l'interaction, encore

mal maîtrisée, proton-neutron entre partenaires spin-orbite. De même que pour l'occupation de l'orbitale $g_{9/2}$, cette expérience de décroissance β ne permet pas d'obtenir des informations quantitatives quant à la force de cette interaction dans les noyaux étudiés. Cependant les effets de cette dernière ont pu être discutés qualitativement.

Nous avons vu que la présence de la couche $g_{9/2}$ et sa proximité des couches fp se manifestaient par l'observation d'isomères dans les noyaux de $^{64,66}\text{Mn}$ (ce travail et [Dau04]) et de ^{67}Fe . Les informations que nous apportons sur les ^{66}Mn et ^{67}Fe , bien qu'utiles pour des comparaisons lors de futures expériences n'ont pas permis de cerner la structure des isomères dans ces noyaux. Cependant, grâce à nos résultats expérimentaux, nous avons construit une argumentation sur la structure de l'état isomérique du ^{64}Mn , ainsi que sur ces états à basses énergies d'excitation. L'ensemble de ces résultats, complété par des données futures permettant de mieux établir les spins et parités proposés dans ce travail, devrait permettre aux théoriciens de mettre au point une interaction fiable pour les couches fp donnant lieu à des interprétations plus fines de la structure des noyaux dans cette région de masses.

Beta-decay studies of neutron-rich Sc-Cr nuclei

L. Gaudefroy¹, O. Sorlin^{1,a}, C. Donzaud¹, J.C. Angélique², F. Azaiez¹, C. Bourgeois¹, V. Chisté¹, Z. Dlouhy³, S. Grévy², D. Guillemaud-Mueller¹, F. Ibrahim¹, K.-L. Kratz⁴, M. Lewitowicz⁵, S.M. Lukyanov⁶, I. Matea⁵, J. Mrasek³, F. Nowacki⁷, F. de Oliveira Santos⁵, Yu.-E. Penionzhkevich⁷, B. Pfeiffer⁴, F. Pougheon¹, M.G. Saint-Laurent⁵, and M. Stanoiu¹

¹ Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay Cedex, France

² LPC, ISMRA, F-14050 Caen Cedex, France

³ Nuclear Physics Institute, AS CR, CZ-25068, Rez, Czech Republic

⁴ Institut für Kernchemie, Universität Mainz, D-55128 Mainz, Germany

⁵ GANIL, B.P. 5027, F-14076 Caen Cedex, France

⁶ FLNR, JINR, 141980 Dubna, Moscow region, Russia

⁷ IRéS, IN2P3-CNRS, Université Louis Pasteur, BP 28, F-67037 Strasbourg Cedex, France

Received: 20 April 2004 / Revised version: 28 June 2004 /

Published online: 19 November 2004 – © Società Italiana di Fisica / Springer-Verlag 2004

Communicated by D. Guereau

Abstract. The neutron-rich nuclei $^{57,58}_{21}\text{Sc}$, $^{58-60}_{22}\text{Ti}$, $^{60-63}_{23}\text{V}$, $^{62-66}_{24}\text{Cr}$ have been produced at Ganil via interactions of a 61.8 A MeV ^{76}Ge beam with a ^{58}Ni target. Beta-decay studies have been performed using combined β - and γ -ray spectroscopy. Half-lives have been determined and β -decay schemes are proposed for ^{58}Ti , ^{61}V and ^{62}Cr . From these studies, new hints for the existence of β -decaying isomers in ^{60}V and in ^{62}Mn are provided. These results are compared to shell model calculations. The role of the $\pi f_{7/2}-\nu f_{5/2}$ proton-neutron interaction is examined through its influence on the lifetime values.

PACS. 27.50.+e $59 \leq A \leq 89$ – 23.40.-s β decay; double β decay; electron and muon capture – 21.60.Cs
Shell model

1 Introduction

The study of nuclei below the semi-magic nucleus ^{68}Ni is interesting for several reasons. Among these, new shell/subshell closures are foreseen at $N = 32/34$ and $N = 40$. However, their emergence depends strongly on competing effects which are hitherto very model-dependent. On the one hand, a weakening of the spin-orbit surface term is predicted for very neutron-rich nuclei as their surface is expected to be more diffuse [1]. Consequently, the $g_{9/2}$ orbital would move closer to the next upper orbital, increasing the size of the $N = 40$ gap between the $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals. This would make the $^{60}\text{Ca}_{40}$ a doubly magic nucleus. On the other hand, the energy difference between the $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ neutron orbitals would be reduced as compared to $^{68}\text{Ni}_{40}$ due to the missing proton-neutron spin-flip interaction between the protons in the $f_{7/2}$ shell and the neutrons in the $f_{5/2}$ shell; the $f_{7/2}$ proton orbital being empty in $^{60}\text{Ca}_{40}$. Recent shell model calculations predict that this effect would drastically change the ordering of the neutron orbitals, creating

new magic numbers at $N = 32$ [2] and $N = 34$ [3]. Experimental evidences of the strengthening of the $N = 32$ sub-shell closure have been provided by refs. [4–9]. However, neither the strength of the proton-neutron interaction nor the weakening of the spin-orbit force could be accurately determined. Therefore, the determination of the variation of the energy of the $f_{5/2}$ neutron orbital through an isotonic chain ranging from $Z = 28$ down to $Z = 20$ is of basic importance to disentangle these two effects. This goal may be partially reachable from the β -decay studies which demand only moderate beam intensity as compared to other experimental methods and whose selection rules could favor the study of certain orbitals.

The nuclei in the vicinity of $^{58}_{22}\text{Ti}_{36}$ comprise neutrons mainly in the fp orbitals and to a minor extent in the $g_{9/2}$ orbital due to the pairing interaction between the fp and g orbitals [10]. The protons lie in the $f_{7/2}$ shell. Consequently, the β -decay schemes are dominated by the strong Gamow-Teller transition $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$. Therefore, access to the $\nu f_{5/2}$ orbital is naturally favored through β -decay studies.

This paper focuses on the β -decay studies of the neutron-rich isotopes $^{57,58}_{21}\text{Sc}$, $^{58-60}_{22}\text{Ti}$, $^{61}_{23}\text{V}$, $^{62-66}_{24}\text{Cr}$,

^a e-mail: sorlin@ipno.in2p3.fr

aiming to deduce nuclear-structure information from their half-lives and γ -spectroscopy after β -decay. Results are discussed in the framework of shell model calculations. This work is a continuation of ref. [11] in which β -decays of $^{60-63}\text{V}$ were studied.

2 Experimental procedure

The neutron-rich isotopes $^{57,58}\text{Sc}$, $^{58-60}\text{Ti}$, $^{60-63}\text{V}$, $^{62-66}\text{Cr}$ have been produced at GANIL by the fragmentation of a 61.8 A MeV $^{76}\text{Ge}^{30+}$ beam, of mean intensity $1\text{ e}\mu\text{A}$, onto a ^{58}Ni target of $118\text{ }\mu\text{m}$ thickness. The nuclei of interest were separated by the LISE3 achromatic spectrometer whose magnetic rigidity was tuned to optimize the transmission of ^{62}V and ^{64}Cr fragments. The large number of species transmitted after the first magnet was reduced by employing a wedge-shaped Be foil of $221\text{ }\mu\text{m}$ thickness placed in the intermediate focal plane. Analyzed by a second magnet, the unwanted nuclei were stopped in the thick jaws of the slits mounted in the focal plane. It provides an energy loss selection, roughly proportional to A^3/Z^2 , reducing the rate of nuclei close to stability. The nuclei transmitted through the spectrometer were identified by means of 3 consecutive 300, 300, 1500 μm silicon detectors. The first two served for the energy loss and time-of-flight measurements. The last one, into which the nuclei were implanted, determines their residual energies. It is segmented into sixteen 3 mm wide, 46 mm height vertical strips. The rate of nuclei implanted was about ten per minute in each strip. Figure 1 shows an energy loss *versus* time-of-flight spectrum obtained for the main setting of the spectrometer in the experiment. The total number of implanted Sc-Cr isotopes is given in table 1. Four Ge detectors were placed around the Si telescope to detect the γ -rays originating from the decay of an isomeric state in the μs range lifetime and the γ -rays emitted up to 1 second after the β -decay. The known delayed γ -rays from isomeric states in ^{60}V (99 and 103 keV) [12], ^{64}Mn (135 keV) [13] and ^{67}Fe (367 keV) [14] have been used to confirm the identification of the transmitted nuclei. In addition to this, a new isomer of 590(130) ns lifetime has been found in ^{59}Ti through the observation of delayed γ -rays with energy of 117(2) keV.

The thick Si detector was used to collect the β -rays following the implantation of a radioactive nucleus. Due to the electronics dead time, β -rays could be detected 100 μs after the implantation of the heavy ion. Each time a nucleus was detected in one of the strips $\#i$, the primary beam was switched off during 1 second to collect the β -particles. These beta-rays were attributed to a precursor nucleus when detected in the same $\#i$ or an adjacent $\#i \pm 1$ strip. About 75% of the β -rays were detected in the same strip as the precursor nucleus. Additional 20% were detected in the adjacent ones. They correspond to cases where the precursor nucleus was implanted at the border of two strips. With an energy threshold of individual strips of 50 keV, the β -efficiency is found to be very similar for all nuclei ($\epsilon_\beta \simeq 90(5)\%$).

The fitting procedure to determine the half-lives includes five parameters: the half-lives of the mother, the

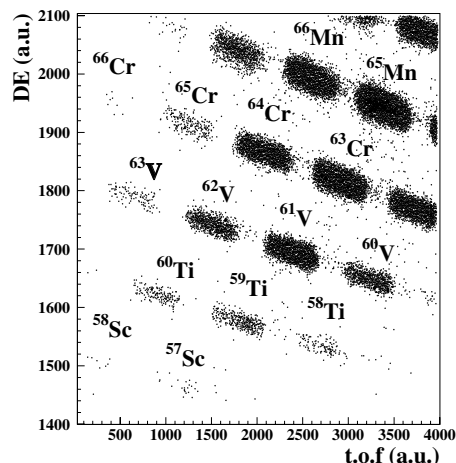


Fig. 1. Identification of the nuclei produced in the experiment by their energy loss (DE) and time of flight (t.o.f), given in arbitrary units.

Table 1. Measured half-lives $T_{1/2}$ in ms for the Sc, Ti, Cr isotopes. The number N of implanted nuclei is indicated in the second column. The half-lives of the daughter nuclei taken into account in the fitting procedure are indicated in the last column.

