



HAL
open science

**Collectivité des noyaux de Zinc riches en neutrons par
mesure de temps de vie avec le démonstrateur AGATA.
Développement d'une cible d'hydrogène et physique aux
énergies relativistes**

Corinne Louchart Louchart-Henning

► **To cite this version:**

Corinne Louchart Louchart-Henning. Collectivité des noyaux de Zinc riches en neutrons par mesure de temps de vie avec le démonstrateur AGATA. Développement d'une cible d'hydrogène et physique aux énergies relativistes. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112160 . tel-00819675

HAL Id: tel-00819675

<https://theses.hal.science/tel-00819675v1>

Submitted on 2 May 2013

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

Thèse

Présentée pour obtenir

Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'Université PARIS XI ORSAY

par

Corinne LOUCHART

**Collectivité des noyaux de zinc riches en neutrons par mesure
de temps de vie avec le démonstrateur AGATA.
Développement d'une cible d'hydrogène et physique aux
énergies relativistes**

soutenue le 17 septembre 2012 devant la Commission d'examen

Dr. Faïçal Azaiez (examineur)

Dr. Gilles de France (rapporteur)

Dr. Andrès Gadea (rapporteur)

Dr. Juergen Gerl (examineur)

Prof. Elias Khan (président du jury)

Dr. Wolfram Korten (directeur de thèse)

Dr. Alexandre Obertelli (invité)

Table des matières

1	Introduction	3
I	Evolution des couches : cas de $N = 40$	9
2	Motivations	11
2.1	Notion de collectivité	11
2.1.1	Définition des observables	11
2.1.2	Modèles collectifs	13
2.1.2.1	Vibration	14
2.1.2.2	Rotation	14
2.1.2.3	GCM	15
2.1.3	Méthodes Expérimentales	16
2.1.3.1	Mesures de probabilités de transition	17
2.1.3.2	Mesures de temps de vie	17
2.2	Région autour de $N = 40$	17
3	Dispositif expérimental	23
3.1	Réaction profondément inélastique : $^{76}\text{Ge} + ^{238}\text{U}$	23
3.2	Sélection des résidus : le spectromètre magnétique PRISMA	24
3.2.1	Principe d'un spectromètre magnétique	24
3.2.2	Les détecteurs	26
3.3	Détection des rayons γ avec le démonstrateur AGATA	28
3.3.1	Nouvelle génération de détecteur gamma de haute résolution	28
3.3.2	Principe du <i>tracking</i>	30
3.4	Le plunger de Cologne	34
3.4.1	Principe du plunger	34
3.4.2	Caractéristiques	35
3.5	Système d'acquisition	36
4	Méthode d'analyse	39
4.1	Calibration et Alignement des détecteurs de PRISMA	39
4.2	Identification des éjectiles	41
4.2.1	Reconstruction de trajectoires	41
4.2.2	Séparation en numéro atomique	41

4.2.3	Séparation en charge	41
4.2.4	Séparation en masse	42
4.3	Spectres en énergie des photons γ	43
4.3.1	Correction Doppler	43
4.3.2	Sélection en temps des événements	43
4.3.3	Résolution en énergie	44
4.3.4	Spectres des isotopes de zinc	45
4.4	Détermination des temps de vie par la méthode RDDS	47
4.4.1	Principe	48
4.4.2	Analyse des temps de vie	49
5	Résultats expérimentaux	59
5.1	Temps de vie des états excités pour $^{70,72,74}\text{Zn}$	59
5.1.1	Prise en compte de l'efficacité du démonstrateur AGATA	59
5.1.2	Détermination des temps de vie	60
5.1.2.1	Cas du ^{70}Zn	60
5.1.2.2	Cas du ^{72}Zn	61
5.1.2.3	Cas du ^{74}Zn	61
5.1.3	Recherche d'une erreur systématique	61
5.2	Discussion	62
5.2.1	Comparaison aux autres données expérimentales	62
5.2.2	Comparaison aux calculs théoriques	65
II	Etude du mécanisme de réaction d'arrachage d'un nucléon	71
6	Etudier la structure du noyau par les réactions directes	73
6.1	Détermination des facteurs spectroscopiques	73
6.2	Incompatibilité des résultats transfert/arrachage de nucléon	74
7	Le coeur est-il toujours inerte pour les énergies intermédiaires ?	79
7.1	Les hypothèses de l'approche eikonale	79
7.2	Aller au-delà de Glauber grâce à un code de cascade	80
7.3	Les modifications apportées au code INCL4.3	83
7.4	Calcul des sections efficaces inclusives	84
III	Cible d'hydrogène liquide Prespec	91
8	Description de la cible d'Hydrogène liquide Prespec	93
8.1	Motivations	93
8.2	Développement	94
8.2.1	Description	94
8.2.2	Fonctionnement	96

9	Dispositif expérimental	99
9.1	Séparateur de fragments FRS	99
9.1.1	La méthode de séparation $B\rho$ - ΔE - $B\rho$	100
9.1.2	Les détecteurs au plan focal	101
9.1.3	Identification du faisceau incident	102
9.2	RISING	103
9.3	LYCCA : Lund York Cologne CAlorimeter	106
9.3.1	Les détecteurs	106
9.3.1.1	DSSSD	106
9.3.1.2	CsI	107
9.3.1.3	Plastiques	108
9.3.2	Identification en masse et numéro atomique des résidus	108
10	Résultats	113
10.1	Distribution en énergie	113
10.1.1	Déclenchement	113
10.1.2	Sélection en temps des événements	113
10.1.3	Sélection suivant l'angle d'émission du photon	115
10.1.4	Addback	116
10.1.5	Comparaison des spectres en énergie obtenus pour une cible LH2 et de ^9Be	116
10.2	Sections efficaces	118
10.2.1	Calcul des sections efficaces	118
10.2.2	Résultats	119
	Références	125

Remerciements

Après trois années passées au SphN, je tiens à remercier tous ceux que j'ai côtoyés et qui m'ont aidée dans mon travail. Tout d'abord je remercie les membres de mon jury de thèse, Gilles de France et Andrès Gadea pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs commentaires avisés ; Faïçal Azaiez et Juergen Gerl pour leurs discussions productives lors de la soutenance et leur encouragement. Merci à Elias Khan pour avoir accepté de présider le jury et pour m'avoir suivie tout au long de ces années de thèse, après m'avoir aiguillée et soutenue dans mon choix de thèse.

Je tiens aussi à remercier Françoise Auger, Michel Garçon et Heloise Goutte pour m'avoir accueillie au sein du SPhN. Merci à Wolfram Korten pour m'avoir encadrée et fait confiance durant ces trois années. Merci aussi aux membres du groupe de spectroscopie pour l'aide qu'ils ont su m'apporter sur différents points de physique et pour m'avoir fait découvrir, parfois même partager, leurs travaux.

Un grand merci au service technique du SACM pour m'avoir intégrée dans les projets de développement de cibles cryogéniques. Plus particulièrement je remercie Jean-Marc Gheller et Gilles Authelet pour les efforts qu'ils ont fournis ces dernières années pour faire aboutir ces projets et pour leur bienveillance.

Un très grand merci à Alexandre Obertelli pour avoir passée trois années fantastiques et pour avoir enrichi mes connaissances en physique nucléaire en me faisant partager ta passion pour celle-ci. Merci aussi d'avoir comblé quelques unes de mes lacunes en géographie et en filmographie, disons éclectique. J'espère avoir l'occasion d'échanger encore beaucoup de savoirs avec toi.

Bien sûr ces trois années de thèse n'auraient pas été les mêmes sans la présence et l'amitié de Fabien, Vincent, Michael, Nayanka, Francesca, Anna, Simon et Aurore.

Finalement, je remercie mon mari et ma famille pour leur soutien constant.

Chapitre 1

Introduction

La première interprétation du noyau comme un objet quantique a été avancée en 1934 par Elsassner [1], qui propose une analogie avec le modèle en couches atomique : les nucléons sont indépendants (pas d'interaction nucléon-nucléon) et occupent des niveaux d'énergie générés par un potentiel central. En revanche, le phénomène de saturation observé par diffusion élastique d'électron sur la matière nucléaire laisse à penser que l'interaction entre les nucléons est du même ordre de grandeur que l'interaction entre un nucléon et le noyau, ce qui semble incompatible avec une vision de nucléons individuels se mouvant indépendamment sur des orbitales. Une approche plus collective¹ du noyau a donc été préférée historiquement.

Le modèle macroscopique de la goutte liquide proposé par N. Bohr et J.A. Wheeler sur une idée de G. Gamov a permis de comprendre le phénomène de fission [2]. Dans ce modèle, le noyau est assimilé à un fluide incompressible constitué de protons et neutrons confinés dans un volume par l'interaction forte. En 1935, Weizsäcker introduit la formule semi-empirique donnant l'énergie de liaison d'un noyau en fonction de son nombre de protons Z et de neutrons N (avec $A=Z+N$). Elle est définie comme la différence entre la masse du noyau $M(Z,N)$ et la somme des masses de ses constituants : $B = Zm_p + Nm_n - M(Z, N)$ avec m_p la masse du proton et m_n la masse du neutron. Elle fut complétée par H. Bethe [3] pour donner :

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{asy} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (1.1)$$

où a_v est le terme de volume, a_s le terme de surface, a_c le terme coulombien, a_{asy} le terme d'asymétrie et δ le terme d'appariement². Ce modèle est historiquement important puisqu'il permet de reproduire les masses atomiques avec une assez bonne précision.

Cependant, ce modèle n'est pas en mesure d'expliquer toutes les observations expérimentales comme l'abondance naturelle de certains éléments. Les mesures systématiques des masses ou des énergies de liaison des noyaux montrent une déviation par rapport aux prédictions du modèle de la goutte liquide. En particulier, certains noyaux possédant des nombres particuliers de protons et/ou de neutrons apparaissent beaucoup plus liés. Par exemple, sur la Fig.1.1 où est représentée la différence entre la valeur de l'énergie de liaison calculée par le modèle de la goutte liquide

1. On parle d'excitations collectives lorsque plusieurs nucléons sont mis en jeu.

2. Les trois premiers termes sont reliés au modèle de la goutte liquide. Les deux autres prennent en compte la nature quantique des nucléons.

et celle expérimentale pour des noyaux en fonction du nombre de neutron N , les isotopes d'un élément possédant $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ présentent une valeur minimale par rapport à leurs isotopes voisins. Ces observations conduisent à postuler l'existence d'une structure en couches des nucléons dans le noyau. Un grand espacement entre deux niveaux d'énergie crée un *gap* et conduit aux "nombres magiques" 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 qui confèrent une plus grande stabilité au noyau si celui-ci a un nombre de protons et/ou neutrons égal à l'un de ces nombres.

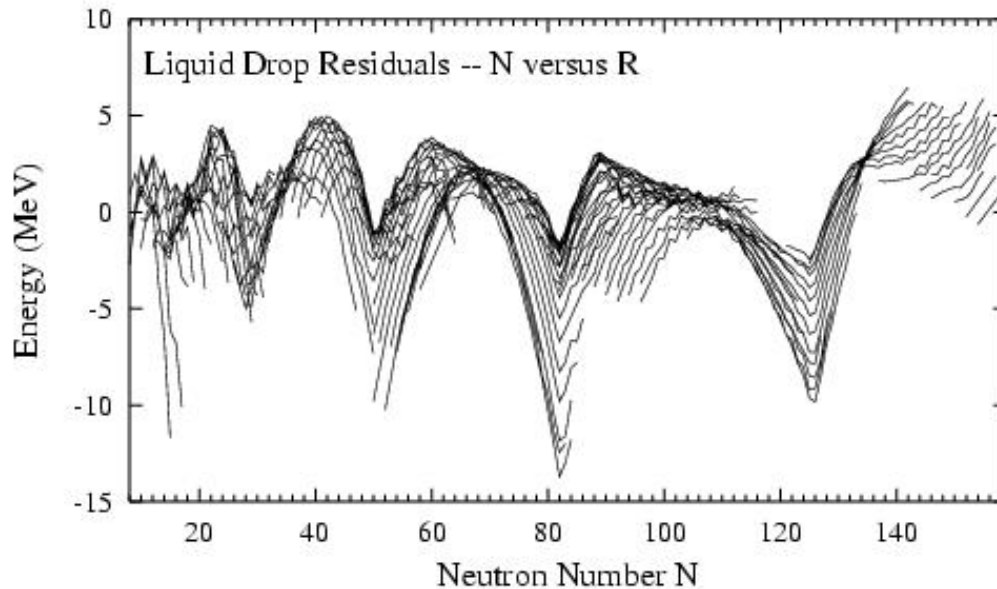


FIGURE 1.1 – Différence entre la valeur de l'énergie de liaison calculée par le modèle de la goutte liquide et expérimentale pour des noyaux en fonction du nombre de neutrons N . Figure extraite de [4].

Bien que ces nombres magiques indiquent l'existence d'effets de fermeture de couche, ils ne sont alors pas reproduits théoriquement. Seulement les nombres 2, 8 et 20 sont compris dans le cadre de calculs de niveaux d'énergie à partir d'un potentiel simple (type oscillateur harmonique ou Woods-Saxon). Les travaux indépendants menés par Mayer [5] (sur une idée de Fermi) et Jensen [6] ont apporté la solution en 1949³. En introduisant un terme de couplage spin orbite dans le calcul des niveaux d'énergie, les observations faites pour les noyaux stables sont parfaitement reproduites (voir Fig.1.2).

Avec le développement de faisceaux radioactifs dès les années 70, l'étude des noyaux loin de la vallée de stabilité a permis de mettre en évidence des comportements inattendus :

- les noyaux à halos pour les noyaux exotiques légers comme le ${}^{11}_4\text{Be}$ et ${}^{11}_3\text{Li}$ qui présentent des nucléons délocalisés à la fonction d'onde très étendue spatialement [7].
- les nombres magiques classiques disparaissent pour certains noyaux riches en neutrons (8 [8], 20 [9], 28 [10]), laissant place à de nouveaux écarts en énergie permettant de nouvelles fermetures de couche. C'est par exemple le cas de l' ${}^{24}_8\text{O}$ doublement magique ($N=16, Z=8$)

3. Le prix Nobel de 1963 a été décerné conjointement à E.P. Wigner pour ses contributions à la théorie atomique des noyaux et des particules élémentaires, particulièrement par la découverte et l'application des principes de symétrie fondamentale, et à M. Goeppert Mayer et J.H.D. Jensen pour leurs découvertes concernant la structure en couches nucléaire.

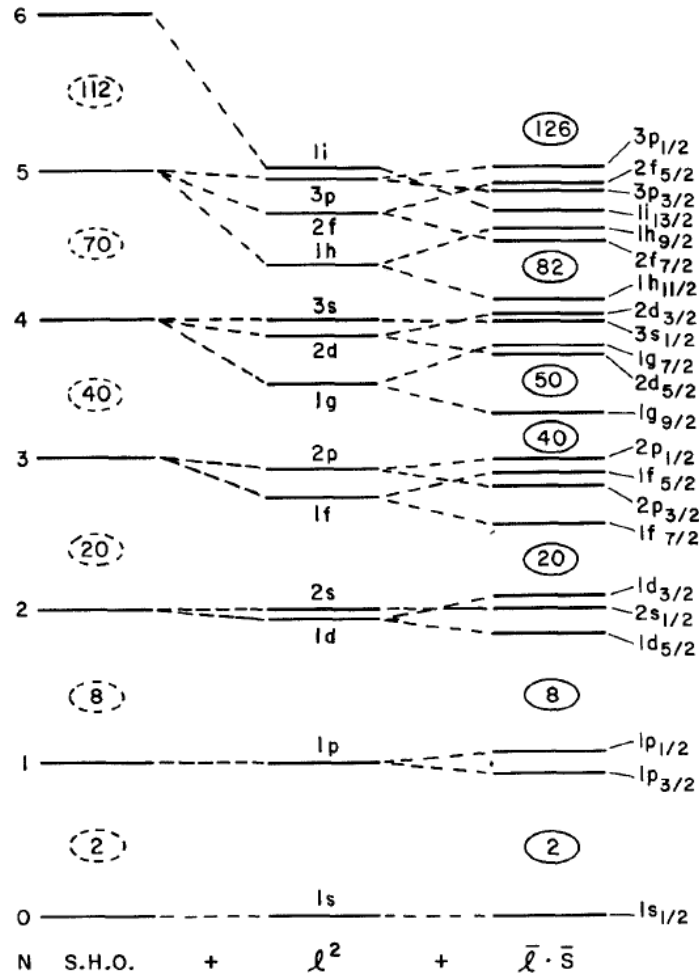


FIGURE 1.2 – Succession des orbitales calculées pour un potentiel harmonique (gauche) et lorsqu'on rajoute le terme spin-orbite (droite).

[11].

Différentes observables autres que les masses, sont utilisées pour connaître les propriétés des noyaux ; en testant les divers modèles théoriques qui se sont multipliés ces dernières années en vue de comprendre l'évolution de la structure en couches lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité. Par exemple, le modèle de Nilsson permet de décrire l'évolution des énergies des orbitales et la levée partielle de la dégénérescence des niveaux d'énergie pour des noyaux déformés. Dans ce modèle, le moment angulaire total j n'est plus un bon nombre quantique. Un exemple de diagramme de Nilsson dans la région des noyaux $Z, N \leq 50$ est montré à la Fig.1.3. On peut voir que la $g_{9/2}$ se scinde en 5 orbitales qui sont plus ou moins stabilisées par la déformation. Les observables les plus couramment utilisées sont les énergies des premiers états excités ou les probabilités des transitions que l'on mesure grâce à la spectroscopie des noyaux. L'évolution de la structure autour des isotopes de Ni (magiques en proton) : du ${}^{68}_{28}\text{Ni}$, où une possible restauration du nombre magique $N = 40$ (oscillateur harmonique) pourrait être obtenue du fait d'un affaiblissement du terme spin-orbite pour des noyaux riches en neutrons, au ${}^{78}_{28}\text{Ni}$, où l'on peut se demander si $N = 50$ est toujours un nombre magique au bord de la *drip line*, sera étudiée

grâce à ces observables dans la partie I.

L'occupation des couches est aussi une information de structure importante et est "accessible" par les réactions directes. Cependant, une bonne connaissance des mécanismes de réaction est nécessaire. C'est ce qui sera étudié dans la partie II.

En parallèle aux développements des faisceaux exotiques que l'on souhaite toujours plus intenses et produisant des noyaux toujours plus proches des *drip line*, de nouveaux détecteurs γ (comme AGATA, voir §3.3) ou de particules (comme les projets GASPAR, MAYA ou MINOS) voient le jour pour profiter aux maximum des faisceaux proposés. De même, la cible choisie doit être optimisée aux réactions envisagées. Dans le cas des réactions directes, on verra à la partie III que l'hydrogène s'est révélé être un élément très intéressant.

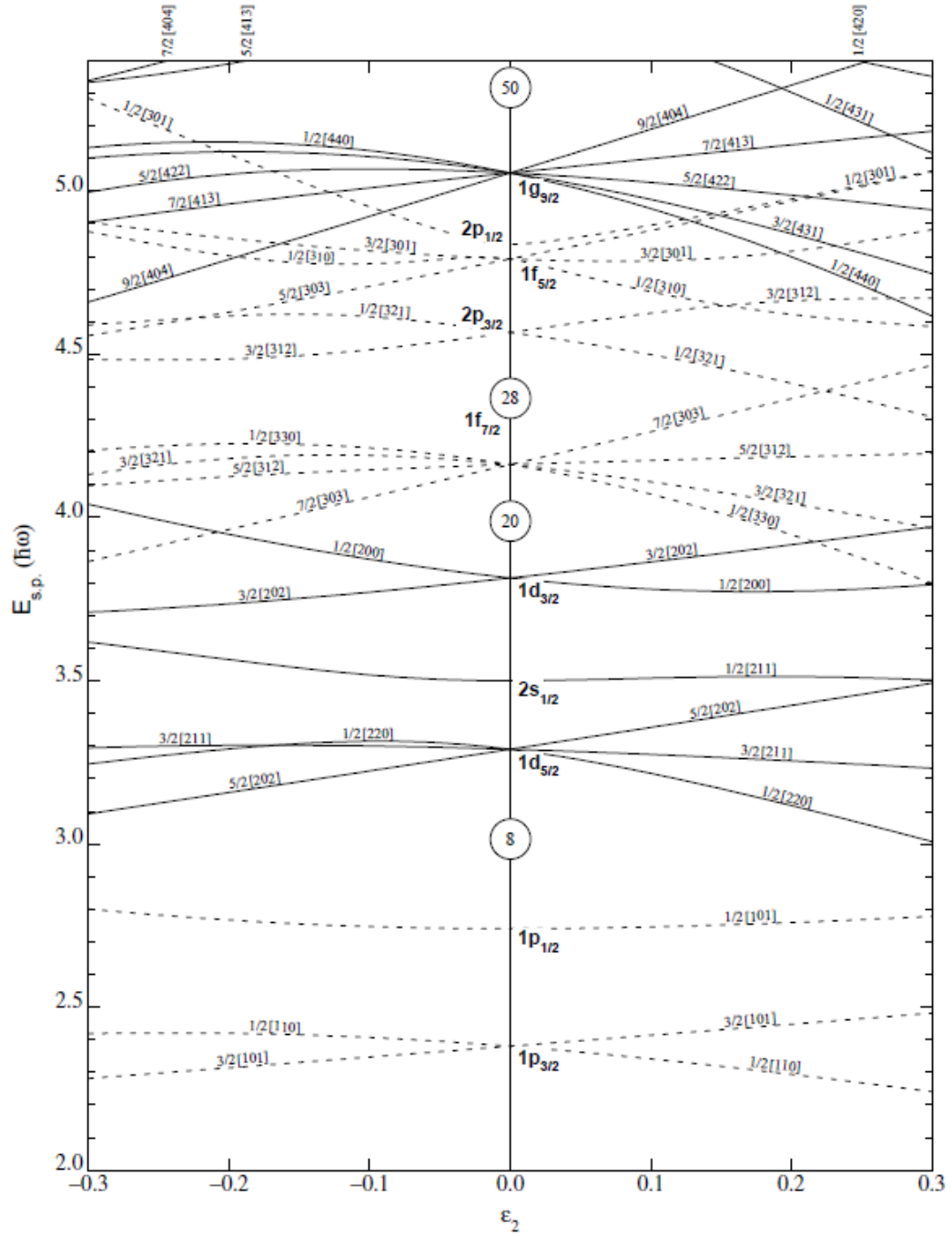


FIGURE 1.3 – Evolution de l'énergie des orbitales en fonction d'un paramètre de déformation dans le modèle de Nilsson. L'étiquetage des orbitales est donné par : $\Omega[N, N_z, \Lambda]$ où Ω est égal à $j, j-1, j-2, \dots$, N est le nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique, N_z le nombre de noeuds de la fonction d'onde le long de l'axe de symétrie z et Λ la projection de j sur l'axe de symétrie.

Première partie

Evolution des couches : cas de
 $N = 40$

Chapitre 2

Motivations

2.1 Notion de collectivité

2.1.1 Définition des observables

Le modèle en couches décrit par Mayer et Jensen en 1949 a permis de comprendre un grand nombre de données expérimentales, et notamment les nombres magiques. La même année, un article de Townes, Foley et Low [12], reprenant les différents moments quadrupolaires électriques expérimentaux disponibles montre que ceux-ci sont relativement en bon accord avec le modèle en couches basé sur un potentiel sphérique, sauf pour les noyaux de la région des actinides avec par exemple le ^{176}Lu qui présente un moment quadrupolaire 30 fois supérieur à la prédiction. Ce constat associé à l'article de Bohr et Wheeler sur la fission indiquant que le noyau pouvait se déformer si cela lui était énergétiquement favorable, a mené James Rainwater à considérer un potentiel non sphérique pour décrire des noyaux [13]. Aage Bohr et Ben Roy Mottelson ont continué dans cette voie et confirmé plus tard l'idée d'un couplage entre le mouvement des particules et la déformation de la surface nucléaire¹. Dans le modèle macroscopique qu'ils ont proposé, le rayon $R(\theta, \varphi)$ du noyau est développé sur une base d'harmoniques sphériques [14] :

$$R(\theta, \varphi) = R_o \left(1 + \sum_{\lambda > 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right) \quad (2.1)$$

où R_o est le rayon moyen du noyau et les $\alpha_{\lambda\mu}$ sont les paramètres de déformation (ces amplitudes de vibrations dépendent du temps). λ détermine le multipôle de la déformation : $\lambda = 2$ correspond à une déformation quadrupolaire, $\lambda = 3$ octupolaire, etc (voir Fig.2.1).

La déformation quadrupolaire est la plus répandue. Deux cas peuvent être envisagés, soit la surface du noyau oscille autour de la position sphérique (vibration), soit le noyau est déformé de façon rigide et tourne (rotation). En se plaçant dans le système lié au noyau, les paramètres α_{21} et α_{2-1} sont nuls, les paramètres α_{22} et α_{2-2} sont égaux, et α_{20} est non nul. Il est possible de réécrire ces paramètres en fonction des variables : β , mesurant l'élongation ($\beta = 0$ pour un noyau sphérique, $\beta \sim 0.25$ pour les noyaux bien déformés habituels et $\beta \sim 0.5$ pour les noyaux

1. A. Bohr, B.R. Mottelson et J. Rainwater reçoivent le prix Nobel de physique en 1975 pour leur découverte du lien entre le mouvement collectif et le mouvement des particules dans le noyau atomique et le développement de la théorie sur la structure du noyau atomique s'appuyant sur ce lien.

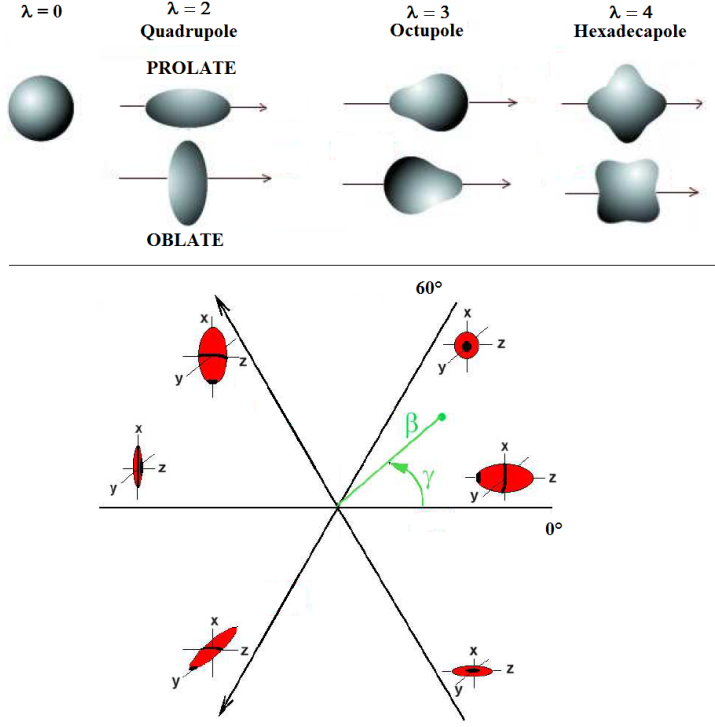


FIGURE 2.1 – (Haut) illustrations des formes nucléaires quadrupolaires, octupolaires et hexadécapolaires axiales. (Bas) La paramétrisation polaire (β, γ) met en évidence six sextants. Le long des axes $\gamma = 0^\circ$, 120° et 240° , le noyau est axial respectivement autour de Ox, Oy et Oz.

super-déformés) et l'angle γ , mesurant l'écart à la symétrie axiale, de la manière suivante :

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma \quad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (2.2)$$

Sur la Fig.2.1, la paramétrisation (β, γ) fait apparaître 6 sextants qui sont équivalents si on permute les axes intrinsèques du noyau. Toutes les formes quadrupolaires possibles peuvent être représentées dans le sextant $0 < \gamma < 60^\circ$. Les noyaux dont l'élongation est non nulle et $\gamma = 0^\circ$ (resp. $\gamma = 60^\circ$) sont dits *prolates* et ont la forme d'un ellipsoïde allongé (resp. *oblates* avec une forme d'ellipsoïde aplati).

La déformation du noyau est caractérisée par des éléments de matrice quadrupolaire électrique². Une déformation à symétrie axiale est caractérisée par le moment quadrupolaire intrinsèque électrique :

$$eQ_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle K | \mathcal{M}(E2, \mu = 0) | K \rangle \quad (2.3)$$

où K est la projection du moment angulaire I sur l'axe de symétrie du noyau. Le signe de Q_0

2. les éléments de matrice diagonaux sont reliés au moment quadrupolaire (transitions entre les sous états magnétiques d'un même état) et les éléments de matrice non diagonaux sont impliqués dans les transitions d'un état excité à un autre. Dans un modèle sphérique, l'opérateur de transition quadrupolaire électrique est défini de la manière suivante : $\mathcal{M}(E2, \mu) = \int \rho(\vec{r}) r^2 Y_{2\mu}(\theta, \varphi) d^3r$ avec $\rho(\vec{r})$ la densité de charge. L'opérateur moment quadrupolaire statique est alors défini par : $eQ_{op} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \mathcal{M}(E2, \mu = 0)$, et le moment quadrupolaire s'écrit : $Q = \langle I, M = I | Q_{op} | I, M = I \rangle$. La probabilité de transition entre un état de spin I_1 et un état de spin I_2 est donnée par $B(E2; I_1 \rightarrow I_2) = \sum_{\mu M_2} | \langle I_2 M_2 | \mathcal{M}(E2, \mu) | I_1 M_1 \rangle |^2$.

est positif pour les formes prolates et négatif pour les formes oblates. On peut relier le moment quadrupolaire statique Q_s (lié au référentiel du laboratoire) au moment intrinsèque par :

$$Q_s = \langle IK20|IK \rangle \langle II20|II \rangle Q_0 = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (2.4)$$

où le couplage du moment angulaire dans le référentiel intrinsèque est donné par les coefficients de Clebsch-Gordan $\langle IK20|IK \rangle \langle II20|II \rangle$ et où l'on a noté $I_1 = I_2 = I$. Le rapport entre les deux moments reflète l'extension de la distribution de charges associée au mouvement de rotation. On peut aussi remarquer que pour $I = 0$ $Q_s = 0$, et que pour $K = 0$ et $I \neq 0$ les moments Q_s et Q_0 sont de signes opposés. Les états d'une bande rotationnelle partagent une même valeur de K et une même déformation Q_0 .

La probabilité de transition réduite est aussi reliée au moment angulaire intrinsèque par :

$$B(E2; KI_1 \rightarrow KI_2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_1 K 20 | I_2 K \rangle^2 \quad (2.5)$$

Seuls les probabilités de transition et les moments quadrupolaires statiques peuvent être déterminés par des expériences du type excitation coulombienne.

Comme le taux de transition est relié à la probabilité de transition par :

$$T(E2) = 1.22 \cdot 10^9 E_\gamma^5 B(E2) \quad (2.6)$$

(avec E_γ en MeV, $B(E2)$ en $e^2\text{fm}^4$ et T en s^{-1}), les expériences mesurant les temps de vie des états excités permettent de mesurer les probabilités de transition.

Les probabilités de transition pour le premier état excité vers le fondamental sont souvent exprimées en unité de Weisskopf. Celles-ci sont définies par : $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \text{ W.u.} = \frac{16.8}{A^{4/3}} B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) e^2\text{fm}^4$ et permettent de déterminer le degré de collectivité au sein du noyau. En effet, les estimations de Weisskopf prédisent des valeurs de $B(E2)$ sur la base d'un modèle à un nucléon. Ainsi, si les probabilités de transition obtenues expérimentalement sont supérieures à ces estimations, c'est que des effets collectifs (non pris en compte dans le modèle) sont présents. Si au contraire la probabilité de transition est plus faible que celle prédite, il faut alors comprendre pourquoi la transition est retardée.

2.1.2 Modèles collectifs

Dans cette partie, les caractéristiques des modèles collectifs de vibration et de rotation vont être rappelées succinctement (beaucoup plus de détails sont donnés dans les références [14, 15]) et une approche plus microscopique pour des calculs au-delà du champ moyen est aussi présentée, le formalisme de la coordonnée génératrice (Generator Coordinate Method).

2.1.2.1 Vibration

Dans cette approche, la forme du noyau fluctue autour de sa position d'équilibre sphérique. Les excitations du noyau sont décrites comme des états à un ou plusieurs phonons. L'état fondamental d'un noyau pair-pair est 0^+ , le premier état excité est un 2^+ et possède une énergie E_{ph} , suivi de 3 états dégénérés 0^+ , 2^+ , 4^+ placés à une énergie de $2E_{ph}$. De façon plus générale, l'énergie d'excitation d'un état à N_{ph} phonon est proportionnelle à N_{ph} . De plus, les probabilités de transition dépendent du nombre de phonons de l'état initial selon la relation : $\sum_f B(E2; J_i N_{ph} \rightarrow J_f (N_{ph} - 1)) = N_{ph} B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$. Le schéma de niveaux attendu est donné à la Fig.2.2.

Les comportements caractéristiques de la vibration sont donnés par :

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = 2 ; \quad B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = 2 B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \quad (2.7)$$

En fait, la dégénérescence des états est souvent levée par l'interaction résiduelle et les rapports $E(4^+)/E(2^+)$ observés expérimentalement sont plutôt autour de 2-2.5 [15].

Sur la Fig.2.3 sont montrés trois schémas de niveaux typiques de noyaux pair-pair vibrationnels.

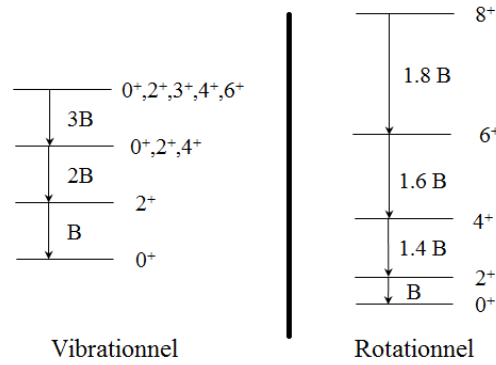


FIGURE 2.2 – Schémas de niveaux attendus dans le cas d'une vibration autour d'une forme sphérique (gauche) et d'une rotation pour un noyau déformé (droite).

2.1.2.2 Rotation

Un noyau déformé peut tourner autour d'un axe, préférentiellement perpendiculaire à son axe de symétrie. Dans ce cas, les énergies des états excités sont données par : $E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I(I+1) - K^2)$ où \mathcal{J} est le moment d'inertie du système. Le schéma de niveau attendu pour $K = 0$ (cas des noyaux pair-pair) est donné à la Fig.2.2.

Les signatures pour la rotation sont données par :

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = 3.33 ; \quad B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = 1.4 B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \quad (2.8)$$

Sur la Fig.2.4 est montrée une partie du schéma de niveaux du ^{164}Er typiquement rotationnel.

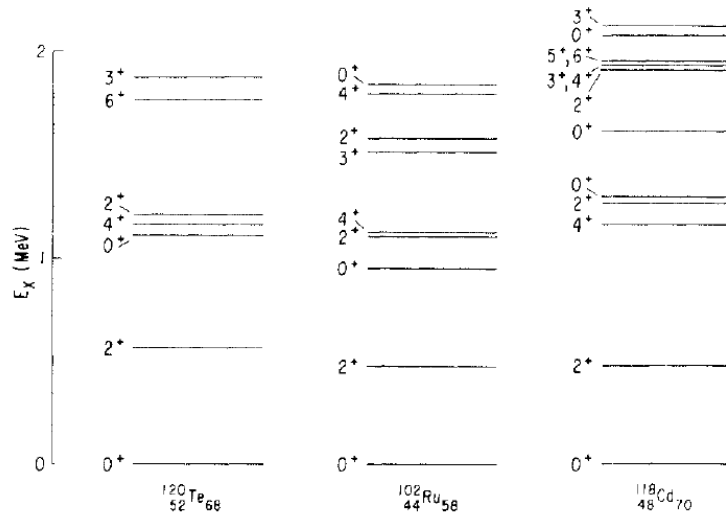


FIGURE 2.3 – Schémas de niveaux des noyaux ^{120}Te , ^{102}Ru , ^{118}Cd . Le premier état excité peut être décrit comme une excitation à 1 phonon. A environ deux et trois fois l'énergie du 2_1^+ , se trouvent les groupes d'états correspondant aux excitations à 2 et 3 phonons. Figure extraite de [15].

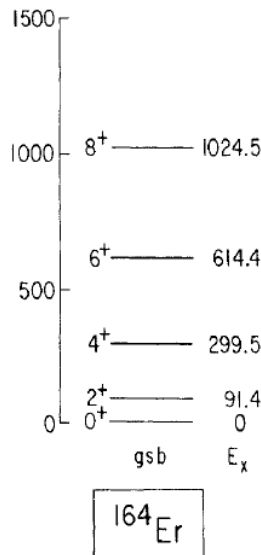


FIGURE 2.4 – Schéma de niveaux du noyau ^{164}Er . Figure extraite de [15].

2.1.2.3 GCM

Cette approche permet d'aller au-delà des calculs de champ moyen Hartree Fock Bogoliubov (sphérique). Elle est bien adaptée à la description des noyaux déformés car elle permet de tenir compte des modes collectifs du noyau. On parle de calcul "au-delà" du champ moyen car la fonction d'onde d'essai tient compte de l'interaction résiduelle (ça n'est plus un simple déterminant de Slater comme dans le cas du formalisme Hartree-Fock). Cette fonction d'onde dite de Hill et Wheeler est construite à partir d'un mélange de configurations qui contient les états de champ moyen pris à toutes les déformations possibles : $|\psi\rangle = \int dq f(q) |\phi_q\rangle$. La fonction d'onde finale est une superposition de déterminants de Slater déterminés à différents degrés de liberté

q . La fonction $f(q)$ est en quelque sorte la fonction d'onde collective du noyau et se détermine par les équations de Hill et Wheeler (pour la résolution de ces équations, on trouvera plus de détails dans [16]). Pour décrire le couplage entre les modes de vibration et de rotation, il est nécessaire de tenir compte de cinq coordonnées génératrices : β , γ et les trois angles d'Euler spécifiant l'orientation du noyau dans l'espace. Une approximation dite de recouvrement gaussien (Gaussian Overlap Approximation) est utilisée pour résoudre numériquement les équations de Hill et Wheeler. Les calculs que nous utiliseront par la suite feront appel à ce formalisme où l'interaction de Gogny D1S [17] est utilisée et seront souvent notés HFB+5DCH [18].

2.1.3 Méthodes Expérimentales

Plusieurs techniques de mesure existent pour déterminer les probabilités de transition entre différents états d'un noyau. Sur le schéma de la Fig.2.5 les diverses méthodes sont regroupées suivant la gamme de temps de vie des états excités qu'elles permettent de sonder, allant de quelques femtosecondes (10^{-15} s) à quelques microsecondes (10^{-6} s), ce qui couvre la gamme typique des temps de décroissance électromagnétique.

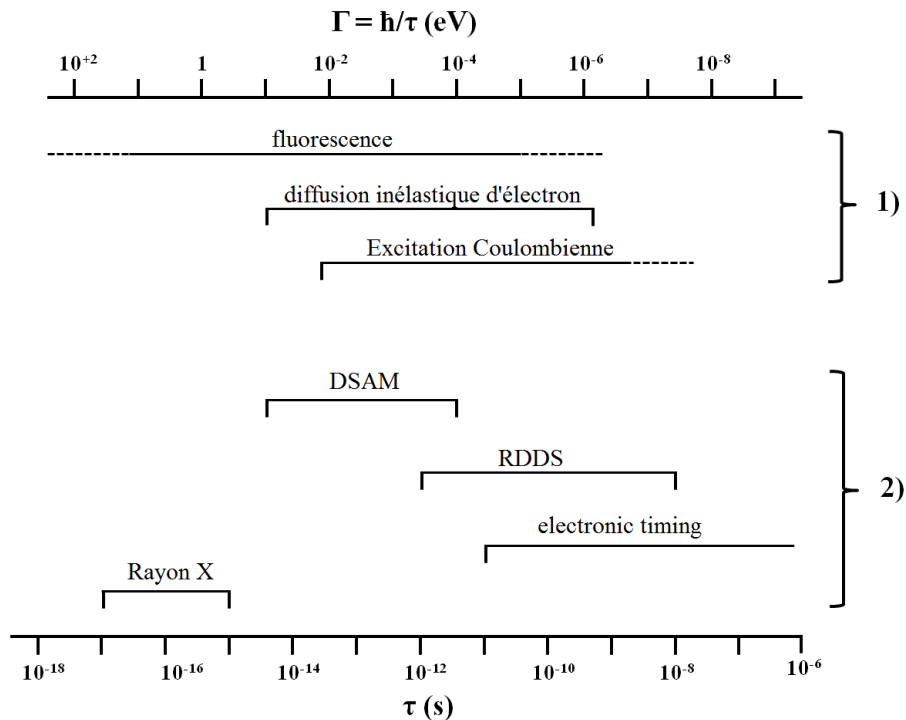


FIGURE 2.5 – Résumé des différentes méthodes expérimentales utilisées pour mesurer les probabilités de transition d'un état excité à un autre. Elles sont classées en deux catégories : 1) détermination de l'élément de matrice de transition, 2) mesure de temps de vie. Figure adaptée de [19].

2.1.3.1 Mesures de probabilités de transition

Les sections efficaces d'excitation coulombienne sont proportionnelles aux probabilités de transition. Dans certaines conditions expérimentales, la mesure de la section efficace permet de déterminer le moment quadrupolaire (transition entre les sous états magnétiques d'un même niveau). Pour des réactions mettant en jeu des énergies incidentes inférieures à la barrière coulombienne, si l'intensité du faisceau est suffisante pour conduire à la mesure d'une section efficace différentielle, la détermination de Q_s et $B(E2)$ est possible. Si l'on ne peut que mesurer une section efficace intégrale, l'expérience ne permet pas de déterminer indépendamment Q_s et $B(E2)$ mais seulement d'établir une relation entre les deux. Lorsque les énergies incidentes sont de l'ordre de 30-300 MeV/u, l'excitation du noyau se fait en une étape et sous condition de maîtriser et/ou supprimer la composante nucléaire (en ne considérant que les réactions à grand paramètre d'impact par exemple), la mesure de la section efficace donne directement accès au $B(E2)$.

2.1.3.2 Mesures de temps de vie

Pour des temps de vie ~ 100 ps, une mesure directe par l'utilisation de détecteurs possédants de bonnes résolutions en temps comme les LaBr3, peut être envisagée. Pour des temps de quelques picosecondes à quelques dizaines de picosecondes, on utilise le décalage Doppler. Pour la méthode dite de Doppler Shift Attenuation, c'est l'émission du γ pendant le ralentissement du noyau dans la cible qui donne une forme (caractéristique du temps de vie de l'état) au pic de la transition dans la distribution en énergie γ . La méthode dite de Recoil Distance Doppler Shift (expliquée plus en détail au § 4.4.1), utilise un second matériau (placé après la cible) pour ralentir le noyau et donner dans la distribution en énergie deux pics correspondant aux γ émis avant et après le passage dans ce matériau. Cette dernière méthode nécessite de positionner le second matériau à différentes distances de la cible (contrairement à la méthode DSAM).

2.2 Région autour de $N = 40$

Dans cette région, le ${}^{68}_{28}\text{Ni}^{40}$, magique en proton, montre des signes de fermeture de sous-couche à $N = 40$: un premier état excité 2^+ à haute énergie ($E_{2^+} \sim 2$ MeV [20]) et une probabilité de transition du premier état excité 2^+ vers le fondamental faible ($B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \sim 3$ W.u. [21]). Mais les noyaux voisins ne présentent pas ces mêmes particularités, comme le montre la Fig.2.6 où les énergies E_{2^+} inférieures à 1 MeV pour $N = 40$, contredisent l'hypothèse d'une fermeture de couche à $N = 40$.

Dans les isotopes de Fe, possédant deux protons de moins que l'élément Ni, une rapide augmentation de la collectivité est vue sous $N = 40$: sur la Fig.2.6 [22], la valeur de la probabilité de transition croît brutalement de $N = 36$ à $N = 38$. Des calculs modèle en couches ou au-delà du champ moyen ont été comparés aux données expérimentales (voir la partie (b) de la Fig.2.7). Les calculs modèle en couches montrent la nécessité de permettre les excitations de neutron au-delà des couches pf pour reproduire les valeurs des probabilités de transition au-delà de $N = 38$. Notamment, il semble nécessaire d'inclure dans l'espace de valence la couche $\nu d_{5/2}$ pour reproduire la grande valeur de $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ du ${}^{64}\text{Fe}$ [23]. Il est pourtant à noter que l'espace de valence

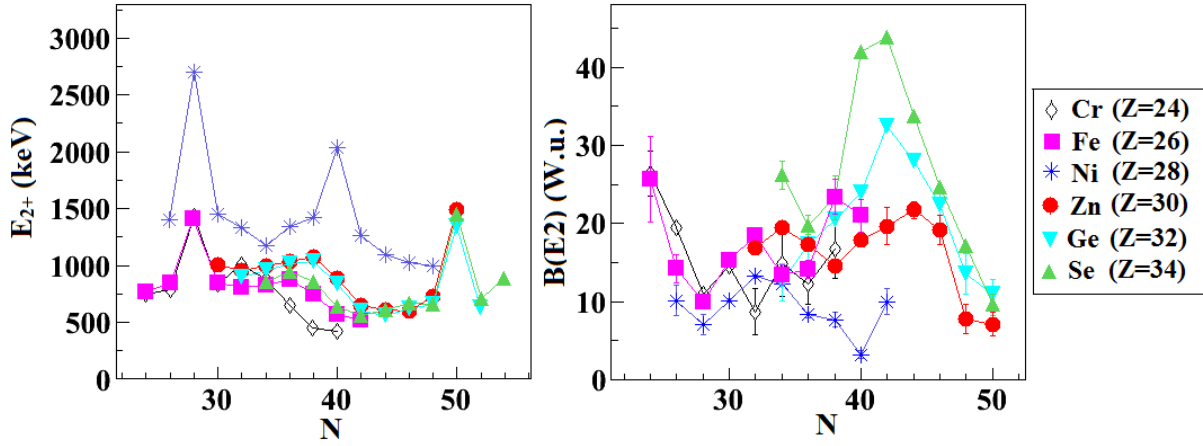


FIGURE 2.6 – Systématiques des énergies du premier état excité 2^+ (gauche) et des probabilités de transition de l'état 2^+ vers le fondamental (droite) dans les isotopes pair-pair de Cr, Fe, Ni, Zn, Ge, Se.

*pf*g reproduit aussi correctement la systématique des probabilités de transition. L'importance du rôle de la $\nu d_{5/2}$ pour comprendre la collectivité dans cette region est toujours en discussion. Les calculs au-delà du champ moyen prédisent une augmentation de l'occupation de la couche $\nu d_{5/2}$ avec le nombre de neutrons, mais beaucoup plus limitée que dans le cas des calculs modèle en couches. Par exemple, une occupation de 0.06 est trouvée pour le ^{64}Fe par les calculs 5DCH, contre une occupation moyenne calculée de 0.21 par le modèle en couches.

De plus, les isotopes de Cr deviennent déformés au fur et à mesure que la couche $\nu g_{9/2}$ est remplie. Ceci a été montré lors d'expérience de diffusion de proton où la longueur de déformation δ a été mesurée jusqu'à $N = 38$ [24]. Les longueurs de déformation ont été extraites pour ^{60}Cr et ^{62}Cr en comparant les sections efficaces de population de l'état 2^+ mesurées et la prédiction de la théorie des ondes déformées, en considérant un modèle vibrationnel. La systématique des longueurs de déformation pour les isotopes de Cr, montrée à la Fig.2.7 (partie (a)), indique une augmentation de la collectivité suggérée par la diminution des E_{2^+} . Le rapport des énergies a aussi été calculé dans cet article [24] et est proche de la limite vibrationnelle ($R_{4/2} \sim 2$) pour les noyaux jusqu'au ^{60}Cr , montrant que la collectivité provient de la vibration de la surface; alors que le rapport augmente rapidement pour le ^{62}Cr ($R_{4/2} = 2.7$) indiquant un changement dans la nature de la collectivité (transition vers la rotation) en accord avec le développement de la déformation dans le ^{62}Cr .

L'étude des éléments plus lourds que le Ni apportent de nouveaux éclairages sur l'importance de cette orbitale $\nu d_{5/2}$ intrusive. Dans les Cu, il a été observé expérimentalement une inversion de spin de l'état fondamental entre les ^{73}Cu et ^{75}Cu [25, 26]. Celle-ci a très bien été reproduite théoriquement par les modèles en couches ($^{56}\text{Ni} + fpg$ [27] ou $^{48}\text{Ca} + fpgd$) impliquant la chute de la $\pi f_{5/2}$ lorsque la couche $\nu g_{9/2}$ se remplit, et le croisement avec la $\pi p_{3/2}$ à $N = 46$. Par contre, les calculs avec un coeur de ^{56}Ni n'ont pas permis de reproduire l'abaissement des énergies d'excitation des états $1/2^-$ dans les Cu. Ceci a été interprété comme un manque de prise en compte d'excitation proton au-delà du coeur ^{56}Ni [28, 29].

Les isotopes de Zn, Ge et Se, présentent tous des maxima de collectivité à $N = 42$ ou 44 (voir

Fig.2.6). Dans le cas des $^{74,76,78,80}\text{Zn}$, les probabilités de transition ont été extraites d’une expérience d’excitation coulombienne à basse énergie en faisant l’hypothèse de noyaux sphériques [31]. En effet, lors de cette expérience, seules les sections efficaces intégrales ont pu être mesurées pour ces quatre isotopes, et seulement des relations entre les $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ et les $Q_s(2^+)$ ont pu être établies. Par exemple, la dépendance de $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ en fonction de $Q_s(2^+)$ dans le cas du ^{74}Zn est montrée à la Fig.2.8 et la valeur de $B(E2)$ choisie est donnée pour $Q_s = 0$ (noyau sphérique).

Une récente expérience RDDS effectuée au GANIL (Grand Accélérateur National d’Ions Lourds) a permis de mesurer le temps de vie de l’état 2_1^+ des isotopes $^{72,74}\text{Zn}$ et a montré que la systématique des $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ pour les Zinc en fonction de N présente un maximum à $N = 42$ [30]. Mais la probabilité de transition du premier état 2^+ vers l’état fondamental dans le ^{74}Zn a été obtenue en supposant que le temps de vie de l’état 4^+ a un temps de vie inférieur à 3 ps. Finalement, une forme oblate pour le ^{74}Zn a été trouvée par comparaison aux données de l’expérience d’excitation coulombienne [31]. Cette forme est en contradiction avec les calculs théoriques prédisant une forme prolata ($Q_s \sim -0.1$ eb pour le modèle en couches et $Q_s \sim -0.3$ eb pour un calcul 5DCH-D1S), ainsi qu’avec la forme des noyaux de cette région de masse (tous prolates). L’expérience réalisée en 2010 (décrite au chapitre suivant) a pour objectif de déterminer le temps de vie de l’état 2_1^+ des isotopes $^{70,72,74}\text{Zn}$ avec une précision d’environ 10% en évitant toute hypothèse afin de confirmer ou infirmer les résultats obtenus au GANIL.

Les valeurs de $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ seules ne suffisent pas à déterminer la nature de la collectivité. Les rapports des énergies $R_{4/2} \in [2, 2.5]$ semblent indiquer (dans un modèle simplifié) une collectivité vibrationnelle pour les zinc stables et riches en neutrons. Plus d’informations peuvent être obtenues en mesurant les probabilités de transition entre les états excités de plus haute énergie (comme mentionné au § 2.1.2). Afin de comprendre la nature des excitations dans les isotopes de Zn, la mesure des temps de vie dans les états 4_1^+ des $^{70,72,74}\text{Zn}$ est aussi l’un des objectifs de l’expérience. Pour mesurer ces temps de vie, la méthode RDDS a été choisie puisqu’elle est bien adaptée à la mesure de temps de quelques picosecondes à quelques dizaines de picosecondes, gamme que l’on s’attend à avoir pour les états excités des isotopes de Zinc. Par exemple, pour le ^{74}Zn , les temps de vie de l’état 2_1^+ sont 20, 25 ou 28.5 ps suivant que le noyau soit respectivement prolata ($Q_s < 0$), sphérique ($Q_s = 0$) ou oblate ($Q_s > 0$).

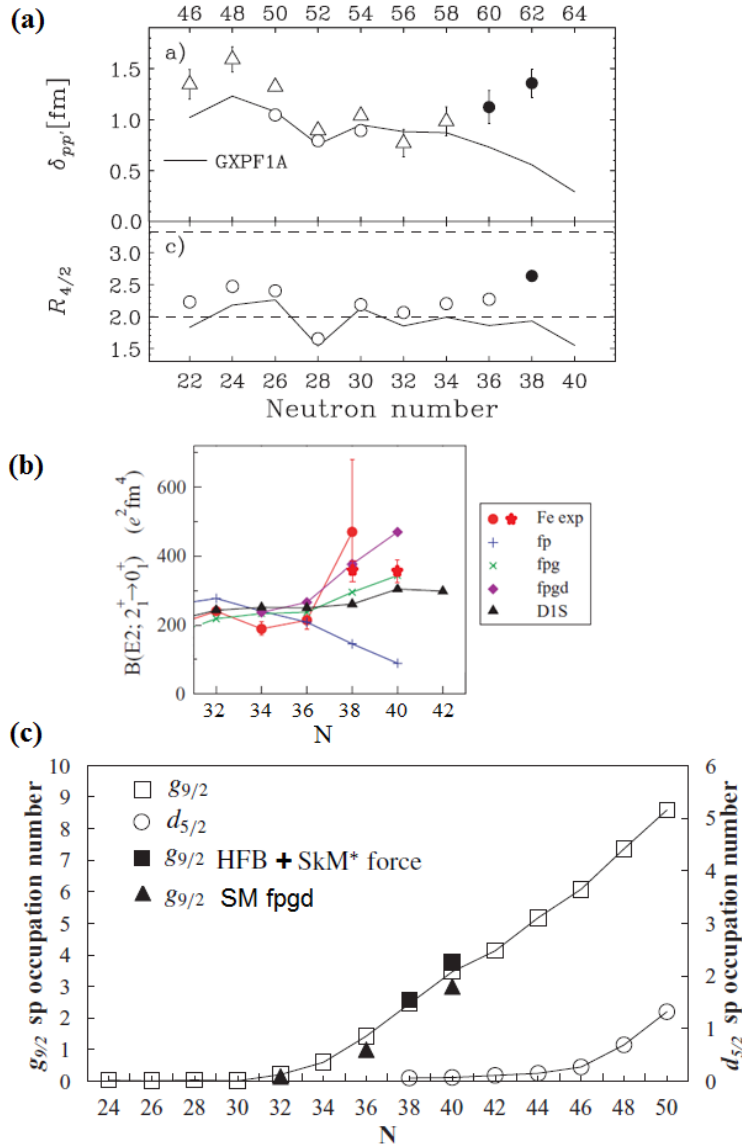


FIGURE 2.7 – (a) Systématique du paramètre de déformation δ dans les isotopes de Cr extraite de [24]. Les résultats expérimentaux sont représentés par des cercles vides (Cr stables) et pleins ($^{60,62}\text{Cr}$). Les triangles sont les valeurs estimées à partir des $B(E2)$. La courbe noire représente un calcul modèle en couches utilisant l'interaction GXPF1A avec un coeur de ^{40}Ca et un espace de valence limité aux couches νpf . (b) Systématique des probabilités de transition pour les isotopes de Fe extraite de [22] (points rouges) sur laquelle ont été rajoutées les données obtenues à $N = 38$ et $N = 40$ par [32] (étoiles rouges). Des calculs modèle en couches ont été faits avec un coeur de ^{48}Ca pour un espace de valence comprenant les orbitales νpf (bleu), $\nu pf g_{9/2}$ (vert) ou $\nu pf g_{9/2} d_{5/2}$ (violet). Un calcul au-delà du champ moyen utilisant l'approche GCM et l'interaction Gogny D1S [18, 17] est aussi montré en noir. (c) Estimations de l'occupation des couches $\nu g_{9/2}$ (carré) et $\nu d_{5/2}$ (cercle) le long des isotopes de Fe prédites par l'approche au-delà du champ moyen utilisant l'interaction de Gogny [33]. Pour comparaison, les résultats trouvés en utilisant l'interaction de Skyrme (carré plein) et le modèle en couches (triangle plein) sont donnés.

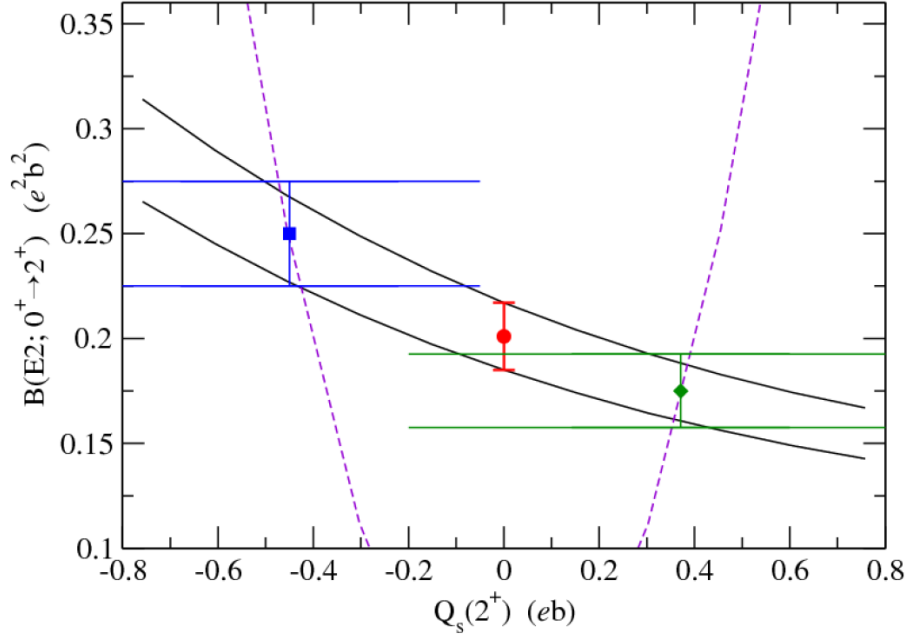


FIGURE 2.8 – Dépendance de la valeur de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ en fonction de Q_s obtenue par l'expérience d'excitation coulombienne pour le ^{74}Zn (région délimitée par les deux lignes continues noires). Le point rouge (cercle) donne la valeur de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ sous l'hypothèse d'un moment quadrupolaire nul. Pour information, la dépendance de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ en fonction de la valeur du moment quadrupolaire dans un modèle rotationnel est donnée par les lignes en pointillé violet. Les points bleu (carré) et vert (losange) illustrent les contraintes obtenues sur les valeurs de Q_s (forme prolatae et oblate respectivement) dans le cas d'une mesure de temps de vie dont la précision est 10%. Figure adaptée de [34].

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Une mesure d'excitation coulombienne réalisée à ISOLDE (CERN) n'a pu donner des valeurs de probabilités de transition que sous l'hypothèse de noyaux sphériques pour les isotopes $^{74-80}\text{Zn}$. Une mesure indépendante peut se faire par la détermination des temps de vie des premiers états excités. C'est ce qui a été fait pour les isotopes $^{70,72,74}\text{Zn}$. Ces temps de vie ont été estimés autour de la dizaine de picosecondes et peuvent donc être mesurés à l'aide de la méthode de Recoil Distance Doppler Shift.

Les noyaux ont été produits par réactions profondément inélastiques entre un faisceau de ^{76}Ge et une cible d' ^{238}U , la sélection des éjectiles étant assurée par le spectromètre magnétique PRISMA (voir § 3.2) et la détection des photons par le démonstrateur AGATA (voir § 3.3).

Ces mesures de temps de vie ont été effectuées au Laboratoire National de Legnaro (Padoue, Italie) en juin 2010.

3.1 Réaction profondément inélastique : $^{76}\text{Ge} + ^{238}\text{U}$

Les réactions de transferts de nucléons ont été utilisées ces dernières années pour produire des noyaux riches en neutrons, et mettent en jeu des énergies au dessus de la barrière coulombienne¹. Ce sont des collisions à grand paramètre d'impact (régime quasi élastique) où l'angle de diffusion est voisin de l'angle d'effleurement limite plus utilisé sous son nom anglais d'angle de *grazing* :

$$\theta_{gr} = 2\arcsin\left(\frac{1}{2\frac{E_{cm}}{B_c} - 1}\right) \quad (3.1)$$

Les isotopes de zinc ont été produits à partir d'un faisceau stable de $^{76}\text{Ge}^{11+}$ produit auprès du complexe d'accélérateurs ALPI-PIAVE du LNL. Le tandem XTU sert d'injecteur à l'accélérateur linéaire ALPI, et permet d'obtenir des faisceaux allant de ^{12}C à ^{197}Au , à des énergies maximales de 20 et 7.5 MeV/nucléon. Le faisceau de ^{76}Ge a été produit à une énergie de 577 MeV et envoyé sur une cible d'uranium, soit $E_{cm}=437 \text{ MeV} > B_c = 299 \text{ MeV}$. Les sections efficaces différentielles sont attendues autour de 1 mb/sr pour le $^{70}\text{Zn}^{40}$ (canal -2 protons, -4 neutrons),

1. on rappelle que la barrière coulombienne est calculée comme étant l'énergie dans le centre de masse d'une collision centrale, paramètre d'impact $b = 0$, pour laquelle la distance minimale d'approche entre les centres de masse du projectile et de la cible d est égale au rayon d'interaction $R_i = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + a$ ($r_o=1.2 \text{ fm}$ et $a=2\text{fm}$), soit $B_c = E_{cm}(b = 0, d = R_i) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{R_i}$.

10 mb/sr pour le $^{72}_{30}\text{Zn}^{42}$ (canal -2 protons, -2 neutrons) et 10 mb/sr pour le $^{74}_{30}\text{Zn}^{44}$ (canal -2 protons) [35]. Initialement, l'objectif de l'expérience comportait aussi l'étude du ^{76}Zn . Celui-ci n'a pu être rempli du fait de l'intensité de faisceau et du faible taux de production de ce noyau. Un schéma du dispositif expérimental est représenté sur la Fig. 3.1, ainsi qu'une photographie de l'aire expérimentale, où l'on peut distinguer les différents éléments qui seront repris et détaillés dans la suite : le démonstrateur AGATA, la chambre à réaction où est placé le dispositif du *plunger* servant à mesurer les temps de vie et le spectromètre PRISMA pour l'identification des éjectiles lourds. Celui-ci a été positionné à l'angle de *grazing* $\theta_{gr} = 55^\circ$, calculé par la code GRAZING [36], valeur assez différente de $\theta_{gr}=46^\circ$ calculée avec la formule 3.1.

3.2 Sélection des résidus : le spectromètre magnétique PRISMA

Aux énergies autour de la barrière coulombienne, beaucoup de mécanismes de réactions peuvent avoir lieu, dominés par la diffusion élastique du faisceau sur la cible, et induisent une grande diversité de noyaux créés. Il est nécessaire de séparer et identifier ces différents éjectiles pour pouvoir en faire la spectroscopie. Au LNL, le spectromètre magnétique PRISMA [37] a été construit dans ce but (ses caractéristiques sont résumées au Tab.3.1). Bien que ses acceptances angulaire et en moment soient grandes, elles restent limitées et une perte de transmission s'ensuit. Afin, d'optimiser la transmission sur les noyaux d'intérêt, il est possible de tourner le spectromètre autour de la cible de réaction jusqu'à l'angle de *grazing* qui correspond au maximum de production de ces isotopes.

PRISMA est composé de deux éléments d'optique ainsi que des détecteurs situés à l'entrée et au plan focal permettant de reconstruire la trajectoire des particules et leur énergie. Le dipôle, de rayon de courbure 1.2 m et dont le champ maximal applicable est de 1 T, permet de séparer les ions de différentes rigidités magnétiques. Un quadrupôle magnétique a été placé en amont du dipôle pour permettre la focalisation des ions dans le plan vertical. Par ailleurs, l'utilisation de ce même quadrupôle implique une défocalisation dans le plan horizontal qui n'a pas été corrigée par l'addition d'un second quadrupôle afin de préserver la grande acceptance du spectromètre.

TABLE 3.1 – Caractéristiques du spectromètre magnétique PRISMA

Acceptance angulaire	80 msr
Acceptance en moment	$\pm 10\%$
Résolution en masse	1/250
Taux de comptage	50-100 kHz
Dispersion	$D = 4 \text{ cm}/\%$
Rigidité magnétique de référence	0.86 Tm

3.2.1 Principe d'un spectromètre magnétique

Pour différencier les noyaux entrants dans PRISMA, un champ magnétique vertical constant est appliqué par l'intermédiaire du dipôle. Ainsi, chaque ion de charge Q et d'impulsion \vec{P} suit

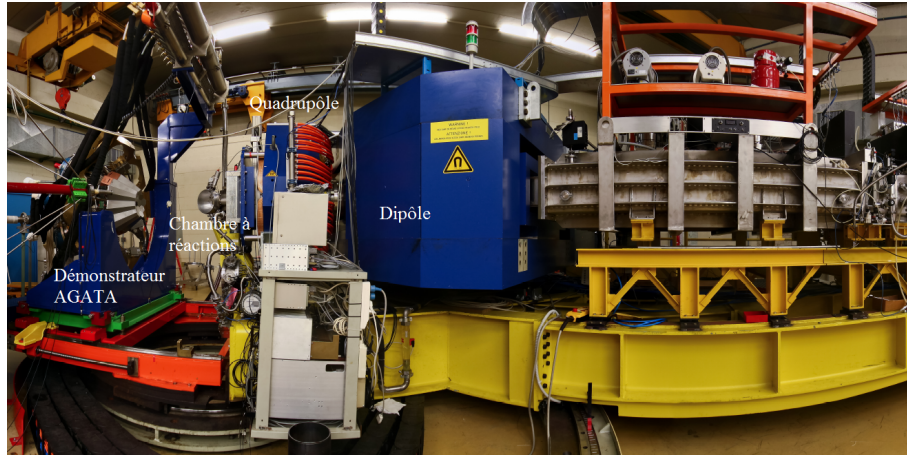
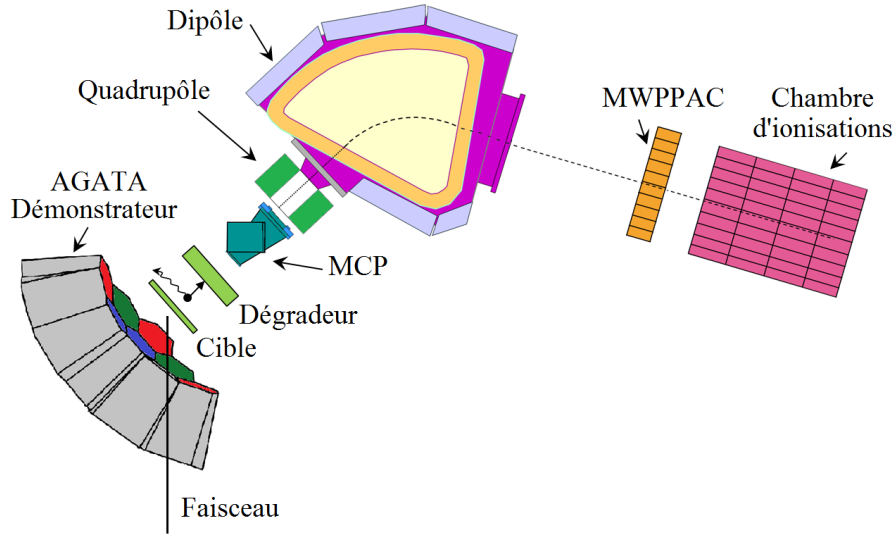


FIGURE 3.1 – (haut) Schéma du dispositif expérimental; (bas) photographie de l'aire expérimentale

une trajectoire courbée, de rayon de courbure ρ respectant la relation :

$$B\rho = \frac{P}{Q} = \frac{\gamma M v}{Q} \text{ avec } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \quad (3.2)$$

où $B\rho$ est la rigidité magnétique, M est la masse de l'ion considéré et v sa vitesse. Le champ du dipôle est réglé pour que la trajectoire de l'ion d'intérêt suive l'axe optique du spectromètre, soit $B_d = \frac{B\rho}{R_d}$ où R_d est le rayon de courbure du dipôle. Les trajectoires des autres ions se mesurent par rapport à cette trajectoire de référence. Le plan focal est dispersif : tout écart en impulsion induit un écart en position dans le plan focal du spectromètre comme schématisé sur la Fig.3.2. Cet écart de position au plan focal Δx est donné par la relation au premier ordre :

$$\Delta x = D \frac{\Delta P}{P} = D \frac{\Delta B\rho}{B\rho} \quad (3.3)$$

où $D = 4 \text{ cm}/\%$ est la dispersion du spectromètre.

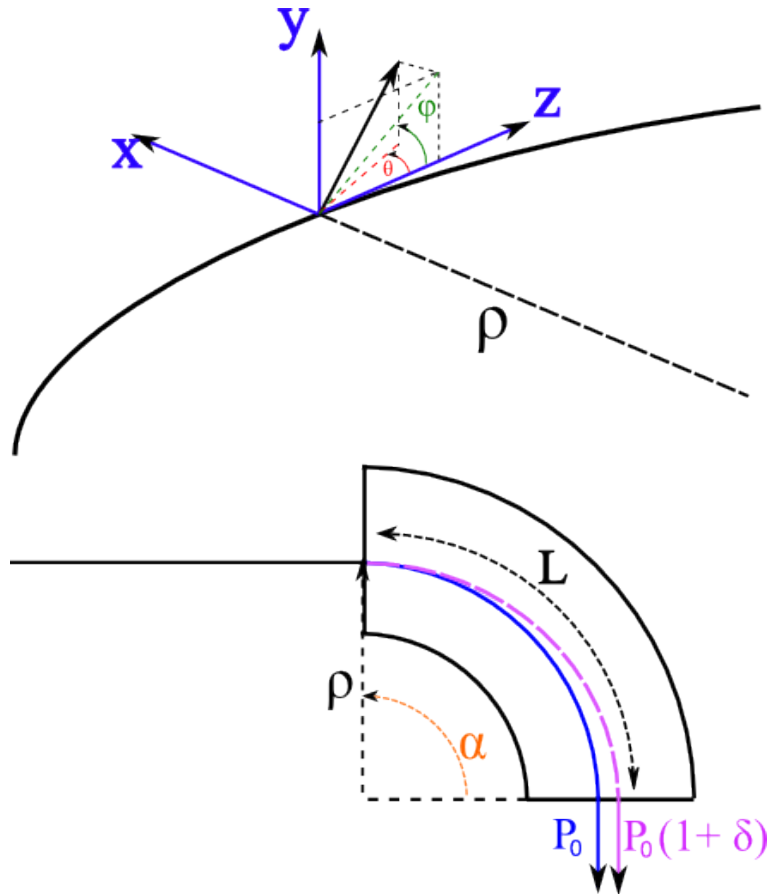


FIGURE 3.2 – (haut) Définition des notations pour les coordonnées des ions : x (respectivement y) est la dispersion horizontale (resp. verticale) dans le plan orthogonal à la direction de propagation de l'ion (notée z), θ est l'angle dans le plan (x,z) , ϕ est l'angle dans le plan (y,z) , δ est la différence de moment de l'ion par rapport à la particule de référence. (Bas) Schéma de principe d'un spectromètre magnétique comportant un dipôle. Les schémas sont adaptés de [38].

3.2.2 Les détecteurs

Des détecteurs en entrée du spectromètre et au plan focal sont nécessaires pour identifier en numéro atomique Z , masse A et charge Q les ions produits en sortie de cible :

- une galette à micro-canaux notée MCP (*Micro Channel Plate*) [39] placée en amont du quadrupôle, donne les positions en entrée des ions ainsi qu'un temps *start* pour le calcul du temps de vol des ions (souvent noté ToF pour *Time of Flight*),
- une rangée de chambres à fils notée MWPPAC (pour *Multi Wire Parallele Plate Avalanche Counter*) [40] placée au plan focal, donne les positions au plan focal des ions ainsi qu'un temps *stop* pour le calcul du ToF,
- 60 cm en aval des MWPPAC quatre rangées de chambres d'ionisation donnent l'énergie des ions (perte ΔE dans les premières rangées et énergie cinétique totale). La pression est choisie pour que les ions s'arrêtent dans la dernière rangée.

Galette à micro-canaux

Le détecteur d'entrée de PRISMA placé juste avant le quadrupôle se compose de deux MCP (pour augmenter l'efficacité) de surface $80 \times 100 \text{ mm}^2$ montées en chevron et d'une anode sensible aux positions en X et Y. Un schéma expliquant son principe de fonctionnement est présenté sur la Fig.3.3. Les ions en traversant la feuille de carbone arrachent des électrons. Ils sont accélérés jusqu'à des énergies de 300 eV par la grille avant d'atteindre les 2 MCP. Un champ magnétique parallèle au champ électrique est appliqué (par une bobine non représentée sur le schéma) pour guider les électrons de façon à préserver l'information sur la position en entrée des ions. Les électrons secondaires qui traversent les MCP (portées à des tensions de -2000 V) sont alors multipliés puis collectés par l'anode. Elle est formée par deux plans orthogonaux de lignes à retard, l'une servant à mesurer la position en X et l'autre en Y. La différence en temps entre le signal rapide donné par la seconde MCP et le signal donné par l'une des extrémités de la ligne à retard donne la position. La résolution intrinsèque en position du détecteur est meilleure que 1 mm (Largeur Totale à Mi Hauteur) en X et en Y. Le signal rapide donné par la seconde MCP sert aussi de *start* au calcul du temps de vol. La résolution en temps intrinsèque obtenue est de l'ordre de 350 ps (LTMH). L'efficacité est proche de 100%.

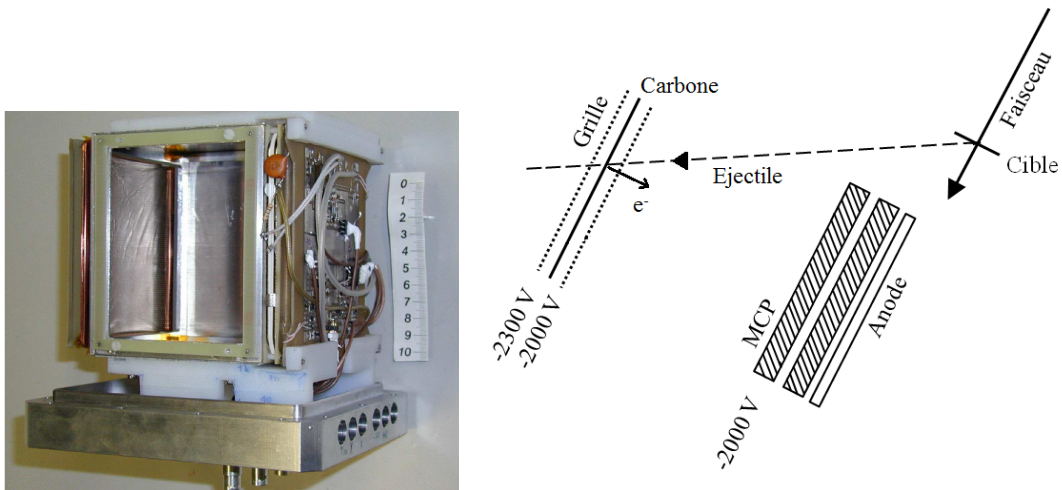


FIGURE 3.3 – (gauche) Photographie du détecteur d'entrée comprenant les 2 MCP; (droite) Schéma de principe associé.

Chambres à fils

Le détecteur est divisé en 10 sections équivalentes (sur l'axe des X) formant une surface active de $100 \times 12 \text{ cm}^2$ remplies de gaz d'isobutane C_4H_{10} à 7-8 mbar. Il est composé d'un plan de fils X espacé de 1 mm, d'une cathode centrale (portée à -500/600 V) et d'un autre plan de fils Y espacé de 2 mm (Fig.3.4). La différence en temps mis par le signal induit de la ligne à retard pour arriver aux deux extrémités des sections donne les positions. Comme l'avalanche induite par une particule est suffisamment localisée, seul un fil (en X et Y) est touché et la résolution en position correspond donc à l'espacement entre les fils. Le signal rapide donné par la cathode sert de *stop* pour la mesure du temps de vol et la résolution en temps obtenue est de l'ordre de 300 ps (LTMH).

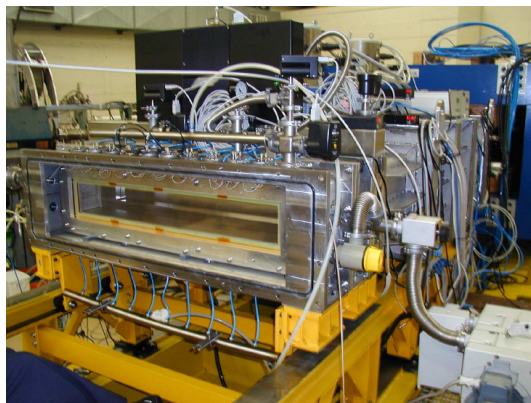


FIGURE 3.4 – Photographie de l'ensemble MWPPAC

Chambres d'ionisation

Elles couvrent un large volume actif de $100 (X) \times 20 (Y) \times 110$ (profondeur) cm^3 . Ce volume est segmenté en 10 sections et chaque section possède 4 anodes (placées dans la profondeur). Toutes les sections sont remplies d'un gaz de méthane CH_4 à une pression de 86 mbar permettant d'arrêter tous les ions transmis par PRISMA. Comme le signal collecté par chaque anode est proportionnel au nombre de paires électron-ion créées par le passage de la particule dans le gaz, 4 mesures (une par rangée) de perte d'énergie sont ainsi obtenues. Deux sections supplémentaires (chacune de 5 cm de large) sont ajoutées sur les côtés afin de supprimer les ions sortant de la surface active avant d'y avoir déposé toute leur énergie.

3.3 Détection des rayons γ avec le démonstrateur AGATA

La détection en coïncidence des photons émis lors de la désexcitation des éjectiles créés puis identifiés dans PRISMA, est faite avec le démonstrateur AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array) placé à 18 cm de la cible [41]. Ce démonstrateur composé de détecteurs au germanium hyper pur est la première étape de fabrication du détecteur γ européen de nouvelle génération AGATA. Ses principales caractéristiques sont présentées dans cette partie. Cette expérience a été l'une des premières utilisant ce nouveau détecteur γ ; elle a fait partie de la première campagne commencée en 2010.

3.3.1 Nouvelle génération de détecteur gamma de haute résolution

AGATA 4π

On parle de "nouvelle génération" par comparaison aux détecteurs existants constitués de cristaux HPGe (High Purity Germanium), dont l'efficacité géométrique de détection est limitée par l'utilisation d'enceintes anti-Compton placées autour des cristaux de germanium et qui représentent souvent plus de 40% de l'angle solide couvert par le détecteur. L'idée du spectromètre

AGATA est de suivre les trajectoires des rayons γ au sein du volume de germanium, rendant inutile l'utilisation d'enceintes anti-Compton. De plus, le fait de retracer l'historique des interactions de chaque photon avec le détecteur (on parle de *tracking* γ), permet de connaître le premier lieu d'interaction. L'objectif est d'obtenir une précision meilleure que 5 mm, et d'effectuer ainsi une excellente correction Doppler pour assurer une très bonne résolution en énergie. Les performances simulées pour AGATA en terme d'efficacité photopic et de rapport Pic-sur-total sont comparées aux données de deux détecteurs actuels (voir le tableau 3.2) et montre le gain apporté par ce nouveau type de détecteur. Il faudra à terme 180 cristaux de forme semi hexagonale (base arrière circulaire et avant hexagonale) pour construire une sphère 4π de rayon intérieur 22.5 cm, permettant aussi l'utilisation de détecteurs ancillaires.

Pour paver au mieux la sphère, les cristaux hexagonaux ont 3 formes légèrement asymétriques comme on peut le voir sur la Fig.3.6. Afin de maximiser l'angle solide couvert par les détecteurs germanium, 3 cristaux de formes hexagonales différentes sont nécessaires et sont regroupés dans un même cryostat, formant ainsi un "triple cluster". Avec cette configuration 82% de l'angle solide est couvert. Chaque cristal est profond de 9 cm et possède un diamètre de 8 cm (face arrière). Cette épaisseur de germanium est suffisante pour absorber les rayons γ jusqu'à des énergies de 10 MeV (à ces énergies, le parcours moyen d'un photon dans le germanium est de 6 cm). Ils sont segmentés en 6 tranches dans la profondeur, et chaque tranche est elle-même découpée en 6 secteurs. Les tranches possèdent des épaisseurs différentes (plus fines à l'avant) qui ont été optimisées par GEANT4 pour uniformiser la distribution des interactions dans le cristal. Tous les cristaux sont de type n et présentent un nombre d'impuretés inférieur à $1.8 \cdot 10^{10}/cm^3$. Les résolutions en énergie requises pour un cristal sont présentées dans le tableau 3.3. Les résolutions observées du coeur et des segments d'un cristal sont en moyenne de 2.25 keV et ~ 2.1 keV (LTMH) @ 1.3 MeV, en dessous des spécifications demandées.

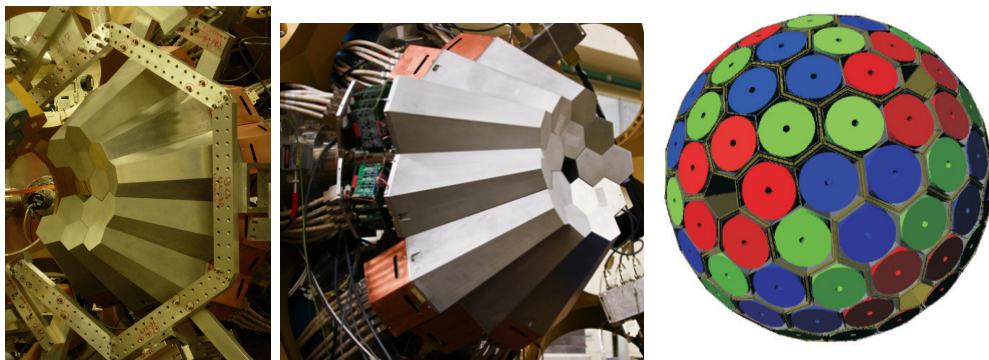


FIGURE 3.5 – (Gauche) Photographie des quatre triples clusters utilisés lors de l'expérience temps de vie au LNL. (Milieu) Photographie du démonstrateur AGATA complété en mars 2011. (Droite) Représentation en 3D de la sphère AGATA, les trois couleurs correspondent aux trois formes hexagonales différentes des cristaux.

Première phase de construction : le démonstrateur

Pour démontrer la faisabilité du tracking γ et donc de l'intérêt de développer un détecteur

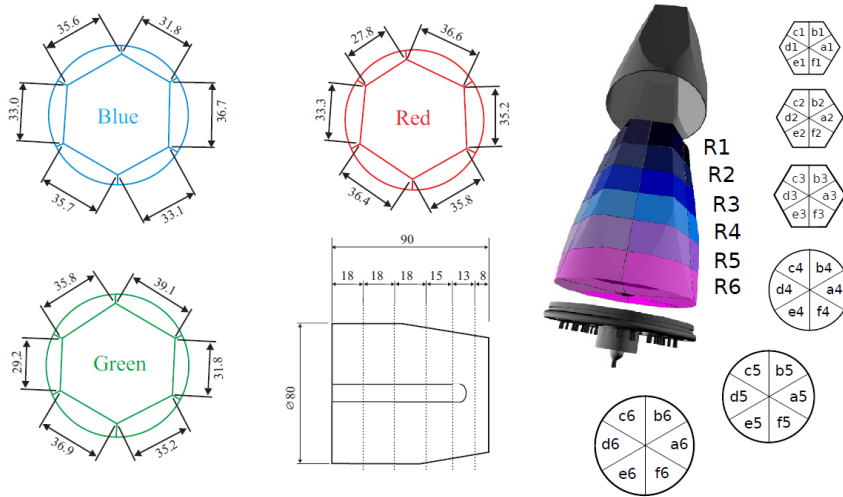


FIGURE 3.6 – Dessin montrant la segmentation longitudinale et transversale d’un cristal. Il est profond de 9 cm et possède une base de diamètre 8 cm. Chaque cristal est enchassé dans une fine capsule d’aluminium. 3 types de forme hexagonale ont été utilisés pour paver au mieux la surface de la sphère et sont regroupés dans un même cryostat. Figure extraite de [41].

TABLE 3.2 – Comparaison des performances entre EXOGAM [42], GAMMASPHERE et AGATA 4π en terme d’efficacité de détection (ε) et de Pic-sur-Total (P/T) pour deux multiplicités gamma (M_γ) pour des photons ~ 1 MeV.

	ε		P/T	
	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$
EXOGAM	20%	8%	37%	24%
GAMMASPHERE	9.8%	9.3%	63%	-
AGATA	43%	28%	59%	43%

TABLE 3.3 – Caractéristiques d’un cristal

Résolution en énergie	coeur	2.35 keV @ 1.33 MeV et 1.35 keV @ 122 keV
	segment	2.3 keV @ 1.33 MeV et 1.3 keV @ 122 keV

4π , le démonstrateur AGATA avec 5 triples clusters a été construit (Fig.3.5). Des expériences de physique se sont déroulées de début 2010 à fin 2011 au LNL et ont permis de montrer les performances du tracking. AGATA est actuellement en cours de déménagement au GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) pour être exploité sur la ligne FRS (FRagment Separator). AGATA est dans sa phase de construction 1π (15 détecteurs). Il partira ensuite au GANIL auprès de spectromètre VAMOS (vers 2014).

Lors de l’expérience sur la mesure de temps de vie qui a eu lieu en juin 2010, seulement 4 triples clusters étaient alors disponibles.

3.3.2 Principe du *tracking*

Pulse Shape Analysis [43]

L'avantage de ce type de construction (un projet similaire existe aussi aux États Unis, GRETA-GRETINA) est de garder un pic-sur-total similaire à ce qui était obtenu avec l'utilisation des enceintes anti-Compton tout en accroissant l'efficacité photopic. Pour cela, il est nécessaire de connaître l'ensemble des points d'interaction d'un photon au sein du volume de germanium. Jusqu'à présent, seule l'intégrale du signal issu de l'interaction entre le germanium et le photon était mesurée pour donner le dépôt d'énergie (le nombre de paires électron/trou étant proportionnel à la charge déposée). Mais la position de l'interaction dans le germanium peut-être obtenue en analysant la forme du signal. En effet, la forme sera différente suivant que l'interaction est proche ou éloignée des électrodes. Sur la Fig.3.7 sont montrées les différentes formes de signaux attendues suivant la position de l'interaction dans le cas d'un détecteur coaxial segmenté. Sur la partie haute, 4 signaux représentent les charges collectées pour 4 rayons différents. Les charges (e^- /trou) qui se déplacent vers les électrodes induisent aussi des courants au niveau des segments voisins (voir la partie basse de la Fig.3.7) dont l'amplitude est d'autant plus importante que l'interaction est proche du segment voisin mais qui s'annule lorsque toutes les charges sont collectées par les électrodes du segment principal.

Pour pouvoir garder les informations sur la forme en temps des signaux, on est passé de l'utilisation de l'électronique analogique à l'électronique numérique² qui permet de traiter et échantillonner des flux de données importants en temps réel. Des tables regroupent les réponses simulées des 36 segments et du coeur à une interaction ayant lieu dans un des segments avec un pas de maillage de 2 mm. Celles-ci sont basées sur les calculs des transports de charges dans le détecteur, en prenant bien en compte la géométrie du cristal, sa segmentation et son orientation. Certains cristaux ont été "scannés" pour vérifier ces simulations. Ce dispositif comprend un support mobile sur lequel est placé le cristal et qui permet de le positionner avec une grande précision ($<100 \mu\text{m}$) par rapport à une source de ^{137}Cs collimatée. Les détecteurs situés autour du cristal permettent de localiser l'interaction du γ dans le Ge (par diffusion Compton). On obtient ainsi toutes les informations nécessaires à la vérification d'une partie de la base de données des signaux.

La comparaison avec les 37 signaux issus d'un événement avec ces tables permet alors de remonter au lieu de l'interaction. Sur la Fig.3.8 les signaux récoltés pour les 36 segments et le coeur suite à l'interaction d'un photon dans le segment d5 sont montrés. On peut remarquer que les amplitudes des signaux du coeur et du segment d5 sont les mêmes, indiquant que toute l'énergie a été déposée dans ce segment. Les segments voisins c5, e5, (haut) c6, d6, e6 et (bas) c4, d4, e4 montrent des charges induites positives, impliquant que l'interaction dans d5 a eu lieu proche du coeur. Comme l'amplitude est plus élevée dans e5, d6 que dans c5, d4 (resp.), on peut en déduire que l'interaction a été plus proche du secteur e et de la rangée 6.

Au final, l'analyse de la forme du signal (noté par la suite PSA pour Pulse Shape Analysis) permet de déterminer l'énergie partielle déposée, le moment et le lieu (dans les 3 directions) de chaque interaction d'un photon dans le volume de germanium.

2. L'autre avantage de l'utilisation d'une électronique numérique est que le taux de comptage γ est passé de 10/15 kHz par cristal pour les détecteur type EXOGAM à plus de 50 kHz par cristal.