Isotope	N	$T_{1/2}$	$T_{1/2}$ (daughter)
^{57}Sc	26	13(4)	67(25) [15]
^{58}Sc	7	12(5)	59(9) ^(a)
^{58}Ti	128	59(9)	205(20) [16]
^{59}Ti	424	30(3)	75(7) [15]
^{60}Ti	150	22(2)	40(15) ^(b)
^{62}Cr	4838	209(12)	92(13) [11]
^{63}Cr	10800	129(2)	275(4) [17]
^{64}Cr	4166	43(1)	89(4) [17]
^{65}Cr	242	27(3)	92(1) [18]
^{66}Cr	9	10(6)	64(2) [18]

^(a) Obtained from the present experiment.

^(b) Taken as a free parameter.

daughter and grand-daughter nuclei, the β -efficiency and the background rate over the 1 second collecting time. The daughter and grand-daughter half-lives were known in most of the cases. The β background is due to the decay of long-lived nuclei produced by filiations. Its contribution has been determined over the whole experiment by taking the β -rays anti-correlated in position with the implantation of a nuclei in strip $\#i$, *e.g.* detected in all strips but the $\#i$, $i \pm 1$ ones (procedure described in detail in ref. [16]). Beta-decay time spectra correlated with the implantation of neutron-rich Sc, Ti and Cr nuclei are shown in fig. 3. The results of the V chain have been published in [11]. In the cases where the spectra contain low statistics (less than 200 β 's), the maximum-likelihood minimization procedure is applied for the determination of the half-lives. For all other cases, a χ^2 -fit is used.

Table 2. Gamma-lines observed in the β -decay of ^{58}Ti , ^{61}V , and $^{62-65}\text{Cr}$.

Isotope	γ -rays energies (keV)
^{58}Ti	114
^{61}V	71, 97, 127, 213, 329, 353, 450, 717, 930, 1027, 1144
^{62}Cr	156, 285, 355, 640, 1215
^{63}Cr	250, 879, 1248, 1323, 1670, 1748, 1752, 1890, 2426, 2876, 3175, 3454
^{64}Cr	188
^{65}Cr	272, 1368

Table 2 summarizes the observed γ -lines detected during this experiment. The γ -efficiency $\epsilon_{\beta\gamma}$, gated on the β -rays, has been determined using an additional setting of the spectrometer optimized for the production of ^{65}Fe , ^{67}Co and ^{69}Ni which were implanted in a continuous beam-mode. The known γ -branchings following the β -decay of ^{69}Ni (refs. [19,20]) were used to determine the present $\epsilon_{\beta\gamma}(E)$ efficiency over a wide range of energy. However, its absolute magnitude scales with the (unknown) isomeric content of the $1/2^-$ beta-decaying state in ^{69}Ni , which decays in 74(9)% of cases through the 1298 keV γ -ray [21,22]. We therefore have determined the $\epsilon_{\beta\gamma}$ value at 695 keV from the decay of ^{67}Co (ref. [23]) —which mainly occurs through this γ -ray— to constrain the absolute values of $\epsilon_{\beta\gamma}(E)$. Henceafter, we determined the beam content of $^{69\text{m}}\text{Ni}$ to be of about 9%. The $\epsilon_{\beta\gamma}$ value was found to be $6.5 \pm 1.3\%$ at 695 keV. The determination of the γ -efficiency has been obtained independently using a ^{152}Eu source located at the Si-strip detector position. A value of ϵ_γ similar to that of $\epsilon_{\beta\gamma}$ has been found, which confirms that the β -efficiency was close to 100%.

3 Results and discussions

The experimental results from the β -delayed γ spectroscopy are presented below. They are compared to shell model calculations. Except when explicitly mentioned, we have calculated the β -decay Gamow-Teller strength functions S_{GT} with the ANTOINE code of Caurier and Nowacki [24,25]. The half-lives have been subsequently deduced using the calculated S_{GT} and the Q_β values of Audi *et al.* [26]. Two sets of interactions, KB3 and KB3G have been used. The KB3 interaction allows to explain the structure of fp nuclei by the use of reaction matrix elements (G -matrix) deduced from a potential determined by fitting the free nucleon-nucleon scattering data [27]. KB3G extends the KB3 interaction and allows to treat properly the gap $N = Z = 28$. [28]. For both interactions a $^{40}\text{Ca}_{20}$ inert core has been used. The full fp space was available for protons and neutrons. In this mass region, the β -decay pattern is dominated by the $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ Gamow-Teller transition. The first-forbidden transition $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ would start to operate as the $\nu g_{9/2}$ orbital is getting filled. However, its intensity is expected to be by far weaker than the GT ones. Therefore, the

$\nu g_{9/2}$ shell has not been included to calculate the β -decay scheme. It would in addition render the calculations hardly tractable. When this orbital is empty—in principle below $N = 40$ —the limitation to the fp valence space is sound. We made calculations in the fp valence space to determine the occupation probability of the $g_{9/2}$ orbital in the mother nucleus when approaching $N = 40$ in the Ti, V and Cr isotopic chains. It is found that pairing correlations already shift up few nucleons into the $g_{9/2}$ shell from the fp orbitals at $N = 38$. For instance, the mean number of neutrons in the $g_{9/2}$ shell in $^{62}_{24}\text{Cr}_{38}$ is 1.7, that in $^{60}_{22}\text{Ti}_{38}$ is 1.5. This amount is enhanced as the spacing between the neutron $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals is reduced. This is found to be the case from the release of the $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ interaction as the protons are removed from Ni to Ti, which eventually provokes the crossing of the $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals as shown in fig. 6 of ref. [11].

The consequences of the limitation to the fp space on the calculated β -decay strength S_{GT} and on the β -decay half-life could be qualitatively estimated as follows: the $g_{9/2}$ neutrons contribute weakly to the β -decay strength and not through Gamow-Teller transitions, except at high excitation energy through $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$. The $g_{9/2}$ neutrons could be considered as “spectators” in the present β -decay process. By using a restricted valence space, we assume that the neutrons are confined in the fp orbits and that the initial wave functions have pure fp content. Consequently the overlap of the initial and final wave functions (mainly $\pi f_{7/2}$) is larger than in reality. Then, we overestimate the S_{GT} values and calculate shorter half-lives $T_{1/2}$ when restricting the calculations in the fp space. We remind that $T_{1/2}$ can be expressed as an integral of the β -decay strength S_{GT} over the excited states E^* in the daughter nucleus as follows:

$$1/T_{1/2} \simeq \int_0^{Q_\beta} S_{\text{GT}}(E^*) (Q_\beta - E^*)^5 dE^*$$

To some extent, the discrepancy between the calculated lifetime in the fp space and the experimental value should reflect the amount of $g_{9/2}$ in the wave function and subsequently the occupation of the $g_{9/2}$ orbital¹. By comparing experimental and calculated $T_{1/2}$ in the Sc to Cr nuclei (table 3), it seems that the calculated values become gradually shorter than experiment as one approaches the $N = 40$ subshell closure. However, other parameters like the—not well known— Q_β value have dramatic influence on the lifetime value as shown in table 3.

As mentioned above, the strength of the $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ interaction influences the half-life values from the fact that the spacing between the neutron $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals—and hereafter the occupation of the neutron $g_{9/2}$ orbital—changes. To estimate this effect, we have made a parameter study for the ^{58}Ti isotope using the Ragnarsson and Sheline [29] mean field in which the energy of the $f_{5/2}$ orbital has been varied. The Q_β values are taken from

¹ This method could be applied in the $N = 20$ region to infer the amount of the intruder $f_{7/2}$ orbital when reaching the so-called island of inversion.

Table 3. Calculated half-lives $T_{1/2}$ in ms are given in the third and fourth column using KB3 and KB3G interactions, respectively. These half-lives vary as a function of the Q_β values, taken within the experimental uncertainties. The fifth column shows the experimental values, for comparison.

Isotope	Q_β (MeV)	$T_{1/2}^{\text{KB3}}$	$T_{1/2}^{\text{KB3G}}$	$T_{1/2}^{\text{meas.}}$
$^{57}_{21}\text{Sc}_{36}$	12.03	22	27	13(4)
	12.86	16	18	
	13.69	11	13	
$^{58}_{21}\text{Sc}_{37}$	14.53	16	13	12(5)
	15.59	10	8	
	16.65	7	5	
$^{58}_{22}\text{Ti}_{36}$	8.70	84	60	59(9)
	9.44	54	39	
	10.18	36	26	
$^{59}_{22}\text{Ti}_{37}$	11.09	29	29	30(3)
	11.85	21	21	
	12.61	15	15	
$^{60}_{22}\text{Ti}_{38}$	10.00	20	19	22(2)
	10.93	13	12	
	11.86	8	8	
$^{61}_{23}\text{V}_{38}$	12.34	17	16	41(1)
	12.82	14	13	
	13.30	11	10	
$^{62}_{24}\text{Cr}_{38}$	7.22	102	132	209(12)
	7.62	794	100	
	8.02	62	76	

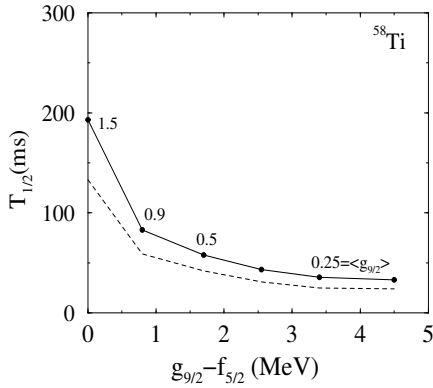


Fig. 2. Evolution of calculated half-life of ^{58}Ti as a function of the energy difference between the neutron $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals assuming a Q_β value of 9.44 MeV (full line) and 10.18 MeV (dashed line). These Q_β values correspond to the mean and upper limits of Audi *et al.* [26], respectively. The corresponding mean occupation values of the neutron $g_{9/2}$ orbital $\langle g_{9/2} \rangle$ are written on top of the solid curve. The experimental half-life of ^{58}Ti is 59(9) ms.

Audi *et al.* [26]. This study has been made for ^{58}Ti which is predicted to be spherical both in the FRDM [30] and HFB-D1S [31] calculations. The *spherical* wave functions have been deduced for various single-particle energy differences between the neutron $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals. The Lipkin-Nogami approximation is applied to calculate the pairing correlations. The QRPA of Möller and Randrup has been

used to calculate S_{GT} and β -decay half-lives, which are reported in fig. 2. This model is much less time-consuming than shell model calculations and allows to make a parameter study in a large model space but the quadrupole deformation has to be fixed *a priori*. The ^{58}Ti nucleus β -decays mainly through a single transition at low energy, as will be confirmed by the experiment in the following. When the spacing between the neutron $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ orbitals is reduced, the half-life is increased, as shown in fig. 2. This arises from the fact that neutrons are shifted up in the $g_{9/2}$ orbital (due to the pairing interaction) which lowers the amount of GT strength. From the comparison between the calculated and measured lifetime of 59(9) ms (presented in the text below), we could infer that the $f_{5/2}$ - $g_{9/2}$ neutron single-particle energy spacing could be as low as 1 MeV in $^{58}\text{Ti}_{36}$ considering the presently large uncertainty on its Q_β value. The experimental results for all studied Sc-Cr isotopes are presented below.

Sc isotopes

$^{57,58}\text{Sc}$: In spite of the very weak statistics, half-lives can be deduced for the first time for these two isotopes (fig. 3) but no γ -ray has been detected.

Ti isotopes

^{58}Ti : A total of 128 nuclei have been implanted. The present half-life value of 59(9) ms is in accordance with the one of 47(10) ms measured in ref. [15]. We see two γ lines at 114(2) keV and 880(1) keV in the β -gated γ spectrum of ^{58}Ti . The 880(1) keV one was observed by Mantica *et al.* [7] in the β -decay of the daughter nucleus ^{58}V . It was attributed to the 2^+ energy of ^{58}Cr . We find that 80(10)% of the decay of ^{58}Ti occurs through the 114(2) keV transition. This transition could either be a member of a γ -cascade from a high-lying excited state in ^{58}V , or correspond to the direct decay of a 114(2) keV level to the ground state. We rather favor the second hypothesis, since we do not see any other γ -line in the spectrum. Given the evolution of $\epsilon_{\beta\gamma}$ value as a function of the γ -ray energy, a γ -ray of up to 2 MeV with a β -branching of $I_\beta = 50\%$ would have been seen, if present. However, this value of 80(10)% is an upper limit of the direct feeding to the 114(2) keV level. Taking the experimentally measured half-life of 59 ± 9 ms and Q_β of 9440(740) keV from Audi *et al.* [26], a $\log(ft)$ value of 3.9(3) is deduced for the 114(2) keV level, which is of the order of the typical allowed GT-transition. The ground-state spin value of the even-even ^{58}Ti nucleus is 0^+ . Therefore, the β -decay selection rules imply that the 114(2) keV level in ^{58}V has a 1^+ spin value. This 114(2) keV γ -ray is emitted promptly after the β -decay of ^{58}Ti . This implies a spin difference of $\Delta J \leq 1$ between the corresponding level and the ground state of ^{58}V of which the spin is therefore 0, 1 or 2. In case of a larger spin difference as $\Delta J = 2$, the 114 keV state in ^{58}V would have been an $E2$ or $M2$ isomer, as the one observed in ^{60}V [11].

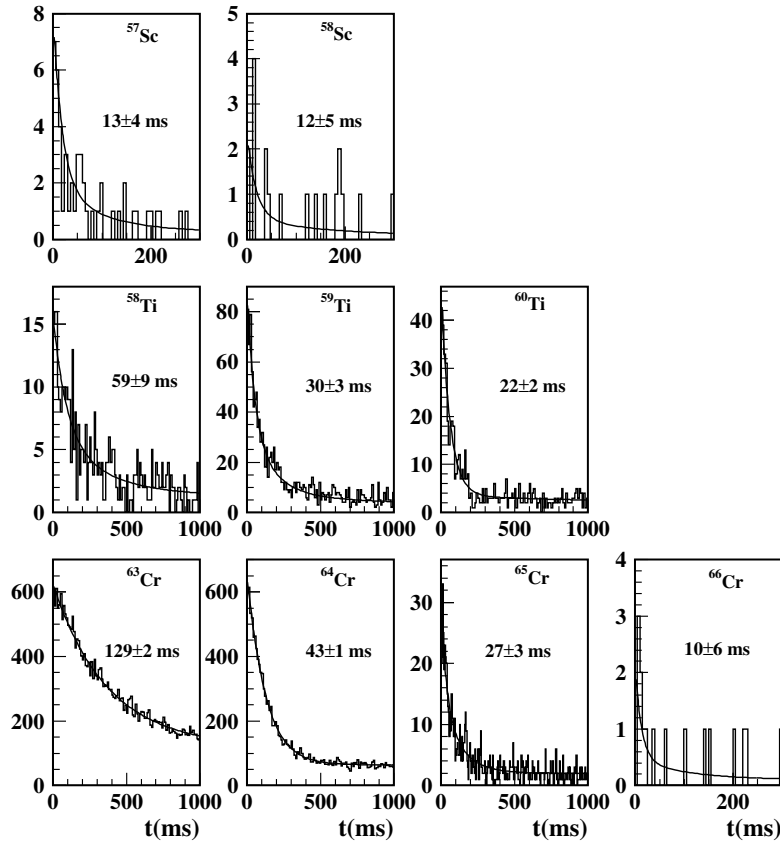


Fig. 3. Beta-decay curves of $^{57,58}\text{Sc}$, $^{58-60}\text{Ti}$ and $^{63-66}\text{Cr}$. The corresponding half-lives $T_{1/2}$ are included for each isotope.

Shell model calculations give a 2^+ ground state and a 1^+ first excited state in ^{58}V . The energy of the 1^+ is 179 keV with the KB3 interaction, and 46 keV with the KB3G ones. The experimental value lies in the middle. The calculations of β GT-strength function and the β -feedings I_β in the decay of ^{58}Ti points towards an important feeding of the first 1^+ state: 70% with the KB3 interaction and 60% with KB3G, which is in good agreement with the experimental value of 80(10)%. The calculated half-life value (see table 3) also agrees with the experiment.

$^{59,60}\text{Ti}$: The present half-life value of ^{59}Ti , $T_{1/2} = 30(3)$ ms, is more accurate than the value of 58(17) ms determined in ref. [15]. As mentioned above, we have found a γ -isomer at 117(2) keV of 590(130) ns in ^{59}Ti . The half-life value of ^{60}Ti is determined for the first time. That of the daughter nucleus was found to be 40(15) ms as discussed in ref. [11]. Mean values of the calculated half-lives of $^{59,60}\text{Ti}$ are somewhat shorter than the experimental values (table 3), but agree within the uncertainties provided by the Q_β limits. We estimate from shell model calculations that in $^{58}\text{Ti}_{36}$, the occupation of the $g_{9/2}$ orbital is 0.5. It rises to 1.5 in $^{60}\text{Ti}_{38}$.

These $T_{1/2}$ values agree with those of ref. [32] obtained at GANIL, after the present experiment, from the frag-

mentation of a ^{86}Kr beam. In this reference two γ -isomers of $E2$ and $M2$ multiplicities have been reported in ^{59}Ti , with energies of 117(2) keV (which agrees with ours) and 699(1) keV (which originates from the decay of a positive parity state), respectively. The same experiment also reports an $E2$ isomer in ^{61}Ti . The presence of $E2$ isomers in $^{59,61}\text{Ti}$ points towards a sequence of levels with spin values of $5/2^- - 1/2^-$ which could arise from the neutron $f_{5/2}$ and $p_{1/2}$ orbitals. Moreover, Mantica *et al.* [9] reported that the β -decay strength of ^{55}Ti was shared among five states in ^{55}V , which was interpreted as resulting from a mixed configuration between $f_{5/2}$ and $p_{1/2}$ orbitals in the ^{55}Ti ground state. However, shell model calculations using the GXPF1 interaction did not reproduce the decay scheme of ^{55}Ti . The calculated g.s. spin value was $1/2^-$, whereas the experiment rather points to a $5/2^-$ configuration.

We have performed shell model calculations with the KB3 and KB3G interactions to see the evolution of structure in the titanium chain. There, the ordering of the neutron orbitals above $N = 28$ is $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ and $f_{5/2}$, leading to two subshell closures at $N = 32$ and $N = 34$. Even though a $5/2^- - 1/2^-$ doublet is present at low energy along the Ti chain, its composition varies as the neutron number increases. In ^{55}Ti , both the KB3 and KB3G interactions find a mixture of $f_{5/2}$ and $p_{1/2}$ configurations in the $5/2^-$

and $1/2^-$ states, whereas they become almost pure $f_{5/2}$ in ^{59}Ti . The KB3 and KB3G calculations for ^{55}Ti lead to g.s. spins of $1/2^-$ and $5/2^-$, respectively. However none of these interactions fully reproduce the observed β -decay pattern in ^{55}Ti [9].

V isotopes

^{61}V : Results from the β -decay studies of the neutron-rich $^{60-63}\text{V}$ isotopes have been reported in ref. [11]. However the detailed $\beta\gamma$ -spectroscopy of ^{61}V was not exploited. A total of 5858 nuclei ^{61}V were implanted. The sum of all the detected γ -transitions amounts to 35(10)% of the β strength. The missing strength could occur to the g.s. or/and to high-energy states. Given the present β - γ efficiency as a function of the energy of the photon and the number of implanted nuclei, we estimate that 2.5 MeV γ -rays originated from levels fed by $I_\beta \leq 10\%$ would have not been seen. This limit would increase if the high-energy excited states decay through several γ -transitions with weak intensities for each. Shell model calculations predict that the β -strength is fragmented over 10 levels in ^{61}Cr with about 10% intensity each. These levels are almost regularly spaced between 500 keV and 3 MeV. About 30% of the decay occurs below 1.5 MeV, which might correspond to the part we see in our analysis. These decay branch would correspond to the decay of the calculated $3/2^-$ state in ^{61}V to the three components $1/2^-$, $3/2^-$ and $5/2^-$ corresponding to single-particle configurations of a neutron in $f_{5/2}$ in ^{61}Cr . In addition to this, some states corresponding to the recoupling to the 2^+ energy of the ^{60}Cr core are also present at low energy. This is part of the reason why the β -decay strength is fragmented over several states. Given our present statistics, no $\gamma\gamma$ coincidence has been found. A tentative (partial) β -decay scheme of ^{61}V , based on the energy of the γ -rays and their intensities, is presented in fig. 4.