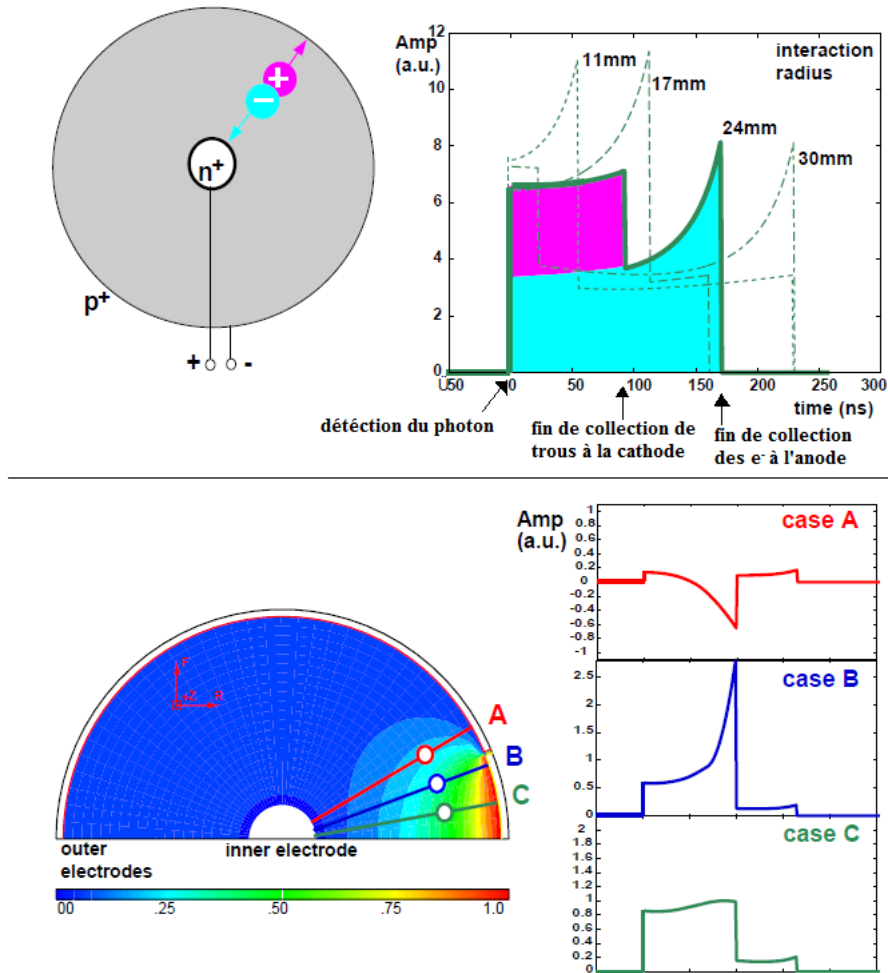


FIGURE 3.7 – (Haut) Déplacement des charges dans un détecteur coaxial de type n. Les quatre formes de signaux différentes présentées sur le graphique de droite proviennent de quatre interactions à des rayons différents. (Bas) Sur la partie de gauche est présenté le champ dans un segment et le lieu des interactions (B et C) choisies pour avoir un même rayon mais un angle différent. La charge induite sur le segment voisin (A) ainsi que les signaux pour les cas B et C sont montrés sur la figure de droite. Ces deux figures sont extraites de [44].

Algorithme de tracking

Des algorithmes de tracking [43] ont été développés pour accéder à l'énergie totale du photon et remonter au premier lieu d'interaction. Leurs performances dépendent de la précision avec laquelle on connaît les positions et l'énergie déposée lors des différentes interactions des photons dans les cristaux de germanium. Une précision de quelques millimètres peut être obtenue en utilisant les techniques d'analyse de forme de signaux que l'on a décrit précédemment.

C'est à partir des différents jeux de positions/énergie que la reconstitution d'un évènement peut se faire. Une première étape consiste à regrouper en amas les différents points d'interaction trouvés par le PSA. En effet, un photon ~ 1 MeV a une probabilité importante d'être diffusé 3-4 fois dans le germanium aux alentours de son premier lieu d'interaction avant d'être absorbé (voir Fig.3.9). Ensuite, chaque amas est étudié pour être ou non validé par le code de tracking. Si les

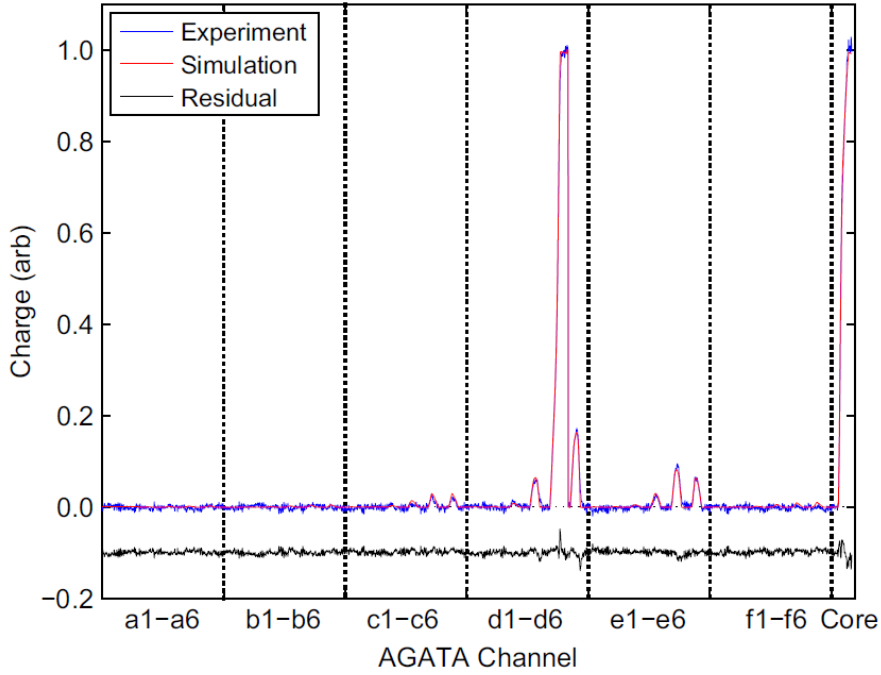


FIGURE 3.8 – 37 signaux collectés suite à l’interaction dans le segment d5. Il a été obtenu par une source collimatée de ^{137}Cs .

différents points peuvent être reliés entre eux par une succession de diffusions Compton³, l’ordre des différentes interactions est retrouvé et l’événement ainsi reconstruit est validé. Cet ordre est déterminé en comparant les angles de diffusion obtenus à partir des points d’interactions à ceux obtenus à partir des dépôts d’énergie calculés avec la formule :

$$\cos\theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E'_\gamma} - \frac{1}{E_\gamma} \right) \quad (3.4)$$

où E'_γ et E_γ sont les énergies incidente et diffusée du photon, et θ l’angle de diffusion Compton. Ainsi, pour un événement auquel la séquence des différentes interactions est reconstruite, on connaît l’énergie initiale du photon et le lieu de sa première interaction dans le cristal.

Deux algorithmes de tracking ont été implémentés dans le code d’analyse AGATA : OFT (Orsay Forward Tracking) [45] et MGT (Mars Gamma-Ray Tracking) [46], leurs performances respectives sont données au Tab 3.4. Lors de l’expérience c’est l’algorithme OFT qui a été utilisé pour son meilleur signal sur bruit.

3. aux énergies autour du MeV, c’est la diffusion Compton multiple (terminant par une interaction photoélectrique) qui est le processus dominant parmi les autres interactions que peut avoir le photon avec le germanium [47].

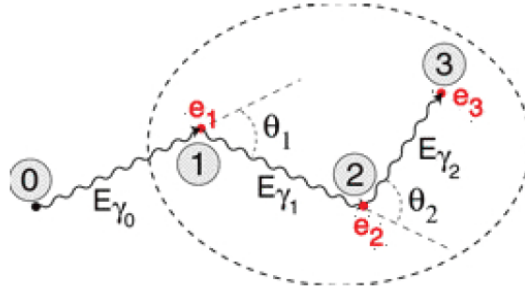


FIGURE 3.9 – Illustration d’une trajectoire d’un photon d’énergie E_{γ_0} . Le photon effectue deux diffusions Compton (interaction n° 1 et 2) avant de déposer l’énergie restante par interaction photoélectrique (n° 3).

TABLE 3.4 – Comparaison des performances (ε efficacité photopic et P/T pic-sur-total) entre deux algorithmes de tracking. Les valeurs sont tirées de [41] pour des gamma d’énergie 1 MeV.

	ε		P/T	
	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$
MGT	43%	28%	58%	49%
OFT	37%	24%	68%	54%

3.4 Le plunger de Cologne

3.4.1 Principe du plunger

La méthode Recoil Distance Doppler Shift repose sur l’utilisation d’un plunger. C’est un dispositif qui désigne à la fois une cible et une feuille de matière placée en aval. Celle-ci porte le nom de *dégradeur* et permet de ralentir la vitesse des particules après la cible⁴. Pourquoi ralentir des particules? Comme les particules se déplacent à des vitesses relativistes, les énergies mesurées par les détecteurs germanium (notées E_γ) sont décalées de l’énergie d’émission au repos (notée E_0) par effet Doppler :

$$E_\gamma = \frac{\sqrt{1 - \beta^2} E_0}{1 - \beta \cos(\theta)} \quad (3.5)$$

Cette relation implique que l’énergie mesurée par les détecteurs germanium est différente suivant que le photon est émis avant ou après avoir traversé le dégradeur. Ceci est illustrée sur la Fig.3.10, où l’on associe deux pics dans la distribution en énergie à une même transition : on parlera par la suite des composantes “lente” (photon émis après le dégradeur) et “rapide” (photon émis avant le dégradeur) de la transition. Lorsque le dégradeur est proche de la cible (le temps de parcours t est ici petit par rapport au temps de vie de l’état τ), la majorité des noyaux se désexcite une fois avoir passé le dégradeur, et la composante “lente” est très intense. Dans le cas contraire où le dégradeur est positionné loin de la cible ($t \gg \tau$), c’est la composante “rapide” qui est la plus importante. Ainsi en comparant ces rapports d’intensité en fonction de la distance cible-dégradeur, on peut remonter au temps de vie de l’état (l’analyse de ce calcul

4. Avant d’utiliser un dégradeur, la feuille de matière placée après la cible arrêterait complètement les éjectiles. Ce dispositif ne permettait donc pas l’identification de ceux-ci. Le grand avantage à laisser passer les éjectiles est qu’il est possible de les identifier au moyen d’un spectromètre. Ceci permet d’utiliser le plunger même lorsque de nombreux noyaux exotiques sont produits.

sera discutée en détail au § 4.4.1).

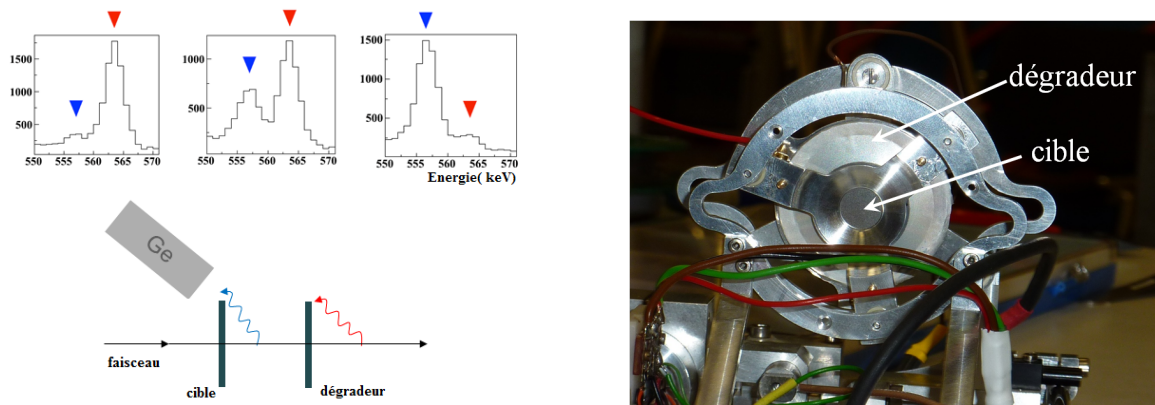


FIGURE 3.10 – (Gauche) Schéma illustrant le principe du plunger. Les spectres sont corrigés de l’effet Doppler par la vitesse mesurée par PRISMA, soit la vitesse en sortie de dégradeur. (Droite) Photographie du dispositif plunger utilisé lors de l’expérience de juin.

3.4.2 Caractéristiques

Le plunger utilisé lors de l’expérience (Fig.3.10) a été construit par A. Dewald et son groupe de l’université de Cologne. La cible et le dégradeur sont des feuilles de matériaux tendues (de quelques mg/cm^2 d’épaisseur) et fixées parallèlement l’une de l’autre sur des rails permettant ainsi de changer la distance les séparant par un moteur piezoélectrique. La difficulté réside dans le maintien de la planéité et de la distance entre les feuilles au cours du bombardement par le faisceau (qui a pour conséquence l’échauffement, la dilatation ...). Le maintien de la distance est assuré par un système d’asservissement (par mesure capacitive) aboutissant à des précisions inférieures au micromètre. La planéité dépend du choix des matériaux : la cible d’uranium (d’épaisseur $1.4 \text{ mg}/\text{cm}^2$) a nécessité l’utilisation d’un support en tantale (d’épaisseur $1.2 \text{ mg}/\text{cm}^2$) pour être tendue, et le Nobium a été choisi comme dégradeur⁵. Son épaisseur de $4.2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ est le fruit d’un compromis entre la nécessité d’obtenir une perte d’énergie dans le matériau suffisante pour assurer la séparation entre les composantes “rapide” et “lente” dans le spectre γ (impliquant une grande épaisseur), et minimiser les réactions nucléaires dans ce même matériau (d’où aussi le choix d’un Z important pour être proche de la barrière Coulombienne).

5 prises de données avec des distances cible-dégradeur différentes (100, 200, 500, 1000 et $1900 \mu\text{m}$) ont été réalisées dans le but de déterminer les temps de vie des états excités dans les isotopes de Zn, estimés aux alentours de la picoseconde jusqu’à la dizaine de ps.

5. Deux autres éléments, le ^{73}Ta et le ^{12}Mg , ont été utilisés durant l’expérience puis abandonnés au profit du ^{41}Nb , puisque le premier ne permettait pas la séparation des pics lent et rapide, alors que le deuxième avec une barrière coulombienne basse amenait trop de réactions parasites.

TABLE 3.5 – Récapitulatif des paramètres de l'expérience

faisceau	^{76}Ge à 577 MeV, 11 enA
cible	^{238}U d'épaisseur 1.4 mg/cm ² (supportée par un backing en Ta)
dégradeur	^{93}Nb d'épaisseur 4.2 mg/cm ²
distance cible-dégradeur	100, 200, 500, 1000, 1900 μm (20h/distance)
angle de grazing	55°
champs dipôle / quadrupôle	0.719676 T / 0.656673 T
MW-PPAC	gaz de C ₄ H ₁₀ à ~7 mbar
chambre d'ionisation	gaz de CH ₄ à 86 mbar
démonstrateur AGATA	4 triples clusters aux angles arrières à 18 cm de la cible
taux de comptage	jusqu'à 50 kHz

3.5 Système d'acquisition

L'objectif du système d'acquisition élaboré pour les expériences utilisant le démonstrateur AGATA, est de pouvoir traiter les données en temps réel. Pour cela, plusieurs étapes de traitement sont nécessaires pour passer de données brutes en sortie des cristaux (appelées traces) en données exploitables par les utilisateurs (dit format ADF pour AGATA Data Format). Il faut aussi pouvoir corrélérer les données d'AGATA avec celles obtenues par PRISMA pour obtenir un jeu de quantités (tels E_γ , l'angle d'émission, la vitesse des particules ..) pour chaque événement reconstruit. Le diagramme de la Fig.3.11 regroupe ces différentes étapes.

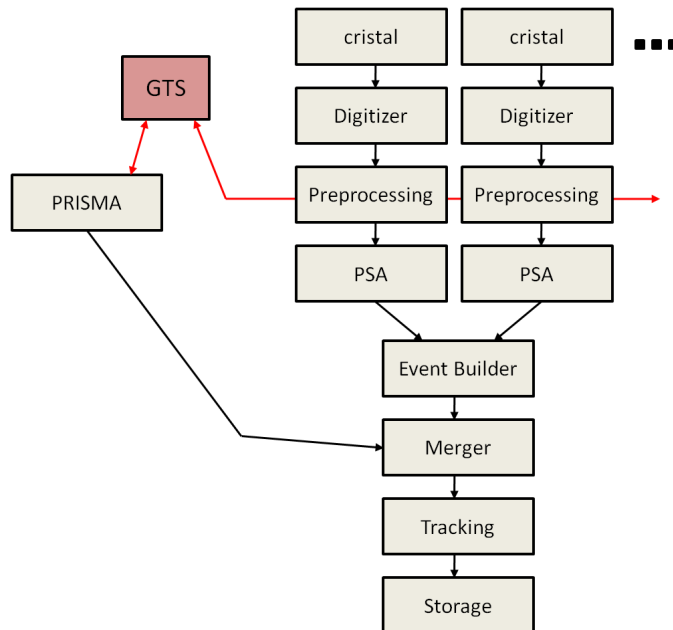


FIGURE 3.11 – Architecture pour le traitement des données

Le système repose sur un système de déclenchement global **GTS** (General Trigger and Synchronisation system) qui étiquette en temps par un *Time Stamp* chaque événement AGATA ou PRISMA par l'intermédiaire d'une horloge commune. Il collecte aussi toutes les demandes de déclenchement et les valide ou non. Dans l'expérience, la coïncidence temporelle entre les événements AGATA et PRISMA était de 20 μs .

Chaque cristal est traité indépendamment des autres le plus longtemps possible (soit jusqu'au PSA). Puis, les interactions issues des différents cristaux sont regroupées en fonction de leur Time Stamp (étape Event Builder) et sont ensuite corrélées aux événements PRISMA (étape Event Merger), pour être finalement traitées par les algorithmes de tracking.

Les Digitizer permettent d'échantillonner (à 100 MHz) les signaux issus des 36 segments et du coeur qui est formé par la somme des charges induites ou déposées par toutes les interactions γ/Ge qui ont lieu dans le cristal.

Dans l'étape de "prétraitement" (*Preprocessing*) il est possible de réduire le volume des données que le PSA doit ensuite analyser. Le signal du coeur sert de trigger et est envoyé au GTS en attente de validation. Si dans une fenêtre de 20 μs un signal provenant de PRISMA est aussi reçu par le GTS, l'événement est validé. Le prétraitement calcule alors l'énergie déposée par chaque interaction et ne transmet qu' 1 μs du signal échantillonné (soit 100 points). Pour cette étape, deux cartes au format ATCA (Advanced Telecommunication Computing Architecture) sont nécessaires par cristal. Les signaux validés sont ensuite traités par le **PSA** afin de retrouver les positions des interactions γ/Ge .

Au niveau de l'Event Builder, les N différentes interactions qui ont eu lieu dans tous les cristaux sont regroupés en M événements suivant leur Time Stamp. L'étape suivante (Event Merger) consiste à coupler les événements PRISMA avec ceux d'AGATA, en tenant toujours compte du Time Stamp. Les algorithmes de **tracking** peuvent alors être employés pour reconstruire l'ordre des différentes interactions de chaque événement.

Finalement, les données sont stockées sur disque pour être ensuite analysées. J'ai basé mon analyse sur les programmes développés par Olivier Stezowski (IPN Lyon) [48].

Chapitre 4

Méthode d'analyse

L'analyse des données consiste en un premier temps à identifier les produits de réaction avec PRISMA et de déterminer leur vitesse en sortie de dégradeur. Cette dernière information est essentielle pour corriger correctement de l'effet Doppler les énergies γ mesurées par le démonstrateur AGATA. Les spectres en énergie ainsi reconstruits permettront de remonter aux temps de vie des états excités de chaque noyau. C'est ce qui va être présenté dans cette partie.

4.1 Calibration et Alignement des détecteurs de PRISMA

Pour déterminer le temps de vol et les trajectoires des éjectiles dans le spectromètre, une calibration spatiale de la galette à micro-canaux (MCP) et temporelle des PPACs est nécessaire.

Calibration du détecteur d'entrée

La calibration de la MCP passe par l'utilisation d'un masque placé devant la feuille de carbone. L'image de ce masque (une croix) est montrée sur la Fig.4.1 où sont reportées les positions en X et Y des ions entrant dans PRISMA. Une légère déformation de l'alignement entre les 4 extrémités de la croix est attendue à cause de l'utilisation du champ \vec{B} pour focaliser les électrons vers les électrodes. Il se peut aussi que lors du montage du masque, celui-ci soit tourné de quelques degrés par rapport à la verticale. Cet effet est visible en regardant l'inclinaison présentée par les ombres de deux vis placées au niveau du quadrupôle, comme celles apparaissant sur la Fig.4.1. Le code d'analyse permet de faire pivoter la MCP a posteriori. Une fonction linéaire est utilisée pour positionner les 4 extrémités de la croix à des distances absolues par rapport au centre.

Alignement des PPACs

Comme le plan focal est couvert par dix PPACs indépendants, les références en temps pour le calcul du TOF diffèrent d'une section à l'autre. Ces décalages proviennent des différentes longueurs de câbles utilisées pour les PPACs et doivent être modifiées a posteriori dans le code. Pour retrouver une valeur commune, on ajoute les constantes de temps qui permettent de retrouver un temps de vol moyen identique pour toutes les sections. Cette continuité du ToF quelle

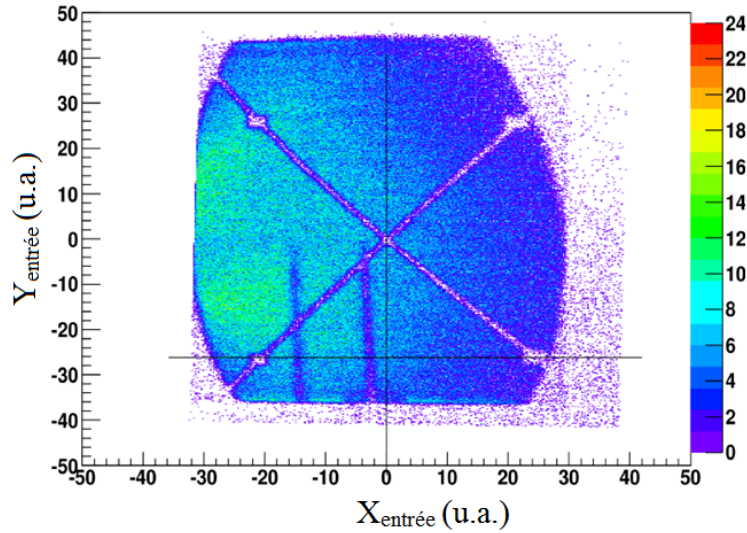


FIGURE 4.1 – Coordonnées reconstruites des différents éjectiles arrivant sur le détecteur d’entrée.

que soit la position X est montrée à la Fig.4.2. Il reste à ajouter une constante au temps de vol ainsi calculé pour retrouver les bonnes vitesses des ions en sortie de dégradeur. Ceci est fait en regardant les spectres en énergie corrigés de l’effet Doppler pour les transitions connues. Si les vitesses des éjectiles sont correctement calculées, les raies de transition doivent se trouver aux énergies d’émission au repos et ceci pour tous les angles de détection γ . Pour cette expérience, le ToF moyen a été fixé à ~ 230 ns pour le ^{76}Ge afin de placer l’énergie de transition de son état 2_1^+ vers le fondamental à 562,9 keV.

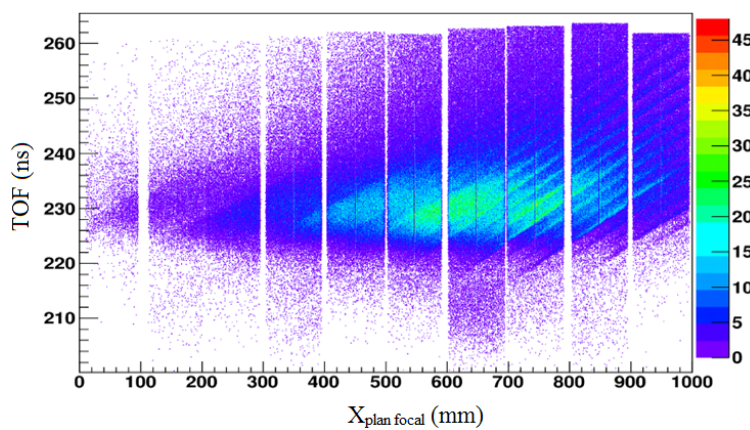


FIGURE 4.2 – Temps de vol représenté en fonction de la coordonnée X dans le plan focal, après alignement en temps des 10 PPACs entre eux.

4.2 Identification des éjectiles

4.2.1 Reconstruction de trajectoires

Les coordonnées au plan focal d'un ion sont une fonction des coordonnées initiales : $X_f = f_x(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i)$ et f_x est déterminée par les équations du mouvement de la zone traversée entre z_i et z_f . Pour des petites déviations par rapport à la trajectoire centrale, on peut écrire au premier ordre (développement de Taylor) que :

$$x_f = \frac{\partial f_x}{\partial x} x_i + \frac{\partial f_x}{\partial \theta} \theta_i + \frac{\partial f_x}{\partial y} y_i + \frac{\partial f_x}{\partial \phi} \phi_i + \frac{\partial f_x}{\partial l} l_i + \frac{\partial f_x}{\partial \delta} \delta_i \quad (4.1)$$

$$\theta_f = \frac{\partial f_\theta}{\partial x} x_i + \frac{\partial f_\theta}{\partial \theta} \theta_i + \frac{\partial f_\theta}{\partial y} y_i + \frac{\partial f_\theta}{\partial \phi} \phi_i + \frac{\partial f_\theta}{\partial l} l_i + \frac{\partial f_\theta}{\partial \delta} \delta_i \quad (4.2)$$

$$etc, \quad (4.3)$$

qui, sous forme matricielle, se réécrit :

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ y_f \\ \phi_f \\ l_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \dots \\ R_{21} & R_{22} & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ y_i \\ \phi_i \\ l_i \\ \delta_i \end{pmatrix}$$

où $R_{11} = \frac{\partial f_x}{\partial x}$.

Comme les positions d'entrée sont connues et que les champs \vec{B} du quadrupôle et du dipôle sont fixés, les positions dans les PPACs sont complètement déterminées par la rigidité magnétique. La recherche du $B\rho$ (ainsi que la longueur de la trajectoire L) est faite de façon itérative afin de retomber sur les positions mesurées au plan focal.

4.2.2 Séparation en numéro atomique

Pour identifier en Z les différents noyaux au plan focal, on regarde l'énergie perdue par ces noyaux dans les deux premières chambres d'ionisation (ΔE) en fonction de l'énergie totale perdue dans les 4 chambres (E). Suivant la formule approchée de Bethe et Bloch : $\frac{dE}{dx} \propto Z^2 * \frac{M}{E}$ on peut associer à chaque trace de la Fig.4.3 (a), une valeur de Z. La trace la plus intense est liée au ^{76}Ge , puisque la diffusion élastique est le processus dominant parmi toutes les réactions.

4.2.3 Séparation en charge

On trace ensuite pour une chaîne isotopique donnée, l'énergie totale laissée par les ions dans les chambres d'ionisation en fonction de la quantité $\rho^* \beta$ où $\beta = \frac{v}{c} = \frac{L/TOF}{c}$ la vitesse des ions. En écrivant (en première approximation) :

$$E = \frac{1}{2} M v^2 \quad et \quad \frac{Mv}{Q} = B\rho \quad \Rightarrow \quad E \propto Q * \rho \beta \quad (4.4)$$

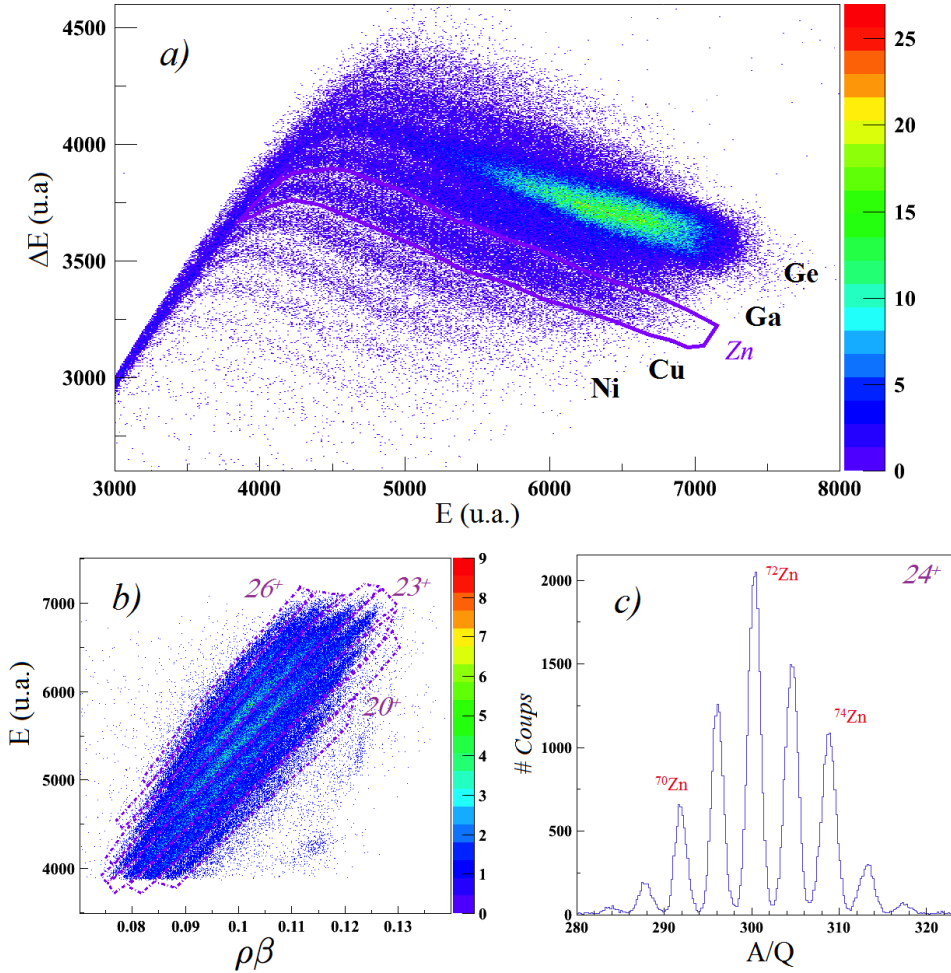


FIGURE 4.3 – Matrice d’identification des ions avec le spectromètre PRISMA : *a*) séparation en Z via un plot ΔE - E ; *b*) séparation en Q via E - $\rho\beta$; *c*) distribution en masse.

on obtient finalement que chaque trace de la Fig.4.3 (b) correspond à un état de charge.

4.2.4 Séparation en masse

Après avoir fait un contour sur une charge, on peut calculer la quantité $\frac{A}{Q}$ pour chaque événement appartenant à ce contour. En partant de $B\rho = \frac{P}{Q} = \frac{\gamma Auv}{Q}$ avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, on obtient :

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\frac{L}{TOF\sqrt{1-\beta^2}}} \quad (4.5)$$

Sur la Fig.4.3 on voit que la séparation en masse des ions est suffisante pour différencier les trois isotopes pair-pair de zinc dont on souhaite tracer les distributions en énergie des γ . Dans cette analyse, je n’ai pas effectué de calibration absolue en Z , Q , A . L’identification des différents isotopes de zinc se fait en regardant la spectroscopie de l’élément connu qui a été le plus peuplé (cas du ^{72}Zn , ici).

4.3 Spectres en énergie des photons γ

Une fois les isotopes identifiés, on peut étudier leur spectre de désexcitation γ . Mon étude s'est concentrée sur les trois isotopes de zinc pair-pair identifiés sur la Fig.4.3. L'analyse porte aussi sur une partie des données pour le ^{76}Ge qui m'a servi de référence.

4.3.1 Correction Doppler

Les noyaux créés lors des réactions ont des vitesses faiblement relativistes ($\beta \sim 0.1$) : pour les éjectiles produits dans un état excité, les photons de désexcitation émis en vol sont décalés en énergie par rapport à une émission au repos (E_0) par effet Doppler. Ces énergies sont différentes suivant que les éjectiles se désexcitent avant (E^r) ou après (E^l) avoir traversé le dégradeur :

$$E^r = \frac{\sqrt{1 - \beta^{r2}} E_0}{1 - \beta^r \cos \theta} \quad E^l = \frac{\sqrt{1 - \beta^{l2}} E_0}{1 - \beta^l \cos \theta} \quad (4.6)$$

avec $\beta^{r(l)}$ la vitesse avant (après) le passage par le dégradeur, pour reprendre ici les notations introduites lors de la description du plunger au § 3.4 (l pour “lent” et r pour “rapide”). La correction Doppler se fait en prenant la vitesse mesurée par PRISMA (via le temps de vol). Les spectres en énergie présentés par la suite sont construits à partir des énergies corrigées de l'effet Doppler :

$$E_{CD}^r \sim \frac{1 - (\beta^l) \cos(\theta)}{1 - (\beta^r) \cos(\theta)} E_0 \quad \text{et} \quad E_{CD}^l = E_0 \quad (4.7)$$

La composante lente est ainsi bien corrigée alors que la composante rapide n'est pas assez corrigée et possède une énergie inférieure de quelques keV par rapport à l'énergie d'émission au repos E_0 .

Sur la Fig.4.4 est représentée une partie du spectre en énergie du ^{74}Zn corrigé (en noir) et non corrigé Doppler (en bleu). Les deux pics fins présents sur le spectre brut sont dus à des rayonnements émis à l'arrêt et celui plus large aux γ émis en vol. Après correction Doppler, sont visibles dans le spectre, les deux composantes rapide et lente de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{74}Zn (vers 605.9 keV). Les deux composantes sont séparées de 7 keV, ce qui est en accord avec la différence en énergie $E_{CD}^l - E_{CD}^r$ calculée avec la formule 4.7 pour une vitesse moyenne des noyaux en sortie de dégradeur de $\beta^l \sim 0.087$ et un angle moyen d'émission de 160° .

4.3.2 Sélection en temps des événements

Pour soustraire la partie du bruit de fond correspondant aux coïncidences fortuites entre AGATA et PRISMA, seules les données faisant parti du pic de coïncidences promptes dans le spectre en temps sont sélectionnées (voir Fig.4.5). Les événements situés sous le pic sont enlevés du spectre en énergie en soustrayant à celui-ci un spectre de bruit de fond normalisé au nombre de coups sous le pic. Le spectre du bruit de fond est construit par les énergies des événements de la partie à droite du pic prompt de la distribution en temps des événements, qui est d'ailleurs semblable au spectre du bruit de fond construit sur les événements de la partie gauche du pic

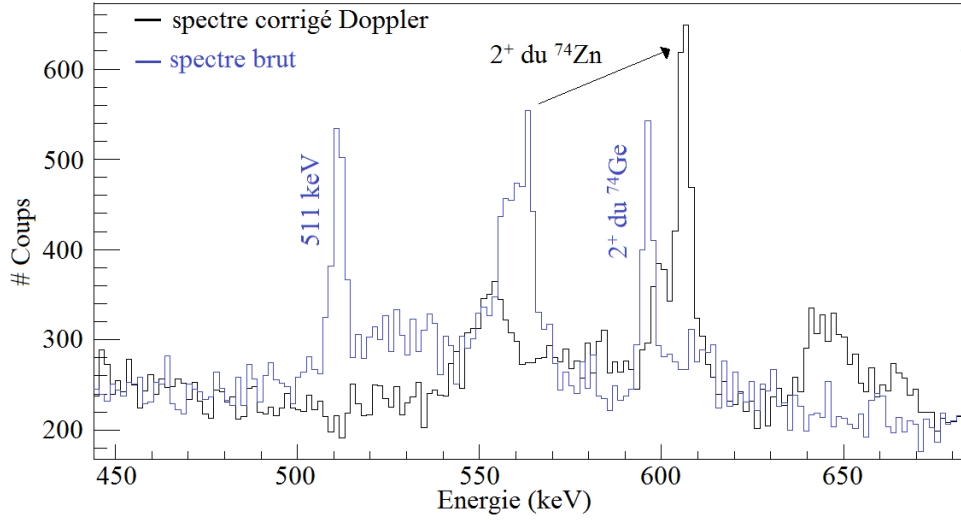


FIGURE 4.4 – Spectres en énergie du ^{74}Zn centrés sur la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, obtenus pour des énergies corrigées (noir) et non corrigées (bleu) de l’effet Doppler.

prompt. Comme le bruit de fond pour le ^{76}Ge est important (65% des événements) cette étape permet d’améliorer nettement le rapport signal/bruit des raies, notamment il est possible d’identifier la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (546 keV) dans le spectre γ purifié. Cet effet n’est pas aussi important pour les isotopes de zinc puisque les coïncidences fortuites ne représentent qu’un peu moins de 20% des événements (dû à la plus grande sélectivité des coupures appliquées pour sélectionner les événements zinc), comme le montrent les spectres de la Fig.4.5.

4.3.3 Résolution en énergie

La résolution en énergie typique obtenue pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{76}Ge à 562.9 keV est de 3.6 keV (LTMH) pour la composante lente et de 4.7 keV (LTMH) pour la composante rapide, en se basant sur la distribution en énergie du ^{76}Ge projetée sur tout les angles de détection (voir la partie de gauche de la Fig. 4.6). A partir de la formule du décalage Doppler $E_0 = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos \theta_\gamma}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, il est possible d’estimer une résolution en énergie, connaissant la résolution intrinsèque en angle $\Delta \theta_\gamma$ et en énergie ΔE_γ des détecteurs Germanium ainsi qu’en tenant compte de l’épaisseur de la cible qui induit une incertitude sur le point d’interaction et par voie de conséquence une erreur sur la vitesse $\Delta \beta$:

$$\frac{\Delta E_0}{E_0} = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{\beta \sin \theta_\gamma}{1 - \beta \cos \theta_\gamma} \Delta \theta_\gamma + \frac{\beta(1 - \beta \cos \theta_\gamma) - \cos \theta_\gamma(1 - \beta^2)}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta_\gamma)} \Delta \beta \quad (4.8)$$

où $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 0.38\%$ à 560 keV (extrapolé de $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 0.2\%$ à 1300 keV [41]), $\Delta \theta_\gamma = 1^\circ$ (5 mm de résolution à 18 cm de la cible) et $\Delta \beta = 0.002$ (d’après le calcul de perte d’énergie dans la cible avec LISE++). Ce qui implique une résolution en énergie de 0.63% égale à la résolution de 3.6 keV mesurée pour la composante lente de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{76}Ge .

Grâce à la haute résolution angulaire d’AGATA la séparation des deux composantes est

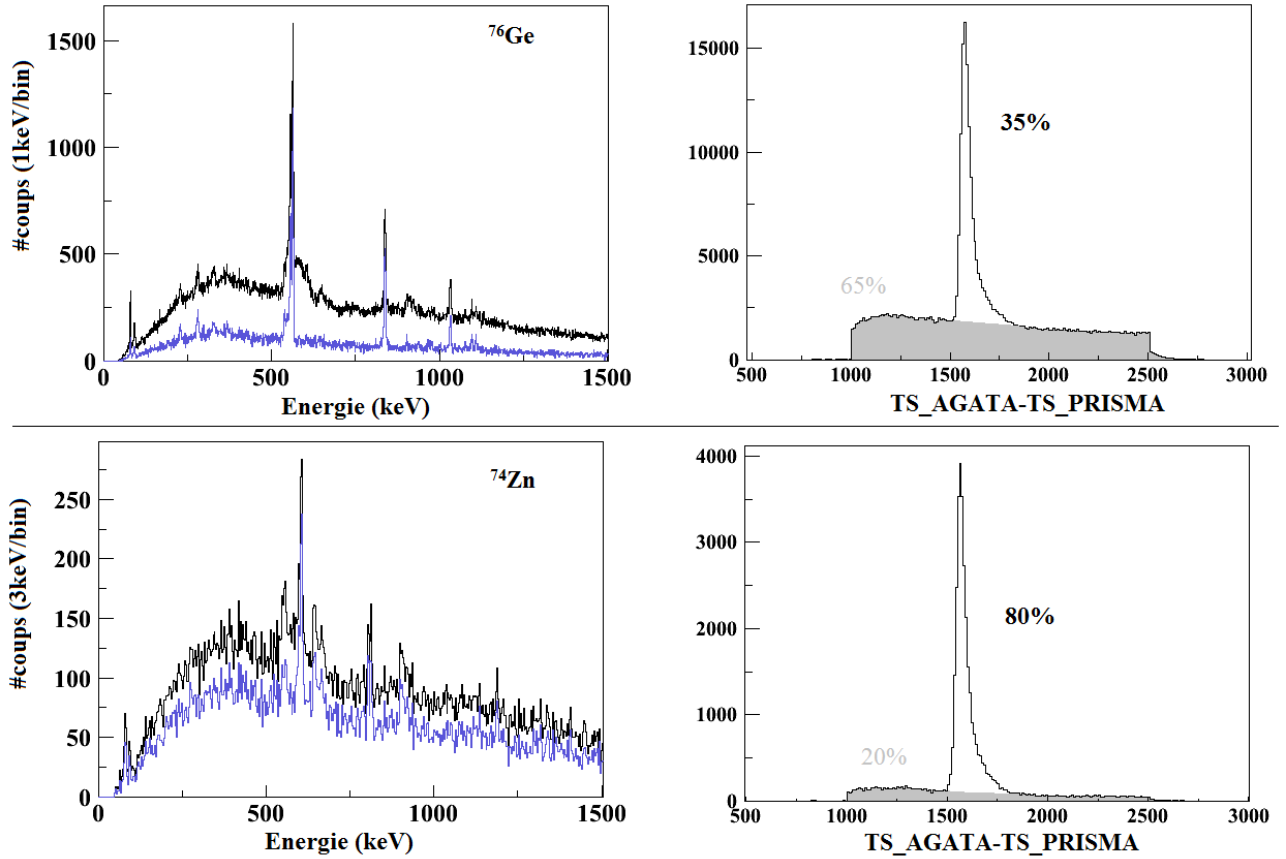


FIGURE 4.5 – (Gauche) Spectre en énergie corrigé Doppler pour le ^{76}Ge (haut) et pour le ^{74}Zn (bas) avec (bleu) et sans (noir) soustraction du bruit de fond. (Droite) Spectre en temps des coïncidences particules/ γ . La partie grise correspond aux coïncidentes fortuites.

observée quel que soit l'angle de détection du photon (voir la partie de droite de la Fig.4.6). On peut aussi remarquer que la correction de l'effet Doppler est parfaite puisque la ligne correspondant au pic lent est une constante. Ce qui n'est pas le cas de la composante rapide où une légère dépendance en angle est observée comme prévue par la formule de E_{CD}^r puisque l'on corrige de l'effet Doppler par une mauvaise vitesse. C'est d'ailleurs ce qui explique la résolution en énergie un peu plus dégradée pour le pic rapide dans le spectre en énergie formé à partir de la projection sur tous les angles. Néanmoins, il est possible de se servir de l'ensemble des données prises par AGATA pour former le spectre en énergie. Ce qui n'est pas forcément le cas dans toutes les expériences de type plunger. Par exemple, pour la mesure des temps de vie dans les $^{62,64}\text{Fe}$ au GANIL [22], seulement le clover d'EXOAM placé à 180° permettait de séparer les deux composantes rapide et lente.

4.3.4 Spectres des isotopes de zinc

Pour identifier les différents états excités peuplés dans les isotopes $^{70,72,74}\text{Zn}$ par réactions profondément inélastiques, on considère les spectres “sommés” sur toutes les distances cible-dégradeur utilisées. La Fig 4.7 regroupe les spectres en énergie ainsi obtenus pour les trois isotopes $^{70,72,74}\text{Zn}$.

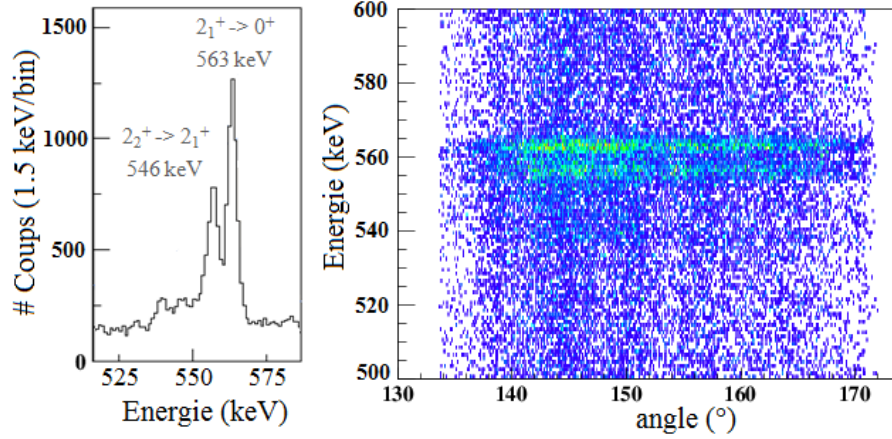


FIGURE 4.6 – (Gauche) Partie du spectre en énergie de ^{76}Ge centrée sur les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, issue de la projection sur tous les angles de détections des photons. Les composantes lentes et rapides sont séparées d'environ 7 keV. (Droite) Les énergies des photons détectées sont tracées en fonction de l'angle d'émission du photon. La séparation est présente pour tous les angles couverts par le démonstrateur.