The expected configuration of $^{61}_{23}\text{V}_{38}$ is $f_{7/2} : \pi[321]3/2^-$ for a wide range of quadrupole deformation parameter (see, for instance, fig. 7 in [16]). For $^{61}_{24}\text{Cr}_{37}$, the ground-state configuration could either be $f_{5/2} : \nu[303]5/2^-$ or $p_{1/2} : \nu[301]1/2^-$. The GT selection rules strongly favor $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ transitions. From the fact that we probably find a feeding of the ^{61}Cr ground state, its configuration is likely to be $\nu[303]5/2^-$. Furthermore, the observed excited levels of ^{61}Cr should have J^π values of $1/2^-$, $3/2^-$, or $5/2^-$ from the β -decay selection rules.

Cr isotopes

^{62}Cr : The present half-life of ^{62}Cr value, $T_{1/2} = 209(12)$ ms, is in accordance with $T_{1/2} = 187(15)$ ms measured in ref. [15]. We confirm that the fit of the decay curve can be achieved only when attributing a short half-life ($T_{1/2} = 92(13)$ ms) to the daughter nucleus ^{62}Mn . This value differs significantly from the measured half-life of $T_{1/2} = 671(5)$ ms [17] obtained from the β -decay

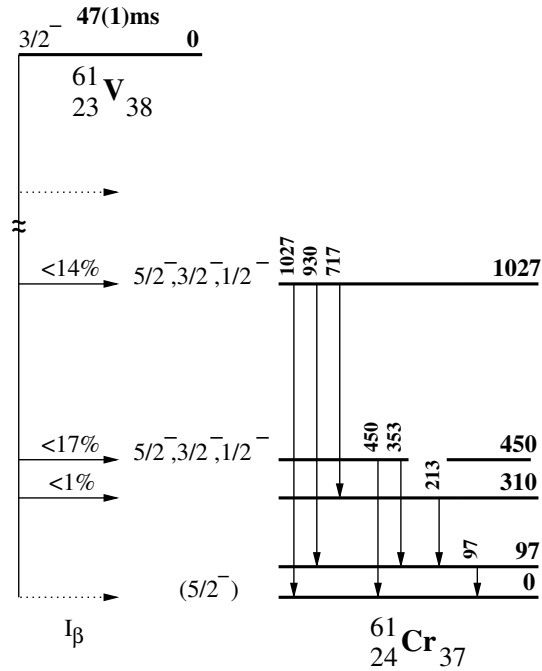


Fig. 4. Tentative decay scheme of $^{61}_{23}\text{V}_{38}$.

of ^{62}Mn at CERN/ISOLDE. A long half-life value was also found in the work of Runte *et al.* [33] who suggested a 3^+ spin for the ground state of ^{62}Mn . The combination of these experimental results points to the existence of two beta-decaying states in ^{62}Mn , a long-lived one with $T_{1/2} = 671(5)$ ms [17] and a shorter one with $T_{1/2} = 84(10)$ ms [15] populated in the β -decay of ^{62}Cr . As discussed in ref. [11], the short component probably corresponds to a low spin value since it is fed in the decaying state of the ^{62}Cr whose spin is 0^+ . We cannot determine which of these β -decaying states is the ground state. The energy of the short-lived state will be denoted as y in the following; y being of order of hundreds of keV and positive if this level corresponds to the excited state.

In the β -decay of ^{62}Cr , two γ -lines at 355(2) and 285(2) keV are found to be in coincidence. The cross over transition at 640(2) keV is also observed. We, therefore, deduce the existence of a 1^+ state at $640 + y$ keV which is fed with $I_\beta \simeq 25\%$. The intensity of the 355(2) keV line (written in parentheses after the energy of the transition in fig. 5) is found to be 15% smaller than that of the 285(2) keV line. This indicates that an additional β -decay branch decays to the 285(2) keV state. The observed 1215(2) keV γ -line, of $I_\gamma = 15\%$, could account for this missing intensity. It is therefore tentatively placed above the 285(2) keV state, providing a level at $1500 + y$ keV with $I_\beta = 3\%$. It is found that the γ -lines mentioned above are followed by a short β -decay component. We therefore connect these γ -rays to this short-lived state, as shown in fig. 5.

Since we do not see any other γ -line in the ^{62}Cr decay, we deduce that the short-lived β -decaying state is fed by about 73(5)%. This feeding corresponds to a $\log(ft)$ value

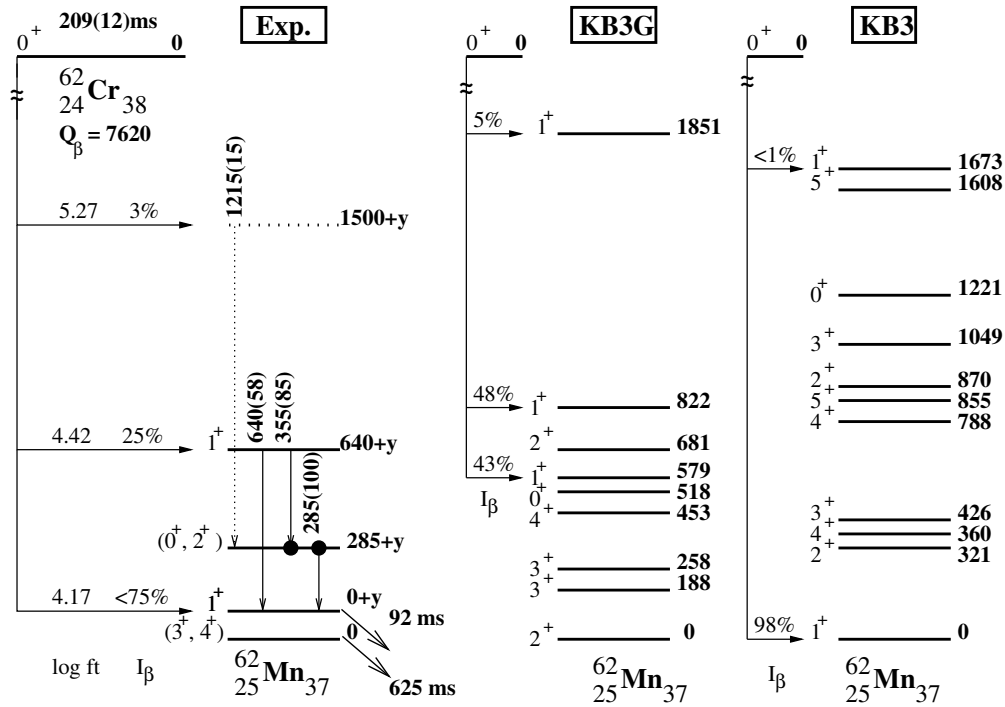


Fig. 5. The experimental β -decay scheme of $^{62}\text{Cr}_{38}$ (left) is compared to the ones calculated with the shell model using the KB3G and KB3 interactions. Beta-feeding intensities I_β and $\log(ft)$ values are indicated for each transitions. Values in parentheses following the energy of the γ -ray transitions correspond to the γ -intensities relative to that of the 285 keV transition (which has been taken to 100).

of 4.2(2), in accordance with an allowed GT transition. The short-lived β -decaying state has therefore probably a 1^+ spin-parity value. We observe a γ -line at 815(2) keV, which has been attributed to the decay of ^{62}Mn from its time-evolution pattern. Since it was not observed by Runte *et al.* [33], we deduce that it is selectively fed from decay of the 1^+ state of ^{62}Mn .

In order to explain the existence of a β -isomer in ^{62}Mn , an important spin and/or a small energy differences with the lower energy states is required. Runte *et al.* [33] suggested a 3^+ spin for ^{62}Mn to account for the feeding of 2^+ and 4^+ excited states in ^{62}Fe . This provides a small spin value difference ($\Delta J = 2$) with respect to the 1^+ state mentioned above. It is therefore hardly conceivable to obtain a β -isomer between these two states, even for very small energy differences. The situation is rather puzzling, and further experimental investigations should be done to clarify the low-energy part of the ^{62}Mn level scheme. We also note that intruder configurations, originating from the filling of the $\nu g_{9/2}$ orbital could also account for the presence of a β -isomer.

We have performed SM calculations for comparison to the experimental decay scheme of fig. 5. As mentioned above, the measured lifetime of ^{62}Cr is longer than calculated within the fp valence space. This difference could be traced back from the fact that about 1.7 among 6 neutrons are predicted to be shifted from the $f_{5/2}$ orbital to the intruder $g_{9/2}$ orbital. This would reduce the amount

of the GT strength $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$, henceafter enhancing the lifetime value by a factor 6/4.3. Energies and spins of the ^{62}Mn levels were calculated using the KB3 and KB3G interactions and the fp valence space, as for ^{58}Ti . With the KB3 interaction, the calculated g.s. of ^{62}Mn is 1^+ , and states 3^+ , 4^+ are present about 400 keV above. The β -strength almost exclusively occurs to the ground state. The calculation with the KB3G interaction provides an inversion between the 1^+ and 3^+ , 4^+ levels but none of these two is the ground state. The β -strength is shared equally between two levels. The experimental β -decay scheme is almost intermediate between the two calculated ones.

In addition to what is found in the present work, the existence of an $E2$ γ -isomer of 101(10) ns lifetime which decays through a 113 keV γ -ray was observed by Daugas *et al.* [12]. Since this γ -ray is not observed in the β -decay experiment, its spin value is not 1^+ . However, we cannot place this state in the present level scheme unambiguously.

^{63}Cr : The present half-life value, $T_{1/2} = 129(2)$ ms, agrees with $T_{1/2} = 113(16)$ ms obtained in ref. [15]. Many γ -rays above 1.5 MeV are seen in the β -gated γ -delayed spectrum of ^{63}Cr (see table 2). This indicates a large feeding of the high-energy states in the decay of ^{63}Cr . Due to weak statistics, no γ - γ coincidence could be made. We observe only half of the intensity of the β -decay through γ -rays and therefore cannot establish a decay scheme for this nucleus. This could be due to a lack of statistics, but also to a high direct β -feeding to the ground state of ^{63}Mn .

When reaching $N = 40$ and above, the use of the KB3 and KB3G interactions become inappropriate. We therefore use the deformation-dependent QRPA calculations to calculate the β -decay pattern of $^{63}\text{Cr}_{39}$. At a fairly large quadrupole deformation parameter $\epsilon_2 \simeq 0.28$, QRPA calculations provide good agreement with the experimental β -strength and half-life. About 45% of the β -strength feed the g.s. of ^{63}Mn and $\simeq 25\%$ feed an excited state at 3.9 MeV, with respective $\log(ft)$ values of 4.95 and 4.33. The calculated half-life is $T_{1/2} = 129$ ms.

^{64}Cr : The present half-life value, $T_{1/2} = 43(1)$ ms is more accurate than $T_{1/2} = 44(12)$ ms obtained in ref. [15]. In the decay of $^{64}\text{Cr}_{40}$, we observe only one γ -line at 188(2) keV which accounts for 17% of the β -strength. Given the presently weak statistics, it is possible to miss part of the β -decay strength which would proceed through high-energy states and γ -decay via various branchings.

$^{65,66}\text{Cr}$: Half-life values of 27(3) ms and 10(6) ms are found for ^{65}Cr and ^{66}Cr , respectively. In the β -decay of ^{65}Cr , two γ -lines are tentatively assigned at 272(2) and 1368(2) keV. In addition to this, the 364(2) keV line which belongs to the decay of the daughter nucleus ^{65}Mn is observed in about 50% of the cases. This value is very similar to the feeding of 54(2)% deduced for this line from the direct β -decay of ^{65}Mn . This shows that the β -decay of ^{65}Cr stays in the $A = 65$ chain and scarcely occurs through β -delayed neutron emission to ^{64}Mn . Otherwise the intensity of the 364(2) keV line in the ^{65}Cr decay would have been much weaker. QRPA calculations find β -delayed neutron emission probabilities P_n lower than 10% for a large set of deformation parameters ranging from $\epsilon_2 = 0.0$ to $\epsilon_2 = 0.26$. Moreover the experimental half-life of 27(3) ms is shorter than the calculated values for a large range of deformation parameters; $T_{1/2} = 67$ ms for $\epsilon_2 = 0$ and $T_{1/2} = 98$ ms for $\epsilon_2 = 0.26$. This could be accounted for by an effect of Q_β value and/or by a shift in energy of the GT strength. Also, we estimate that the first forbidden transitions could shorten the half-lives values above $N = 40$ by about 20%.

4 Conclusion

Beta-decay studies of neutron-rich $^{57,58}\text{Sc}$, $^{58-60}\text{Ti}$, ^{61}V and $^{62-66}\text{Cr}$ have been achieved using combined β - and γ -ray spectroscopy. Half-lives of $^{57,58}\text{Sc}$, ^{60}Ti and $^{65,66}\text{Cr}$ are determined for the first time, whereas half-lives of the remaining nuclei are measured with better accuracy as compared to previous studies. Decay schemes are proposed for ^{58}Ti , ^{62}Cr and partly for ^{61}V . They are compared to shell model predictions in the fp valence space using the KB3 and KB3G interactions. Both calculated β -intensities and half-lives are in relatively good agreement with experiment. It is found that the $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ GT transition dominates the β -decay pattern. However, the calculated lifetimes in the restricted fp space become gradually shorter than experimental values when approaching a

neutron number $N = 40$. This is inferred from the fact that the pairing effect already shifts up neutrons from the $\nu f_{5/2}$ to the $\nu g_{9/2}$ shell already before reaching $N = 40$. This reduces (increases) the Gamow-Teller strength (lifetime) accordingly in the ^{62}Cr where about 1.7 neutrons lie in the $\nu g_{9/2}$ shell. The occupation of the $\nu g_{9/2}$ shell by pair scattering depends strongly on the energy difference between the single particle $\nu f_{5/2}$ and $\nu g_{9/2}$ orbitals. This spacing is very sensitive to the $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ interaction which shifts downward the $\nu f_{5/2}$ orbital by some MeV when going from the $N = 40$ Ca to the Ni isotones. The present study does not permit to draw quantitative conclusion about the strength of this proton neutron interaction and the occupation of the $\nu g_{9/2}$ shell since the results are strongly Q_β dependent. However, the description of the role of this interaction in the β -decay process has been described. Better measurements of the atomic masses —and hereafter determination of the Q_β values— in this mass region would enable to deduce more quantitative insights.

References

1. J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (1994).
2. M. Honma *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 061301(R) (2002).
3. T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001).
4. A. Huck *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 2226 (1985).
5. J.I. Prisciandaro *et al.*, Phys. Lett. B **510**, 17 (2001).
6. R.V.F. Janssens *et al.*, Phys. Lett. B **546**, 55 (2002).
7. P.F. Mantica *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 014311 (2003).
8. D.E. Appelbe *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 034309 (2003).
9. P.F. Mantica *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 044311 (2003).
10. O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002).
11. O. Sorlin *et al.*, Eur. Phys. J. A **16**, 55 (2003).
12. J.M. Daugas, PhD Thesis, Université de Caen, GANIL-T 99 05 (1999).
13. R. Grzywacz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 766 (1998).
14. M. Sawicka *et al.*, Eur. Phys. J. A **16**, 51 (2003).
15. O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **669**, 351 (2000).
16. O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **632**, 205 (1998).
17. M. Hannawald *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1391 (1999).
18. O. Sorlin *et al.*, Nucl. Phys. A **719**, 193c (2003).
19. U. Bosch *et al.*, Nucl. Phys. A **477**, 89 (1988).
20. S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 054308 (2001).
21. W.F. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3613 (1999).
22. J.I. Prisciandaro *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 054307 (1999).
23. L. Weissman *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 2004 (1999).
24. E. Caurier, Shell Model code ANTOINE, IReS, Strasbourg 1989-2002.
25. E. Caurier, F. Nowacki, Act. Phys. Pol. B **30**, 705 (1999).
26. G. Audi *et al.*, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).
27. T.T.S. Kuo, G.E. Brown, Nucl. Phys. A **114**, 241 (1968).
28. A. Poves *et al.*, Nucl. Phys. A **694**, 157 (2001).
29. I. Ragnarsson, R.K. Sheline, Phys. Scr. **29**, 385 (1984).
30. P. Möller *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **66**, 131 (1997).
31. M. Girod, private communication.
32. I. Matea, PhD Thesis, Université de Caen, GANIL T03 05 (2003).
33. E. Runte *et al.*, Nucl. Phys. A **399**, 163 (1983).

Conclusions et perspectives

Dans la première du manuscrit, nous avons étudié les réactions de transfert d'un neutron $^{44,46}\text{Ar}(d,p)^{45,47}\text{Ar}$ réalisées à SPIRAL/GANIL en cinématique inverse. Les motivations de l'expérience concernaient aussi bien la structure nucléaire que l'astrophysique nucléaire. Il s'agissait principalement de conclure sur la persistance ou l'érosion de la fermeture de couche $N=28$ dans la chaîne isotopique des argons. Nous avons pu accéder aux énergies d'excitation des états peuplés dans les noyaux $^{45,47}\text{Ar}$, ainsi qu'à leurs moments angulaires et facteurs spectroscopiques. Nos données sont en très bon accord avec les calculs de modèle en couches que nous avons réalisés avec le code ANTOINE, en utilisant l'interaction $sdpf$, aussi bien au niveau des énergies d'excitation des états, que de leurs facteurs spectroscopiques. Nous avons déterminé une nouvelle valeur de défaut de masse pour le ^{47}Ar : $\Delta m = -25.30(16)$ MeV, à partir des énergies et angles d'émission des protons détectés au cours de la réaction $^{46}\text{Ar}(d,p)^{47}\text{Ar}$. Grâce à cette valeur, nous avons estimé la taille du gap $N=28$ de part et d'autre du noyau $^{46}_{18}\text{Ar}_{28}$ à une valeur moyenne de 4 MeV. Cette dernière est à comparer avec celle observée dans le noyau doublement magique ^{48}Ca qui est de 4.8 MeV. Ainsi, la fermeture de couche correspondant au nombre magique $N=28$ reste importante dans les noyaux d'argon riches en neutrons étudiés. De plus, nous avons pu quantifier l'évolution des écarts des orbitales partenaires de spin-orbite avec l'exotécité, quand on passe du ^{49}Ca ($Z=20$) au ^{47}Ar ($Z=18$), tous deux comprenant 29 neutrons. Les deux protons qui sont retirés au calcium pour atteindre l'argon évoluent dans les couches sd . Leur interaction avec les neutrons des couches fp a été qualitativement décrite et nous avons montré que ses effets sont similaires à ceux de l'interaction spin-orbite. Ainsi, sans invoquer de modification du terme de spin-orbite, l'interprétation que nous fournissons, en terme d'interaction proton-neutron tenseur monopolaire, permettrait de rendre compte du fait que l'écart en énergie des couches partenaires de spin-orbite diminue quand le rapport du nombre de neutrons au nombre de protons augmente. En utilisant le même raisonnement on pourrait expliquer que le fait de retirer deux protons au noyau ^{46}Ar pour atteindre le noyau ^{44}S diminue l'espacement entre les couches $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$ affaiblissant le gap sphérique $N=28$ dans ce dernier. Dans le même contexte, des indications de la possible magicité du nombre $N=34$, dans le ^{52}Ar ont été apportées, en se basant sur les écarts des couches $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$ mesurés dans les noyaux $^{45,47}\text{Ar}$ et sur l'effet de l'interaction proton-neutron quand on ajoute des neutrons à ces isotopes pour former le ^{52}Ar .

L'influence des résultats obtenus dans cette expérience de transfert sur la nucléosynthèse des $^{46,48}\text{Ca}$ a été discutée. Nous nous sommes placés dans un cadre où ces noyaux sont synthétisés au cours d'un processus faisant intervenir les réactions de captures de

neutrons, de photo-désintégration et la décroissance β^- de noyaux riches en neutrons. Après avoir rappelé que les géniteurs de ces isotopes de calcium ne sont probablement pas dans les chaînes des phosphores, soufres, et chlores, nous avons étudié l'influence de la structure des isotopes d'argons sur les taux de capture de neutrons, autour du nombre magique $N=28$, là où les masses 46 et 48 sont présentes. Grâce à nos données sur les $^{45,47}\text{Ar}$, nous avons montré que la densité de niveaux au dessus du seuil de séparation d'un neutron rend inapplicable le modèle statistique pour déduire les sections efficaces de capture de neutrons sur ces noyaux. De plus, les valeurs élevées de moments angulaires déterminées pour les états au dessus du seuil suggèrent que la part de la capture qui s'y produit est probablement faible. Ceci nous a amené à considérer le mécanisme de capture radiative directe comme dominant. Nous avons alors détaillé la procédure pour estimer les taux de capture de neutrons sur les $^{44,46,48}\text{Ar}$ à partir des données expérimentales (et théorique pour la capture sur le ^{48}Ar) obtenues dans ce travail. Nous avons alors proposé des conditions stellaires ($d_n \simeq 10^{21} \text{cm}^{-3}$ et $T_9 \simeq 1$) permettant de rendre compte des abondances anormales observées dans l'inclusion EK-1-4-1 de la météorite d'Allende. Ces conditions sont à la limite d'un processus du type processus r, "robuste" ou "faible".