Pour les isotopes $^{70,72}\text{Zn}$, l'identification des différents pics se fait facilement en se référant à la base de données *ndc* [49]. On a reporté sur la figure la partie du schéma de niveaux correspondant aux états peuplés par réactions profondément inélastiques, qui coïncide en majorité avec la bande yrast¹.

Les réactions de transfert de plusieurs nucléons ont déjà été utilisées pour peupler les états excités dans ces isotopes de zinc. Notamment, l'étude de la spectroscopie des isotopes $^{70,72}\text{Zn}$ par la réaction d'un faisceau de ^{64}Ni sur une cible de ^{208}Pb a montré que outre la bande yrast certains autres états étaient peuplés mais faiblement. Pour le ^{70}Zn , c'est le cas des niveaux à 3038 keV (5^-) et 3476 keV (spin et parité inconnus) qui décroissent vers l'état 4^+ par les transitions aux énergies de 1251.7 keV et 1650.3 keV respectivement. Dans le cas du ^{72}Zn les niveaux d'énergie peuplés sont à 2924 keV et à 3027 keV. Ils décroissent vers le niveau 4^+ par des transitions d'énergie 1424 keV et 1526.7 keV respectivement. Dans notre cas, il est possible d'attribuer quelques coups dans les spectres sommés aux transitions $5^- \rightarrow 4^+$ à 1251.7 keV pour le ^{70}Zn et à 1527 keV pour le ^{72}Zn . Elles se décomposent en une composante lente et une composante rapide (celles-ci étant attendues autour de 1238 keV pour le ^{70}Zn et 1510 keV pour le ^{72}Zn) comme dans le cas des autres transitions entre les états de la bande yrast. Mais ces composantes ne sont que difficilement différenciables d'une fluctuation statistique comme le montre le zoom à plus haute énergie du spectre γ de la Fig.4.8. Une confirmation de la population de ces états peut être obtenue si on observe une évolution dans les intensités des composantes lente et rapide avec les distances cible-dégradeur (dans le cas où ces états ont des temps de vie supérieurs à la picoseconde). Les spectres en énergie obtenus pour les distances 100 et 200 μm sommés ainsi que 500, 1000 et 1900 μm sommés sont montrés à la Fig.4.9, mais au vue de la faible statistique on ne peut pas en tirer de conclusion définitive. Néanmoins, on a considéré que ces états à 1251.7

1. On parle d'état yrast pour l'état de plus basse énergie à un spin donné.

keV pour le ^{70}Zn et à 1527 keV pour le ^{72}Zn ont bien été peuplés lors de l'expérience. C'est pourquoi, l'alimentation par ces états sur l'état 4^+ seront considérés lors de la détermination du temps de vie de l'état 4^+ pour les isotopes $^{70,72}\text{Zn}$.

Dans le cas du ^{74}Zn , deux transitions posent problème pour l'identification : la transition à 813 keV due à la décroissance du niveau à 1419 keV dont le spin/parité n'est pas défini vers l'état 2_1^+ , et la transition à 1186 keV qui n'est pas référencée.

Un premier schéma de niveaux a été proposé par J.A. Winger *et al.* [50] pour ce noyau. Il a été obtenu par une expérience de décroissance β du ^{74}Cu . Le premier état excité 2_1^+ est placé à 606 keV et (entre autres) trois autres niveaux ont été observés à 1164, 1419 et 1670 keV. Ce dernier niveau a été identifié comme étant l'état 2_2^+ puisqu'étant le seul état du triplet à décroître vers l'état fondamental. Lors de cette expérience, le niveau à 1419 keV a été fortement peuplé par décroissance β , ce qui a amené les auteurs à conclure sur une possible assignation d'un état de spin parité (4_1^+) pour ce niveau dans le cas où l'état fondamental du ^{74}Cu serait un (3^+). De plus, le niveau à 1164 keV n'a été que très faiblement peuplé, ce qui semblait être en accord avec l'assignation de spin et parité (0_2^+). Mais dans le cas où le fondamental du ^{74}Cu est un (1^+), le niveau à 1419 keV serait le (0_2^+) et celui à 1164 keV le (4_1^+). Un article plus récent de J. Van Roosbroeck *et al.* [51], regroupant les résultats des décroissances β des $^{74,76,78}\text{Cu}$ avec une statistique bien meilleure que dans l'expérience précédente, ne confirme pas l'existence d'un état à 1164 keV. L'hypothèse faite sur l'attribution d'un spin (4_1^+)/(0_2^+) est quant à elle toujours valide pour l'état à 1419 keV puisqu'aucun γ de transition du niveau 1419 keV vers le fondamental n'a été observé. L'assignation (4_1^+) a toutefois été préférée du fait que plusieurs autres niveaux décroissant vers les états à 606 keV et 1419 keV, ne décroissent pas vers l'état fondamental.

Dans la thèse de Tatjana Faul [52], un schéma de niveaux est proposé à partir des résultats issus de l'expérience profondément inélastique entre un faisceau de ^{82}Se et une cible d' ^{238}U . Une nouvelle transition d'énergie 1202 keV y a été observée et a été attribuée à la décroissance (6_1^+) \rightarrow (4_1^+). Si l'on considère que la transition à 1186 keV de notre expérience est la composante rapide de la transition (6_1^+) \rightarrow (4_1^+), la composante lente devrait se situer à une énergie de 1201 keV, soit très proche de l'énergie mesurée précédemment.

Finalement, le schéma de niveaux retenu dans la suite de l'analyse pour le ^{74}Zn comprend trois niveaux : un état 2^+ à 606 keV, un état (4^+) à 1419 keV et un dernier état (6^+) à 2621 keV.

Aucune autre transition n'a été observée dans nos données : les amas de coups à plus haute énergie peuvent être attribués à des fluctuations statistiques. Sur la Fig.4.10 un zoom sur cette partie est montré pour deux distributions en énergie, celle en noire est faite à partir des données prises pour la distance cible-dégradeur de 100 μm et celle en bleu avec une distance de 1900 μm , qui ne permet pas de conclure quant à la récurrence des coups d'un spectre à l'autre.

4.4 Détermination des temps de vie par la méthode RDDS

On peut maintenant tracer les 5 spectres en énergie correspondant à chaque distance cible-dégradeur utilisée (voir Fig.4.11 ^{70}Zn et Fig.4.12 pour $^{72,74}\text{Zn}$), et en déduire l'évolution des intensités des pics rapides et lents en fonction de la distance afin de déterminer les temps de vie

des états excités des isotopes $^{70,72,74}\text{Zn}$.

4.4.1 Principe

Pour déterminer le temps de vie d'un état, on utilise la méthode dite des Courbes Différentielles de Décroissance (*Differential Decay Curve*) développée par A. Dewald [53]. Le calcul pour un état 2^+ d'un noyau seulement alimenté par un état 4^+ , est détaillé ci-dessous. On rappelle qu'on indexe les quantités associées à la composante lente d'un l et celles associées à la composante rapide d'un r .

Le nombre de noyaux dans l'état 2^+ à un instant donné t , noté $n_2(t)$, est régi par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dn_2}{dt} = -\lambda_2 n_2(t) + \lambda_4 n_4(t) \quad (4.9)$$

où λ_2 et λ_4 sont les constantes de décroissance des états 2^+ et 4^+ .

En notant, $R_i(t) = \lambda_i \int_t^\infty n_i(t') dt'$ la quantité proportionnelle à l'intensité de la composante lente de la transition, puis en intégrant de t à ∞ les deux membres de l'équation 4.9, on obtient :

$$n_2(\infty) - n_2(t) = -R_2(t) + R_4(t) \quad (4.10)$$

Si on remarque que $n_2(\infty) = 0$ et que $\frac{dR_2}{dt} = -\lambda_2 n_2(t)$, on peut réécrire l'équation 4.10 comme :

$$\frac{dR_2}{dt}(t) = -\lambda_2(R_2(t) - R_4(t)) \quad (4.11)$$

Avec $\frac{1}{\lambda_2} = \tau_2$ et $\frac{dR_2}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{dR_2}{dx}$, on obtient finalement :

$$\tau_2 = -\frac{R_2(x) - R_4(x)}{v * \frac{dR_2}{dx}(x)} \quad (4.12)$$

où v est la vitesse moyenne de l'éjectile en sortie de cible, et x la distance entre la cible et le dégradeur.

Pour chaque distance cible-dégradeur, on a $Q_i(x) = \frac{R_i(x)}{R_i(0)} = \frac{\int_x^\infty n_i(x') dx'}{\int_0^\infty n_i(x') dx'} = \frac{I_i^l}{I_i^l + I_i^r}$ où $I_i^{l/r}(x)$ est l'intensité de la composante lente/rapide de la transition $i \rightarrow (i-2)$ pour la distance cible-dégradeur x . On a ainsi :

$$\tau_2 = -\frac{Q_2(x) - \frac{I_4^l + I_4^r}{I_2^l + I_2^r} Q_4(x)}{v * \frac{dQ_2}{dx}(x)} \quad (4.13)$$

La formule généralisée pour le calcul du temps de vie d'un état i est :

$$\tau_i(x) = -\frac{Q_i(x) - \sum_k \alpha_{ki} Q_k(x)}{v * \frac{dQ_i}{dx}(x)} \quad (4.14)$$

où l'on a noté $\alpha_{ki} = \frac{I_k^l + I_k^r}{I_i^l + I_i^r}$. La quantité $-\sum_k \alpha_{ki} Q_k(x)$ représente la soustraction de l'alimentation due aux états k décroissants vers i . On peut ainsi calculer les temps de vie directement à partir des spectres en énergie. On peut d'ores et déjà remarquer qu'on ne soustrait la contribution d'un état k que si la transition $k \rightarrow i$ est visible sur les spectres en énergie.

Comme vu précédemment dans les distributions en énergie, uniquement l'état 4_1^+ alimente l'état 2_1^+ dans le cas des trois isotopes de zinc. L'état 4_1^+ est quant à lui alimenté par l'état 6_1^+ et 5^- pour les isotopes $^{70,72}\text{Zn}$. Pour le ^{74}Zn il n'y a a priori pas de soustraction d'alimentation à faire dans le calcul du temps de vie τ_4 puisque seul l'état 6_1^+ peuple l'état 4_1^+ et qu'aucune composante lente de cette transition $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ n'est présente dans les distributions en énergie quelle que soit la distance cible-dégradeur.

4.4.2 Analyse des temps de vie

Vitesse v des ions avant le dégradeur

Lors de l'expérience, il n'y a pas eu de prise de données sans utiliser un dégradeur après la cible. On n'a donc pas directement accès à la vitesse des ions en sortie de cible. Avec le logiciel Lise++ [54], il est possible de déterminer de deux manières différentes cette vitesse :

1. à partir de l'énergie du faisceau de ^{76}Ge :

On fait l'hypothèse que la vitesse des noyaux produits en milieu de cible est la même que celle du faisceau diffusé élastiquement à 55° par la cible d' ^{238}U tournée à 44° pour être dans les conditions de l'expérience. Il ne reste plus qu'à estimer la perte d'énergie des produits de réactions dans la deuxième moitié de cible pour déduire leur vitesse en sortie de cible.

2. à partir de la vitesse des isotopes de zinc déterminée par PRISMA :

On détermine la vitesse des éjectiles telle qu'après avoir perdu une certaine perte d'énergie dans le dégradeur, ces éjectiles ont une vitesse égale à celle mesurée par PRISMA.

Les deux solutions sont consistantes et mènent à une vitesse de $30 \pm 1 \mu\text{m/ps}$.

Les intensités $I^{l/r}(x)$

Le nombre de coups dans chaque pic est estimé par des ajustements basés sur deux gaussiennes prises sur un bruit de fond plat. La fenêtre en énergie est centrée sur la transition comme on peut le voir sur la Fig.4.12, où les courbes bleues représentent ces ajustements. Quelle que soit la distance entre la cible et le dégradeur, la valeur centrale (soit l'énergie de la transition) et l'écart type sont les mêmes, néanmoins une petite variation de 0.5 keV pour l'énergie et de 0.1 keV pour l'écart type est tolérée autour de la valeur centrale. On fixe l'énergie et l'écart type moyen associés à la composante lente sur les paramètres de la gaussienne ajustée pour le spectre en énergie obtenu avec la distance cible-dégradeur de $100 \mu\text{m}$. Ce choix est motivé uniquement par le fait que c'est pour cette distance que la statistique est la plus importante. A l'inverse, la statistique étant plus importante pour le pic rapide dans le spectre associé à la distance $1900 \mu\text{m}$, on prend comme valeurs moyennes les paramètres de la gaussienne ajustée sur ce pic. Les valeurs

choisies pour les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ des différents noyaux sont regroupées dans le Tab.4.1. Les énergies sont identiques à moins d'un keV par rapport aux énergies publiées dans la littérature.

Pour les transitions $5^- \rightarrow 4_1^+$ présentes dans les isotopes de ^{70}Zn et ^{72}Zn , la statistique n'est pas suffisante dans les spectres en énergie pour une distance cible-dégradeur donnée pour différencier la transition d'une fluctuation statistique. La procédure précédente utilisée pour déterminer les intensités des transitions entre les états de la bande yrast n'est plus applicable. Il est néanmoins possible de déterminer l'intensité des composantes de la transition $5^- \rightarrow 4_1^+$ sur les spectres sommés. Des temps de vie de l'ordre de 10 à 60 ps sont compatibles avec la répartition en intensité trouvée pour l'état 5^- du ^{70}Zn et de 7 à 22 ps pour le ^{72}Zn . A partir de ces temps de vie, les différentes évolutions de $Q(x) = e^{-x/v\tau}$ possibles sont établies.

TABLE 4.1 – Valeurs moyennes des énergies $E^{\text{rapide/lente}}$ (en keV) et écart-type $\sigma^{\text{rapide/lente}}$ (en keV) choisis pour les ajustements gaussiens.

	^{70}Zn			^{72}Zn			^{74}Zn	
	$2^+ \rightarrow 0^+$	$4^+ \rightarrow 2^+$	$6^+ \rightarrow 4^+$	$2^+ \rightarrow 0^+$	$4^+ \rightarrow 2^+$	$6^+ \rightarrow 4^+$	$2^+ \rightarrow 0^+$	$4^+ \rightarrow 2^+$
E^r	874.5	891.7	1094.6	645.0	836.4	1138.6	599.2	803.5
σ^r	1.8	1.9	2.0	2.7	2.4	2.7	1.8	2.0
E^l	885.0	902.5	1108.6	653.0	846.6	1153.1	606.3	813.4
σ^l	1.7	1.7	1.7	2.0	2.4	1.7	1.7	1.7

Le facteur α_{ki}

α_{ki} représente la constante d'alimentation d'un état par rapport à un autre dans les produits de réaction de transfert de plusieurs nucléons. C'est donc une quantité qui est indépendante de la distance cible-dégradeur x du plunger. Sur la Fig.4.13 est représentée l'évolution de $\alpha_{42}(x)$ pour les isotopes de $^{70,72,74}\text{Zn}$ et $\alpha_{64}(x)$ pour les isotopes de $^{70,72}\text{Zn}$. Celles-ci sont bien des constantes comme attendues et les valeurs finales sont prises comme étant la moyenne sur toutes les distances sauf dans le cas de α_{42} du ^{70}Zn où l'on a exclu la dernière distance.

Pour estimer l'alimentation de l'état 5^- sur l'état 4_1^+ , on construit le rapport des intensités des composantes rapides et lentes des transitions $5^- \rightarrow 4_1^+$ sur $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ pour les spectres sommés. Les valeurs des différents α_k sont données dans le tableau 4.2.

TABLE 4.2 – Valeurs des constantes α_{ki} retenues sans correction d'efficacité.

	^{70}Zn	^{72}Zn	^{74}Zn
α_{42}	0.79 ± 0.13	0.54 ± 0.03	0.60 ± 0.05
α_{64}	0.56 ± 0.11	0.44 ± 0.04	-
α_{54}	0.07	0.07	-

La quantité $\frac{dQ}{dx}(x)$

Cette quantité n'est pas directement donnée par l'expérience mais est déduite de l'évolution de $Q(x)$. Sur la Fig.4.14 sont reportées les différentes valeurs de Q en fonction de x pour les trois isotopes de zinc étudiés. Aux cinq données expérimentales, il est possible de rajouter la valeur à l'origine $Q(x = 0) = \frac{I^l(0)}{I^r(0)+I^l(0)} = 1$ (car $I^r(0) = 0$) pour ajuster les paramètres d'une courbe formée par deux polynômes de second ordre se recoupant en un point (choisi entre $100\mu\text{m}$ et $1900\mu\text{m}$). Le choix de ce point de recoupement est déterminé de manière à obtenir a posteriori une évolution de $\tau(x)$ constant. Sur le point à l'origine, les barres d'erreur découlent du fait que l'on ne connaît pas précisément l'abscisse "0" (qui dépend du temps de vie). La dérivée de l'équation associée à cette courbe d'ajustement permet alors d'accéder à $\frac{dQ}{dx}$ pour tout x .

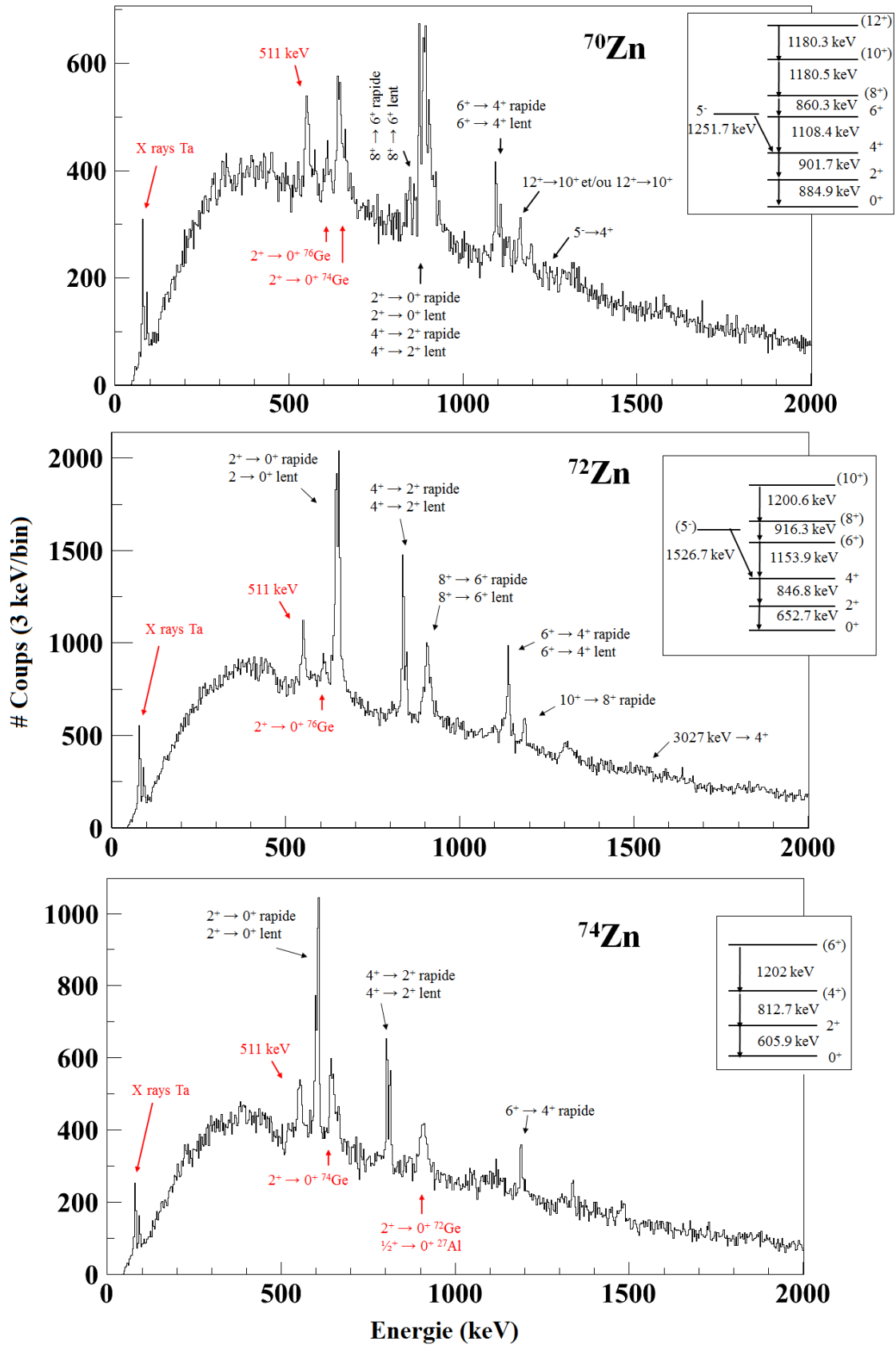


FIGURE 4.7 – Spectres en énergie formés à partir des données prises pour toutes distances cible-dégradeur. Les schémas de niveaux associés aux états peuplés sont donnés en encadré. Les transitions indiquées en rouge correspondent aux contaminations liées au détecteur germanium (encapsulé dans de l'aluminium) et aux rayons X liés au support en tantale de la cible d'uranium.

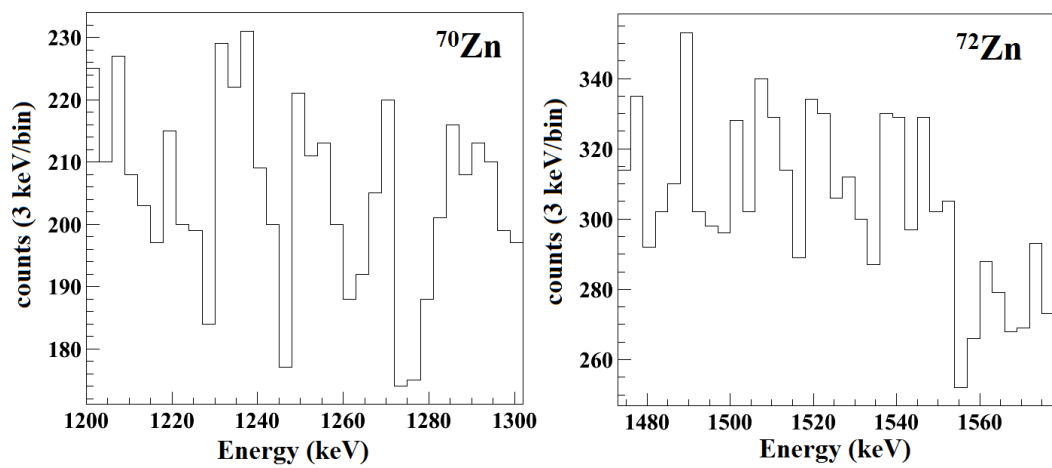


FIGURE 4.8 – Spectres en énergie sommés pour le ^{70}Zn (gauche) et le ^{72}Zn (droite) centrés sur les transitions hors de la bande yrast décroissant sur l'état 4^+ .

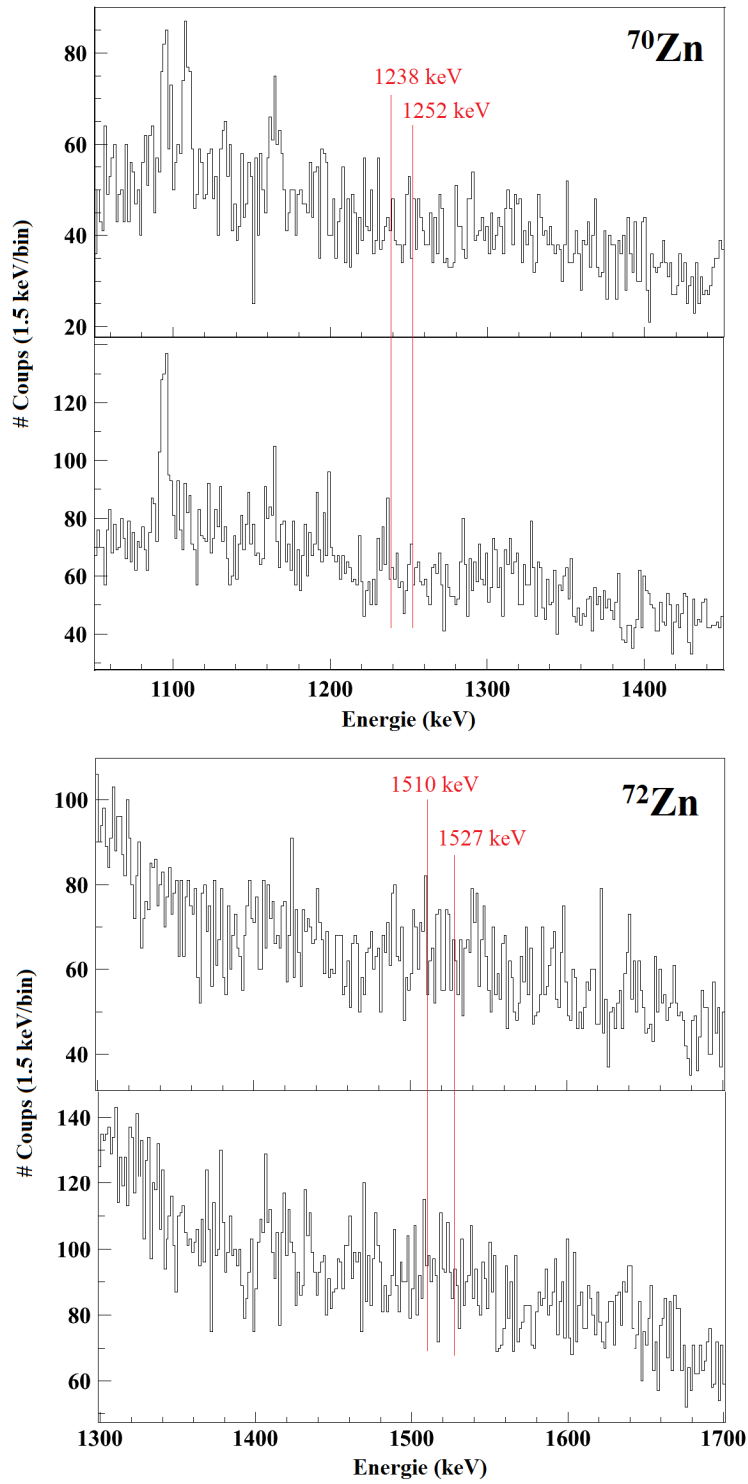


FIGURE 4.9 – Spectres en énergie sommés pour les distances 100 et 200 μm (partie haute des distributions des $^{70,72}\text{Zn}$) et pour les distances 500, 1000 et 1900 μm (partie basse des distributions des $^{70,72}\text{Zn}$).

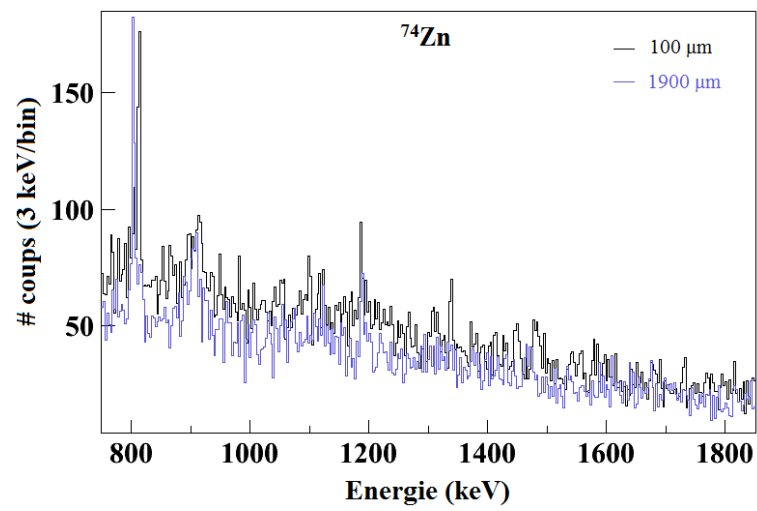


FIGURE 4.10 – Distributions en énergie pour le ^{74}Zn pour deux distances cible-dégradeur : 100 μm (spectre noir) et 1900 μm (spectre bleu).

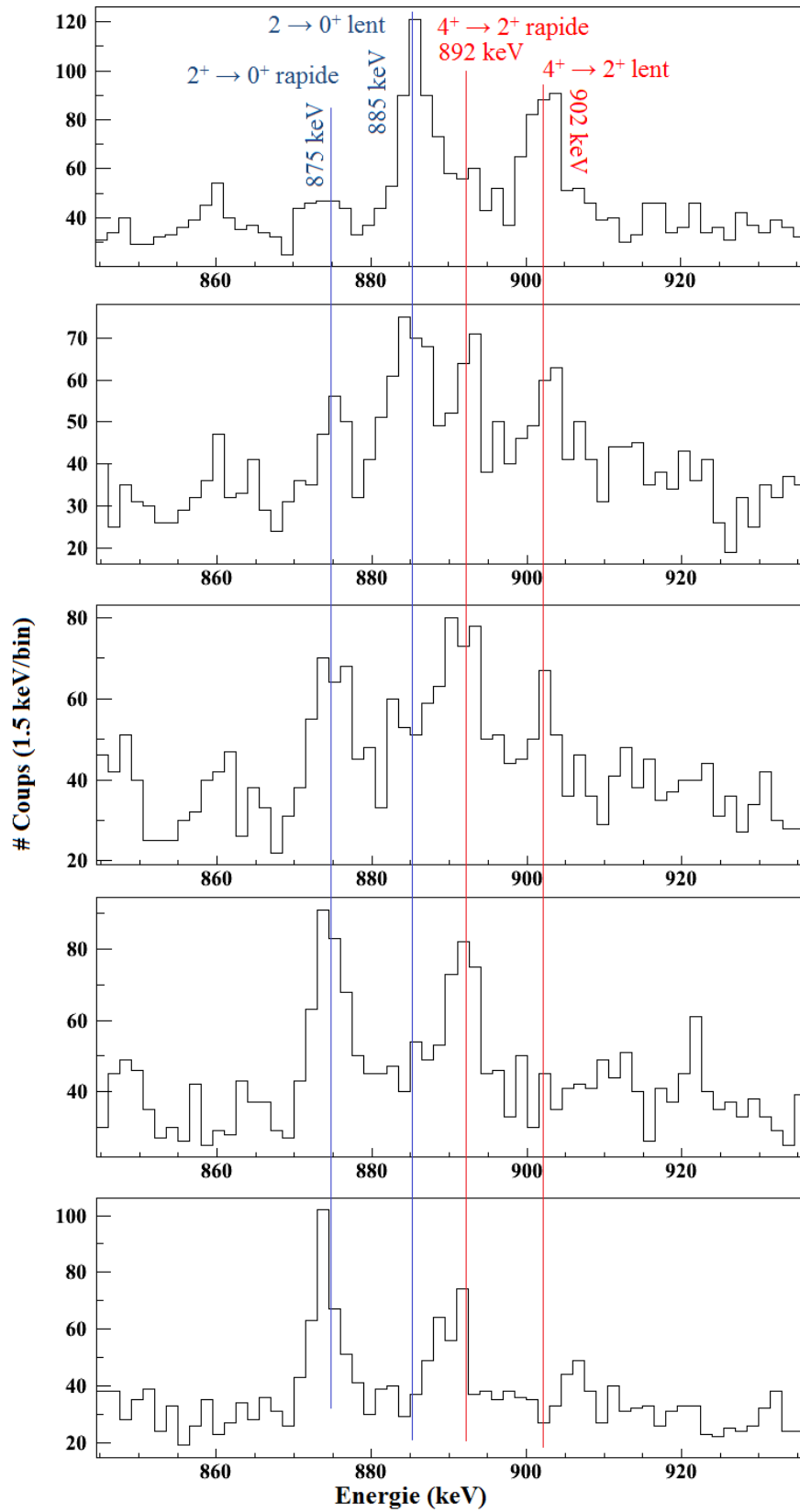


FIGURE 4.11 – Spectres en énergie du ^{70}Zn en fonction des distances cible-dégradeur.

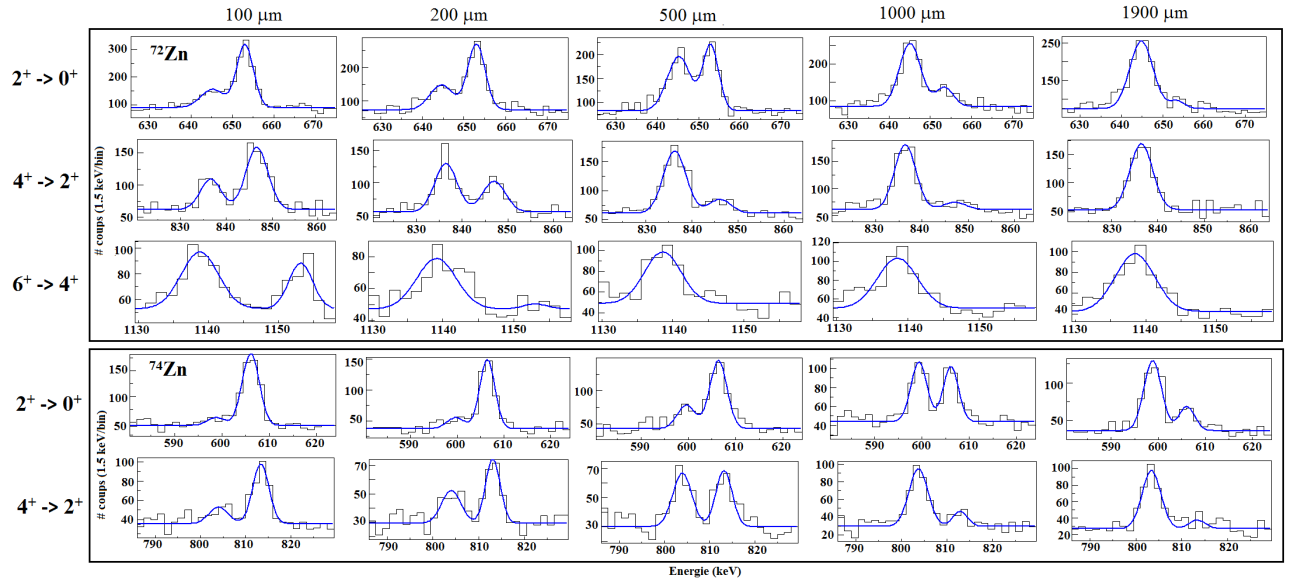


FIGURE 4.12 – Evolutions des composantes rapides et lentes des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$ pour le ^{72}Zn et $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ pour le ^{74}Zn . Les courbes bleues sont les ajustements gaussiens qui permettent d'obtenir les intensités des pics.

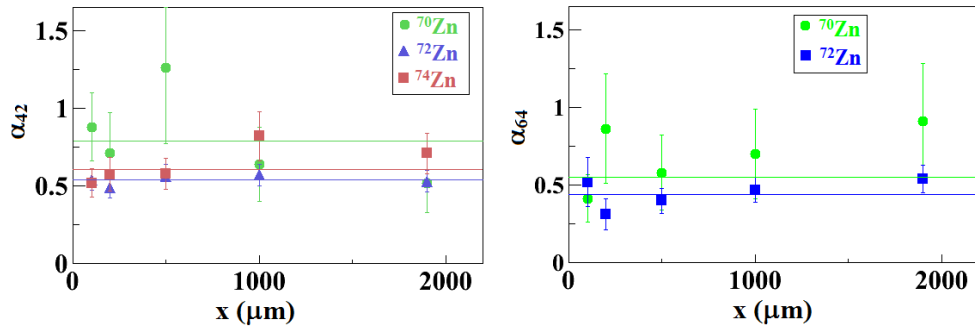


FIGURE 4.13 – Distribution des α_{ki} en fonction de la distance cible-dégradeur.

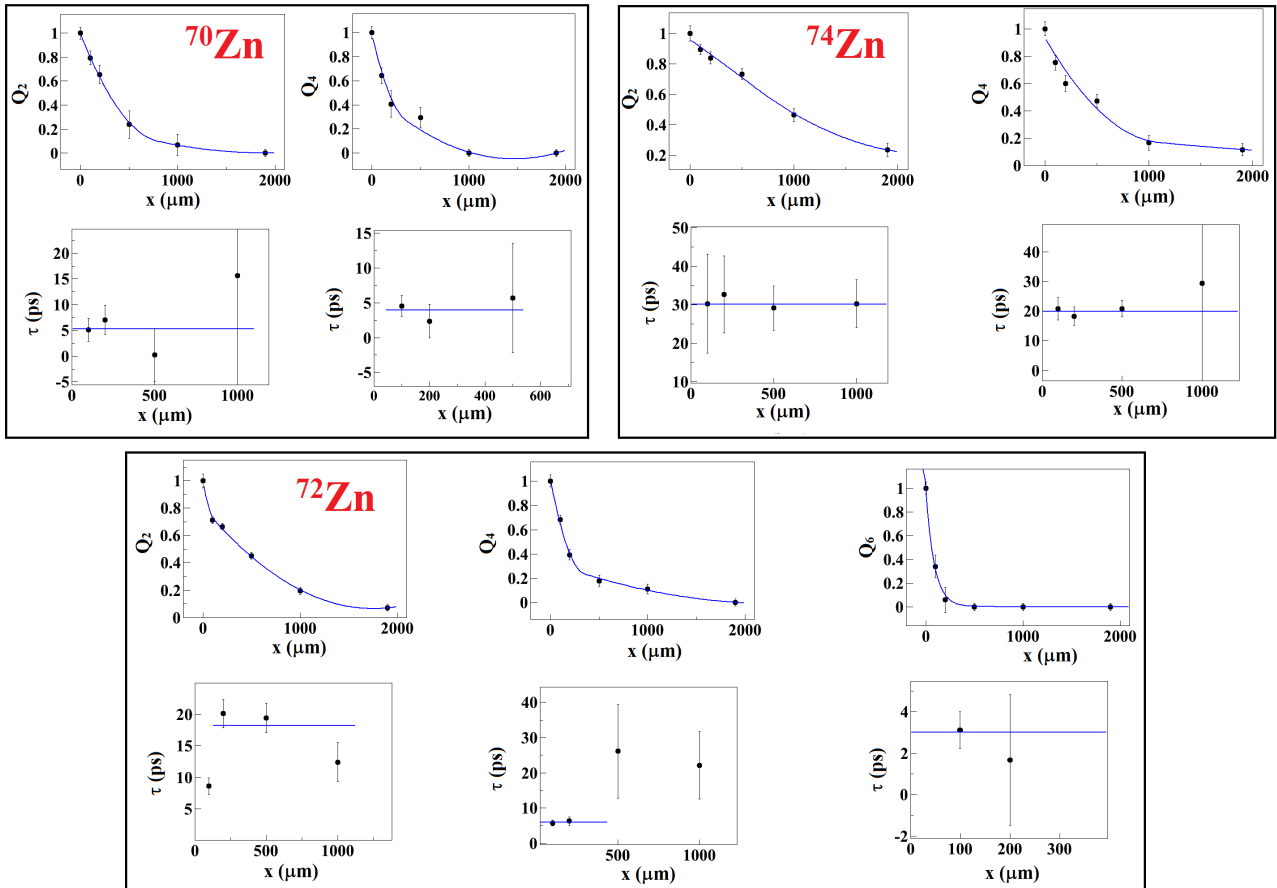


FIGURE 4.14 – Présentation des ajustements fins sur les différentes courbes de décroissance et temps de vie.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

5.1 Temps de vie des états excités pour $^{70,72,74}\text{Zn}$

5.1.1 Prise en compte de l'efficacité du démonstrateur AGATA

Pour l'instant, les intensités des pics n'ont pas été corrigées de l'efficacité de détection du démonstrateur AGATA. Celle-ci a été simulée [55] et les valeurs obtenues en fonction de l'énergie du photon détecté sont reportées au tableau 5.1. On corrige avec une multiplicité 2 puisque chaque état dont on détermine un temps de vie est au plus alimenté par un autre état (dans la plupart des cas). Les intensités calculées par les ajustements gaussiens sont donc à corriger de cette efficacité : $I^l \rightarrow \frac{I^l}{\varepsilon}$. Ceci n'a pas de conséquence sur le rapport Q des intensités des composantes lentes et rapides (en considérant que l'efficacité de détection est la même pour ces deux pics séparés en énergie par quelques keV). Par contre, $\alpha_{ki} = \frac{I_k^l + I_k^r}{I_i^l + I_i^r} \rightarrow \alpha_{ki} = \frac{I_k^l + I_k^r}{I_i^l + I_i^r} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_k}$ fait apparaître cette correction où $\varepsilon_{k(i)}$ est l'efficacité de détection du démonstrateur AGATA à l'énergie de la transition $k \rightarrow i$ ($i \rightarrow i - 1$). Mais cette correction n'a qu'une incidence faible sur les résultats du fait que les énergies des transitions sont proches. Par exemple, sans correction d'efficacité, le temps de vie moyen de l'état 2^+ du ^{72}Zn est 18.2 ps, soit une variation de 3% par rapport à la valeur donnée au tableau 5.2.

TABLE 5.1 – Efficacité simulée du démonstrateur AGATA dans nos conditions expérimentales (4 clusters, éloignement de 18 cm par rapport à la cible) pour différentes énergies.

E (keV)	ε (multiplicité 2)
500	1.43%
600	1.18%
700	1.11%
800	1.08%
900	1.05%
1000	1.02%
1100	0.98%

TABLE 5.2 – Temps de vie et valeurs des $B(E2; \downarrow)$ pour les isotopes $^{70,72,74}\text{Zn}$

^{70}Zn	τ (ps)	B(E2) down ($e^2\text{fm}^4$)
$2^+ \rightarrow 0^+ : 885 \text{ keV}$	5.3 ± 1.7	286^{+131}_{-68}
$4^+ \rightarrow 2^+ : 902 \text{ keV}$	$2.9^{+1.3}_{-1.6}$	475^{+584}_{-147}
^{72}Zn	τ (ps)	B(E2) down ($e^2\text{fm}^4$)
$2^+ \rightarrow 0^+ : 653 \text{ keV}$	17.6 ± 1.4	392^{+34}_{-29}
$4^+ \rightarrow 2^+ : 847 \text{ keV}$	$5.2^{+0.8}_{-0.7}$	361^{+57}_{-47}
$6^+ \rightarrow 4^+ : 1153 \text{ keV}$	3.0 ± 0.9	134^{+57}_{-31}
^{74}Zn	τ (ps)	B(E2) ($e^2\text{fm}^4$)
$2^+ \rightarrow 0^+ : 606 \text{ keV}$	28.5 ± 3.6	352^{+50}_{-39}
$4^+ \rightarrow 2^+ : 813 \text{ keV}$	$20.0^{+1.8}_{-5.2}$	116^{+32}_{-10}

5.1.2 Détermination des temps de vie

Les erreurs sur chaque temps de vie $\tau_i(x)$ calculé pour une distance cible/dégradeur proviennent :

- de l’erreur sur la détermination de l’intensité des pics donnée par un ajustement gaussien avec un bruit de fond plat (erreur statistique) ;
- de l’erreur associée aux constantes α_{k_i} déterminées comme la moyenne des données expérimentales ($\sim 5\text{-}15\%$) ;
- de l’incertitude sur la vitesse des éjectiles en sortie de cible ($\sim 3\%$) ;
- et de l’erreur associée à l’ajustement de la *decay curve* qui se répercute sur le calcul de la dérivé $\frac{dQ}{dx}$.

Au final, l’erreur sur $\tau_i(x)$ est calculée comme étant la somme quadratique des ces différentes sources d’erreurs non corrélées. On n’a pas pris en compte l’erreur sur la mesure de la distance cible-dégradeur puisque celle-ci est négligeable ($<0.6\%$).

Les temps de vie finaux reportés dans le Tab.5.2 sont les moyennes des $\tau_i(x)$ faites sur une partie des distances seulement (voir Fig.4.14). On exclut en effet certaines valeurs qui ne sont pas pertinentes *ie* qui sont hors de la région de sensibilité de la méthode. Les valeurs des $B(E2; \downarrow)$ déduits des temps de vie par la formule 5.2 sont aussi données dans le tableau.

5.1.2.1 Cas du ^{70}Zn

Sur les 5 (ou 6) états identifiés dans le ^{70}Zn , seulement les états 2_1^+ , 4_1^+ et 6_1^+ présentent des composantes lentes pour au moins une distance cible/dégradeur avec lesquelles il est possible d’extraire un temps de vie. Malheureusement la contribution de la décroissance $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ est difficile à évaluer (voir Fig.4.11) et il n’a pas été possible d’extraire un temps de vie pour cet état. Pour le calcul de τ_2 et τ_4 , la soustraction de l’alimentation ne se fait que pour les états supérieurs repérés dans les spectres en énergie établis au §4.3.4. Du fait que la réaction n’a pas été optimisée pour produire cet isotope stable, l’erreur statistique est assez importante pour le calcul des temps de vie. A cela s’ajoute le fait que les distances cible-dégradeur n’ont pas été choisies pour mesurer des temps de vie de l’ordre de quelques picosecondes mais plus de l’ordre

de la dizaine de picosecondes. Pour le τ_4 , l'erreur devient très importante, notamment à cause de la méconnaissance du temps de vie de l'état 5^- .