Dans la seconde partie du manuscrit nous avons présenté l'étude de la décroissance bêta des noyaux riches en neutrons de $^{57,58}_{21}\text{Sc}$, $^{58-60}_{22}\text{Ti}$, $^{60-62}_{23}\text{V}$, $^{62-66}_{24}\text{Cr}$, $^{64-68}_{25}\text{Mn}$, $^{67-70}_{26}\text{Fe}$ et $^{69-71}_{27}\text{Co}$. L'expérience réalisée au GANIL à l'aide du dispositif SISSI a eu lieu sur la ligne LISE. Elle a permis d'entreprendre les spectroscopies β et $\beta\gamma$ des noyaux produits. Nous avons ainsi pu déterminer les temps de vie des noyaux de $^{57,58}\text{Sc}$, ^{60}Ti , $^{65,66}\text{Cr}$ et ^{70}Fe pour la première fois. Les schémas de décroissance ont pu être proposés pour les noyaux de ^{58}Ti , ^{61}Cr , $^{62,64}\text{Mn}$, ^{65}Fe et ^{65}Co . Nous avons de plus mis en évidence l'existence d'isomères γ ou électrons dans les noyaux de ^{59}Ti et $^{64,66}\text{Mn}$. Les temps de vie de ces derniers ont été mesurés ou contraints suivant les cas. Nous avons aussi confirmé l'existence de tels isomères dans les $^{65,67}\text{Fe}$.

L'interprétation des résultats présentés a été approfondie par la comparaison à des calculs de modèle en couches réalisés à l'aide du code ANTOINE et des interactions KB3 et KB3G. Nous avons décrit les noyaux étudiés comme un coeur inerte de $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ sur lequel peuvent évoluer, sans restriction, les nucléons de valence (protons et neutrons). L'accord entre nos données et les calculs est bon en ce qui concerne les intensités β et les schémas de décroissance quand on considère les noyaux ayant un nombre de neutrons bien inférieur à 40. Au contraire, quand on approche de $N=40$, les temps de vie calculés deviennent de plus en plus courts par rapport aux valeurs expérimentales. Ceci a été expliqué comme étant dû à l'effet de la force d'appariement qui, déjà en dessous de $N=40$, attire des neutrons dans l'orbitale $\nu g_{9/2}$, diminuant l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$, réduisant donc la force de Gamow-Teller qui domine la décroissance bêta au travers des transitions $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$.

L'occupation de la couche $\nu g_{9/2}$, peuplée par migration de paires, dépend grandement de l'écart en énergie entre les orbitales $\nu f_{5/2}$ et $\nu g_{9/2}$. Ce dernier varie quand on passe de la chaîne des calcium à celle des nickel du fait de l'interaction $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ dont l'intensité est incertaine, ce qui rend difficile l'estimation de l'occupation de l'orbitale $\nu g_{9/2}$.

Cependant, sa présence ainsi que sa proximité des couches fp se manifestent par l'observation d'isomères dans les noyaux $^{64,66}\text{Mn}$ et ^{67}Fe . Les informations que nous apportons sur les ^{66}Mn et ^{67}Fe , bien qu'utiles pour des comparaisons lors de futures expériences

n'ont pas permis de cerner la structure des isomères dans ces noyaux. Néanmoins, grâce à nos résultats, nous avons construit une argumentation sur la structure de l'état isomérique du ^{64}Mn , ainsi que sur ses états à basses énergies d'excitation en montrant l'influence de la couche $\nu g_{9/2}$. L'ensemble de ces résultats, complétés dans le futur par des études similaires pourrait apporter suffisamment de contraintes pour établir une interaction décrivant les noyaux ayant leur nucléons de valence dans les couches fp .

Enfin, les résultats existants sur les chaînes des titanes et calciums, dont une partie provient de ce travail, semble indiquer que la fermeture de couches $N=34$ ne rend ce nombre magique ni dans la chaîne isotopique de Calcium ni dans les chaînes supérieures.

Les perspectives futures liées à ce travail sont multiples. On peut en citer quelques unes dont certaines permettraient d'améliorer la qualité des résultats présentés.

-Nous avons déjà mentionné que la méthode de reconstruction du vertex dans la réaction de transfert sur les noyaux d'argon pourrait être perfectionnée dans l'espoir d'améliorer la résolution en énergie d'une dizaine ou vingtaine de keV.

-Dans le cadre de l'analyse DWBA des résultats présentés pour cette expérience, nous pourrions dans un avenir proche prendre en compte les possibles transferts en deux étapes (transfert via l'état 2^+ de l'argon) en se plaçant dans le cadre du formalisme de réaction en voies couplées. Les changements qui pourraient en découler ne concerneraient que les valeurs des facteurs spectroscopiques, et non pas ceux des moments angulaires. Ceci pourrait permettre de mieux estimer la taille du gap $N=28$ à partir de l'énergie d'excitation de l'état $7/2_1^-$ dans le ^{47}Ar . Nous n'aurions alors pas à avoir recours au modèle en couches (qui reproduit cependant très bien l'ensemble des données obtenues) pour estimer la contribution du couplage au 2^+ du ^{46}Ar à l'énergie d'excitation de cet état.

-En ce qui concerne les implications astrophysiques présentées dans le manuscrit, il sera intéressant dans un avenir proche de pouvoir implémenter les taux de capture de neutrons que nous avons déduits ici dans une simulation dynamique du processus r afin d'en mesurer le réel impact. De même les temps de vie que nous avons déterminés, et qui sont présentés dans la seconde partie du manuscrit, devront être inclus à ces simulations pour tenter de définir les potentiels générateurs des noyaux de masses plus élevées (^{64}Ni et ^{66}Zn par exemple) présentant des anomalies isotopiques corrélées à celles des $^{46,48}\text{Ca}$ dans la météorite d'Allende. Il est fort probable que dans cette région de masses, la présence de la couche $\nu g_{9/2}$ influence grandement les taux de capture de neutrons. En effet, la capture sur cette dernière devrait être très ralentie du fait de son grand moment angulaire. Cet effet n'est pas pris en compte dans les estimations actuelles, via le modèle statistique, des taux de capture de neutrons utilisés dans les simulations des processus de nucléosynthèse. Comme dans le cas des anomalies isotopiques pour les $^{46,48}\text{Ca}$, il pourrait alors être nécessaire de réaliser des études de structure plus approfondies pour sonder les orbitales présentent dans ces noyaux sur lesquelles les captures de neutrons seraient susceptibles de se produire.

D'un autre côté, l'étude des implications astrophysiques de l'expérience de transfert nous a montré que la structure des noyaux impliqués dans les processus de nucléosynthèse n'était pas la seule donnée importante pour déduire les taux de capture de neutrons. Une donnée capitale correspond à la masse de ces derniers. Nous avons vu que les barres d'erreur sur les masses des noyaux $^{48,49}\text{Ar}$ entraînent des incertitudes très importantes (un facteur 3) sur les taux de réactions déduits dans ce travail. Il serait alors très inté-

ressant de déterminer avec précision les masses des isotopes d'argon $^{47,48,49}\text{Ar}$. Mesurer la masse du noyau ^{47}Ar , à l'aide d'une technique expérimentale dédiée, permettrait de confirmer la valeur que nous apportons dans ce travail. Mesurer celles des noyaux $^{48,49}\text{Ar}$ permettrait de s'affranchir de l'incertitude qu'elles entraînent dans les simulations de nucléosynthèse, et ainsi de mieux estimer les conditions stellaires pouvant rendre compte des anomalies isotopiques observées pour les noyaux $^{46,48}\text{Ca}$ dans la météorite d'Allende.

Le travail réalisé a confirmé que la réaction de transfert (d,p) est un outil de choix pour les études de structure nucléaire. Elle permet d'accéder directement aux énergies d'excitation des états peuplés, à leurs moments angulaires et facteurs spectroscopiques. De plus, l'efficacité de détection des particules chargées est très importante (100%, à l'efficacité géométrique près) permettant d'obtenir une statistique satisfaisante. Cependant la résolution en énergie pourrait être améliorée en y incluant la spectroscopie γ . C'est en effet un des atouts de cette technique expérimentale (si l'on utilise des détecteurs germanium) au prix d'une perte considérable sur l'efficacité de détection. Cette technique nécessite cependant pour construire le schéma de niveaux des noyaux étudiés de réaliser des coïncidences γ - γ , ce qui demande une statistique importante. Le couplage de ces deux techniques pour l'étude des réactions de transfert serait alors un outil spectroscopique puissant, combinant les avantages de chacune d'elles, par le biais de l'utilisation de détecteurs tels que MUST et EXOGAM par exemple. En outre, cet ensemble MUST/EXOGAM pourrait être couplé à un spectromètre magnétique tel que VAMOS, dont l'acceptance angulaire est sensiblement plus importante que celle de SPEG (de plus d'un facteur 2), ce qui, si l'on considère le cas de l'expérience présentée dans ce travail, aurait été suffisant pour ne pas perdre d'évènement du fait des problèmes d'émission. Cependant, un des inconvénients d'un tel couplage est l'encombrement géométrique, surtout des détecteurs MUST. Ce problème pourrait bientôt être résolu grâce au développement du successeur de ce dernier : MUST2.

Ce nouveau détecteur de particules chargées, beaucoup plus compact que son prédécesseur, permettra aussi de couvrir un angle solide trois fois plus grand que celui accessible à MUST (à nombre de détecteurs égal) donnant accès aux distributions angulaires à des angles plus élevés. Ceci devrait alors permettre de faire la distinction entre les distributions angulaires provenant d'états de grands moments angulaires qui ne sont pas distinguables à petit angle (tel que $\ell=3,4$ par exemple).

Par ailleurs, dans le but de mieux contraindre les potentiels optiques utilisés, on peut penser à coupler à cet ensemble MUST2/EXOGAM/VAMOS le détecteur MUST qui permettrait d'étudier en plus de la réaction de transfert celle de diffusion élastique, et d'ajuster les potentiels optiques sur ces données.