5.1.2.2 Cas du ^{72}Zn

La réaction profondément inélastique a permis de peupler les états de la bande yrast jusqu'au spin 10. Mais comme dans le cas du ^{70}Zn , seulement les états 2_1^+ , 4_1^+ et 6_1^+ présentent une composante lente. La transition $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ est quant à elle noyée dans le bruit de fond, et il n'est pas possible de savoir si elle possède une composante lente. Pour le calcul de τ_6 on a choisi d'ajuster la *decay curve* par une fonction exponentielle n'ayant au mieux que deux distances pour lesquelles $Q_6(x) \neq 0$. Ceci implique implicitement que l'on ne considère pas d'alimentation par un état supérieur, ce dont on ne peut être certain. La valeur donnée au Tab.5.2 doit donc être vue comme une borne supérieure pour le temps de vie de l'état 6_1^+ . De même que pour ^{70}Zn , on soustrait les contributions des alimentations par les états supérieurs dans les calculs de τ_2 et τ_4 (indiqués par le schéma de niveaux de la Fig.4.7).

5.1.2.3 Cas du ^{74}Zn

Pour cet isotope, les états 2_1^+ et 4_1^+ présentent une évolution de leur composante lente dont on peut extraire un temps de vie. La transition $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ n'est visible que sous sa composante rapide (quelque soit la distance cible-dégradeur pour laquelle est construite la distribution en énergie). Il n'y a donc pas a priori d'alimentation à prendre en compte dans le calcul de τ_4 . Cependant, comme pour les deux autres isotopes de zinc, un état hors de la bande yrast a été peuplé, il est envisageable qu'un état non encore observé dans d'autres expériences décroissant vers l'état 4_1^+ ait été peuplé et que l'intensité de cette transition soit de l'ordre d'une fluctuation statistique. Pour donner une valeur minimale au temps de vie τ_4 , l'alimentation par ce potentiel état non observé est pris en compte : (i) afin d'être compatible avec une fluctuation statistique $\alpha_{inconnu,4} = 0.1$ (ce qui est du même ordre que les $\alpha_{5,4} \sim 0.07$ obtenus pour les isotopes $^{70,72}\text{Zn}$); (ii) le temps de vie de cet état non observé est pris très long pour envisager le pire des scénarios, ce qui est équivalent à prendre $Q_{inconnu}(x) = 1$ pour tout x . Pour ce cas particulier, la valeur moyenne de 20 ps est obtenue lorsque l'alimentation par un état supérieur non observé n'est pas pris en compte. Cette approche implique que la valeur minimale est plus basse que la valeur à $\pm 1\sigma$ (erreur statistique) comme dans le cas des autres calculs de temps de vie.

5.1.3 Recherche d'une erreur systématique

Une erreur systématique peut être rencontrée dans ce type d'analyse où la statistique obtenue est trop faible pour permettre de travailler en coïncidence $\gamma - \gamma$. En effet, le calcul de τ repose sur la bonne soustraction des alimentations et il n'est pas possible d'exclure totalement la présence d'un état décroissant vers l'état dont on mesure le temps de vie par une transition non visible dans le spectre γ et qui influencerait fortement le temps de vie de l'état sur lequel il décroît [56, 57]. Néanmoins, il est possible de faire quelques tests pour s'assurer que toutes les

alimentations par des niveaux d'énergie supérieures ont bien été soustraites. Le premier consiste à vérifier que le temps de vie obtenu pour un état ne dépend pas de la distance cible-dégradeur [53]. Au vu des barres d'erreur assez importantes que l'on obtient, il est difficile de se prononcer sur une quelconque tendance dans les données (voir Fig.4.14). La deuxième méthode est de faire des coupures sur l'énergie cinétique du résidu (calculée comme étant la somme des énergies déposées dans les chambres d'ionisations de PRISMA) et de regarder les distributions en énergies des photons γ correspondantes [56, 57]. Il est ainsi possible de supprimer dans ces nouveaux spectres certains états excités. Pour le ^{72}Zn , la statistique est suffisante pour faire cette étude et les coupures successives permettent de supprimer les états 6_1^+ puis le 4_1^+ (voir Fig.5.1). En reprenant l'analyse précédente pour ces nouveaux spectres, les temps de vie trouvés restent en accord avec les valeurs précédentes. Par contre, il n'est pas possible de faire cette même analyse pour les $^{70,74}\text{Zn}$ du fait de la statistique trop faible.

5.2 Discussion

5.2.1 Comparaison aux autres données expérimentales

Plusieurs autres expériences de mesures de temps de vie (par les méthodes RDDS ou DSAM) ou d'excitation coulombienne ont été réalisées pour déterminer les valeurs de $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ et $B(E2 : 4^+ \rightarrow 2^+)$. Celles-ci sont regroupées au tableau 5.3 dans lequel les valeurs indiquées en gras sont celles qui servent à produire les systématiques des probabilités de transition de référence (points noirs de la Fig. 5.2). Sur cette même figure, les points rouges sont les résultats de notre étude.

La comparaison entre les deux séries de données pour la systématique des $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ montre un bon accord, avec toutefois un maximum présent plus à $N = 42$ que $N = 44$. Ce fait rejoint celui établi récemment par une autre expérience de temps de vie faite au GANIL [30] qui a conclu à un maximum de collectivité à $N = 42$ comme dans les cas des éléments plus lourds de germanium et sélénium.

Le point le plus intéressant est donné par la comparaison des valeurs des deux séries de données de $B(E2 : 4^+ \rightarrow 2^+)$. Celle-ci montre une différence d'un facteur 5 entre les valeurs obtenues à $N = 44$. Les nouvelles semblent aussi être plus basses même si la valeur obtenue pour le ^{70}Zn est trop imprécise pour que la comparaison avec la valeur de Mûcher [62] ait un sens. Cette grande barre d'erreur est en partie liée au fait que la réaction n'a pas été optimisée pour produire des zinc stables mais surtout au fait qu'on soustrait l'alimentation de l'état 5^- dont l'incertitude sur le temps de vie influe fortement sur la valeur $\tau_{4_1^+}$. Comme il existe aussi des interrogations quant à l'exactitude de la valeur trouvée par Mûcher¹, une expérience dédiée d'excitation coulombienne sera réalisée à l'automne pour obtenir la valeur de $\tau_{4_1^+}$ avec une précision raisonnable

1. la valeur de τ_4 a été extraite en supposant une valeur de $\tau_{2_1^+} = 5.3$ ps qui est une valeur un peu plus élevée que la moyenne des autres temps vie déduits d'expériences d'excitation coulombienne. De plus, sur les différents temps de vie mesurés dans cette expérience, seulement $\tau_{2_2^+}$ possède un point de comparaison ($\tau_{2_2^+} = 0.35_{-0.17}^{+0.35}$), mais n'a pu être reproduit ($\tau_{2_2^+} = 1.9(3)$).

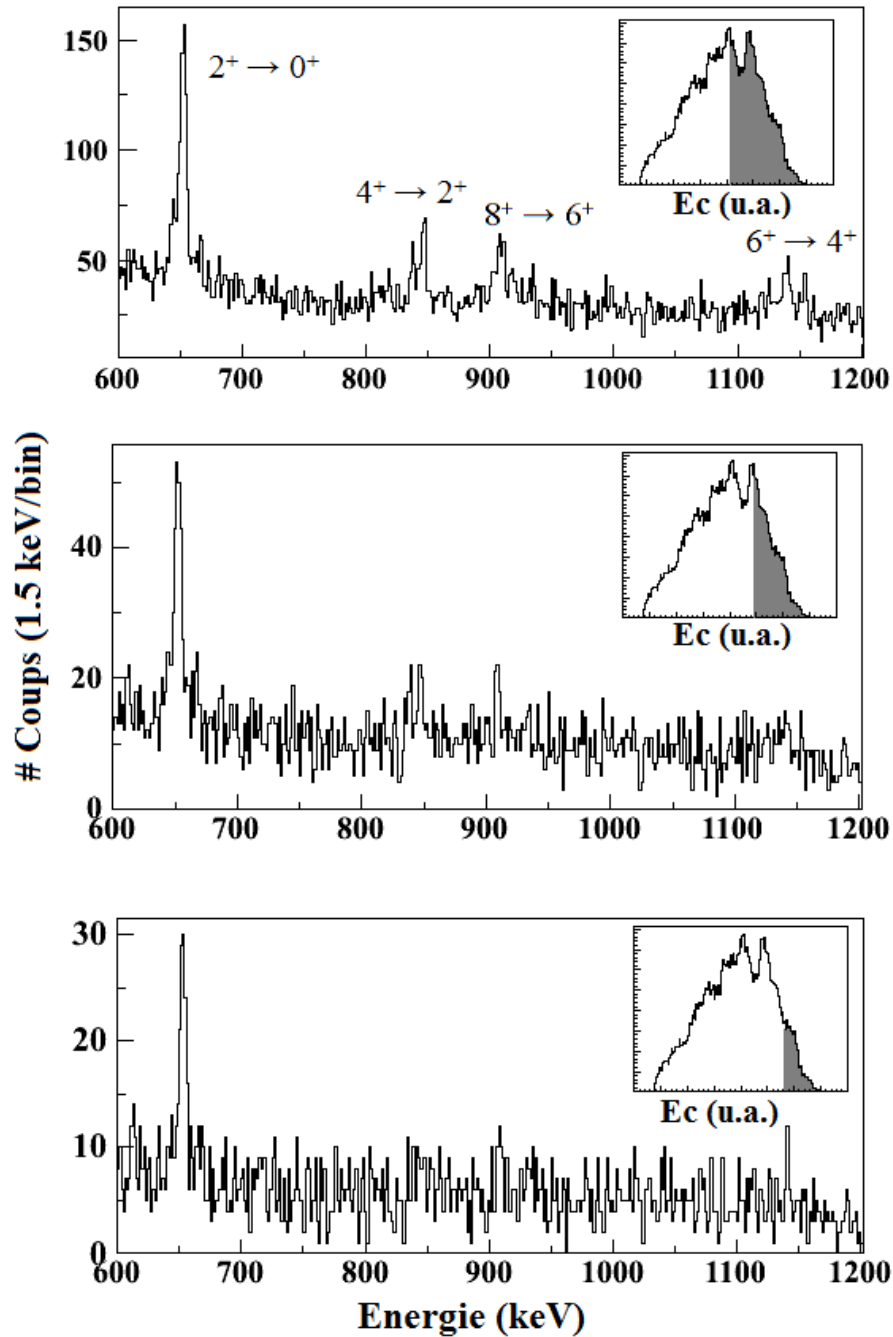


FIGURE 5.1 – Distributions en énergie γ corrigée Doppler, centrées sur les transitions $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$ et $8^+ \rightarrow 6^+$ du ^{72}Zn pour différentes sélections en énergie cinétique E_c (zone grisée dans l'encadré).

entre 5-10%.

Pour le moment ce désaccord n'est pas expliqué. Des tests ont été faits pour s'assurer de la bonne prise en compte de l'alimentation par des états supérieurs dans le calcul des τ_4 . Dans le cas où un état non observé alimenterait l'état 4^+ , celui-ci devrait fortement peupler le 4^+ et peu/pas le 2^+ puisque les valeurs de $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ déduits des temps de vie sont en accord avec les données des expériences précédentes. Comme les spectres γ ne présentent pas d'autres raies que celles mentionnées précédemment, deux possibilités peuvent être envisagées. La pre-

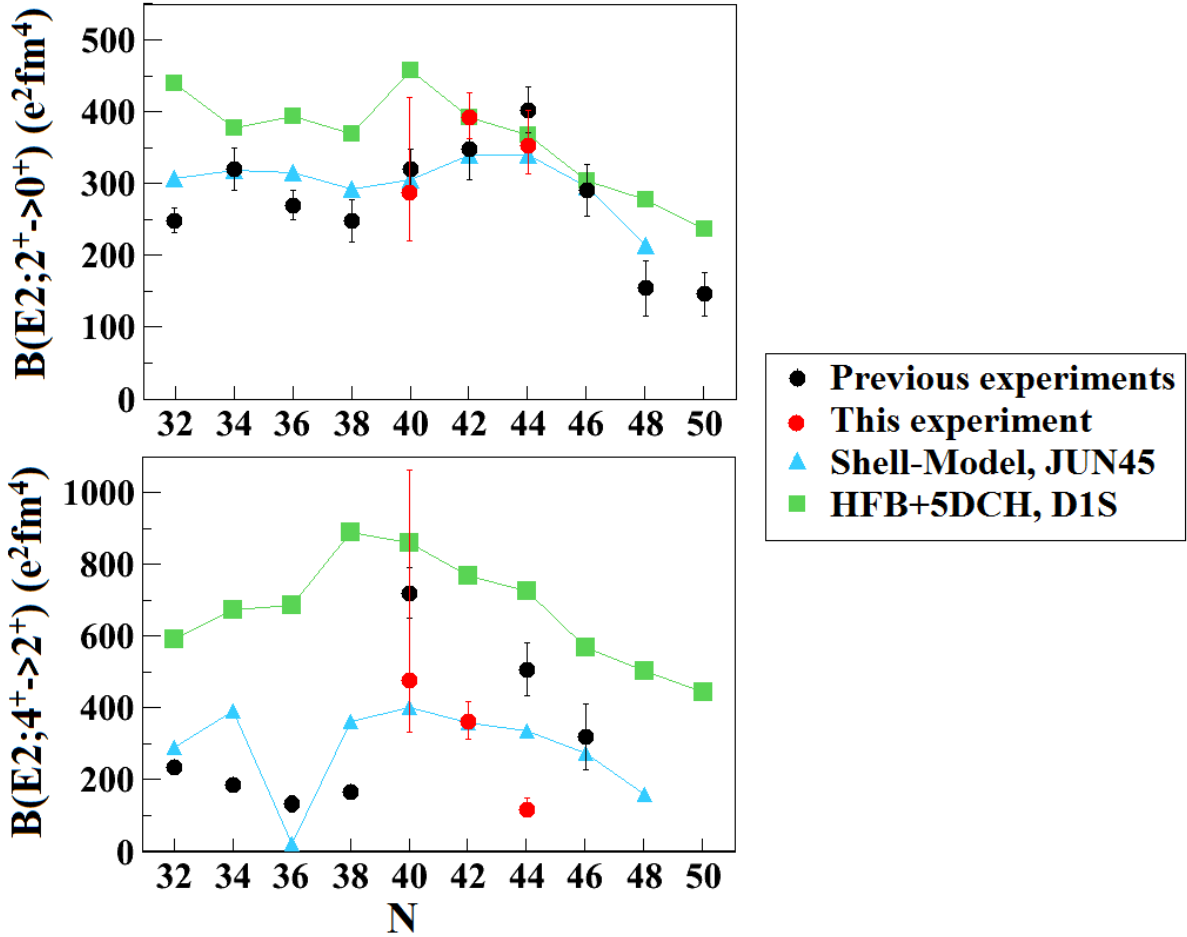


FIGURE 5.2 – Systématiques des $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ (en haut) et $B(E2 : 4^+ \rightarrow 2^+)$ (en bas) pour les isotopes de zinc de $N = 32$ à 50 . Les valeurs trouvées par notre analyse (en rouge) sont superposées aux valeurs expérimentales existantes (en noir). Elles sont comparées aux calculs modèle en couches utilisant l’interaction JUN45 (en bleu) et aux calculs HFB+5DCH utilisant l’interaction de Gogny D1S (en vert).

mière est que l’état soit juste au dessus de l’état 4^+ pour les trois isotopes de zinc pour avoir une transition < 50 keV, énergie non résolue par AGATA. Dans cette hypothèse il faut que ces 3 états n’aient jamais été vus dans les autres expériences, même pour le ^{70}Zn stable dont la spectroscopie a été abondamment étudiée, ce qui rend cette hypothèse peu probable et qui n’a pas été considérée dans l’analyse. La deuxième possibilité est que l’état ait été très faiblement peuplé par la réaction profondément inélastique de façon à ce que l’intensité de la transition vers l’état 4^+ soit non différenciable d’une fluctuation statistique. Comme présenté au § 5.1.2.3, cet effet a déjà été pris en compte pour le ^{74}Zn et ne permet pas de réduire suffisamment le temps de vie de l’état 4^+ pour retomber sur la valeur tirée de l’expérience de J. Van de Walle [31]. De plus d’autres méthodes, comme la détermination du temps de vie suivant différentes coupures en énergie d’excitation dans laquelle le résidu est peuplé, ont été envisagées mais n’ont pas conclu à un changement dans les valeurs des $B(E2)$.

Jusqu’à maintenant le désaccord important entre la valeur de $B(E2 : 4^+ \rightarrow 2^+)$ issue de l’analyse RDDS et celle issue de l’expérience d’excitation coulombienne n’a pas été expliqué. Tout

TABLE 5.3 – Valeurs de $B(E2)_{\downarrow}$ de référence. Les valeurs mises en gras sont celles reportées dans la systématique de la Fig.5.2. La méthode utilisée pour extraire les valeurs de $B(E2)$ est aussi indiquée. Dans le cas des $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ pour les isotopes stables ($N = 32$ à 40), les valeurs sont les moyennes sur les divers résultats expérimentaux disponibles dans la littérature [58].

		$B(E2)_{\downarrow}$ ($e^2\text{fm}^4$)
^{62}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	248±18
	$4^+ \rightarrow 2^+$	239±20 (DSAM) [59]
^{64}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	320±30
	$4^+ \rightarrow 2^+$	185±7 (DSAM) [60]
^{66}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	270±20
	$4^+ \rightarrow 2^+$	133±24 (DSAM) [61]
^{68}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	248±30
	$4^+ \rightarrow 2^+$	166±9 (DSAM) [60]
^{70}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	320±28
	$4^+ \rightarrow 2^+$	719±76 (DSAM) [62]
^{72}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	348±42 (coulex) [63]; 385±39 (RDDS) [30]
^{74}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	408±30 (coulex) [64]; 402±32 (coulex) [65]; 370±33 (RDDS) [30]
	$4^+ \rightarrow 2^+$	507±74 (coulex) [65]
^{76}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	290±36 (coulex) [65]
	$4^+ \rightarrow 2^+$	320±91 (coulex) [65]
^{78}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	154±30 (coulex) [65]
^{80}Zn	$2^+ \rightarrow 0^+$	146±30 (coulex) [65]

semble indiquer un problème dans les données d'une des deux expériences. Il ne nous a pas semblé raisonnable de déduire une quelconque forme pour le noyau de ^{74}Zn en se basant sur la comparaison des données de l'expérience d'excitation coulombienne (dépendance entre la probabilité de transition et le moment quadrupolaire du noyau) avec la valeur de la probabilité de transition obtenue par mesure de temps de vie.

5.2.2 Comparaison aux calculs théoriques

Deux approches théoriques ont été utilisées pour être comparées aux valeurs expérimentales des probabilités de transition des zinc :

1. des calculs au-delà du champ moyen ont été effectués avec l'interaction de Gogny D1S [17] dans le formalisme de la coordonnée génératrice à cinq dimensions (HFB+5DCH,D1S) [18]. Ces calculs se sont montrés très pertinents pour comprendre les phénomènes de coexistence de formes [66] ou la collectivité autour de $N = 40$ [33, 67].
2. des calculs modèle en couches utilisant un coeur de ^{56}Ni , l'espace de valence $fp_{g9/2}$, l'interaction effective JUN45 dont les paramètres ont été ajustés sur les noyaux de masse $A = 69$ à 96 [27] et les charges effectives proton $e_{\pi} = 1.5$ et neutron $e_{\nu} = 1.1$ pour prendre en compte la polarisation du coeur [64].

Ces prédictions ont été reportées sur la Fig.5.2 en vert (HFB+5DCH,D1S) et en bleu (modèle en couches). Sur la Fig.5.3 les calculs des niveaux d'énergie des états excités 2^+ et 4^+ ainsi que leur rapport est aussi montré pour ces deux modèles.

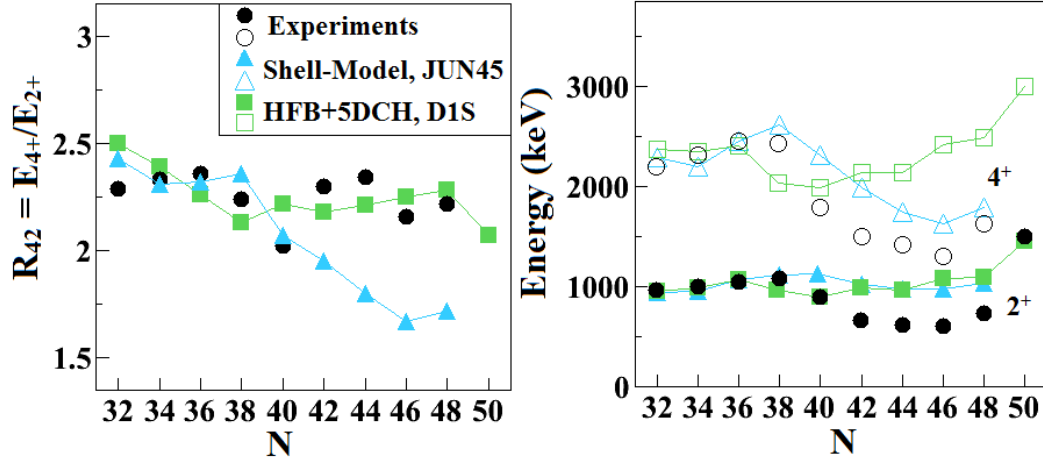


FIGURE 5.3 – (Droite) Systématiques pour les isotopes de zinc de $N = 32$ à 50 des niveaux d'énergie des états 2_1^+ et 4_1^+ expérimentaux (cercle noir plein et vide resp.) comparées aux calculs modèle en couches utilisant l'interaction JUN45 (triangle bleu) et les calculs HFB+5DCH utilisant l'interaction de Gogny D1S (carré vert). (Gauche) Rapport R_{42} des niveaux d'énergie entre les états 4^+ et 2^+ pour les isotopes de zinc comparé aux deux calculs théoriques, JUN45 (triangle bleu) et HFB+5DCH (carré vert).

Les calculs au-delà du champ moyen surestiment la plupart des valeurs de $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ d'environ 30% pour $N = 32$ à 50 . Les $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ sont quant à eux prédits 2 à 3 fois plus grands que les valeurs expérimentales. Les énergies des états excités sont correctes dans le cas des zinc stables, mais les prédictions décrochent à partir de $N = 42$. On peut tout de même noter que la systématique du rapport $R_{42} = E_{4^+}/E_{2^+}$ est bien reproduite. Ces différentes considérations peuvent indiquer que, dû à la proximité de la fermeture de couche en proton $Z = 28$, les degrés de liberté utilisés dans cette approche ne sont pas appropriés pour décrire le comportement des isotopes de zinc. Bien qu'il soit à noter que l'augmentation de collectivité dans les Fe ($Z = 26$) est convenablement reproduite par ce modèle (voir Fig.2.7).

Concernant les calculs modèle en couches, les $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ sont en accord avec les valeurs expérimentales. Ça n'est pas le cas des $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ (bien que les valeurs soient plus proches que les prédictions HFB+5DCH) ni le cas des niveaux d'énergie pour les états 2^+ et 4^+ . Le rapport des deux est d'ailleurs d'autant plus différent de l'expérience que l'on s'approche de $N = 50$. D'autres calculs avec le même coeur mais pour une interaction plus adaptée aux masses autour de $N = 40$ [68] (les paramètres de l'interaction jj44b sont ajustés sur les éléments Ni et Cu ainsi que sur les isotones $N = 50$) ont été réalisés mais ne montrent pas d'amélioration tant au niveau des énergies d'excitation que des valeurs de probabilités de transition. Ces divergences avec l'expérience peuvent venir du choix du coeur utilisé dans les calculs [28] et qui a déjà montré ses limites d'utilisation dans les Cu. Des calculs utilisant l'interaction LPNS [23], un coeur de ^{48}Ca , et un espace de valence incluant la $d_{5/2}$ ont été réalisés et montrent un bon accord pour les probabilités de transition $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ et les énergies des premiers états 2^+ pour les isotopes de zinc [69] (voir Fig.5.4). Malheureusement, le calcul effectué pour le ^{74}Zn donne une valeur $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ plus grande que celle obtenue avec le coeur de ^{56}Ni , ce qui

n'est pas forcément surprenant comme l'espace de valence a été agrandi permettant ainsi une plus grande variété d'excitations.

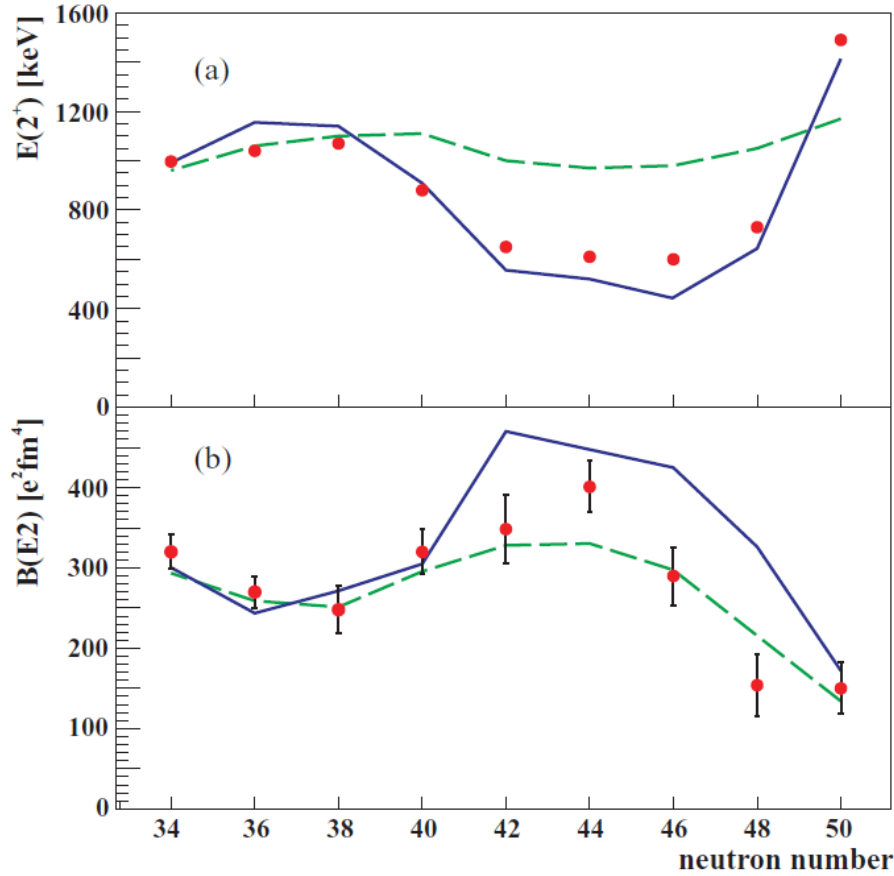


FIGURE 5.4 – Systématiques des énergies des premiers états excités 2^+ (a) et des probabilités de transition $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ (b) pour les isotopes de zinc de $N = 34$ à 50 . Les valeurs expérimentales (cercle rouge) sont comparées à deux calculs modèle en couches, le premier (tiré vert) utilise l'interaction JUN45 ($e_\pi = 1.5$ et $e_\nu = 1.1$) et le second (ligne bleue) l'interaction LPNS ($e_\pi = 1.5$ et $e_\nu = 0.5$). Ces figures sont extraites de [69].

En conclusion, aucun des modèles envisagés ici n'est en mesure de reproduire les valeurs des $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$, et notamment la chute à $N = 40$, indiquant que l'état 4^+ n'est peut-être pas collectif. Pour comprendre un peu plus ce comportement, le rapport $B_{42} = \frac{B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)}$ a été calculé pour les zinc. On s'attend à un rapport supérieur à 1 pour des excitations collectives : $B_{42} = 2$ pour la vibration et $B_{42} = 1.4$ pour la rotation. Le rapport est égal ou inférieur à 1 dans le cas de noyaux proches des fermetures de couches où la séniorité est un bon nombre quantique (voir Fig.5.6 c). La séniorité étant par définition le plus petit nombre ν de nucléons non appariés dans une configuration j^n nécessaire pour former le spin J ($\nu \leq n$). Pour une transition $\Delta\nu = 2$, $B(E2) \propto f(1-f)$ avec $f = \frac{n}{2j+1}$ la fraction de remplissage de la couche j [73]. Pour une transition où $\Delta\nu = 2$, les probabilités de transition ont donc une forme parabolique en fonction de f avec un maximum en milieu de couche comme le montre la Fig.5.6 a). Au contraire pour des transitions où $\Delta\nu = 0$ ($J \geq 4$), les probabilités de transition sont minimales en milieu de couche

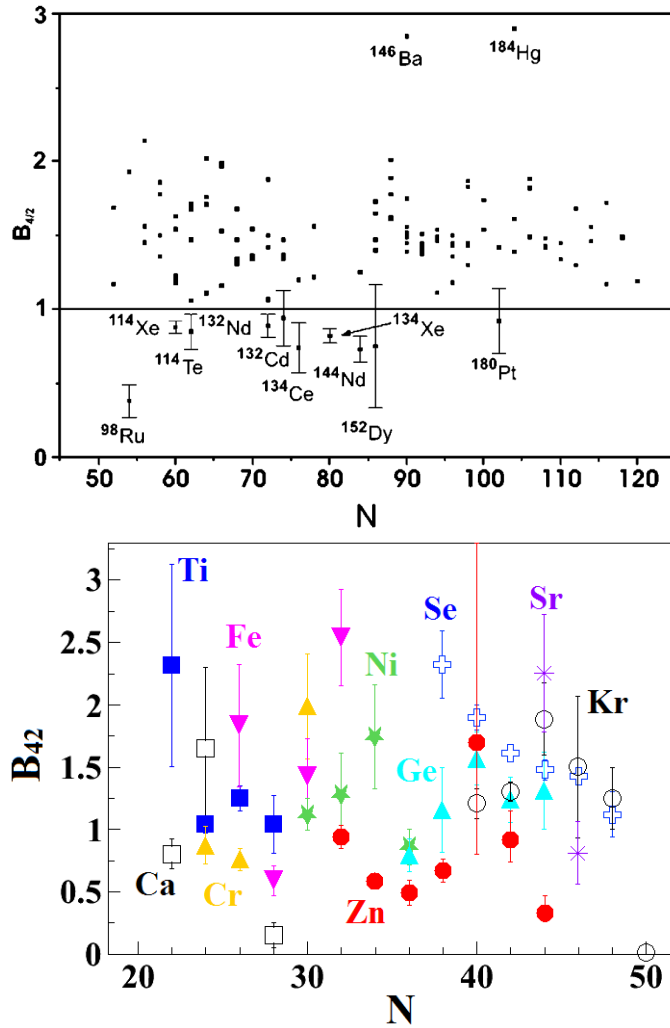


FIGURE 5.5 – Rapport des probabilités de transition B_{42} pour des noyaux avec $80 > Z > 40$ (haut, tirée de [70]) et pour les noyaux autour des isotopes de Zn (bas).

(voir Fig.5.6 b)). Si la séniorité est respectée alors le rapport $B_{42} = \frac{B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+), \Delta\nu = 0}{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+), \Delta\nu = 2}$ est inférieur a 1 en milieu de couche. Mais ce comportement n'est pas observé pour les zinc (voir la systématique des $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ à la Fig.5.2.

Très peu de noyaux (non magiques) ont été trouvés avec un rapport “anormal” i.e. inférieur à l'unité comme le montre la Fig.5.5 tirée de l'article [70]. Certaines valeurs sont d'ailleurs dues à des mesures erronées [71, 72]. Les rapports B_{42} trouvés pour les noyaux plus légers (avec $N = 20$ à 50) montrent que dans cette région de masse les isotopes de zinc possèdent des valeurs de $B_{42} < 1$ et ce pour l'ensemble des isotopes (si on omet le ^{70}Zn dont la barre d'erreur gigantesque rend la comparaison sans intérêt). Bien que le rapport des énergies E_{42} semblait indiquer des comportements collectifs de vibration ($E_{42} \sim 2.3$), le rapport des probabilités de transition penche pour moins de collectivité.

Néanmoins, il semble nécessaire de remesurer le temps de vie élevé trouvé pour l'état 4^+ du ^{74}Zn (avec une analyse en γ - γ , seul moyen de s'affranchir du biais des mesures de RDDS, à

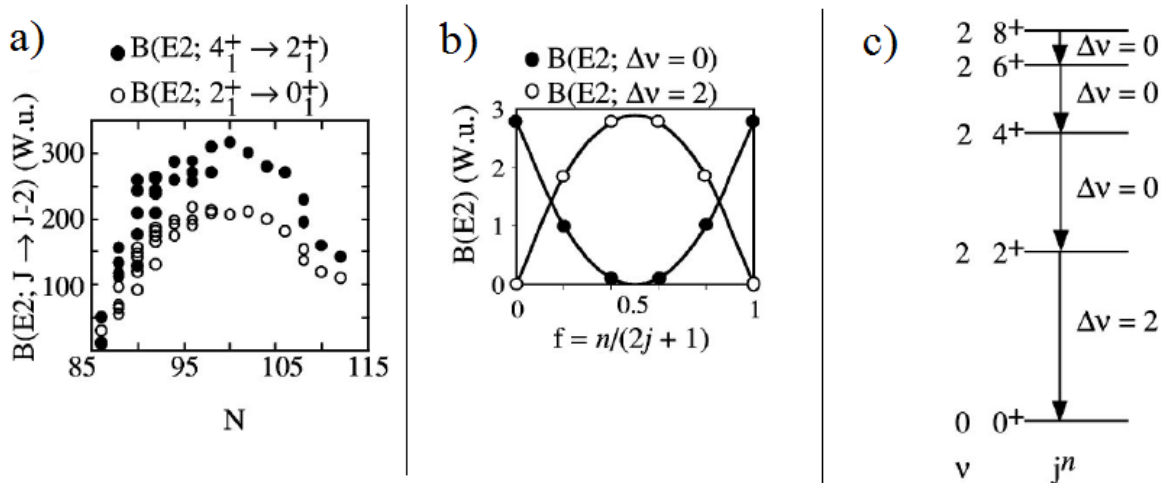


FIGURE 5.6 – a) Valeurs expérimentales de $B(E2; 2^+ \rightarrow 4^+)$ et $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ pour des noyaux dont $62 \leq Z \leq 74$. b) Valeurs calculées de $B(E2)$ pour $\Delta\nu = 0$ et 2 en fonction de f . c) Illustration d'un schéma de niveaux pour un noyau où la séniorité est conservée. Figure extraite de [73].

savoir l'alimentation par des états supérieurs en énergie) et continuer la systématique pour les isotopes plus riches en neutrons afin de voir si le comportement reste le même.

Deuxième partie

Etude du mécanisme de réaction d'arrachage d'un nucléon

Chapitre 6

Etudier la structure du noyau par les réactions directes

6.1 Détermination des facteurs spectroscopiques

Les réactions directes tel l'arrachage ou le transfert d'un nucléon se sont révélées être des outils très utiles dans la compréhension de la structure du noyau [74, 75, 76]. Pour ce type de réactions, la section efficace pour peupler le résidu de masse $A \pm 1$ dans un état I^π s'écrit [76] :

$$\sigma(I^\pi) = \sum_j C^2 S^\pm(I^\pi, nlj) \times \sigma_{sp}(S_n, nlj) \quad (6.1)$$

avec $C^2 S^\pm$ le facteur spectroscopique associé au nucléon ajouté/enlevé sur une orbitale définie par ses nombres quantiques $\alpha = (nlj)$, et σ_{sp} la probabilité d'enlever un nucléon de nombre quantique (nlj) qui dépend de l'énergie de séparation du nucléon S_n .

Le facteur spectroscopique est défini comme le carré de la norme du recouvrement entre la fonction d'onde initiale du noyau à A nucléons dans son état fondamental (par exemple) $|\psi_0^A\rangle$ et la fonction d'onde dans l'état final k du résidu à $A \pm 1$ nucléons $|\psi_k^{A \pm 1}\rangle$ à laquelle a été appliqué l'opérateur d'annihilation (création) $a_\alpha^{(\dagger)}$. Dans le cas où un nucléon est enlevé [77] :

$$S_{k,\alpha}^- = |\langle \psi_k^{A-1} | a_\alpha | \psi_0^A \rangle|^2 \quad (6.2)$$

Le plus souvent on associe au facteur spectroscopique le coefficient de Clebsch-Gordan $C = \langle T_f T_{zf} t t_z | T_i T_{zi} \rangle$ qui prend en compte la différence possible d'isospin entre l'état initial et l'état final. Dans le modèle à particules indépendantes, modèle en couches sans corrélation, $S^+ = 0$ et $S^- = 2J + 1$ pour une couche remplie, où J est le moment angulaire total de l'orbitale dont le nucléon est enlevé. Comme S n'est pas invariant par transformation unitaire, ce n'est pas à proprement parler une observable [78]. On peut néanmoins comparer les facteurs spectroscopiques expérimentaux, déduits des rapports entre les sections efficaces expérimentales et les sections efficaces calculées dans le cadre d'un certain modèle théorique, si ce dernier est bien connu. Il est à noter qu'aujourd'hui, la structure nucléaire et le mécanisme de réaction ne sont pas traités au sein d'un même formalisme dans la plupart des cas. C'est aussi ce que nous avons effectué dans ce travail.

Des résultats expérimentaux pour la mesure de facteurs spectroscopiques ont été obtenus par réaction d'arrachage de proton pour des noyaux stables par diffusion d'électron ($e,e'p$). L'avantage de ces réactions vient du fait que le mécanisme de réaction de l'interaction électromagnétique est bien connu. Ils ont montré une diminution de la valeur expérimentale au voisinage du niveau de Fermi de l'ordre de 30 à 40% par rapport à la valeur attendue de $2J + 1$ (voir la systématique de la Fig.6.1). Cette réduction est liée aux corrélations à courte portée et aux couplages à des états collectifs hors de l'espace de valence qui ne sont pas pris en compte dans le modèle en couches à particules indépendantes [79].

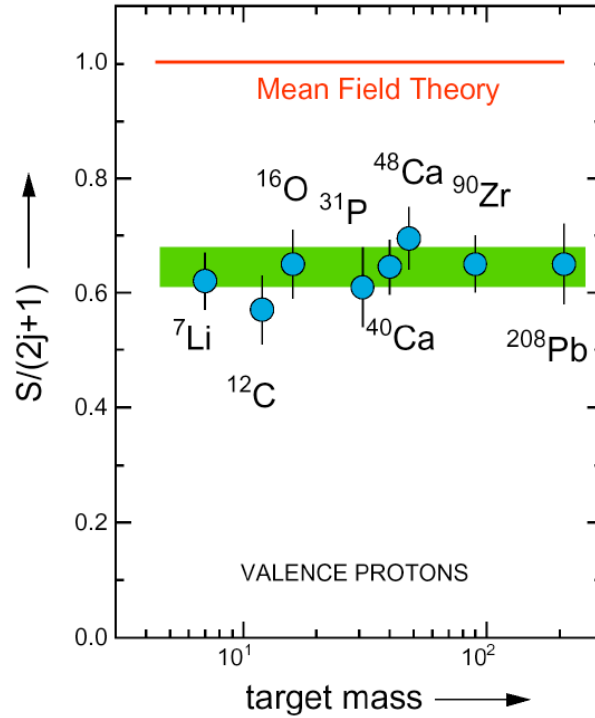


FIGURE 6.1 – Comparaison entre les facteurs spectroscopiques expérimentaux et calculés dans le modèle en couches à particules indépendantes ($2J + 1$, dans le cas d'une couche pleine). Les expériences ont été faites sur un grand nombre de noyaux stables. Cette figure est tirée de [79] et indique une réduction globale de 30 à 40% des valeurs expérimentales par rapport aux valeurs théoriques, montrant ainsi l'importance des corrélations dans l'occupation des couches.

6.2 Incompatibilité des résultats transfert/arrachage de nucléon

Pour étudier ces corrélations dans les noyaux exotiques, les réactions ($e,e'p$) ne sont pour le moment pas faisables expérimentalement. Des projets sont en cours pour construire des anneaux d'électrons comprenant un piège à ions constituant la "cible" de noyaux exotiques, comme le projet Self-Confining RI Ion Target (SCRIT) [80] à RIKEN, pour l'instant dédié à la diffusion élastique d'électron, ou comme le projet de collisionneur e^- /noyaux exotiques ELection-Ion Scattering in a Storage Ring (ELISE) à FAIR [81]. En attendant, d'autres moyens expérimentaux dont le transfert et les réactions d'arrachage de nucléons en cinématique inverse ont été très largement utilisés pour étudier la structure ou la spectroscopie des noyaux se trouvant hors de

la vallée de stabilité. Les réactions de transfert se font à faible énergie (de quelques MeV/u à quelques dizaines de MeV/u) sur cible de proton/deuton alors que les réactions de *knockout* impliquent des énergies plus élevées (de 50 MeV/u à plus d'un GeV/u) et des cibles légères telles le ^9Be ou le ^{12}C . Ce sont ces dernières réactions pour lesquelles le détail du formalisme de calcul des sections efficaces théoriques σ_{sp}^{th} sera abordé. Elles permettent d'extraire les facteurs spectroscopiques expérimentaux via le rapport de la section efficace expérimentale σ^{exp} sur la section efficace théorique $\sigma^{th} = C^2 S^{th} \sigma_{sp}^{th}$.

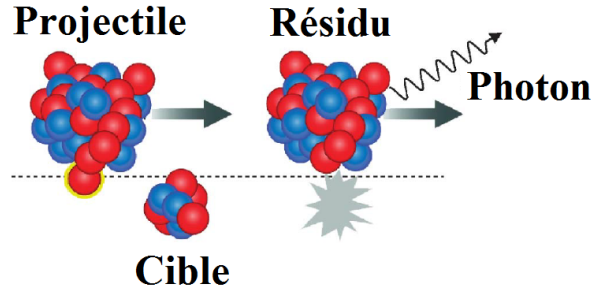


FIGURE 6.2 – Représentation schématique de l'arrachage d'un nucléon : un nucléon (à la périphérie du projectile) est éjecté à haute énergie par réaction avec une cible légère, les noyaux se déplaçant en ligne droite.

Pour les réactions d'arrachage d'un nucléon, les $C^2 S^{th}$ sont calculés à partir du modèle en couches utilisant par exemple l'interaction WBT [82] pour les noyaux de la couche sp et l'interaction USD [83] pour les noyaux de la couche sd. Les σ_{sp}^{th} peuvent quant à elles être calculées dans le cadre de l'approche dite "eikonal" ou "approximation de Glauber". Dans cette approche, le projectile de masse A est vu comme un noyau composé de A-1 nucléons formant le coeur plus un nucléon qui sera arraché lors de la réaction (voir Fig.6.2) et se déplace en ligne droite (hypothèse eikonale). Durant la collision, le coeur est considéré comme un spectateur et reste donc inerte (approximation soudaine). Cette hypothèse est justifiée tant que l'énergie du projectile est grande devant l'énergie de liaison des nucléons et que la réaction est rapide par rapport au temps de formation d'un noyau composé. La section efficace s'écrit dans ce formalisme (on utilise ici les notations de [84]) comme la somme d'une composante élastique σ_{sp}^{diff} et une d'absorption (dite de *stripping*) σ_{sp}^{str} :

$$\sigma_{sp}^{th} = \sigma_{sp}^{diff} + \sigma_{sp}^{str} \quad (6.3)$$

σ_{sp}^{diff} correspond à la dissociation entre le coeur et le nucléon via une diffusion élastique avec la cible. Dans ce cas, le nucléon est émis vers l'avant et possède la même vitesse que le faisceau ; la cible reste dans son état fondamental. σ_{sp}^{str} regroupe les événements pour lesquels le nucléon arraché a réagi avec la cible et l'a excitée. Pour le calcul de σ_{sp}^{th} , on néglige la contribution venant de la dissociation due à la diffusion coulombienne avec la cible puisque celle-ci est faible dans le cas d'une cible légère.

Ces deux composantes se calculent par l'intermédiaire des matrices S de diffusion :

$$\sigma_{sp}^{str} = \frac{1}{2J+1} \int d\vec{b} \sum_M \langle \phi_{JM}^c | (1 - |S_n|^2) |S_c|^2 | \phi_{JM}^c \rangle \quad (6.4)$$

$$et \quad \sigma_{sp}^{diff} = \frac{1}{2J+1} \int d\vec{b} \left[\sum_M \langle \phi_{JM}^c | (1 - S_c S_n)^2 | \phi_{JM}^c \rangle - \sum_{M,M'} |\langle \phi_{JM'}^c | (1 - S_c S_n)^2 | \phi_{JM}^c \rangle|^2 \right] \quad (6.5)$$

Les quantités S_c et S_n sont dépendantes du paramètre d'impact \vec{b} de la collision et sont calculées dans la limite de Glauber [85], ce qui donne par exemple pour la matrice de diffusion du système coeur-cible $S_c(\vec{b}) = e^{i\chi_c(\vec{b})}$ avec

$$\chi_c(\vec{b}) = - \int dz \int d\vec{r} \sigma_{NN}(E, \rho(\vec{r})) \rho_c(\vec{r}) \rho_T(|\vec{b} - \vec{r}|) \quad (6.6)$$

où la densité du coeur ρ_c et de la cible ρ_T sont calculées à partir de calcul Hartree-Fock utilisant l'interaction effective de Skyrme Sly4 à l'aide du code HFBrad et où z est l'axe de propagation du projectile. La section efficace nucléon-nucléon σ_{NN} est souvent prise nue (i.e. sans dépendance en densité) pour simplifier les calculs et amène une réduction sur la valeur de la section efficace d'arrache d'un nucléon de l'ordre de 10% en moyenne, mais peut atteindre 20% lorsque l'énergie du faisceau est autour de 50 MeV/u [86].