Annexe A

Paramètres des potentiels optiques

E (keV)	Pot.	V	a ₀	r ₀	W	a _W	r _W	4W _D	a _D	r _D	V _{so}	a _{so}	r _{so}	a _c
<i>⁴⁵Ar</i>														
	D1	-98.99	0.74	1.170	-12.21	0.555	1.325	2.108	0.555	1.325	-6.734	0.66	1.070	1.300
	D2	-99.60	0.69	1.190	-2.370	0.690	1.210	55.0	0.690	1.210	-5.775	0.63	1.210	1.300
0	P1	-52.40	0.65	1.250	0	0	0	54.0	0.470	1.250	-7.50	0.75	1.01	1.272
550	P1	-52.70	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
1420	P1	-53.20	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
1880	P1	-53.50	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
2510	P1	-53.80	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
4770	P1	-55.10	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
5630	P1	-55.60	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
0	P2	-50.25	0.69	1.184	-1.97	0.690	1.212	33.81	0.690	1.212	-5.90	0.63	1.00	1.272
550	P2	-50.41	"	"	-1.92	"	"	34.00	"	"	"	"	"	"
1420	P2	-50.68	"	"	-1.84	"	"	34.34	"	"	"	"	"	"
1880	P2	-50.82	"	"	-1.80	"	"	34.48	"	"	"	"	"	"
2510	P2	-51.02	"	"	-1.74	"	"	34.71	"	"	"	"	"	"
4770	P2	-51.73	"	"	-1.55	"	"	35.50	"	"	"	"	"	"
5630	P2	-51.99	"	"	-1.48	"	"	35.79	"	"	"	"	"	"
<i>⁴⁷Ar</i>														
	D1	-99.04	0.74	1.170	-12.21	0.555	1.325	2.08	0.48	1.325	-6.734	0.66	1.070	1.300
	D2	-100.0	0.69	1.190	-2.38	0.690	1.210	55.5	0.690	1.210	-5.775	0.63	1.01	1.300
0	P1	-55.1	0.65	1.250	0	0	0	54.0	0.470	1.250	-7.50	0.75	1.01	1.272
1180	P1	-55.7	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
1790	P1	-56.1	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
2680	P1	-56.6	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
3330	P1	-56.6	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
3850	P1	-57.2	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
5420	P1	-58.2	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
0	P2	-51.6	0.69	1.185	-1.70	0.69	1.19	36.50	0.69	1.212	-5.90	0.63	1.01	1.272
1180	P2	-52.0	"	"	-1.61	"	"	36.80	"	"	"	"	"	"
1790	P2	-52.1	"	"	-1.56	"	"	37.10	"	"	"	"	"	"
2680	P2	-52.5	"	"	-1.48	"	"	37.40	"	"	"	"	"	"
3330	P2	-52.5	"	"	-1.48	"	"	37.40	"	"	"	"	"	"
3850	P2	-52.8	"	"	-1.40	"	"	37.80	"	"	"	"	"	"
5420	P2	-53.3	"	"	-1.28	"	"	38.40	"	"	"	"	"	"

TAB. A.1 – Valeurs des paramètres des différents potentiels optiques utilisés pour calculer les distributions angulaires en DWBA des noyaux ⁴⁵Ar et ⁴⁷Ar.

Références

- [Abe78] R. Abegg et al. *Nuclear Physics A*, 303 :121, 1978.
- [Ame98] F. Ameil et al. *European Physics Journal A*, 1 :275, 1998.
- [App03] D. E. Appelbe et al. *Physical Review C*, 67 :034309, 2003.
- [Arg04] D. Argast. Early galactical chemical evolution. <http://vistars.de>, 2004.
- [Aud03] G. Audi et al. *Nuclear Physics A*, 729 :341, 2003.
- [Ban76] I.M. Band et M.B. Trzhaskovskaya et M.A. Listengarten. *ADNDT*, 18 :433, 1976.
- [Bec04] E. Becheva. *Thèse de Doctorat*, IPNO T 04-17, 2004.
- [Bel66] T. A. Belote et al. *Physical Review*, 142(3) :624, 1966.
- [Ben85] W. Benenson et al. *Physics Letters B*, 162 :87, 1985.
- [Ber77] G. Bertsch et J. Borysowicz et H. McManus et W.G. Love. *Nuclear Physics A*, 284 :399, 1977.
- [Bia89] L. Bianchi. *NIM A*, 276 :509, 1989.
- [Blu99] Y. Blumenfeld et al. *NIM A*, 421 :471, 1999.
- [Boh99] A. Bohr et B. R. Motemson. *Nuclear structure Volume 1*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1999.
- [Bos88] U. Bosch et al. *Nuclear Physics A*, 477 :89, 1988.
- [Bro95] R. Broda et al. *Physical Review Letters*, 74(6) :868, 1995.
- [Bur57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler et F. Hoyle. *Reviews of Modern Physics*, 29(4) :547, 1957.
- [But02] A. Buta et al. *NIM A*, 455 :412, 2002.
- [Böh98] W. Böhmer et al. *Nuclear astrophysics*. M. Buballa, W. Nörenberg, 1998.
- [Cas90] R. F. Casten. *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Oxford studies in nuclear physics, 1990.
- [Cau99] E. Caurier et F. Nowacki. *Acta Phys. Pol.*, 30 :705, 1999.
- [Cau01] E. Caurier, F. Nowacki et A. Poves. *Nuclear Physics A*, 693 :374, 2001.
- [Cau02] E. Caurier. Shell model code antoine - ires - stasbourg. 1989-2002.
- [Cau04] E. Caurier, F. Nowacki et A. Poves. *Nuclear Physics A*, 742 :14, 2004.
- [Cho77] M. S. Chowdhury et al. *Nuclear Physics A*, 282 :87, 1977.
- [Cou00] N. Coursol et al. *Applied Radiation and Isotopes*, 52(3) :557, 2000.

- [Cow02] J. J. Cowan et al. *Astrophysical Journal*, 572(1) :861, 2002.
- [Cow05] J. J. Cowan. r-process signatures in halo stars. <http://vistars.de>, 2005.
- [Dae80] W. W. Daehnick et al. *Physical Review C*, 21(6) :2253, 1980.
- [Dau04] J. M. Daugas. *Communication Privée*, 2004.
- [Dav76] C. N. Davids et al. *Physical Review C*, 14(4) :1601, 1976.
- [Del03] F. Delaunay. *Thèse de Doctorat*, IPNO T 03-06, 2003.
- [Dic85] S. A. Dickey et al. *Nuclear Physics A*, 441 :189, 1985.
- [Din05] D.C. Dinca et al. *Physical Review C - Rapid Communications*, 71 :041302(R), 2005.
- [Dob94] J. Dobaczewski et al. *Physical Review Letters*, 72 :981, 1994.
- [Dom03] Zs. Dombrádi et al. *Nuclear Physics A*, 727 :185, 2003.
- [Dét79] C. Détraz et al. *Physical Review C*, 19 :164, 1979.
- [Far04] K. Farouqi. Astrophysical conditions for a r-process in the high entropy bubble scenario. <http://vistars.de>, 2004.
- [Far05a] K. Farouqi. The r-process in the high entropy bubble scenario. <http://vistars.de>, 2005.
- [Far05b] K. Farouqi et al. *Nuclear Physics A*, 758 :632c, 2005.
- [Fit68] W. Fitz, R. Jahr et R. Santo. *Nuclear Physics A*, 114 :392, 1968.
- [For00] B. Fornal et al. *European Physics Journal A*, 7 :147, 2000.
- [For04] B. Fornal et al. *Physical Review C*, 70 :064304, 2004.
- [Fri95] G. Frike et al. *At. Data Nucl. Data Tables*, 60 :177, 1995.
- [Gad05] A. Gade et al. *Physical Review C - Rapid Communications*, 71 :051301(R), 2005.
- [Gau05] L. Gaudefroy et al. *European Physics Journal A*, 23 :41, 2005.
- [Gio03] L. Giot. *Thèse de Doctorat*, GANIL T 03 04, 2003.
- [Gir03] M. Girod. *Communication Privée*, 2003.
- [Gle83] N.K. Glendenning. *Direct Nuclear Reactions*. Academic press, 1983.
- [Grz98] R. Grzywacz et al. *Physical Review Letters*, 81 :766, 1998.
- [Gré04a] S. Grévy et al. *Physics Letters B*, 594 :252, 2004.
- [Gré04b] S. Grévy et al. *Nuclear Physics A*, 722 :424c, 2004.
- [Han99] M. Hannawald et al. *Physical Review Letters*, 82 :1391, 1999.
- [Hon02] M. Honma et al. *Physical Review C - Rapid Communication*, 65 :061301(R), 2002.
- [Huc85] A. Huck et al. *Physical Review C*, 31 :2226, 1985.
- [Jan82] J. F. Janni et al. *ADNDT*, 27 :147, 1982.
- [Jan02] R. V. F. Janssens et al. *Physics Letters B*, 546 :55, 2002.
- [Joh70] R. C. Johnson et P. J. R. Soper. *Physical Review C*, 1 :976, 1970.

- [Jou01] C. Jouanne. *Thèse de Doctorat*, DAPNIA/SPhN-01-01-T, 2001.
- [Kan95] J. Kantele. *Handbook of NUCLEAR SPECTROMETRY*. Academic Press, 1995.
- [Kha00] E. Khan. *Thèse de Doctorat*, IPNO T 00-01, 2000.
- [Kle96] A. Klein et al. *Nuclear Physics A*, 607 :1, 1996.
- [Kob84] A.M. Kobos et al. *Nuclear Physics A*, 425 :205, 1984.
- [Koc72] D. C. Kocher et W. Haeberli. *Nuclear Physics A*, 196 :225, 1972.
- [Kra95] H. Krauss. Computer code TEDCA. *unpublished*, 1995.
- [Kra96] E. Krausmann et al. *Physical Review C*, 53 :469, 1996.
- [Kra01] K. L. Kratz et al. *Mem. de la Soc. Astronom. Ital.*, 72(3) :453, 2001.
- [Kun82] P. D. Kunz. Coputer code dwuck4. *Colorado University*, non publié, Février 1982.
- [Kuo68] T. T. S. Kuo et G. E. Brown. *Nuclear Physics A*, 114 :241, 1968.
- [Käp85] F. Käppeler et G. Walter et G. J. Mathews. *The Astrophysical Journal*, 291 :319, 1985.
- [Käp89] F. Käppeler et H. Beer et K. Wisshak. *Report on Progress in Physics*, 52 :945 (figure 19 à la page 978), 1989.
- [Lau95] K. Lau. *NIM A*, 366 :298, 1995.
- [Lee78] T. Lee et al. *The Astrophysical Journal*, 220 :L21, 1978.
- [Lid04] S.N. Liddick et al. *Physical Review C*, 70 :064303, 2004.
- [Lyn68] J. E. Lynn. *The theory of neutron resonance reactions*. Clarendon Press - Oxford, 1968.
- [Man03a] P. F. Mantica et al. *Physical Review C*, 67 :014311, 2003.
- [Man03b] P. F. Mantica et al. *Physical Review C*, 68 :044311, 2003.
- [Mat03] I. Matea. *THESE de DOCTORAT - Université de Caen*, GANIL T03 05, 2003.
- [May80] W. Mayer. *Physical Review C*, 22(6) :2449, 1980.
- [Men95] A. Mengoni, T. Otsuka et M. Ishihara. *Physical Review C*, 52(5) :R2334, 1995.
- [Mes59] A. Messiah. *Mécanique Quantique*. Dunod Paris, 1959.
- [Mol97] P. Moller et al. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 66 :131, 1997.
- [Mot95] T. Motobayashi et al. *Physics Letters B*, 346 :9, 1995.
- [Mra04] J. Mrazek et al. *Nuclear Physics A*, 734 :E65, 2004.
- [Mue99] W. F. Mueller et al. *Physical Review Letters*, 83 :3613, 1999.
- [Nie80] F. R. Niederer et al. *The Astrophysical Journal*, 240 :L73, 1980.
- [Num01] S. Nummela et al. *Physical Review C*, 63 :044316, 2001.
- [Obe91] H. Oberhummer et G. Staudt. Direct reaction mechanism in astrophysically relevant processes. In H. Oberhummer, editor, *Nuclei in the cosmos*, page 29. Springer, 1991.
- [Obe05] A. Obertelli. Etude de la fermeture de sous couche n=16. *Thèse de Doctorat*, 2005.

- [Orr91] N. A. Orr et al. *Physics Letters B*, 258 :29, 1991.
- [Ots01] T. Otsuka et al. *Physical Review Letters*, 87 :082502, 2001.
- [Ots05] T. Otsuka et al. *Acta Pol. B*, 36 :1213, 2005.
- [Ott98] S. Ottini-Hustache. *Thèse de Doctorat*, DAPNIA/SPhN-98-01-T, 1998.
- [Ott99] S. Ottini-Hustache et al. *NIM A*, 431 :476, 1999.
- [Per76] G. M. Perey et F.G. Perey. *ADNDT*, 17 :1, 1976.
- [Per04a] F. Perrot. *THESE de DOCTORAT*, IRes - Strasbourg, Décembre 2004.
- [Per04b] E. Perru. *THESE de DOCTORAT*, IPNO-T05-02, 2004.
- [Pit00] S. Pita. *Thèse de Doctorat*, IPNO T 00-11, 2000.
- [Pov97] A. Poves. *Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire*, Structure nucléaire, un nouvel horizon, 1997.
- [Pov01] A. Poves et al. *Nuclear Physics A*, 694 :157, 2001.
- [Pri01] M. Prisciandaro et al. *Physics Letters B*, 510 :17, 2001.
- [Rag84] I. Ragnarsson et R. K. Sheline. *Phys. Scr.*, 29 :385, 1984.
- [Rau95] T. Rauscher et al. *ENAM95*. M. de Saint Simon et O. Solrin, 1995.
- [Rau97] T. Rauscher, F. K. Thielemann et K. L. Kratz. *Physical Review C*, 56(3) :1613, 1997.
- [Rau02] T. Rauscher et K. H. Guber. *Physical Review C*, 66(2) :028802, 2002.
- [Rej05] M. Rejmund. *Pac GANIL*, 2005.
- [Ric05] E. Rich. *Thèse de Doctorat*, Communication Privée, 2005.
- [Rol88] C.E. Rolfs et W. S. Rodney. *Cauldrons in the cosmos*. University of Chicago Press, 1988.
- [Rou70] P. Roussel et al. *Nuclear Physics A*, 155 :306, 1970.
- [Run83] E. Runte et al. *Nuclear Physics A*, 399 :163, 1983.
- [Sar00] F. Sarazin et al. *Physical Review Letters*, 84(22) :5062, 2000.
- [Sat79] G. R. Satchler et W. G. Love. *Physics Report*, 55(3) :183, 1979.
- [Sat83] G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford science publications, 1983.
- [Saw03] M. Sawicka et al. *European Physics Journal A*, 16 :51, 2003.
- [Sch96] H. Scheit et al. *Physical Review Letters*, 77(19) :3967, 1996.
- [Sen75] S. Sen, S. E. Darden, W. A. Yoh et E. D. Berners. *Nuclear Physics A*, 250 :45, 1975.
- [Ska04] F. Skaza. *Thèse de Doctorat*, DAPNIA-04-13-T, 2004.
- [Sne98] C. Sneden et al. *The astrophysical Journal*, 496 :235, 1998.
- [Sne00] C. Sneden et al. *The astrophysical Journal*, 533 :L139, 2000.
- [Sor93] O. Sorlin et al. *Physical Review C*, 47 :2941, 1993.
- [Sor00] O. Sorlin et al. *Nuclear Physics A*, 669 :351, 2000.
- [Sor03a] O. Sorlin et al. *European Physics Journal A*, 16 :55, 2003.

- [Sor03b] O. Sorlin, L. Gaudefroy, K. L. Kratz, T. Rauscher. *C. R. Physique*, 4 :541, 2003.
- [Sta04] M. Stanoiu et al. *Physical Review C*, 69 :034312, 2004.
- [Tu 90] X. L. Tu et al. *Zeitschrift für Physik A - Atomic Nuclei*, 337 :361, 1990.
- [Uoz94] Y. Uozumi et al. *Nuclear Physics A*, 576 :123, 1994.
- [Var91] R. L. Varner et al. *Physics Report*, 201(2) :57, 1991.
- [Vil03] A.C.C. Villari and the SPIRAL group. *NIM B*, 204 :31, 2003.
- [Vin70] C.M. Vincent et H.T. Fortune. *Physical Review C*, 2(3) :782, 1970.
- [Wal76] G. L. Wales et R. C. Johnson. *Nuclear Physics A*, 274 :168, 1976.
- [Was96] G. J. Wasserburg et al. *The Astrophysical Journal*, 466 :L109, 1996.
- [Was00] G. J. Wasserburg et Y. -Z. Qian. *The Astrophysical Journal*, 529 :L21, 2000.
- [Wat69] B. A. Watson et P. P. Singh et R.E. Segel. *The Physical Review*, 182 :977, 1969.
- [Wei03] L. Weissman et al. *Physical Review C*, 67(5) :054314, 2003.
- [Wei04] L. Weissman et al. *Physical Review C*, 70 :024304, 2004.
- [Wit94] J. Wittl et al. *Astronomie and Astrophysics*, 286 :841, 1994.
- [Zer01] T. Zerguerras. *Thèse de Doctorat*, IPNO T 01-05, 2001.
- [Zie85] W. Ziegert et al. *Physical Review Letters*, 55(18), 1985.

Résumé

L'étude de la fermeture de couche $N=28$ et de ces implications astrophysiques a été menée. De même, nous avons étudié la structure de noyaux riches en neutrons autour de $N=32/34$ et 40 .

La fermeture de couche $N=28$ a été étudiée par le biais d'une réaction de transfert d'un neutron sur les noyaux $^{44,46}\text{Ar}$. Les énergies d'excitation des états peuplés dans les $^{45,47}\text{Ar}$, leurs moments angulaires et facteurs spectroscopiques ont été déterminés. Les résultats obtenus ont permis de montrer que $N=28$ est toujours magique dans la chaîne des argons. Nous avons interprété l'évolution des écarts des orbitales partenaire de spin-orbit dans les isotones $N=29$ des chaînes de calcium et d'argon en terme d'interaction proton-neutron tenseur monopolaire. A l'aide de cette dernière, nous avons montré qu'il n'était pas nécessaire de faire appel à une diminution de la force de l'interaction de spin-orbite pour comprendre l'évolution des écarts entre ces orbitales neutron dans les cas étudiés.

Les taux de capture de neutron sur les noyaux $^{44,46}\text{Ar}$ ont été déterminés à l'aide des résultats de cette expérience. Nous avons alors étudié l'influence de ces taux sur la nucléosynthèse des $^{46,48}\text{Ca}$. Nous avons proposé des conditions stellaires susceptibles de reproduire le rapport isotopique anormal observé dans la météorite d'Allende pour les isotopes $^{46,48}\text{Ca}$.

La décroissance bêta et la spectroscopie gamma des noyaux riches en neutrons dans les chaînes allant du scandium au cobalt a aussi été étudiée. Nous avons montré que la décroissance bêta est dominée par la transition de Gamow-Teller $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$. Nous avons montré que l'orbitale $\nu g_{9/2}$ ralentit les temps de vie des noyaux étudiés, et influence leur structure en y impliquant la présence d'isomères. Nos résultats ont permis de montrer que le nombre $N=34$ n'est pas magique dans les chaînes isotopiques supérieures à celle du calcium.

Abstract

The study of the N=28 shell closure has been presented as well as its astrophysical implications. Moreover the structure of neutron rich nuclei around N=32/34 and 40 was studied.

The N=28 shell closure has been studied through the one neutron transfer reaction on $^{44,46}\text{Ar}$ nuclei. Excitation energies of states in $^{45,47}\text{Ar}$ nuclei have been obtained, as well as their angular momenta and spectroscopic factors. These results were used to show that N=28 is still a good magic number in the argon isotopic chain. We interpreted the evolution of the spin-orbit partner gaps in terms of the tensor monopolar proton-neutron interaction. Thanks to this latter, we showed it is not necessary to summon up a reduction of the intensity of the spin-orbit force in order to explain this evolution in N=29 isotopes from calcium to argon chains.

The neutron capture rates on $^{44,46}\text{Ar}$ have been determined thanks to the results of the transfer reaction. Their influence on the nucleosynthesis of $^{46,48}\text{Ca}$ was studied. We proposed stellar conditions to account for the anomalous isotopic ratio observed in the Allende meteorite concerning $^{46,48}\text{Ca}$ isotopes.

The beta decay and gamma spectroscopy of neutron rich nuclei in the scandium to cobalt region has been studied. We showed that beta decay process is dominated by the $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ Gamow-Teller transition. Moreover, we demonstrated that the $\nu g_{9/2}$ hinders this process in the studied nuclei, and influences their structure, by implying the existence of isomers. Our results show that N=34 is not a magic number in the titanium chain and the superior ones.