Les fonctions d'onde $|\phi_{JM}^c\rangle$ associées au noyau de masse A dans un état $c = I^\pi$ et de moment angulaire J (projection M), sont calculées dans des potentiels Woods Saxon dont la profondeur est ajustée afin de reproduire les énergies de séparation expérimentales du nucléon enlevé.

Le calcul de σ_{sp}^{str} s'interprète facilement en terme de probabilité : il revient à sommer sur tous les paramètres d'impacts la probabilité d'enlever un nucléon au noyau (absorption par la cible : $1 - |S_n|^2$) tout en laissant le résidu intact (diffusion élastique sur la cible : $|S_c|^2$).

Un article de A. Gade *et al.* [87] regroupe les différentes expériences d'arrachage de nucléons sur les noyaux exotiques, effectuées au NSCL à des énergies incidentes < 100 MeV/u. Il y est montré que le rapport $R_s = \frac{\sigma^{exp}}{\sigma^{th}}$ entre les sections efficaces expérimentales et théoriques a une dépendance en fonction de la différence en énergie de séparation d'un proton et d'un neutron $\Delta S = \epsilon(S_n - S_p)$ où $\epsilon = +1(-1)$ pour l'arrachage d'un neutron (proton). On a reporté la systématique de A. Gade *et al.* sur la Fig.6.3. Pour les noyaux stables ($\Delta S \sim 0$ MeV), le rapport présente une réduction de 40%, compatible avec la réduction observée lors des expériences (e,e'p). Mais dans le cas d'arrachage de nucléons très liés ($\Delta S \sim 10/20$ MeV) les sections efficaces théoriques sont systématiquement plus grandes que l'expérience, et cet écart est d'autant plus important que ΔS augmente. Bien que cet effet ne soit toujours pas compris, une première interprétation en terme de corrélations est avancée. Celles-ci s'avèreraient être beaucoup plus fortes pour des nucléons très liés que pour les nucléons peu liés et proches de la surface de Fermi. On peut toutefois noter que pour les plomb, les facteurs spectroscopiques extraits par réaction (e,e'p) pour des protons très liés ne semblent pas indiquer que ces nucléons subissent plus de corrélation que ceux à la surface de Fermi [88]. Dans cette interprétation, c'est le calcul de l'occupation des couches par les modèles de structure qui est à revoir. Des calculs ab initio, prenant en compte le couplage au continuum, ont permis de reproduire en partie cette réduction pour la chaîne isotopique de l'oxygène comme le montre la Fig.6.3, extraite de [89]. Néanmoins, cette

baisse n'est que limitée puisque le facteur spectroscopique le plus bas calculé est autour de 0.5 et pour l' ^{28}O , prédit lié par cette approche (qui ne tient pas compte de l'interaction à 3 corps), contrairement aux observations expérimentales.

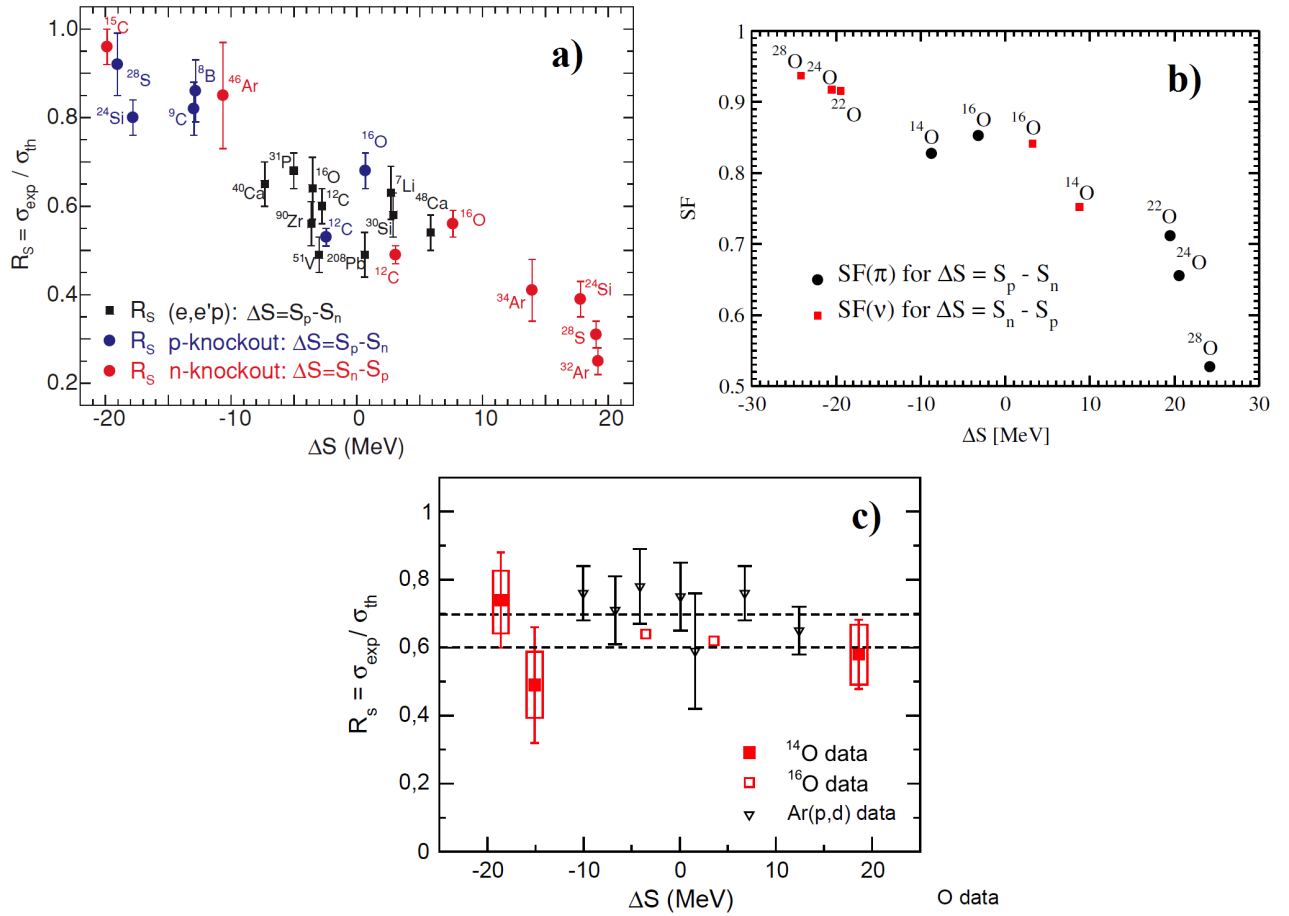


FIGURE 6.3 – Systématiques des rapports des sections efficaces expérimentales sur théoriques trouvées dans le cas des réactions d'arrachage d'un nucléon (figure a), tirée de [87]) et des réactions de transfert (figure c), adaptée de [92]). Les sections efficaces théoriques de transfert ou knockout sont calculées en utilisant des facteurs spectroscopiques donnés par un même modèle en couches et des sections efficaces à particule individuelle calculées avec le formalisme de canaux couplés dans le cas du transfert et l'approche eikonale dans le cas du knockout. La figure b) (tirée de [89]) représente les facteurs spectroscopiques calculés par une approche ab initio pour les isotopes $^{14,16,22,24,28}\text{O}$ en fonction de la différence entre l'énergie de séparation neutron/proton calculée.

Par ailleurs, une compilation des facteurs spectroscopiques extraits par réactions de transfert sur les isotopes d'argon faites à MSU, existe aussi et est montrée à la Fig.6.3. Elle a nécessité de reprendre certaines conclusions des expériences pour extraire à partir d'un même formalisme les facteurs spectroscopiques expérimentaux [90]. En effet, il a été montré que pour les réactions de transfert, la valeur des facteurs spectroscopiques est très dépendante du cadre dans lequel elle est extraite : celle-ci pouvant varier de $\pm 30\%$ [91]. Les valeurs présentées à la Fig.6.3 ont toutes été extraites dans le formalisme des Canaux Couplés (CC). La systématique a été récemment étendue à grand ΔS par la réaction de transfert faite au GANIL sur l' ^{14}O (points rouges de la

systematique) [92] ne montre pas de dépendance de R_s en fonction de ΔS .

Pour essayer de comprendre cette incohérence entre les résultats expérimentaux tirés des réactions d'arrachage d'un nucléon et par réactions de transfert, il faut se rappeler que la formule (10.1) dépend des calculs des C^2S^{th} par le modèle en couches et qui sont liés à notre connaissance de la structure des noyaux ; et aussi du calcul des σ_{sp}^{th} dépendantes des approximations faites sur le mécanisme de réaction. Avant de confirmer la mise en évidence de nouvelles corrélations qui ne sont pour le moment pas reproduites par des calculs récents *ab initio* [93], il faut s'assurer que les approximations utilisées lors du calcul des σ_{sp}^{th} restent valables même aux énergies inférieures à 100 MeV/u. C'est ce que nous allons examiner dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Le coeur est-il toujours inerte pour les énergies intermédiaires ?

7.1 Les hypothèses de l'approche eikonale

Une expérience récente menée au NCSL sur les réactions d'arrachage d'un proton et d'un neutron sur les noyaux de ^{16}C et ^{14}O très asymétriques ($\Delta S \sim 20$ MeV) a mis en évidence les limites d'application de l'approximation eikonale pour décrire le mécanisme de réaction [94]. Les énergies des faisceaux mises en jeu étaient < 80 MeV/u, soit du même ordre de grandeur que la différence en énergie de séparation. Pour l'arrachage de nucléons très liés, les rapports des sections efficaces expérimentales sur théoriques sont bien dans la systématique de la Fig.6.3 avec $R_s \sim 0.25$. Cette valeur est néanmoins très différente de celle attendue par les calculs ab initio (~ 0.75) [89], bien qu'il soit à noter que la différence entre les énergies de séparation neutron/proton n'est elle aussi pas reproduite (~ 9 MeV contre 18.5 MeV expérimentalement). Par contre, les distributions en moment parallèle expérimentales des résidus obtenues sont assez différentes de celles prédites par l'approche eikonale : sur la Fig.7.1, les distributions expérimentales sont très asymétriques, présentant une chute rapide à hauts moments $p_{//}$ (cas de ^{16}C -1p et ^{14}O -1n). De plus, les états spin/parité peuplés pour le ^{15}B (-1p du ^{16}C) ne peuvent s'expliquer par un processus direct. Dans cet article, une région sur le domaine d'applicabilité de l'approche eikonale a été définie. Ce qui a mis en évidence que la plupart des expériences d'arrachage d'un nucléon contribuant aux points de la systématique à haute ΔS sont à la limite. Ceci pourrait indiquer que la forte baisse dans la systématique de R_s à grand ΔS provient uniquement de l'image erronée que l'on a de l'arrachage d'un nucléon fortement lié au noyau, notamment l'hypothèse d'un coeur restant inerte lors de la réaction.

Dans ce cadre, nous nous sommes intéressés à d'éventuelles excitations du coeur au cours de la réaction d'arrachage de nucléon pour essayer de comprendre la forte réduction observée pour les nucléons très liés. Pour cela nous avons calculé des sections efficaces de *knockout* à partir d'un autre formalisme basé sur un modèle de cascade intranucléaire, traitée avec le code INCL4.3 (Intra Nuclear Cascade Liège [95, 96]) suivi d'une phase d'évaporation, traitée avec le code ABLA [97]. L'objectif de ce travail est d'estimer qualitativement l'effet de l'ajout de l'excitation du coeur.

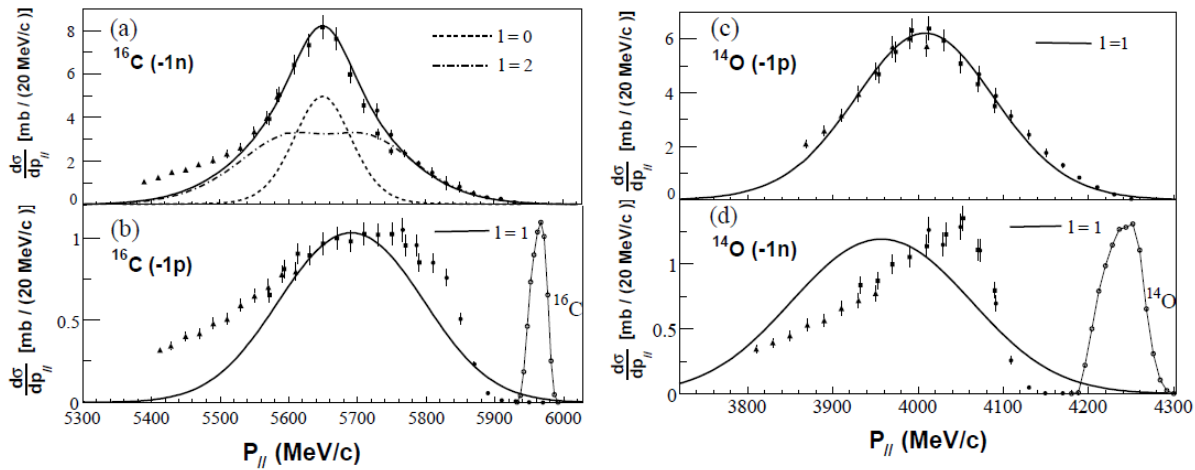


FIGURE 7.1 – Distribution en moment parallèle des résidus issus des réactions d’arrachage d’un nucléon : ^{15}C (a) et ^{15}B (b) à partir d’un faisceau de ^{16}C à 75 MeV/u, ^{13}N (c) et ^{13}O (d) à partir d’un faisceau ^{14}O à 53 MeV/u. La distribution prédite par l’approche eikonale convoluée au profil du faisceau est montrée par des traits pleins.

7.2 Aller au-delà de Glauber grâce à un code de cascade

Le choix d’utiliser un code de cascade vient du fait qu’on ne fait pas appel à l’approximation de coeur inerte dont on veut tester la validité. Le code a été développé initialement pour les réactions de spallation à haute énergie (~ 1 GeV). L’hypothèse importante des modèles de cascade est que la longueur d’onde de de Broglie associée à un nucléon est très petite devant la portée de l’interaction nucléon-nucléon. Pour être valide, les énergies des faisceaux doivent être de l’ordre de 250 MeV/u. Sous cette condition, le calcul de type Monte-Carlo dans lequel on calcule une suite de collisions nucléon-nucléon au sein du noyau est justifié. Chaque nucléon du projectile ou de la cible est ainsi traité individuellement selon une approche semi-classique. Il faut remarquer ici que le code de calcul travaille en cinématique inversée par rapport aux expériences d’arrachage de nucléon : le noyau exotique est la cible et les faisceaux disponibles sont des protons, le ^9Be ou le ^{12}C . Dans la suite, on associera toujours le projectile au noyau exotique (comme dans l’expérience). Cette version qui laisse la possibilité d’avoir des cibles d’ions lourds et que nous utilisons dans cette partie, n’est pas celle standard utilisée dans les codes de transport du type GEANT4 où seulement une cible de proton est disponible. Une version améliorée de cette version devrait bientôt être accessible.

On peut remarquer que pour un proton de 80 MeV, la longueur d’onde de De Broglie $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$ est d’environ 3.6 fm. Elle n’est donc pas négligeable par rapport à la portée de l’interaction. Néanmoins, il a été montré que le code de cascade couplé à un code d’évaporation reproduit de manière satisfaisante une série de données expérimentales impliquant des réactions induites par proton à des énergies incidentes de 45 à 250 MeV [102]. Nous avons donc poussé l’utilisation de ce formalisme pour des réactions d’arrachage d’un nucléon, sur des noyaux plutôt légers, jusqu’à 55 MeV/u. L’accord avec les sections efficaces expérimentales de réaction et d’arrachage d’un

nucléon en sera une post-validation empirique.

Le milieu nucléaire décrit ici ne prend pas en compte la structure du noyau ni son éventuelle déformation. Les nucléons sont placés de manière aléatoire dans une sphère de rayon $R_{max} = R_o + 8a$ et sont distribués selon un densité Woods-Saxon (profondeur $V_o = 45$ MeV, énergie de séparation d'un nucléon $S_n = 7$ MeV). Les valeurs des paramètres R_o et a sont prises des mesures de diffusions élastiques d'électron. La prise en compte de la corrélation entre les distributions spatiale et en moment est illustrée sur la Fig.7.2 : les nucléons dont l'impulsion est comprise entre p et $p + dp$ sont les mêmes que ceux contribuant au profil de densité de la tranche horizontale hachurée comprise entre $R(p)$ et $R(p + dp)$. L'impulsion p de chaque nucléon du projectile est donc d'abord choisie aléatoirement dans une sphère de rayon p_F (impulsion de Fermi égale à 270 MeV/c). Cette valeur p détermine le rayon maximal r_M de la sphère dans laquelle le nucléon est autorisé à se déplacer. La position initiale \vec{r} du nucléon est alors choisie de manière aléatoire dans cette sphère de rayon r_M .

Les densités des cibles de ${}^9\text{Be}$ et ${}^{12}\text{C}$ sont prises à partir de distributions gaussiennes dont les rayons carrés moyens sont respectivement 2.36 et 2.44 fm.

Pour chaque événement du Monte-Carlo, un paramètre d'impact est tiré aléatoirement entre 0 et b_{max} correspondant à la distance d'interaction entre le projectile et la cible.

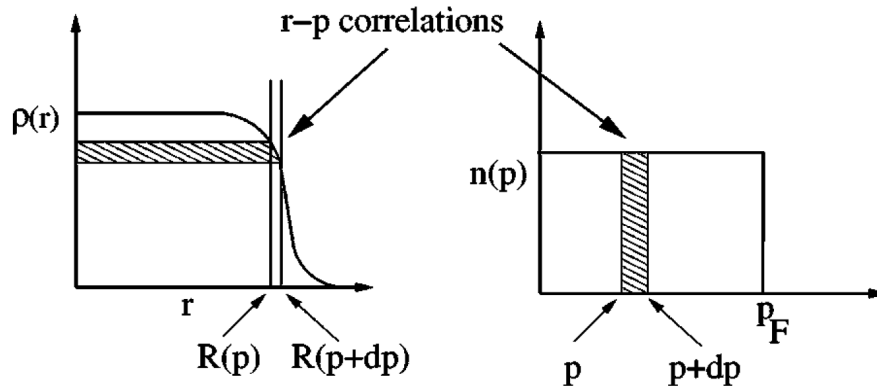


FIGURE 7.2 – Illustration de la corrélation entre la distribution spatiale et en moment tirée de [96]. La fonction $R(p)$ est croissante et calculée de manière à reproduire la densité nucléaire de 0 ($p = 0$) à R_{max} ($p = p_F$).

Le mécanisme de réaction est décrit comme une succession de collisions nucléon-nucléon séparées en temps. Seulement les nucléons de la cible qui sont en dehors de la région de recouvrement du projectile et de la cible sont considérés comme spectateurs. Tous les autres nucléons peuvent participer aux collisions NN. Chaque nucléon est suivi et se déplace en ligne droite jusqu'à atteindre :

- la surface du noyau. Dans ce cas, le nucléon peut être réfléchi ou si son énergie cinétique est suffisante, sortir du puit de potentiel où il se trouve.
- une distance minimale d'approche avec un autre participant, d_{min} définie par rapport à la section efficace d'interaction libre NN : $\pi d_{min}^2 < \sigma_{NN}$. Les réactions élastique (nn, np,

pp) et inélastique via la résonance Δ sont traitées. La sélection de l'état final pour chaque canal NN, $N\Delta$, $\Delta\Delta$ est faite en comparant un nombre aléatoire au rapport des sections efficaces élastique et inélastique. Ces sections efficaces sont paramétrisées en fonction de l'énergie et reproduisent les données expérimentales avec un très bon accord pour des énergies allant de 85 MeV/u à plusieurs GeV/u [98]. Durant une collision NN le principe de Pauli est pris en compte de manière statistique et représente la seule donnée quantique du modèle de cascade.

La phase de cascade s'arrête après un temps déterminé pour le plomb (de 70 fm/c) et a été paramétré à partir de résultats sur d'autres séries de masses comme : $t = 70 \left(\frac{A}{208} \right)^{0.16}$ fm/c. Il n'a pas été trouvé de dépendance du temps d'arrêt avec l'énergie incidente du faisceau. Dans notre région de masse $A \sim 25$, $t \sim 50$ fm/c. En fin de cascade, l'énergie d'excitation du noyau résiduel est dissipée par émission de nucléons. Pour les calculs que je présenterai au paragraphe suivant, deux temps d'arrêts pour la cascade ont été considérés, $t = 50$ fm/c et $t = 100$ fm/c, mais n'ont pas montré de changement sur les valeurs finales des sections efficaces d'arrachage d'un nucléon.

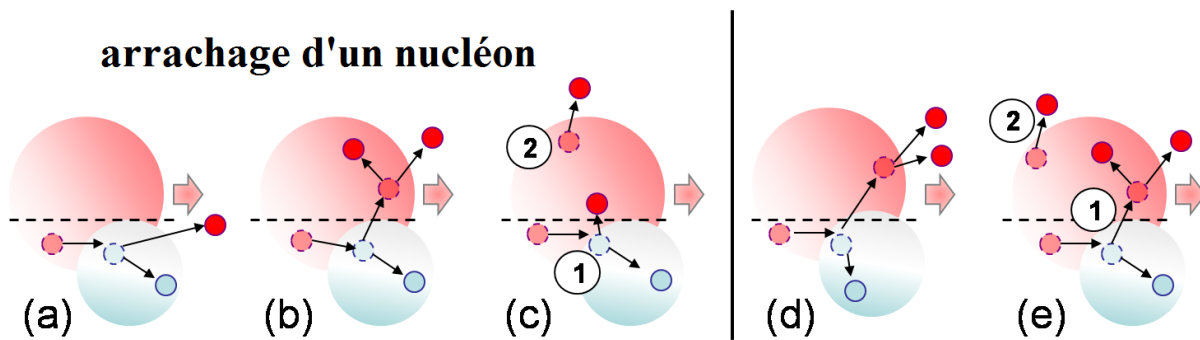


FIGURE 7.3 – Description schématique des événements qui contribuent à la section efficace d'arrachage d'un nucléon (événements de type (a), (b) et (c)), et ceux qui au contraire dépeuplent cette section efficace (événements de type (d) et (e)). Les événements de type (a) sont directs. Tous les autres sont indirects : (b) collisions multiples, (c) évaporation. Les nucléons du projectile sont en rouge et ceux de la cible en bleu.

Ce mécanisme laisse donc la possibilité d'envisager des processus en dehors de l'approximation de coeur inerte. Certains événements contribuent bien à l'arrachage d'un seul nucléon alors que d'autres vont diminuer la section efficace de *knockout*, comme détaillé à la Fig.7.3 :

- (a) c'est le cas d'une réaction directe où une seule interaction entre un nucléon du projectile et un nucléon de la cible a eu lieu entraînant l'arrachage du nucléon du projectile.
- (b) Le nucléon avant d'être arraché au projectile a subi une ou plusieurs collisions avec les nucléons du coeur ou de la cible.
- (c) Le nucléon qui a subi la collision avec un nucléon de la cible reste confiné dans le noyau mais l'énergie transmise lors de la collision est suffisante pour évaporer un nucléon lors de la phase d'évaporation.
- (d) et (e) Les réactions multiples au sein du noyau entraînent l'éjection de plusieurs nu-

cléons du projectile.

Seule la réaction (a) est considérée dans l’approche eikonale. Les processus (b) et (c) vont contribuer à la section efficace d’arrachage d’un nucléon mais mettent en jeu des processus indirects ; alors que les réactions de types (d) et (e) dépeuplent la section efficace par rapport à un mécanisme compatible avec l’approximation soudaine.

7.3 Les modifications apportées au code INCL4.3

Le programme INCL4.3 a été développé pour calculer des sections efficaces inclusives mettant en jeu des ions lourds et portant sur la fragmentation de ces derniers à des énergies ≥ 200 MeV/u. Néanmoins, même si une étude a montré la bonne reproduction de sections efficaces du code de cascade couplé à une phase d’évaporation [95], celui-ci est en partie à modifier pour mieux rendre compte des réactions directes où les noyaux résidus ont des masses proches des noyaux constituant le faisceau. En effet, les réactions directes sont très sensibles aux fonctions d’onde individuelles des nucléons du noyau, information malheureusement absente du formalisme actuel d’INCL4.

Certaines entrées du code peuvent être améliorées en utilisant des informations plus microscopiques que l’on a choisies identiques aux informations utilisées dans l’approche eikonale :

- la densité générale de Woods-Saxon a été remplacée par des densités microscopiques déterminées avec le programme de champ moyen HFBrad [99] qui utilise l’interaction effective de Skyrme Sly4 [100]. Jusqu’à présent, protons et neutrons sont considérés comme ayant la même probabilité de présence radiale (suivant le rapport N/Z). Pour notre étude, la différenciation de la densité du noyau en une densité de protons et de neutrons a été ajoutée. La valeur maximale p_F est maintenant calculée suivant la profondeur du puit de potentiel V_o et l’énergie de séparation HF d’un neutron (resp. proton) $S_{n(p)}$ dans le cas de l’arrachage d’un neutron (resp. proton), par la relation : $V_o = S_{n(p)} + T_F$ où $T_F = \sqrt{p_F^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2$ et $mc^2 = 938.28$ MeV est la masse du nucléon. On peut remarquer que la distribution en moment est la même pour les protons ou neutrons.
- La distance d’interaction d_{min} est calculée à partir de l’interaction libre NN de Charagi et Gupta [101] utilisée dans les calculs eikonaux pour des énergies de faisceau < 85 MeV/u. Pour les énergies supérieures, cette paramétrisation est identique à celle utilisée par le code de calcul initial.

Pour “valider” les prédictions du code INCL+ABLA dans des conditions très différentes de son utilisation habituelle, à savoir des énergies < 100 MeV/u et émission d’un seul nucléon dans l’état final, on a comparé sur un ensemble de noyaux les sections efficaces inclusives prédites par INCL+ABLA (rapport du nombre de noyaux en fin d’évaporation avec A-1 nucléons sur le nombre d’événements Monte-Carlo lancés) avec les données expérimentales. Les résultats sont présentés sous forme de rapports entre expérience et théorie tracés en fonction de la différence en énergie de séparation à la Fig.7.4. Ces données montrent un accord satisfaisant avec l’expérience

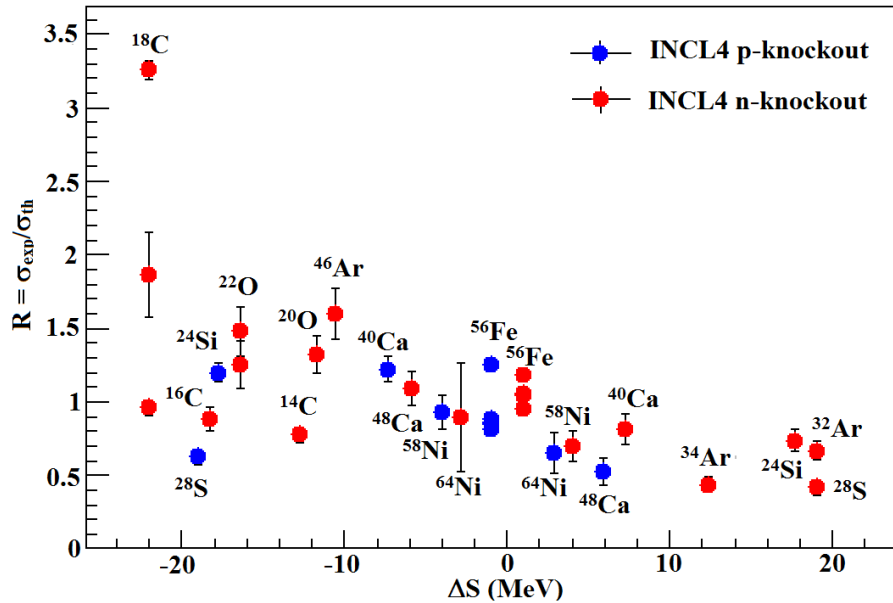


FIGURE 7.4 – Rapports des sections efficaces expérimentales d’arrachage d’un nucléon sur celles calculées par le code INCL tracés en fonction de la différence des énergies de séparation d’un proton et d’un neutron ΔS .

$R = \sigma_{exp}/\sigma_{theo} \in [0,5;2]$, bien qu’il n’y ait pour l’instant aucun élément de structure présent dans le code. On peut remarquer que R présente une légère dépendance avec ΔS mais celle-ci est bien moins marquée que dans le cas des calculs eikonaux (voir Fig.6.3).

Comme on s’attend à ce que l’approximation eikonale soit bien vérifiée à des énergies > 200 MeV/u, on a aussi comparé les sections efficaces prédites par INCL à celles calculées avec l’approximation eikonale à plus haute énergie. L’exemple sur le ^{24}Si est montré à la Fig.7.5 et indique que les résultats donnés par INCL sont en accord à plus haute énergie avec l’approximation eikonale.

Il n’a cependant pas été possible d’associer au nucléon arraché une fonction d’onde particulière, empêchant ainsi tout calcul de section efficace exclusive. On verra au chapitre suivant, comment des effets de structure ont pu néanmoins être pris en compte dans les calculs de sections efficaces inclusives.

7.4 Calcul des sections efficaces inclusives

Bien qu’on ne puisse particulariser le nucléon enlevé sur une couche, il est possible de prendre en compte les effets de structure par l’intermédiaire des facteurs spectroscopiques que l’on va utiliser dans le calcul de sections efficaces inclusives. La limitation de cette approche vient néanmoins du fait qu’on ne peut pas connaître l’état final dans lequel se trouve le résidu dans le cas où celui-ci possède plusieurs états excités liés. On limitera donc notre étude au cas où les résidus d’intérêt peuplés ne possèdent qu’un seul état lié (le fondamental). Dans la région $\Delta S \sim 20$ MeV, seulement cinq noyaux étudiés expérimentalement par réaction d’arrachage de nucléon n’ont pas

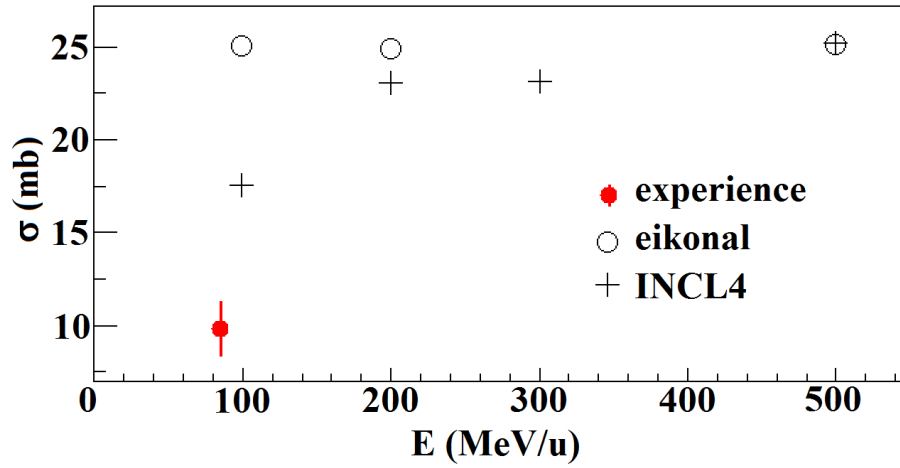


FIGURE 7.5 – Sections efficaces d’arrachage d’un neutron à partir de ^{24}Si pour former le ^{23}Si dans son état fondamental (seul état lié) en fonction de l’énergie du faisceau incident. La valeur expérimentale est donnée par le point rouge à 80 MeV/u. Les croix et les cercles représentent respectivement les calculs des sections efficaces obtenues avec le code INCL et avec l’approche eikonale.

d’état excité lié. Il s’agit de l’ ^{14}O [94], ^{24}Si , ^{28}S [87], ^{32}Ar [103] et ^{24}O [104]. A part pour l’ ^{24}O dont l’énergie initiale était de 920 MeV/nucléon, les autres noyaux ont tous été étudiés à des énergies incidentes inférieures à 100 MeV/nucléon.

Trois types de réactions peuvent être envisagés pour conduire à l’arrachage d’un nucléon : la réaction directe, les interactions multiples et l’évaporation (voir les trois premiers schémas de la Fig.7.3). C’est uniquement lors des réactions directes qu’il est possible d’associer au nucléon arraché la fonction d’onde correspondante à la dernière couche remplie (sous forme de probabilité de présence). On associe alors à chaque événement lié à une réaction directe, une pondération due à la probabilité que l’un des nucléons faisant partie de la dernière couche remplie soit le nucléon arraché (l’occupation étant calculée par le même modèle en couches que celui pris dans les calculs eikonaux).

On calcule les sections efficaces inclusives de la manière suivante :

$$\sigma = \frac{\pi b_{max}^2}{N} \sum_{i=1}^{N_r} w_i \quad (7.1)$$

avec i qui varie sur tous les événements qui conduisent à l’arrachage d’un nucléon, au nombre de N_r pour N tirages Monte-Carlo initialement. Le poids w_i associé à chaque événement dépend du type de réaction qui a conduit à éjecter le nucléon :

- pour les réactions directes (type (a) de la Fig.7.3), on introduit les informations de structure comme pour le traitement eikonal et w_i est ainsi donné par :

$$w_i = \left(\frac{A}{A-1}\right)^\eta C^2 S \frac{|\phi_\alpha(r_i)|^2}{\rho_{n(p)}(r_i)}, \quad (7.2)$$

où l’on a noté r_i la distance radiale du lieu l’interaction au sein du projectile, $\rho_{n(p)}$ les den-

sités de neutrons (protons) dans le cas de l'arrachage d'un neutron (proton) et $|\phi_\alpha(r_i)|^2$ la probabilité de présence du nucléon initialement sur l'orbitale repérée par α l'ensemble de ses nombres quantiques. Ici le facteur spectroscopique C^2S associé à cette orbitale et calculé par les mêmes modèles en couches que dans l'approche eikonale est pondéré par la correction du centre de masse $(\frac{A}{A-1})^\eta$, où A est la masse du projectile et η réfère au nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique.

- Pour les autres événements qui conduisent à l'arrachage d'un nucléon de manière indirecte, par diffusion multiples (type *(b)*) ou évaporation (type *(c)*), il n'est plus possible d'identifier la couche sur laquelle se trouvait le nucléon arraché. On ne considère donc pas de correction de structure pour ces événements et nous fixons w_i à 1.

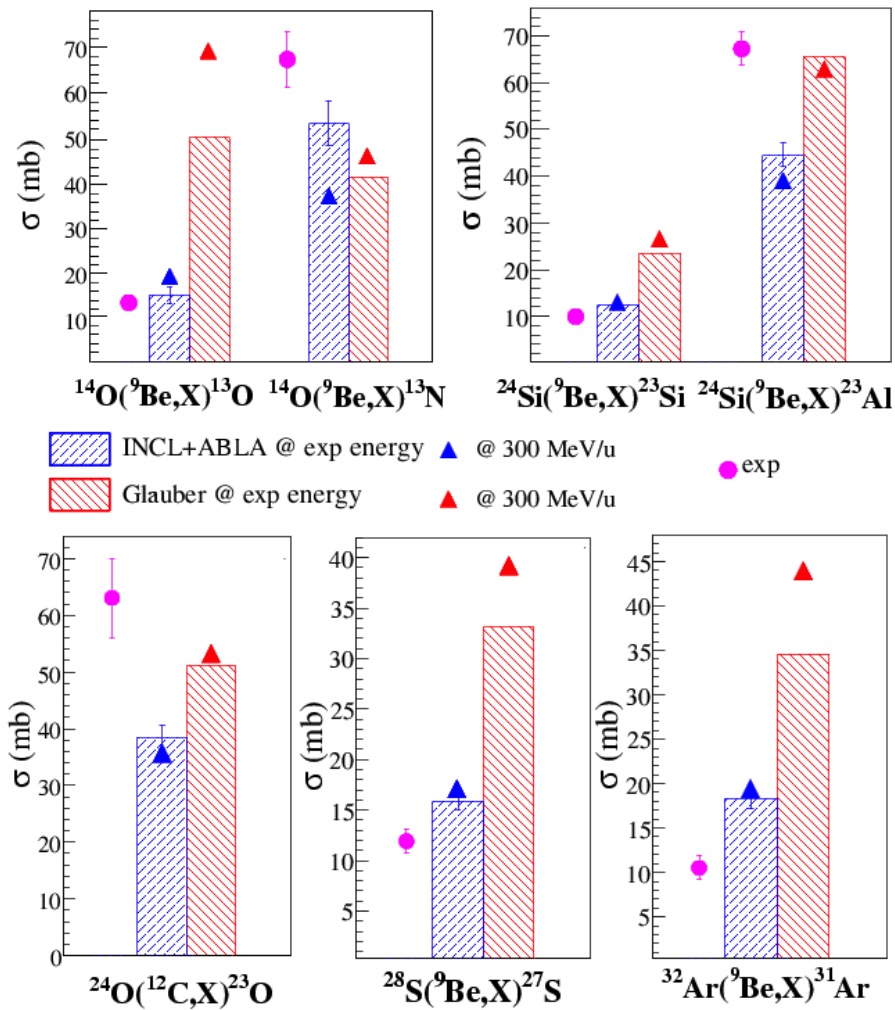


FIGURE 7.6 – Sections efficaces d'arrachage de nucléons très ou peu liés pour les cinq noyaux asymétriques étudiés expérimentalement et ne possédant pas d'état excité lié ^{14}O , ^{24}Si , ^{24}O , ^{28}S and ^{32}Ar . Les points expérimentaux en rose sont comparés aux calculs théoriques donnés par l'approche de cascade intranucléaire semi-classique en bleu et l'approche eikonale en rouge. La dépendance en énergie de ces deux approches est illustrée par les calculs des sections efficaces à 300 MeV/u (triangles). (Figure extraite de [105])

Les résultats pour les cinq noyaux asymétriques nommés précédemment sont donnés à la Fig.7.6. Les calculs eikonaux montrés peuvent différer légèrement de ceux donnés dans la littérature du fait que l'on a calculé $\rho_{n(p)}$ et $|\phi_\alpha|^2$ avec le code HFBrad alors que généralement la fonction d'onde associée au nucléon arraché est calculée dans un potentiel Woods-Saxon dont les paramètres sont ajustés pour reproduire la valeur expérimentale de l'énergie de séparation du nucléon enlevé. Les barres d'erreurs associées aux calculs semi-classiques proviennent du choix de V_o (influençant la valeur de p_F). Les valeurs minimales et maximales données sur la Fig.7.6 pour les sections efficaces inclusives sont obtenues en faisant varier V_o de ± 5 MeV tout en gardant la même valeur pour l'énergie de séparation des nucléons.

Les calculs des sections efficaces de réaction ont aussi été comparés aux prédictions eikonales. Sur la Fig.7.7 sont regroupées les prédictions de ces deux approches pour les énergies auxquelles ont été mesurées les sections efficaces d'arrachage de nucléon expérimentales (< 100 MeV/u). Ainsi que les prédictions à plus haute énergie (300 MeV/u) pour illustrer la dépendance en énergie de ces deux approches. Les deux formalismes donnent des résultats comparables à 15% comme on pouvait l'attendre du fait que les densités et les sections efficaces nucléon-nucléon considérés dans les deux approches sont identiques. Les résultats deviennent semblables lorsque l'énergie passe à 300 MeV/u. Seul ^{14}O fait exception avec une énergie incidente de 57 MeV/u. Globalement les sections efficaces de réaction prédites par l'approche INC sont plus faibles que celles trouvées avec le formalisme eikonal, semblant indiquer que la transparence nucléaire est légèrement plus grande dans le cas des calculs INC.

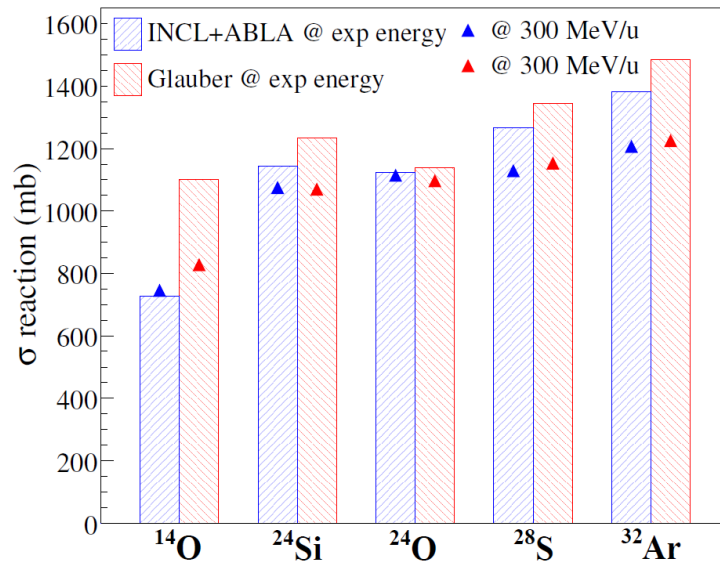


FIGURE 7.7 – Sections efficaces de réaction pour les cinq noyaux asymétriques ^{14}O , ^{24}Si , ^{24}O , ^{28}S et ^{32}Ar . Les énergies considérées sont celles pour lesquelles l'expérience d'arrachage d'un nucléon a été réalisée (triangle) et à 300 MeV/u (barre). Les calculs théoriques donnés par l'approche de cascade intranucléaire semi-classique sont en bleu et en rouge pour l'approche eikonale. (Figure extraite de [105])

Cette approche INC montre un accord raisonnable avec l'expérience pour les sections efficaces

d'arrachage de nucléons très ou peu liés. Les calculs pour l'arrachage d'un nucléon très lié sont systématiquement "meilleurs" que ceux donnés par les calculs eikonaux. Contrairement à cette approche habituelle, il ne semble pas y avoir de réduction importante pour le rapport $R_{incl} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{incl}}$ avec ΔS (voir Fig.7.8). Une baisse est néanmoins constatée, mais elle reste deux fois plus faible que celle observée pour l'évolution de $R_{eik} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{eik}}$ en fonction de ΔS . L'écart entre les sections efficaces calculées dans l'approche de cascade intranucléaire et évaporation, et celles issues de l'approche eikonale reste plus important dans le cas d'arrachage de nucléon très lié que dans le cas d'un nucléon peu lié (comme le montre l'évolution de ligne rouge sur la Fig.7.8).

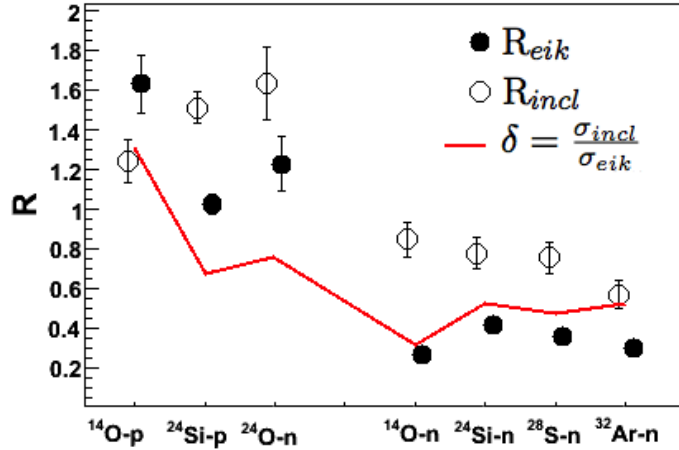


FIGURE 7.8 – Rapport des sections efficaces d'arrachage d'un nucléon pour les 5 noyaux étudiés : $R_{incl} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{incl}}$ sont indiqués par des cercles vides et $R_{eik} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{eik}}$ par des cercles pleins. Le rapport $\delta = \frac{\sigma_{incl}}{\sigma_{eik}}$ est donné par la ligne rouge. Les trois réactions de gauche correspondent à l'arrachage d'un nucléon peu lié et les quatre de droite à l'arrachage d'un nucléon très lié.

Sur la Fig.7.6, des calculs à plus haute énergie (300 MeV/u) sont aussi reportés pour tester la dépendance en énergie de cette approche semi-classique par rapport à l'approche eikonale. Les résultats montrent que le désaccord reste qualitativement le même à plus haute énergie dans le cas de l'arrachage d'un nucléon très lié mais semble légèrement diminuer dans le cas d'un nucléon peu lié. Sur l'insert de la Fig.7.9 est montrée la distribution en paramètre d'impact contribuant à l'arrachage d'un nucléon pour l' ^{32}Ar . Comme pour l'approche eikonale, la réaction se fait à la surface mais avec des paramètres d'impact plus faibles. Cet effet peut être attribué au fait que dans l'approche semi-classique la transparence nucléaire est plus grande.

Pour évaluer les contributions des différentes phases, cascade (σ_{casc}) et évaporation (σ_{evap}), ainsi que la contribution des événements à collisions multiples ($NN > 1$) à la section efficace inclusive, on réécrit l'équation 7.1 sous la forme :

$$\sigma = \sigma_{casc}^{NN=1} + \sigma_{casc}^{NN>1} + \sigma_{evap} \quad (7.3)$$

où seulement $\sigma_{casc}^{NN=1}$ contient les informations de structure, et $\sigma_{casc}^{NN>1}$, σ_{evap} regroupent les pro-

cessus au-delà du modèle eikonal. Les résultats sont reportés au tableau 7.4.

TABLE 7.1 – Sections efficaces d’arrachage d’un nucléon pour les noyaux exotiques ^{14}O , ^{24}Si , ^{24}O , ^{28}S , ^{32}Ar à 57, 85, 920, 80 et 65 MeV/nucléon (respectivement). Une cible de ^9Be a été utilisée pour toutes les réactions sauf pour le cas de ^{14}O où une cible de ^{12}C a été choisie. Les sections efficaces expérimentales σ_{exp} sont comparées aux calculs théoriques suivant l’approche semi-classique développée dans ce chapitre $\sigma_{incl} = \sigma_{casc} + \sigma_{evap}$, où $\sigma_{casc} = \sigma_{casc}^{NN=1} + \sigma_{casc}^{NN>1}$, et suivant l’approche eikonale σ_{eik} . Dans le cas des réactions directes $\sigma_{casc}^{NN=1}$ et σ_{eik} , les nombres quantiques ℓ_j du nucléon arraché ainsi que les facteurs spectroscopiques utilisés sont indiqués. Les rapports $R_{incl} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{incl}}$, $R_{eik} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{eik}}$ et $\delta = \frac{\sigma_{incl}}{\sigma_{eik}}$ sont aussi donnés.

Proj.	ℓ_j	C ² S	σ_{exp} (mb)	σ_{casc} (mb)	σ_{evap} (mb)	σ_{incl} (mb)	σ_{eik} (mb)	R_{incl}	R_{eik}	δ
^{14}O	-n $p_{3/2}$	3.7	13.4±1.4	11.6	4.2	15.8	50	0.85±0.09	0.27±0.03	0.32
	-p $p_{1/2}$	1.8	67±6	22.5	31.4	53.9	41.2	1.2±0.1	1.6±0.2	1.3
^{24}Si	-n $d_{5/2}$	1.7	9.8±1.0	9.7	2.6	12.3	23.3	0.80±0.08	0.42±0.04	0.53
	-p $d_{5/2}$	3.4	67.3±3.5	24.8	19.7	44.5	65.5	1.5±0.1	1.03±0.05	0.68
^{24}O	-n $s_{1/2}$	1.8	63±7	34.3	4.2	38.5	51.2	1.6±0.2	1.2±0.1	0.75
^{28}S	-n $d_{5/2}$	3.1	11.9±1.2	12.6	3.2	15.8	33.2	0.75±0.08	0.36±0.04	0.48
^{32}Ar	-n $d_{5/2}$	4.1	10.4±1.3	11.2	7.1	18.3	34.6	0.57±0.07	0.30±0.04	0.53

Dans ce formalisme semi-classique, le nombre de collisions entre les nucléons du projectile et de la cible est en moyenne 1.4 pour tous les événements conduisant à l’arrachage d’un seul nucléon. C’est à dire que d’autres nucléons sont mis en jeu lors de la réaction de *knockout*, *i.e.* le coeur ne reste pas “gelé” lors de l’interaction. Il est donc bien susceptible de gagner de l’énergie et de se désexciter par évaporation de nucléons lorsque l’énergie est supérieure à l’énergie de séparation d’un proton ou d’un neutron. Dans le cas de l’émission d’un proton, la barrière coulombienne est prise en compte. Cet effet est illustré à la Fig.7.9 pour la réaction $^{32}\text{Ar}(^9\text{Be},X)^{31}\text{Ar}$ où l’énergie d’excitation de ^{31}Ar en fin de cascade est reportée en fonction du nombre de collision NN qu’il y a eu pendant la cascade. Dans le cas d’un nucléon très lié, l’énergie de séparation de l’ordre de 15-20 MeV (on est alors dans la queue de la distribution de la Fig.7.9) empêche l’évaporation de ce nucléon par rapport à l’autre. A l’inverse l’énergie de séparation pour un proton est faible pour ^{31}Ar (440 keV), après la phase de cascade une grande partie des noyaux ^{31}Ar formés vont perdre des protons pendant la phase évaporation du fait de l’énergie d’excitation qu’ils ont acquise lors des multiples collisions. C’est le cas de tous les coups présents dans la distribution pour $E^* > 3.5$ MeV (la barrière coulombienne étant de l’ordre de 3 MeV). Cet effet réduit significativement la section efficace d’arrachage d’un nucléon très lié et pourrait expliquer la forte réduction observée dans l’approche eikonale où le mécanisme de réaction considère le résidu comme “gelé”. Cette observation rejoint celle faite sur les distributions en moment parallèle des résidus lors des réactions de knockout, qui présentent des queues à bas moment, non prédites dans l’approche eikonale où les distributions sont symétriques (voir Fig.7.1). Pour le cas d’arrachage de nucléon peu lié, les calculs comprenant des couplages au continuum ont permis de reproduire la faible asymétrie de ces distributions. Par contre, les décalages plus importants obtenus pour les réactions d’arrachage de nucléon très lié ne sont pas encore compris. Cette dissipation d’énergie pourrait provenir de l’interaction entre la cible et le coeur pris jusqu’à présent

inerte. En ce sens, mesurer des sections efficaces exclusives de knockout sur des noyaux tels le ^{24}Si ou le ^{14}O en détectant le nucléon arraché et le résidu, ainsi que les potentielles désexcitations par émissions de nucléons permettrait de mieux comprendre le mécanisme de réaction.

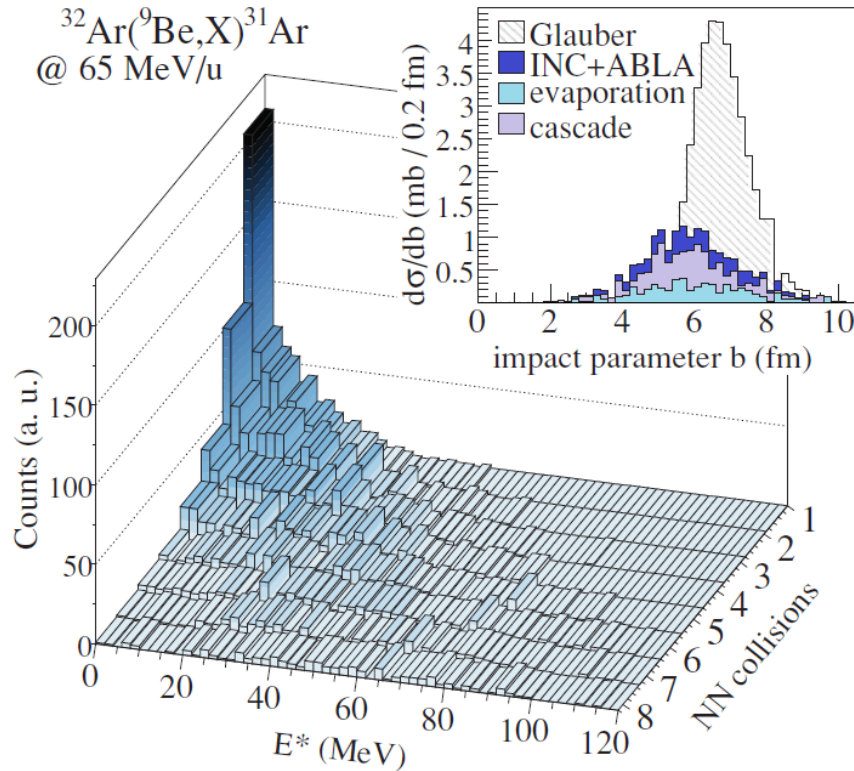


FIGURE 7.9 – Energie d’excitation du résidu acquise en fin de cascade pour le résidu ^{31}Ar de la réaction $^{32}\text{Ar}(^9\text{Be},\text{X})^{31}\text{Ar}$ à 65 MeV/u, tracée en fonction du nombre de collisions NN lors de la cascade. (Insert) Contribution des différents paramètres d’impact à la section efficace d’arrachage d’un neutron très lié $^{32}\text{Ar}(^9\text{Be},\text{X})^{31}\text{Ar}$. Les calculs par l’approche semi-classique sont présentés en bleu, et l’approche eikonale est hachurée. Les populations de l’ ^{31}Ar par la cascade et en fin d’évaporation sont aussi données. (Figure extraite de [105])

D’après ces calculs il semblerait que le mécanisme de réaction d’arrachage d’un nucléon très lié ne puisse être décrit d’une manière aussi simple qu’il ne l’est aujourd’hui dans le cadre de l’approximation eikonale quand les énergies de faisceaux incidents sont $\lesssim 80$ MeV/u. Il est toutefois à noter que nos calculs prédisent toujours un désaccord pour les sections efficaces inclusives par rapport aux calculs eikonaux à plus haute énergie (voir Fig.7.6). Pour pouvoir tester ces deux approches, il serait intéressant d’effectuer les réactions de knockout à des énergies > 200 MeV. Il est possible que dans le cas de noyaux très exotiques (où le nucléon est très faiblement lié au coeur) l’approche eikonale ne soit pas valable même à haute énergie.

Troisième partie

Cible d'hydrogène liquide Prespec

Chapitre 8

Description de la cible d'Hydrogène liquide Prespec

8.1 Motivations

Pour étudier les noyaux loin de la vallée de stabilité, des faisceaux radioactifs sont développés dans le monde. Ceux-ci sont cependant produits à des intensités limitées, de l'ordre de 10^5 particules par seconde à quelques pps, alors que les intensités des faisceaux stables sont accessibles à plus de 10^9 pps. Pour néanmoins profiter de ces faisceaux, et surtout de ceux produits aux plus faibles intensités, il faut pouvoir maintenir une luminosité suffisante, tout en gardant un temps de faisceau raisonnable. Ceci passe par l'augmentation de l'épaisseur de la cible et par là même le nombre de centres diffuseurs utiles pour la réaction. Néanmoins, l'utilisation d'une cible épaisse n'est pas sans conséquence, notamment pour la spectroscopie γ en vol qui est comme on a pu le voir dans les chapitres précédents, un outil pertinent pour étudier la structure des noyaux. En effet, de même qu'il est nécessaire d'obtenir une statistique suffisante, il est nécessaire de préserver la résolution en énergie après correction de l'effet Doppler. L'efficacité de cette correction repose sur la précision avec laquelle on détermine la vitesse de l'éjectile lors de l'émission du photon ainsi que l'angle d'émission du photon par rapport à l'éjectile. Le second terme dépend de la granularité des détecteurs γ utilisés, et correspond généralement à la taille d'un détecteur ou d'un segment dans le cas de cristaux segmentés, ou avec les nouveaux détecteurs γ tels AGATA/GRETA, à la performance des algorithmes de PSA et de tracking. Le premier terme est lié à la détermination du point d'interaction dans la cible qui est d'autant plus méconnue que la cible est épaisse. L'utilisation d'une cible épaisse a donc pour conséquence de dégrader la résolution en énergie des γ émis en vol.

Le grand avantage de l'hydrogène, par rapport à d'autres éléments disponibles pour former une cible, est qu'il possède un plus grand nombre de centres diffuseurs pour une même perte d'énergie. Son utilisation permet donc d'augmenter la luminosité tout en gardant une résolution en énergie raisonnable.

L'hydrogène offre aussi l'avantage d'une sélectivité unique dans la nature des excitations des états peuplés des produits de réaction : les diffusions inélastiques de proton (p, p') sont sensibles

à la collectivité; les réactions d'éjection de proton ou neutron, (p,2p) ou (p,pn), sont sensibles aux états de particule individuelle et permet d'accéder aux facteurs spectroscopiques.

De plus, avec une cible d'hydrogène, un bruit de fond réduit dans les spectres en énergie γ est attendu par rapport aux cibles plus lourdes. Une partie de ce bruit provient de la cassure des cibles lourdes impliquant l'émission de neutrons ou de photons. On attend aussi moins de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) avec une cible d'hydrogène, le nombre de protons Z étant plus petit. Par conséquent, les spectres en énergie γ auraient l'avantage de présenter un signal sur bruit amélioré par rapport à l'utilisation de cibles tels ^9Be ou ^{12}C .

C'est (entre autre) pour toutes ces raisons que plusieurs cibles d'hydrogène liquides ou solides ont été développées ces dernières années, que ce soit en France, ou au Japon. Suivant les réactions mises en jeu, les épaisseurs de cible varient de quelques millimètres¹ à plusieurs centimètres. De plus amples détails sur les différentes cibles disponibles autour du monde sont donnés dans [107]. Dans ce contexte, une cible d'hydrogène liquide d'épaisseur de 2 à 6 cm, a été développée par le service de cryogénie du CEA (le Service des Accélérateurs, de Cryogénie et de Magnétisme) et sera utilisée avec le détecteur γ AGATA à GSI durant les deux prochaines années et dans un futur plus lointain à FAIR.

8.2 Développement

Le dispositif utilisé à GSI pour la campagne Prespec reprend en partie celui utilisé dans des expériences de spallation [108] et fabriqué par le SACM. Il est composé d'un cryogénérateur permettant d'atteindre des températures de l'ordre de 20 K et d'un appendice (formé par une enveloppe de Mylar) contenant l'hydrogène liquide comme décrit sur la Fig.8.1. Seule l'appendice (la cible) a été changé pour que ses caractéristiques soient adaptées aux réactions d'arrachage de nucléons. Toute la partie cryogénique permettant la liquéfaction de l'hydrogène a été gardée ainsi que le contrôle commande de la cible. Dans la suite vont être développés plus en détail la construction de la cible et son mode de fonctionnement.

8.2.1 Description

La cible d'hydrogène décrite dans cette partie a été spécialement conçue pour être utilisée au GSI comme cible secondaire. Son système de refroidissement d'hydrogène permet une utilisation en continu (avantage du travail en cycle fermé, voir le § suivant). Il est déporté par rapport à l'axe du faisceau pour laisser un maximum d'angle solide libre pour la détection γ . Le volume d'hydrogène liquide utilisé lors du fonctionnement est délimité par deux feuilles de Mylar dont les formes sont obtenues par thermoformage. Comme elles doivent être le moins intrusives possible, leur épaisseur a été optimisée de manière à limiter les réactions avec le faisceau tout en gardant

1. Le projet CHyMENE lancé il y a deux ans par Alain Gillibert (SPhN) a même pour but de fabriquer une cible d'hydrogène solide sans aucune fenêtre et d'une épaisseur de 50 μm afin de s'affranchir de toute contamination lors des réactions de transfert à GANIL [106].

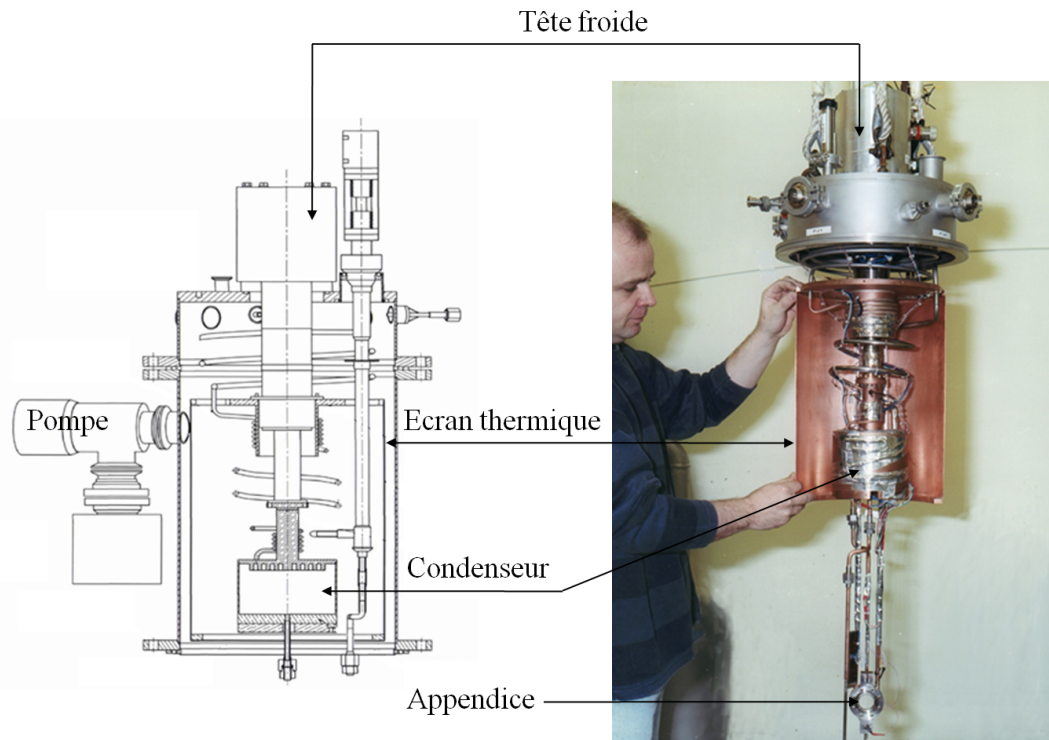


FIGURE 8.1 – (gauche) plan de coupe du cryogénérateur ; (droite) photographie de l'ensemble.

une épaisseur minimale conforme aux normes de sécurité liées à l'utilisation d'hydrogène. Pour la fenêtre d'entrée (resp. de sortie) du faisceau, une feuille de Mylar d'épaisseur $150\ \mu\text{m}$ (resp. $250\ \mu\text{m}$) a été utilisée. La feuille est chauffée à $\sim 160\ ^\circ\text{C}$, puis étirée par un piston, lui donnant sa forme caractéristique de demi-cylindre de diamètre 6 cm pour la fenêtre d'entrée et 7.5 cm pour la fenêtre de sortie (voir Fig.8.2). La feuille d'entrée n'est étirée que sur 2 cm de profondeur, alors que la profondeur varie de 4 à 8 cm pour la fenêtre de sortie, celle-ci étant dépendante de l'épaisseur finale d'hydrogène que l'on souhaite contenir. Après étirement, la fenêtre d'entrée voit son épaisseur réduite à $125\ \mu\text{m}$ et celle de sortie à $150\ \mu\text{m}$. Un profil d'épaisseur de la feuille de Mylar formant la fenêtre de sortie d'une cible de 2 cm est montré en exemple à la Fig.8.3. Des tests de rupture à chaud (avec de l'eau) ont été réalisés et montrent que la fenêtre d'entrée (resp. de sortie) peut supporter des pressions de 10 bar (resp. 12 bar). Chacune des feuilles est collée sur une bride en acier inoxydable et serrée par un anneau en aluminium. La colle DP190 (3M) utilisée a la particularité de garder ses propriétés d'étanchéité même à froid, mais nécessite un temps de séchage de 24 heures (contraignant en cas de fuite). La bague est utilisée pour tenir la pression et diminuer la sollicitation sur les bords du Mylar. Les deux brides sont ensuite assemblées et un joint à ressort en aluminium assure l'étanchéité de l'ensemble, ce dernier restant "élastique" même après la mise en froid de la cible. Avec cette technique, deux cibles ont déjà été construites, l'une de 2 cm d'épaisseur utile et l'autre de 6 cm.

On peut noter que lors de la première mise sous vide de l'appendice, la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la feuille de Mylar, crée une courbure dont la flèche se mesure et modifie l'épaisseur utile de la cible. Pour une différence de pression de 1 bar, et un diamètre 60 mm, la feuille de Mylar présente une flèche de 4 mm. Lors du test à GSI, un anneau interne, d'épaisseur 5 mm, a été placé sur la bride de la fenêtre d'entrée pour mieux tenir la pression. Le

diamètre de la fenêtre a ainsi été réduit à 50 mm. La flèche n'a pas été mesurée mais doit être inférieure à 4 mm^2 .



FIGURE 8.2 – (gauche) Photographie de la fenêtre d'entrée, posée sur une bride, et de sortie, collée à une bride, pour former une cible de 6 cm. (droite) Photographie des pistons servant à étirer les feuilles de Mylar préalablement disposées entre les deux plateaux et chauffées.

8.2.2 Fonctionnement

Pour obtenir de l'hydrogène liquide, un cryogénérateur est utilisé et permet d'avoir une température de 20 K au niveau du condenseur. Sur le schéma de la Fig.8.4, sont présentés les différents modules du système de refroidissement. Le cryogénérateur comprend la tête froide et le compresseur. Au niveau du cryostat, l'écran thermique (en cuivre) permet d'isoler le condenseur des rayonnements extérieurs. Il est refroidi à 50 K par contact avec la tête froide. Pour éviter le rayonnement de 50 K vers 20 K et isoler de l'extérieur le circuit d'hydrogène (du condenseur à la cible), une super-isolation (6 μm de Mylar recouvert d'une très fine couche d'alumine) est enroulée tout autour. Une partie de cette super-isolation est visible sur les photographies de la Fig.8.3.

Ce système, comparé au refroidissement par circulation d'hélium, a l'avantage de fonctionner en cycle fermé. Le compresseur qui est refroidi à l'eau, augmente la pression du fluide réfrigérant (hélium), ce qui le liquéfie. Le fluide circule ensuite jusqu'à la tête froide et prend de la chaleur à cette "source chaude" en s'évaporant. Cette opération permet de diminuer la température au niveau de la tête froide. Enfin, le fluide repart vers le compresseur pour un nouveau cycle. L'hydrogène gazeux est introduit à 1050 mbar. Il entre en contact avec le condenseur et se liquéfie. Tout le système de refroidissement de la cible est géré par un automate qui, à partir de plusieurs points de mesure de température et de pression, assure le bon fonctionnement de l'ensemble et

2. Pour avoir un ordre de grandeur, une flèche de 2.8 mm a été mesurée pour une feuille de Mylar de 110 μm d'épaisseur et de 46 mm de diamètre. Toutefois, la flèche est très dépendante de l'épaisseur de Mylar et du diamètre. Il est donc possible que la flèche ait été inférieure à 2 mm.

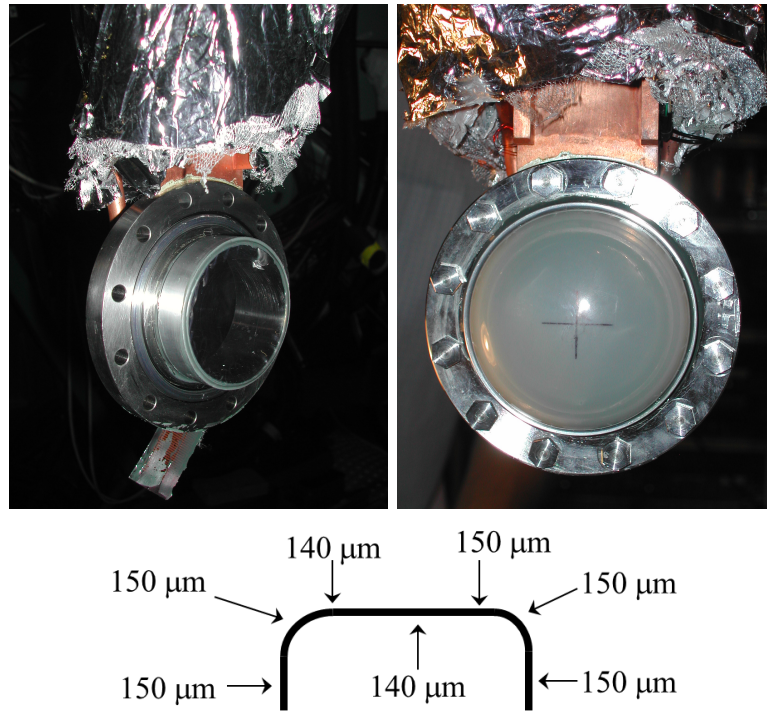


FIGURE 8.3 – (haut) Photographie des fenêtres d’entrée (à gauche) et de sortie (à droite) utilisées lors du test à GSI. Les deux brides sont ensuite assemblées et un joint en aluminium assure l’étanchéité. (bas) Profil d’épaisseur de la fenêtre de sortie pour la cible de 2 cm.

permet de gérer aussi toute anomalie, comme une température trop basse (en dessous de 17 K) qui amènerait à la solidification de l’hydrogène. Sur la Fig.8.5, on peut voir les différentes courbes de température prises pendant le test sous faisceau effectué au GSI l’année dernière. De plus, le circuit de gaz a été conçu pour éviter tout contact entre d’hydrogène et l’air [109].

Trois modes de travail sont disponibles avec l’automate, *(i)* la liquéfaction, pendant la mise en froid du système et remplissage d’hydrogène, *(ii)* l’exploitation, pendant la prise de données, et *(iii)* l’arrêt de l’expérience qui comprend le réchauffage et le retour du gaz dans les réservoirs ainsi que l’injection de di-azote N_2 dans le circuit d’hydrogène. La phase de liquéfaction prend environ 10 h et nécessite une période transitoire à la fin pour stabiliser la pression d’hydrogène (voir la Fig.8.5). Pour le test fait à GSI, la mise en froid a pris du temps du fait que le vide dans la chambre à réaction n’était pas très bon, de l’ordre de 5.10^{-5} mbar. Le vide a atteint 5.10^{-6} mbar une fois le système refroidi, la cible agissant comme cryo-pompe. A la fin de la phase d’exploitation durant laquelle le liquide est maintenu à ~ 20 K, le cryogénérateur est arrêté et une chaufferette permet d’augmenter la température au niveau de la cible. L’hydrogène évaporé se dirige alors vers les réservoirs de stockage. Il faut environ 8 h pour que le système se retrouve à nouveau à température ambiante. Pour sécuriser le système et éviter tout contact entre l’air et l’hydrogène³, le circuit d’hydrogène est ensuite pompé, puis rempli par du gaz N_2 .

3. L’hydrogène devient inflammable (resp. explosif) dans l’air lorsque son abondance est comprise entre 4 et 75% (resp. 18 et 59%) dans les conditions normales de température et de pression.

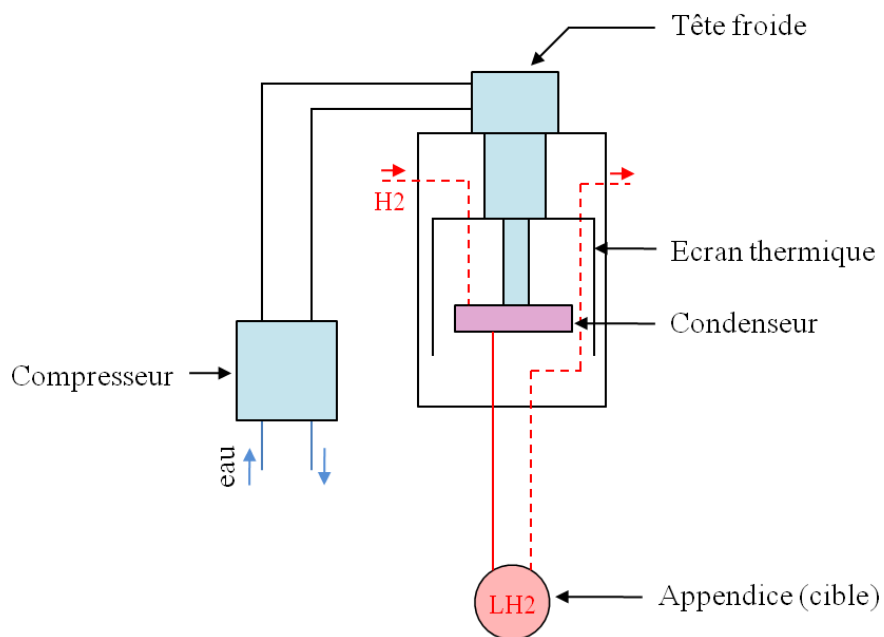


FIGURE 8.4 – Schéma du fonctionnement de la cible.

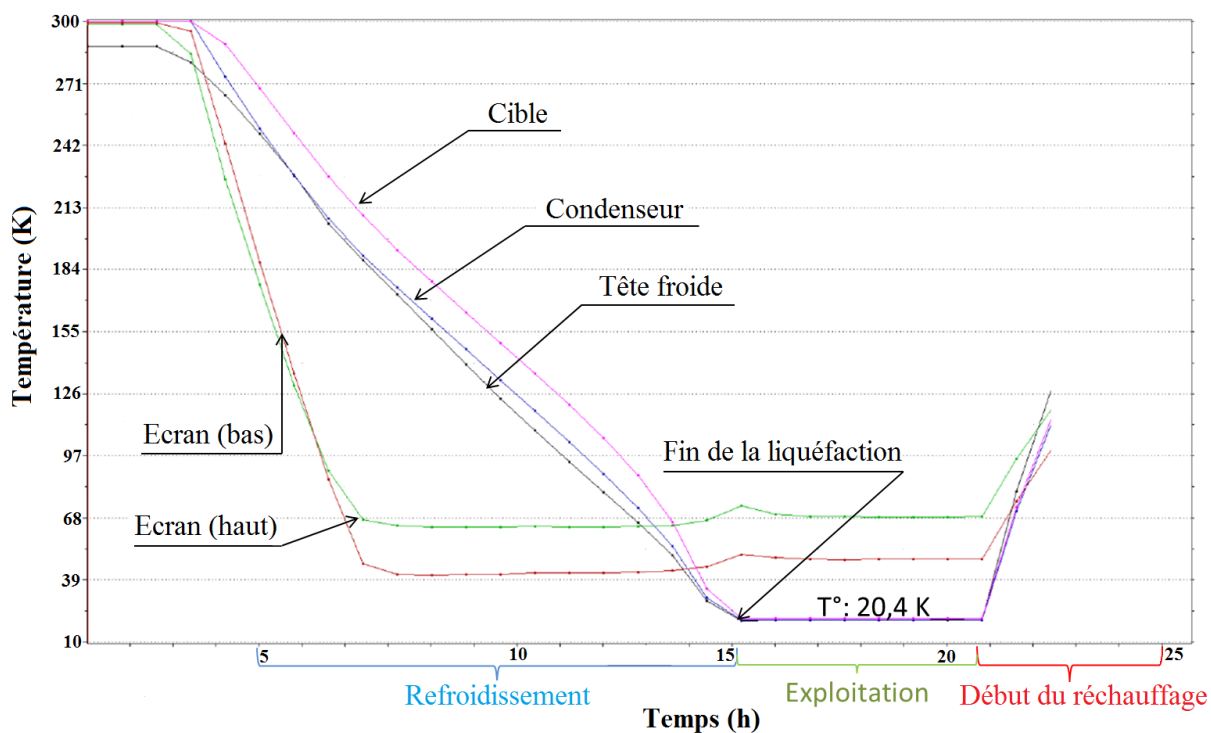


FIGURE 8.5 – Courbe de refroidissement prise pendant le test de juin 2011.

Chapitre 9

Dispositif expérimental

Un test sous faisceau de la cible d'hydrogène liquide de 2 cm a été effectué au GSI en mai 2011 pour valider son fonctionnement. Un faisceau stable de ^{54}Cr délivré par le complexe d'accélérateur UNILAC+SIS a été envoyé sur la cible liquide pendant 7 h. Les produits de réactions ont été identifiés par l'ensemble LYCCA (Lund York Cologne Calorimeter) et les énergies des photons de désexcitation ont été mesurées par les détecteurs Germanium RISING.

9.1 Séparateur de fragments FRS

Deux techniques sont employées pour produire des faisceaux radioactifs : (i) la fragmentation en vol où un faisceau primaire est envoyé sur une cible à haute énergie. Dans ce cas, les éjectiles gardent la même vitesse que la faisceau primaire et seulement les noyaux d'intérêt sélectionnés par un séparateur constituent le faisceau secondaire radioactif. C'est la méthode employée au GSI et qui permet d'atteindre des énergies de faisceau importantes, jusqu'au GeV/nucléon. (ii) la seconde méthode est dite ISOL pour Isotopic Separation On Line. Suivant cette technique, le faisceau primaire est arrêté dans une cible de production épaisse. Les résidus des collisions qui diffusent en dehors de la cible sont alors ionisés avant d'être accélérés. Cette méthode conduit à des faisceaux secondaires de plus faible énergie comparée à la méthode par fragmentation mais plus purs et de meilleure optique en raison de la réaccélération.

L'accélérateur linéaire UNILAC produit des faisceaux stables du proton à l'uranium à des énergies d'environ 11.4 MeV/nucléon. Le faisceau stable choisi est ensuite injecté dans le synchrotron SIS et est accéléré jusqu'à des énergies de 1 à 4.5 GeV/nucléon. Ce faisceau primaire bombarde alors une cible d'ions lourds pour créer plusieurs noyaux radioactifs par fragmentation. Le faisceau secondaire composé de ces différents noyaux est purifié en aval par le spectromètre à zero degré FRS [110]. Ces caractéristiques sont reportées dans le Tab.9.1. Il est composé de 4 dipôles et d'associations de quadrupôles placées avant et après chaque dipôle, dont la disposition est visible sur la Fig.9.1. Il est long de 74 m pour une particule suivant la trajectoire centrale. Un premier plan focal dispersif se trouve en S2 et le plan focal final situé en S4 peut être dispersif ou convergeant. La séparation des noyaux composant le faisceau secondaire se fait en trois étapes dite $B\rho$ - ΔE - $B\rho$.

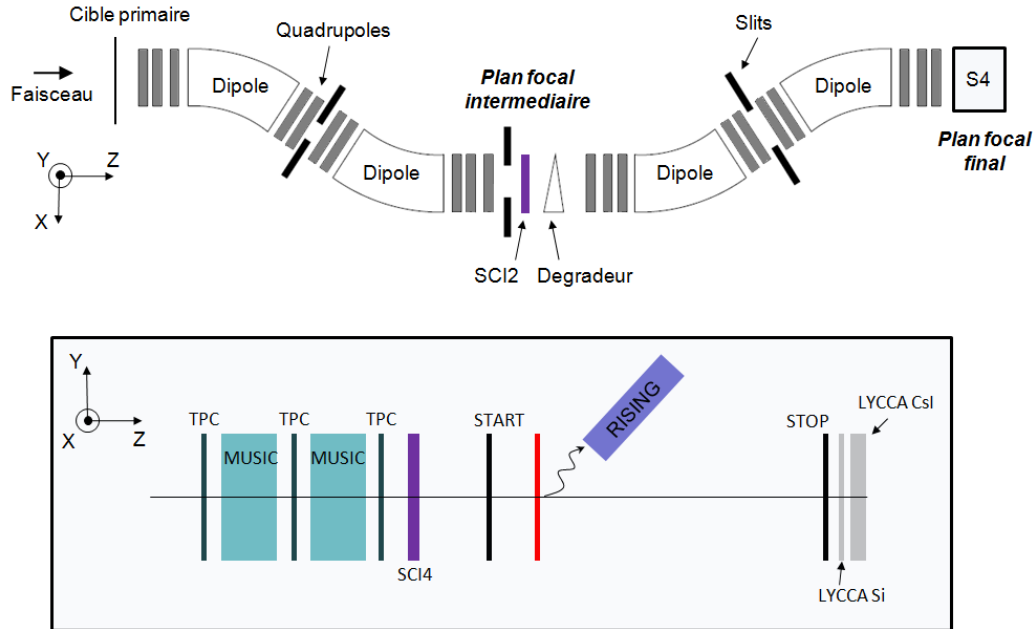


FIGURE 9.1 – schéma du dispositif expérimental.

TABLE 9.1 – Caractéristiques du spectromètre FRS

Acceptance angulaire	$\Delta\Theta = \pm 10$ msr
Acceptance en moment	$\Delta p/p = \pm 1\%$
Dispersion du 1 ^{er} étage	$D_2 = -6.474$ cm/%
Dispersion du 2 ^{ème} étage	$D_4 = 7.239$ cm/%
$B\rho_{max}$	18 Tm

9.1.1 La méthode de séparation $B\rho$ - ΔE - $B\rho$

Les deux premiers dipôles du FRS constituent le premier étage de la sélection. Comme pour le spectromètre PRISMA, les ions de masse A et de charge Q se déplaçant à la vitesse β dans un champ \vec{B} vérifient la relation :

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho e}{\beta\gamma uc} \quad (9.1)$$

où $u=931.5$ MeV/ c^2 est l'unité de masse atomique et ρ le rayon de courbure de la trajectoire, fixé à 11.25 m pour la particule de référence. Pour des noyaux complètement épluchés $Q = Z$, et (9.1) conduit à :

$$\frac{A}{Z} = \frac{B\rho e}{\beta\gamma uc} \quad (9.2)$$

En considérant que les vitesses des fragments sont globalement les mêmes en sortie de cible, le champ \vec{B} appliqué détermine le rapport A/Z . Seuls les noyaux ayant un $B\rho$ autour du $B\rho_0$ central (compris dans l'acceptance du spectromètre $\frac{\Delta p}{p} = \pm 1\%$) sont transmis.

Le plan focal intermédiaire étant dispersif, les fragments qui possèdent des $B\rho$ différents ont des positions différentes au plan focal suivant la formule :

$$\Delta x = D \frac{\Delta B\rho}{B\rho} \quad (9.3)$$

où D est la constante de dispersion. De plus deux particules de même $B\rho$ entrant à la même position mais à des angles différents, ont des positions différentes au plan focal. Pour éviter cette dépendance angulaire, des quadrupôles sont placés autour des dipôles. Il est alors possible de supprimer certains fragments en plaçant dans le plan focal des lèvres (*slits*) sur la trajectoire des fragments.

Un deuxième étage de sélection peut se faire au niveau du plan focal intermédiaire par l'utilisation d'un système de dégradeur (constitué de différents assemblages d'aluminium [111]). Lorsque les fragments passent le dégradeur, ils perdent une partie de leur énergie proportionnellement à l'épaisseur traversée. Deux cas sont envisageables : (i) il est possible d'utiliser une couche d'aluminium dont l'épaisseur dépend de la position en X . Ceci permet d'homogénéiser les vitesses des fragments en sortie de dégradeur, et implique une conservation des positions des fragments au plan focal final. (ii) En mode achromatique, les fragments perdent une même énergie dans le dégradeur, permettant de refocaliser les fragments au plan focal image.

Enfin, de la même manière que les deux premiers dipôles, les deux derniers dipôles permettent de sélectionner uniquement les noyaux dont les $B\rho \sim B\rho_0$.

9.1.2 Les détecteurs au plan focal

Plusieurs détecteurs sont utilisés pour identifier en charge et masse les fragments composant le faisceau secondaire : deux scintillateurs placés en S2 (nommés SCI2 dans la suite) et en S4 (nommés SCI4 dans la suite), les chambres d'ionisation (MUSIC : Multiple Sampling Ionization Chamber) placées en S4 et les chambres à projection temporelle (TPC : Time Projection Chamber).

Les scintillateurs plastiques

Ils sont de type BC420 et couvrent l'ensemble de la surface active des plans focaux : 210×80 mm² pour CSI1 et 200×80 mm² pour CSI2. Ils sont couplés à des photomultiplicateurs HAMAMATSU placés à gauche et à droite et autorisent un taux de comptage de l'ordre de 10^5 particules par seconde. La position en X est obtenue via la différence en temps entre les signaux des 2 PM. Ils servent aussi à obtenir un temps de vol des fragments entre S2 et S4. La résolution en temps attendue est de l'ordre de 100 ps pour des épaisseurs de 0.5 mm [110].

Les chambre d'ionisation

Elles ont une surface active de 200×80 mm² et sont longues de 420 mm. Elles sont remplies de gaz CF_4 à la pression atmosphérique. Un schéma du principe de ces chambres d'ionisation est donné à la Fig.9.2. Elles sont constituées d'une cathode, d'une grille de Frisch et de huit anodes indépendantes. Le passage des ions dans la chambre crée des électrons qui dérivent vers l'anode et dont le nombre est proportionnel à l'énergie perdue dans la chambre. L'énergie totale perdue dans la chambre d'ionisation est calculée comme étant la moyenne géométrique des énergies

mesurées par les 8 électrodes.

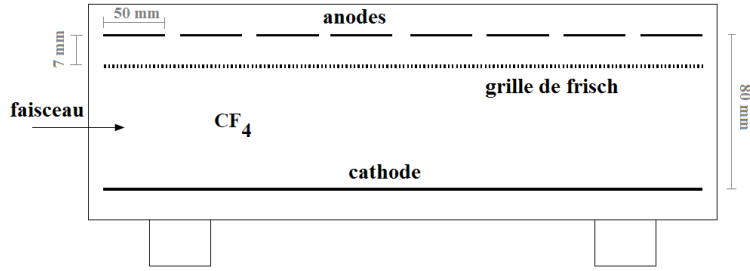


FIGURE 9.2 – schéma de principe de la chambre d'ionisation.

Les chambres à projection temporelle

Elles couvrent une zone de $70 \times 65 \times 240 \text{ mm}^3$ et sont composées d'Ar + 10% CH₄ à la pression atmosphérique. La cage de champ est formée par des bandes de Mylar de 3 mm espacées de 5 mm. Le champ de dérive appliqué est de 400 V/cm. Le passage d'un ion dans le gaz crée des électrons qui dérivent avec des vitesses de $4 \text{ cm}/\mu\text{m}$ vers la grille d'amplification avant d'être multipliés (voir Fig.9.3). Le temps de dérive jusqu'à l'anode permet d'obtenir la position Y. Et la différence en temps entre les deux signaux induits sur la ligne retard (composant la cathode) donne accès à X.

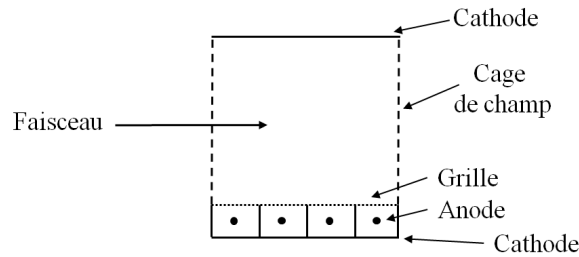


FIGURE 9.3 – schéma de principe de la chambre à projection temporelle.

9.1.3 Identification du faisceau incident

Information en charge

La formule de Bethe estime l'énergie perdue par un ion, de numéro atomique Z et allant à la vitesse β , dans un matériau de masse \tilde{A} et de numéro atomique \tilde{Z} :

$$-\frac{dE}{dx} = K Z^2 \frac{\tilde{Z}}{\tilde{A}} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (9.4)$$

où K est une constante, m_e la masse de l'électron, T_{max} l'énergie maximale transférée à un électron libre lors d'une collision, I l'énergie d'excitation moyenne de l'absorbeur et δ la correc-

tion due aux effets de densité. Pour un même absorbeur, l'énergie perdue par un ion est donc proportionnelle à une fonction qui ne dépend que de la vitesse des ions :

$$-\frac{dE}{dx} = Z^2 f(\beta) \quad (9.5)$$

Cette fonction est déterminée à l'avance par l'utilisation d'un faisceau stable à différentes énergies. Il est ainsi possible de remonter au numéro atomique de l'ion traversant la chambre connaissant sa vitesse et sa perte d'énergie dans l'absorbeur. Plus de détails sur la calibration de la fonction $f(\beta)$ peuvent être trouvés dans [112].

Information en masse

La formule (9.2) implique que le rapport A/Z est déterminé par la connaissance de $B\rho$ et de β . D'après la relation de dispersion (9.3), on déduit le $B\rho$ associé à un ion passant par la position X_2 (par rapport à la trajectoire de référence) dans le plan focal intermédiaire et par X_4 au plan focal final, avec :

$$B\rho = B\rho_0 - B\rho_0 \frac{X_4}{D_4} + B\rho_0 \frac{X_2}{D_2} \quad (9.6)$$

où $B\rho_0$ est associé à la particule suivant la trajectoire centrale. Les positions X_2 et X_4 sont données par les scintillateurs SCI2 et SCI4 respectivement. La vitesse est quant à elle calculée grâce à la mesure du temps de vol (noté ToF) entre les deux scintillateurs.

Pour le test de la cible, un faisceau stable de ^{54}Cr a été utilisé. Le spectromètre FRS a donc été optimisé pour transmettre le faisceau jusqu'en S4. Les caractéristiques du faisceau délivré par le SIS sont données au Tab.9.2 ainsi que les champs des dipôles de FRS utilisés. L'énergie sur cible a été calculée avec le programme LISE++ [54]. Sur la Fig.9.4, la matrice d'identification du faisceau arrivant sur la cible d'hydrogène montre que le faisceau de ^{54}Cr est pure à 90%.

TABLE 9.2 – Caractéristiques du test

faisceau	^{54}Cr
énergie au SIS	360 MeV/A
intensité	400 000 particules/spill (10 s)
cible primaire	4 g/cm ² ^9Be
énergie sur cible secondaire	126 MeV/A
cible secondaire	2 cm d'hydrogène liquide
tâche faisceau	5 cm de diamètre (LTMH)
B ₁	0.50365 T
B ₂	0.47484 T
B ₃	0.4254 T
B ₄	0.42495 T

9.2 RISING

L'ensemble RISING [113] est constitué de détecteurs Germanium et organiques : 15 clusters Ge Euroball, 8 détecteurs Ge segmentés MINIBALL, et 8 BaF₂ HECTOR. Pour le test seulement

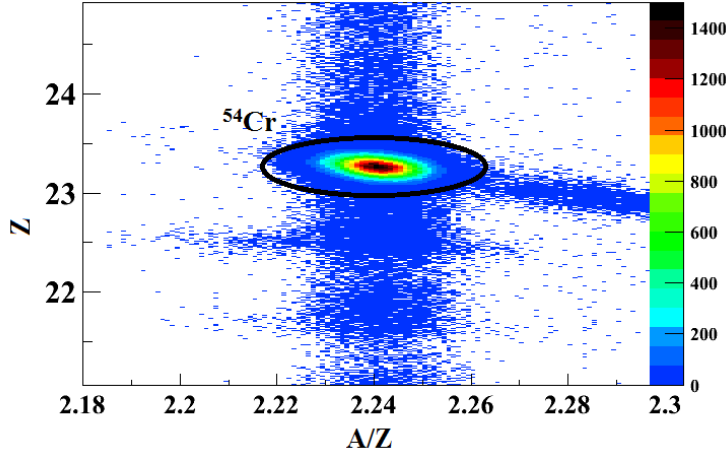


FIGURE 9.4 – Identification du faisceau incident en regardant Z en fonction du rapport A/Z.

12 des clusters EUROBALL ont été utilisés et les détecteurs BaF₂ ont été placés à 90° (mais n'ont pas été exploités durant l'analyse). Trois clusters ont dû être enlevés pour pouvoir installer le support du cryostat de la cible d'hydrogène, comme on peut le voir sur la photographie de l'aire expérimentale à la Fig.9.5. Chaque cluster comprend 7 cristaux hexagonaux de 70 mm de diamètre et 78 mm de long positionnés dans un même cryostat. Ils sont placés à 700 mm du centre de la cible sur 3 anneaux à 16°, 33° et 36°. La configuration standard est adoptée pour le test et est montrée à la Fig.9.6. Pour réduire le bruit de fond dû aux réactions induites entre les fragments et les matériaux environnants la cible, chaque cluster est blindé sur les côtés avec 2 mm de plomb (absorbe 95% des photons d'énergie 150 keV), à l'arrière avec 5 mm de plomb (absorbe 95% des photons d'énergie 220 keV) et un absorbeur composé de plomb (1 mm), d'étain (2 mm) et d'aluminium (2 mm) est placé à l'avant (absorbe 95% des photons d'énergie 140 keV).

Sur la Fig.9.7 est présenté la distribution en énergie calibrée pour une source ¹⁵²Eu. La résolution en énergie obtenue pour chacun des pics est donnée à la Fig.9.8, ainsi que l'efficacité relative trouvée.

Comme vu dans la partie I, pour des noyaux se déplaçant à des vitesses relativistes β , l'énergie des photons mesurée en vol E_γ est décalée en énergie par rapport à l'énergie de transition E_0 dans le référentiel du noyau émetteur :

$$E_\gamma = E_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta_\gamma} \quad (9.7)$$

où θ_γ est l'angle entre la trajectoire du noyau et le photon émis. On déduit de cette formule l'incertitude sur l'énergie. Elle est liée (i) à la détection des photons par des détecteurs de taille finie, (ii) à la résolution intrinsèque des détecteurs Ge et (iii) à l'épaisseur de la cible qui implique une méconnaissance du point d'interaction entre la cible et le faisceau. On peut estimer les incertitudes avec la formule suivante (dérivation de 9.7) :

$$\frac{\Delta E_0}{E_0} = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{\beta \sin \theta_\gamma}{1 - \beta \cos \theta_\gamma} \Delta \theta_\gamma + \frac{\beta(1 - \beta \cos \theta_\gamma) - \cos \theta_\gamma(1 - \beta^2)}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta_\gamma)} \Delta \beta \quad (9.8)$$

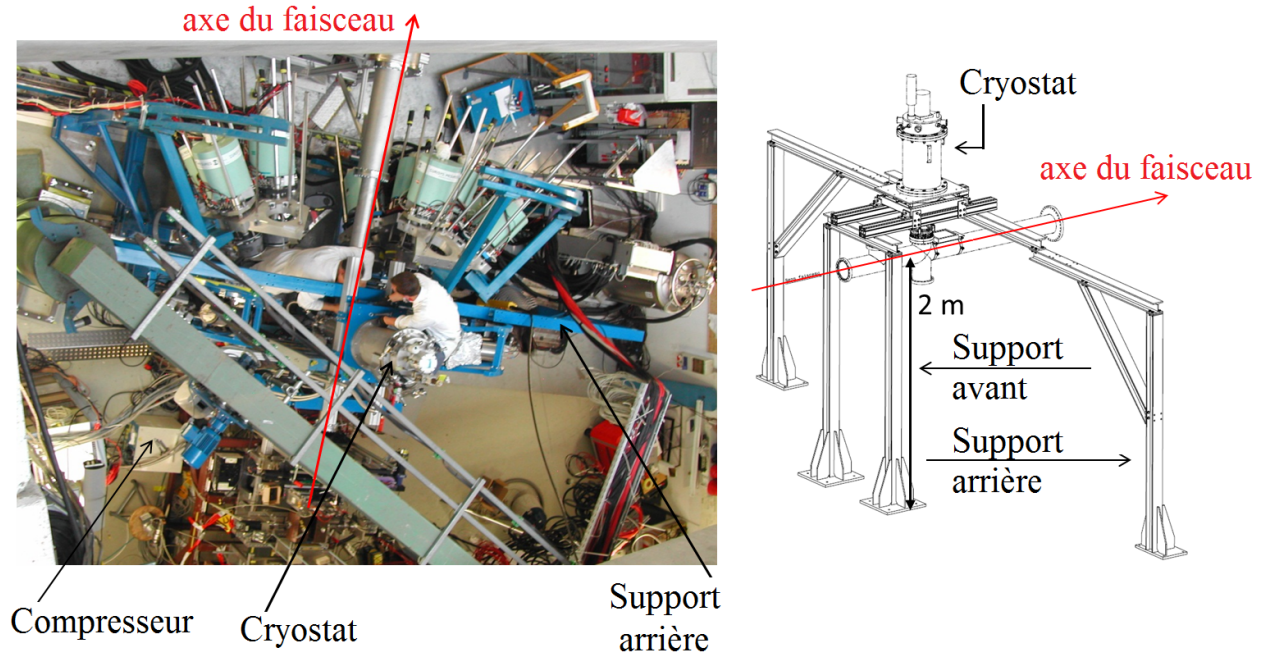


FIGURE 9.5 – Photographie de l'aire expérimental (gauche) et schéma des barres supportant le cryostat de la cible (droite).

où $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 0.34\%$ (avec source ^{152}Eu à 779 keV, voir Fig.9.8), $\Delta\theta_\gamma = 3^\circ$ [113] et $\Delta\beta = 0.04$ (calcul de perte d'énergie dans la cible avec LISE++). Ce qui implique une résolution en énergie de l'ordre de 3.6%, dominée par la contribution $\Delta\beta$. Une simulation RISING a été faite par Anna Corsi (SPhN) avec GEANT 4 pour des particules traversant la cible de 2 cm d'hydrogène à des énergies de 100 MeV/A pour les 12 cristaux de Ge. Les résultats sont regroupés au Tab.9.3. La procédure d'add-back a été appliquée de sorte à sommer les énergie > 700 keV pour des cristaux adjacents, et le lieu de la première interaction est supposé être l'endroit où la plus grande énergie a été déposée.

TABLE 9.3 – Résolution et efficacité simulées pour RISING.

Energie (keV)	Résolution (LTMH, keV)	ε_i
834	21	1.35%
1007	27	1.20%
1288	32	1.10%
1436	37	1.00%

Le boost de Lorentz est l'autre effet relativiste à prendre en compte. Il est lié au fait que la distribution en angle θ_γ dans le référentiel du laboratoire est différente de la distribution en angle θ_0 dans le référentiel associé au noyau :

$$\cos\theta_\gamma = \frac{\cos\theta_0 + \beta}{1 + \beta\cos\theta_0} \quad (9.9)$$

Aux énergies relativistes, les photons sont donc émis plus vers l'avant.

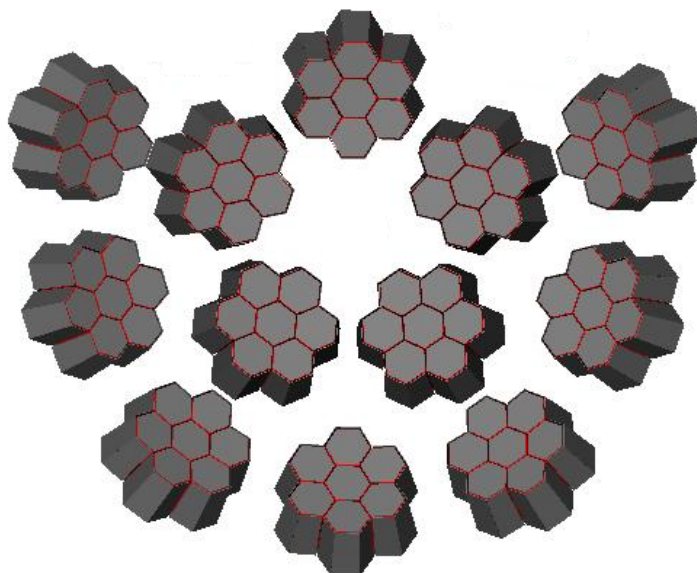


FIGURE 9.6 – Agencement des détecteurs Germanium.

L'efficacité des 12 clusters doit donc être simulée. Les valeurs obtenues pour 4 énergies de transition sont données au Tab.9.3. Ici, le seuil en énergie pour l'add-back a un effet important sur l'efficacité. Par exemple, pour une transition d'énergie 1007 keV, l'efficacité passe à 1.8% pour un add-back sans seuil alors qu'elle était de 1.2% avec un seuil à 700 keV.

9.3 LYCCA : Lund York Cologne CALorimeter

C'est un système de détecteurs placé en S4 qui permet d'identifier les éjectiles issus des réactions entre le faisceau secondaire et la cible, à partir de la mesure de leur énergie et leur temps de vol. Un schéma des différents détecteurs installés en S4 est donné à la Fig.9.1. Un premier scintillateur plastique est placé avant la cible et un second 3.5 m derrière pour mesurer le temps de vol des éjectiles (noté ToF). Des détecteurs DSSSD (Double-Sided Silicon-Strip Detector) sont placés derrière le second plastique pour connaître la position des éjectiles et mesurer une perte d'énergie (ΔE). Des scintillateurs à iodure de césium inorganique CsI sont utilisés pour mesurer l'énergie résiduelle (E_{res}).

9.3.1 Les détecteurs

9.3.1.1 DSSSD

Ce sont des détecteurs Silicium minces double face à pistes. 12 DSSSD sont utilisés pour couvrir une surface de $240 \times 180 \text{ mm}^2$ (voir Fig.9.9). Chaque détecteur a une taille de $58 \times 58 \text{ mm}^2$ et une épaisseur de $303 \mu\text{m}$. 32×32 pistes sont posées sur les faces du Silicium, espacées de $75 \mu\text{m}$ permettant de déterminer la position en X et Y des éjectiles. Seuls les 4 détecteurs centraux ont leurs pistes lues une à une (soit 64 signaux), les pistes des 8 autres DSSSD sont

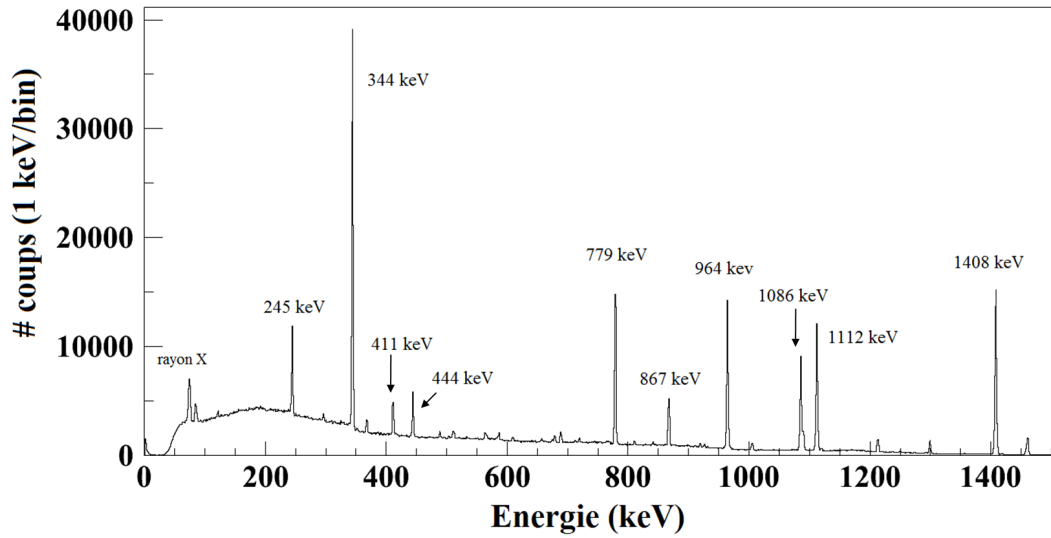


FIGURE 9.7 – Distribution en énergie calibrée d'un détecteur Ge de RISING obtenue avec une source de ^{152}Eu placée à 70 cm.

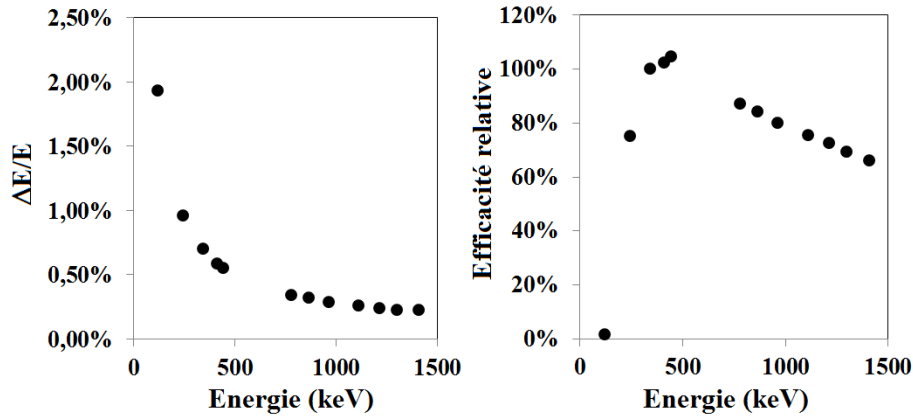


FIGURE 9.8 – Résolutions en énergie (droite) et efficacités relatives (gauche) obtenues pour les énergies de transition de ^{152}Eu .

regroupées par 4. Sur la Fig.9.10 est donné un exemple de détection des particules issues de la réaction $^{54}\text{Cr}(p,X)X$. La résolution en énergie des détecteurs DSSSD est donnée par une source α (^{226}Ra) de 6% à 4.8 MeV (LTMH), et pour des protons de 0.6% à 180MeV (LTMH) [114]. Un test dédié au fonctionnement de LYCCA [115] a déterminé une résolution de 3.1% à 348 MeV (LTMH).

9.3.1.2 CsI

9 CsI de $19 \times 19 \text{ mm}^2$ sont placés derrière chaque DSSSD, comme montré à la Fig.9.9. Chaque détecteur est profond de 20 mm de forme trapézoïdale (pavé de $19 \times 19 \times 13 \text{ mm}^3$ + trapèze long de 7 mm et de base finale $10 \times 10 \text{ mm}^2$) et couplé à une photodiode, permettant de mesurer des énergies jusqu'à 15 GeV. Pour les 9×4 CsI centraux, chaque réponse de photodiode est lue individuellement ; alors que pour les CsI restants, les signaux de 9 CsI sont regroupés.

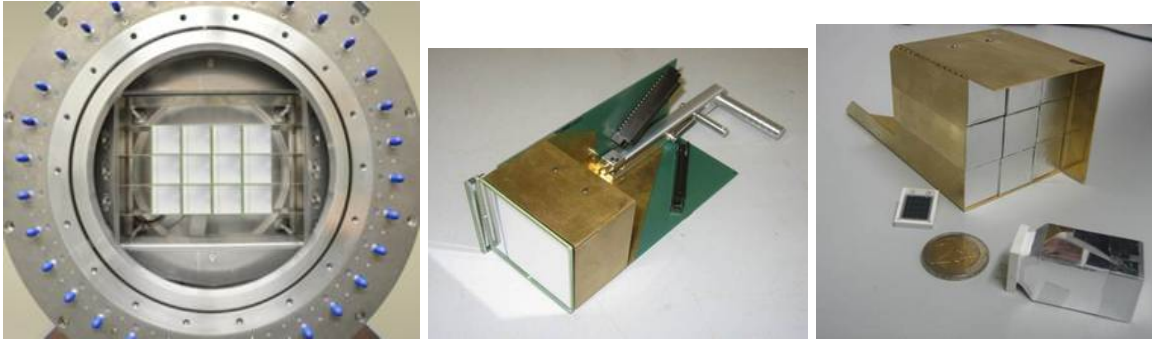


FIGURE 9.9 – Photographies de l’arrangement des DSSSD positionnés à 3.5 m de la cible (gauche), d’un DSSSD (milieu) et des CsI (droit).

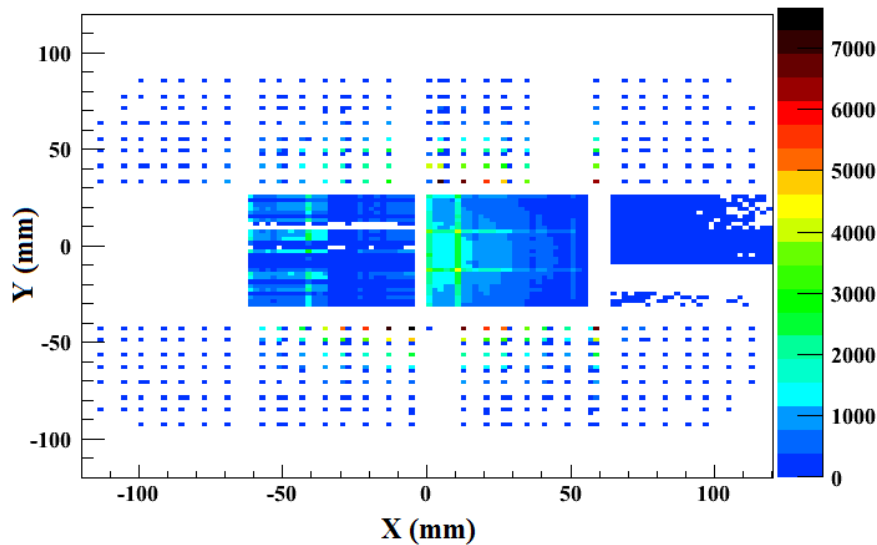


FIGURE 9.10 – Impacts des éjectiles issus de la réaction entre le faisceau de ^{54}Cr et la cible d’hydrogène liquide sur les DSSSD.

La résolution en énergie donnée par [115] est de 1.1% à 5.3 GeV.

9.3.1.3 Plastiques

Le temps de vol des éjectiles est mesuré par l’intermédiaire de deux membranes de plastique scintillant de 1 mm d’épaisseur (voir Fig.9.11) et de surface active de diamètre 250 mm. Chaque membrane est couplée à 32 photomultiplicateurs, avec une résolution en temps intrinsèque de 29 ps, bien inférieure aux 100 ps nécessaires pour obtenir une séparation en masse autour de $A \sim 100$ [116].

9.3.2 Identification en masse et numéro atomique des résidus

Sur la Fig.9.12 est représentée la perte d’énergie ΔE dans le Si en fonction de l’énergie résiduelle E_{res} mesurée par le mur de CsI. D’après la formule de Bethe et Block ΔE est proportionnelle à MZ^2/E . Chaque trace peut donc être associée à une chaîne isotopique différente.



FIGURE 9.11 – Photographie d’un des scintillateurs utilisés pour mesurer le temps de vol des éjectiles en S4.

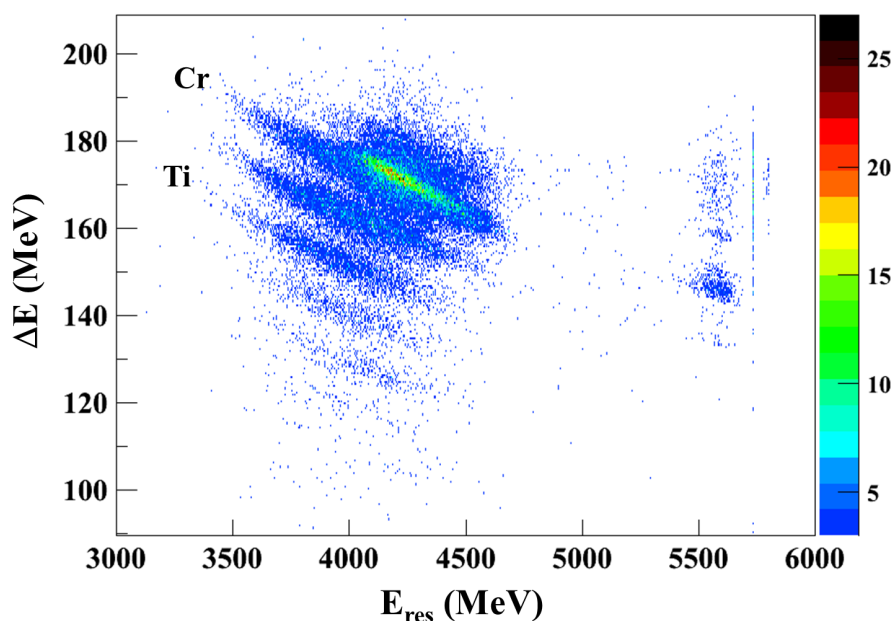


FIGURE 9.12 – Identification en Z des éjectiles par la graphe ΔE en fonction de E_{res} .

La trace la plus importante est due à la réaction élastique du faisceau sur la cible de proton et aux autres réactions produisant les isotopes de Cr. Les quelques événements à $E_{res} = 5500$ MeV (<5% du total des événements) correspondent à des particules du faisceau ne perdant pas d'énergie dans la cible, *ie* des particules traversant une cible vide. Ceci est dû en partie au fait que l'acquisition des données a débuté sans que la cible soit remplie par de l'hydrogène liquide. Néanmoins, même une fois la cible normalement remplie, quelques particules (<3-5% des événements) semblent traverser la cible sans “voir” d'hydrogène liquide. On peut envisager la possibilité qu'au final la cible n'ait été que partiellement remplie avec de l'hydrogène liquide, laissant un certain volume rempli d'hydrogène gazeux. Pour vérifier cette hypothèse, on reconstruit la position des particules sur la cible (voir Fig.9.13) à partir des positions relevées par deux des TPC placées en amont et éloignées de plus d'un mètre. Malheureusement cette reconstruction ne permet pas de confirmer cette hypothèse. Le set-up classique comprend normalement des DSSSD placés juste après la cible permettant de mesurer la position des particules incidentes au

niveau de la cible. Lors du test, ces détecteurs n'ont pas été placés faute de support spécifique.

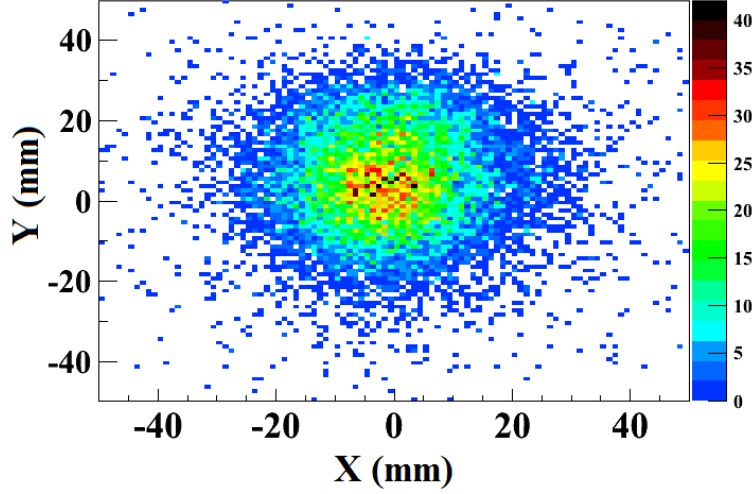


FIGURE 9.13 – Impacts reconstruits sur la cible d’hydrogène des particules possédant une énergie résiduelle $E_{res} \sim 5500$ MeV.

La masse absolue (mc^2) d’un éjectile est déterminée via la mesure de son énergie totale (E_{tot}) :

$$E_{tot} = \gamma mc^2 = T + mc^2 \quad (9.10)$$

où T est l’énergie cinétique de l’éjectile, et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, β étant la vitesse de l’éjectile. L’égalité 9.10 implique que :

$$mc^2 = \frac{T\sqrt{1-\beta^2}}{1-\sqrt{1-\beta^2}} \quad (9.11)$$

L’énergie cinétique est calculée par la somme des énergies mesurées par les DSSSD et les CsI, plus une constante correspondant à l’énergie perdue dans le plastique et estimée par le programme Lise++. Pour évaluer la résolution en masse, on dérive l’équation 9.11 :

$$\Delta mc^2 = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\sqrt{1-\beta^2}} \delta T + T \left(\frac{\beta}{(1-\sqrt{1-\beta^2})^2} \right) \delta \beta \quad (9.12)$$

$$\text{avec } \frac{\delta T}{T} = \frac{\sqrt{(\delta E_{res})^2 + (\delta \Delta E)^2}}{T} = 1\% \quad \text{et} \quad \frac{\delta \beta}{\beta} = \frac{\delta T_{oF}}{T_{oF}} = 0.14\% \quad (9.13)$$

Ces valeurs impliquent une résolution attendue de 0.7 (LTMH).

Comme exemple, les distributions en masse pour les chaînes isotopiques des chromes et des titanes sont données à la Fig.9.14. Cinq isotopes pour les Cr peuvent être identifiés mais avec une résolution en masse moins bonne qu’attendue, de l’ordre 1 (LTMH) et qui ne permet pas de séparer complètement les isotopes. On peut remarquer que l’écart entre les masses est différent de 1. Ce qui signifie que la détermination absolue de la masse à partir de T et β (eq.9.11) n’est pas totalement correcte. Ceci peut-être dû au fait que l’on ne mesure pas l’énergie perdue dans le plastique et que la constante ajoutée dans le calcul de l’énergie cinétique est ajustée pour centrer le ^{54}Cr à la masse 54 ou qu’il y a un petit décalage dans la calibration en énergie.

Sur la Fig.9.14, on a aussi représenté la distribution en masse obtenue lorsque le trigger particule divisée est demandé.

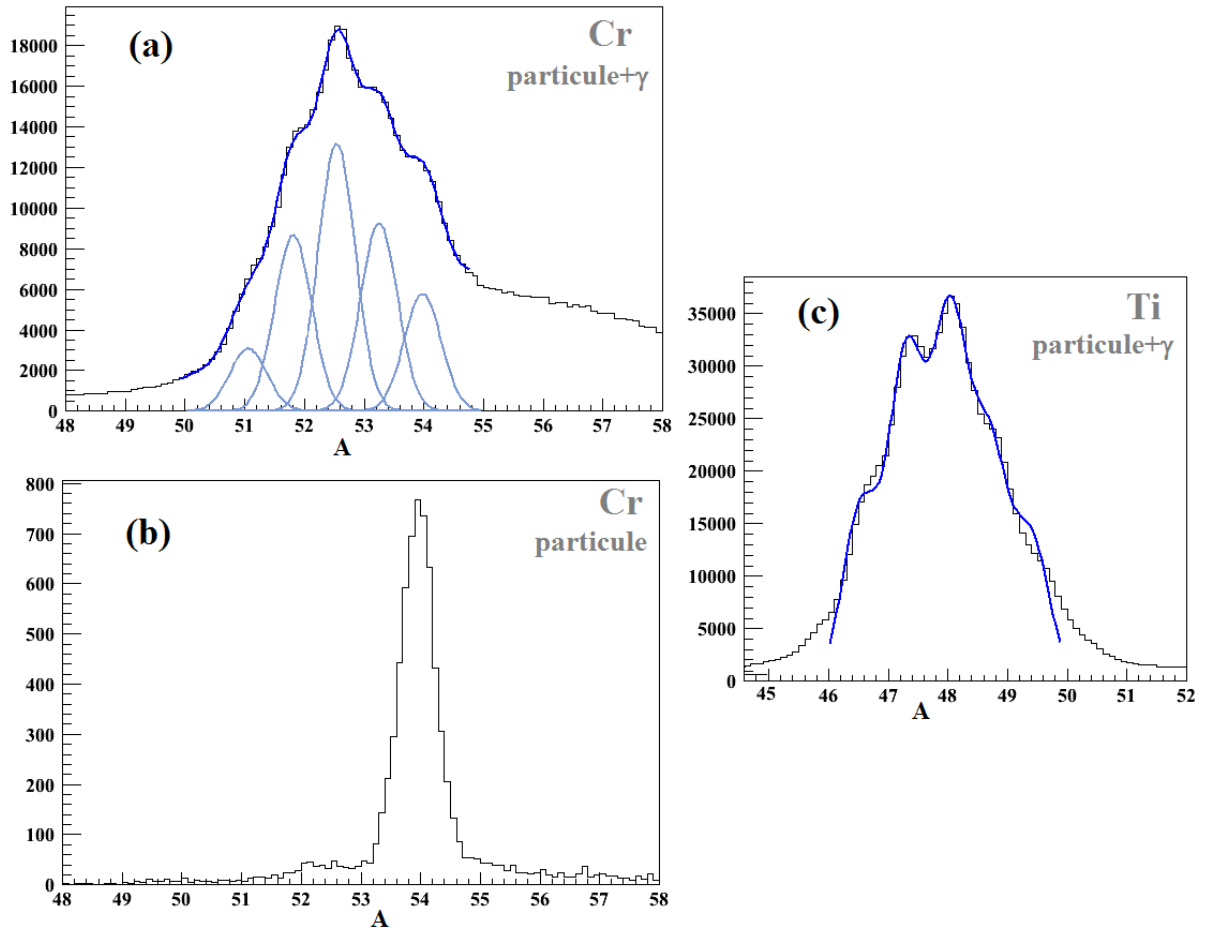


FIGURE 9.14 – Distributions en masse absolue des éjectiles pour la sélection de la chaîne isotopique du chrome, avec le trigger particule+ γ (a) et le trigger particule (b), et pour la chaîne isotopique du titane, avec le trigger particule+ γ (c).

Chapitre 10

Résultats

Dans ce chapitre, on s'intéressera à construire les distributions en énergie pour les noyaux produits par réaction inélastique (^{54}Cr), d'arrachage de neutrons ($^{53,52}\text{Cr}$) et fragmentation (^{48}Ti), pour en déduire des sections efficaces de population d'états excités liés.

10.1 Distribution en énergie

10.1.1 Déclenchement

Trois déclenchements (*trigger*) ont été utilisés pour prendre les données lors du test :

1. le premier sélectionne les données d'une particule sur 2^{10} passant par le scintillateur placé en S4.
2. Le deuxième prend en compte toute particule traversant le scintillateur ayant en coïncidence au moins un photon détecté par un cristal Germanium.
3. Le dernier prend en compte toute particule traversant le scintillateur ayant en coïncidence au moins un photon détecté par HECTOR.

Dans le cas où les trigger 2 et 3 sont déclenchés simultanément, c'est le trigger 2 qui est privilégié. De même, si les triggers 1 et 2 sont déclenchés, c'est le deuxième trigger qui est pris en compte.

Dans la suite de ce chapitre, seulement les données prises par les triggers 1 et 2 sont analysées.

10.1.2 Sélection en temps des événements

Sur la Fig.10.1, où l'on a représenté le spectre en temps de l'un des cristaux de Germanium, trois pics sont visibles : *(i)* celui placé vers 2800 u.a. contient les événements liés aux interactions entre le faisceau secondaire et les détecteurs placés en amont de la cible, malgré la présence d'un mur de plomb entre le scintillateur et la cible limitant cette contamination. *(ii)* Le pic placé à 2660 u.a. correspond aux événements prompt que l'on souhaite analyser. *(iii)* Enfin, le dernier

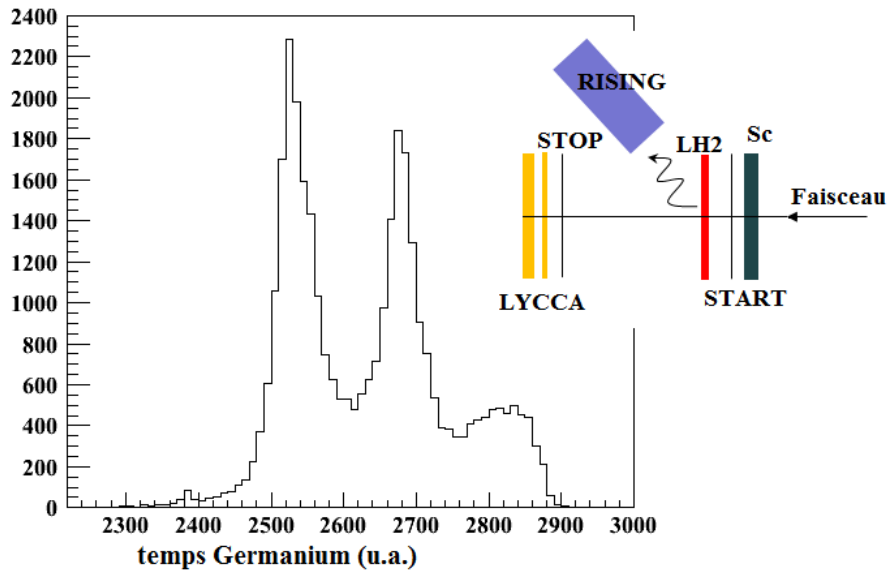


FIGURE 10.1 – Spectre en temps de deux cristaux Ge. Les sources de bruit de fond sont données en illustration.

pic regroupe les γ de désexcitation liés aux interactions entre les éjectiles et les détecteurs de LYCCA.

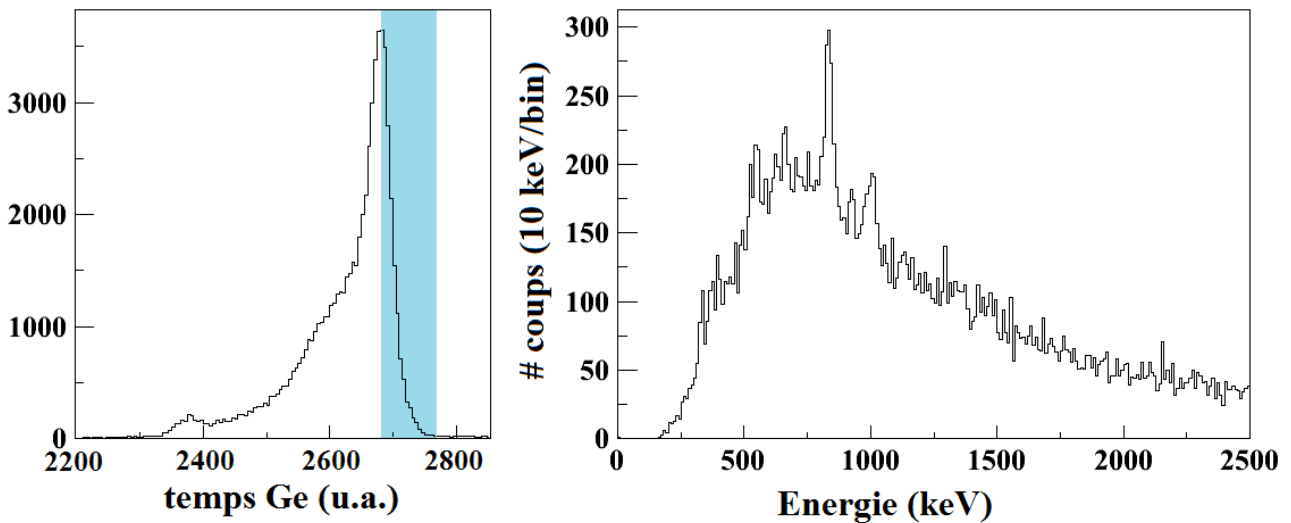


FIGURE 10.2 – (Haut) Spectre aligné en temps des cristaux pour les données du ^{54}Cr . La bande bleue indique la partie du spectre sélectionnée pour tracer la distribution en énergie. (Bas) Spectre en énergie du ^{54}Cr obtenu après sélection en temps des données.

Initialement les cristaux ne sont pas alignés en temps. Avant de pouvoir couper une grande partie des événements fortuits contribuant au bruit de fond dans les spectres de distributions en énergie, il faut aligner tous les cristaux en temps. Pour cela, on ajoute une constante à la réponse en temps de chaque cristal, de sorte que le pic “prompt” soit placé autour de la valeur arbitrairement choisie à 2700 u.a. Ceci étant fait, on ajuste la coupure en temps (bande bleue sur le spectre de la Fig.10.2) sur les données du ^{54}Cr de manière à obtenir le pic à 835 keV de

la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ avec un rapport signal sur bruit toujours différent de zéro, quelque soit la tranche en temps comprise dans cette bande. Pour tracer la distribution de la Fig.10.2, une condition sur la vitesse des éjectiles détectés en coïncidence a été appliquée, ce qui explique que seul le pic “prompt” et une partie des événements γ émis vers LYCCA sont présents. On trouve finalement que les événements qui contribuent au pic à 835 keV sont compris entre les temps 2670 et 2732 u.a.. La distributions en énergie du ^{54}Cr suivant cette coupure est donnée à la Fig.10.2.

10.1.3 Sélection suivant l’angle d’émission du photon

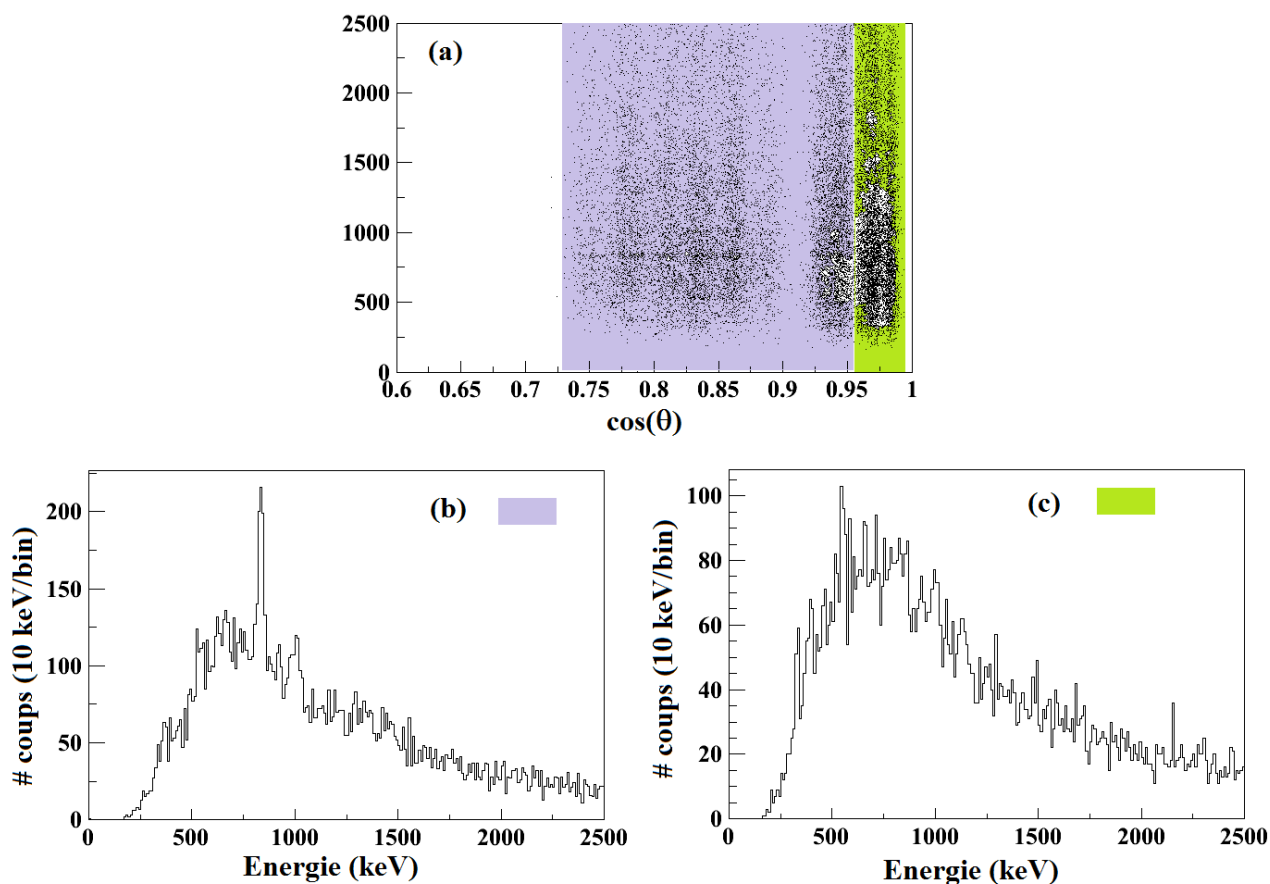


FIGURE 10.3 – (a) On trace pour le ^{54}Cr l’énergie γ en fonction du cosinus de l’angle θ entre la direction du γ émis et la trajectoire de l’éjectile. (b) Spectre en énergie pour les données comprises entre $\cos(\theta) = 0.73$ et $\cos(\theta) = 0.96$. (c) Spectre en énergie pour les données comprises entre $\cos(\theta) = 0.96$ et $\cos(\theta) = 0.99$.

Bien que les détecteurs placés au plus proche de la ligne faisceau aient des résolutions en énergie simulées meilleures que ceux placés à plus grand angle [113], on remarque que si on exclut de l’analyse les cristaux détectant des photons à des angles $\theta_{\gamma} < 18^\circ$, le rapport signal sur bruit des pics est amélioré. Cet effet est illustré à la Fig.10.3 pour le ^{54}Cr : le spectre en énergie correspondant aux données prises aux petits angles ne permet pas de distinguer la transition $2^+ \rightarrow 0^+$. Le rapport signal sur bruit passe ainsi de $S/B = 1.7$ pour le spectre en énergie

construit à partir de l'ensemble des données, à $S/B = 2$ pour le spectre en énergie construit à partir des données excluant les petits angles.

10.1.4 Addback

C'est une procédure qui permet d'améliorer l'efficacité de détection tout en éliminant une partie du fond Compton. Pour les énergies autour du MeV, l'interaction photon matière est dominée par la diffusion Compton. Un photon peut donc perdre par diffusions Compton successives, soit toute son énergie dans un cristal, soit seulement une partie de son énergie dans un cristal et le reste dans un deuxième voir troisième cristal. Dans le premier cas, le photon contribue à former le pic placé à l'énergie de la transition ; alors que dans l'autre cas, la photon contribue au fond Compton. Pour un événement à multiplicité ≥ 2 dans un cluster, la méthode dite d'addback consiste à considérer qu'un seul photon dont l'énergie est la somme des énergies mesurées par les différents cristaux du cluster. Les simulations de RISING prédisent une augmentation de l'efficacité de détection photopic, passant de 1.4% sans addback à 1.9% avec addback à une énergie de 835 keV. Pour les données du test, aucune condition sur les énergies mesurées ni sur l'ordre des cristaux touchés n'a été demandée.

Les distributions en énergie obtenues avec cette méthode d'analyse, correspondant aux réactions de diffusion inélastique et de knockout $-1n$, $-2n$ et $-2p,-4n$ sont présentées sur la Fig.10.4. Comme vu au chapitre précédent, les isotopes ne sont pas complètement séparés en masse ; des contaminations peuvent donc être observées dans ces spectres en énergie et sont indiquées sur la Fig.10.4 le cas échéant. On peut ainsi remarquer que l'addback n'a pas eu une grande influence sur l'allure des spectres : le signal sur bruit reste inchangé ainsi que le nombre de coups dans les différents pics calculés par ajustement gaussien (voir Tab.10.1) pour les distributions faites sans et avec addback. Ce résultat n'est pas si surprenant en considérant que les énergies inférieures à 500 keV sont coupées (seuil électronique), soit des énergies émises en vol ~ 680 keV. L'addback ne peut donc avoir un effet que sur des transitions à des énergies élevées.

TABLE 10.1 – Nombre de coups dans les pics pour les spectres obtenus avec et sans procédure d'addback

i	sans addback	avec addback
2^+ du ^{54}Cr	397 ± 53	360 ± 50
2^+ du ^{52}Cr	710 ± 70	734 ± 71
4^+ du ^{52}Cr	325 ± 48	352 ± 50

10.1.5 Comparaison des spectres en énergie obtenus pour une cible LH2 et de ^9Be

Pour voir l'effet de l'utilisation d'une cible d'hydrogène par rapport à une cible plus lourde, deux spectres en énergie obtenus pour des réactions similaires à partir d'un faisceau de ^{55}Ni sur une cible de ^9Be tirés de [113] sont reportés à la Fig.10.5. On remarque que le signal sur bruit n'est que légèrement amélioré, mais atteint néanmoins 3 pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{52}Cr .

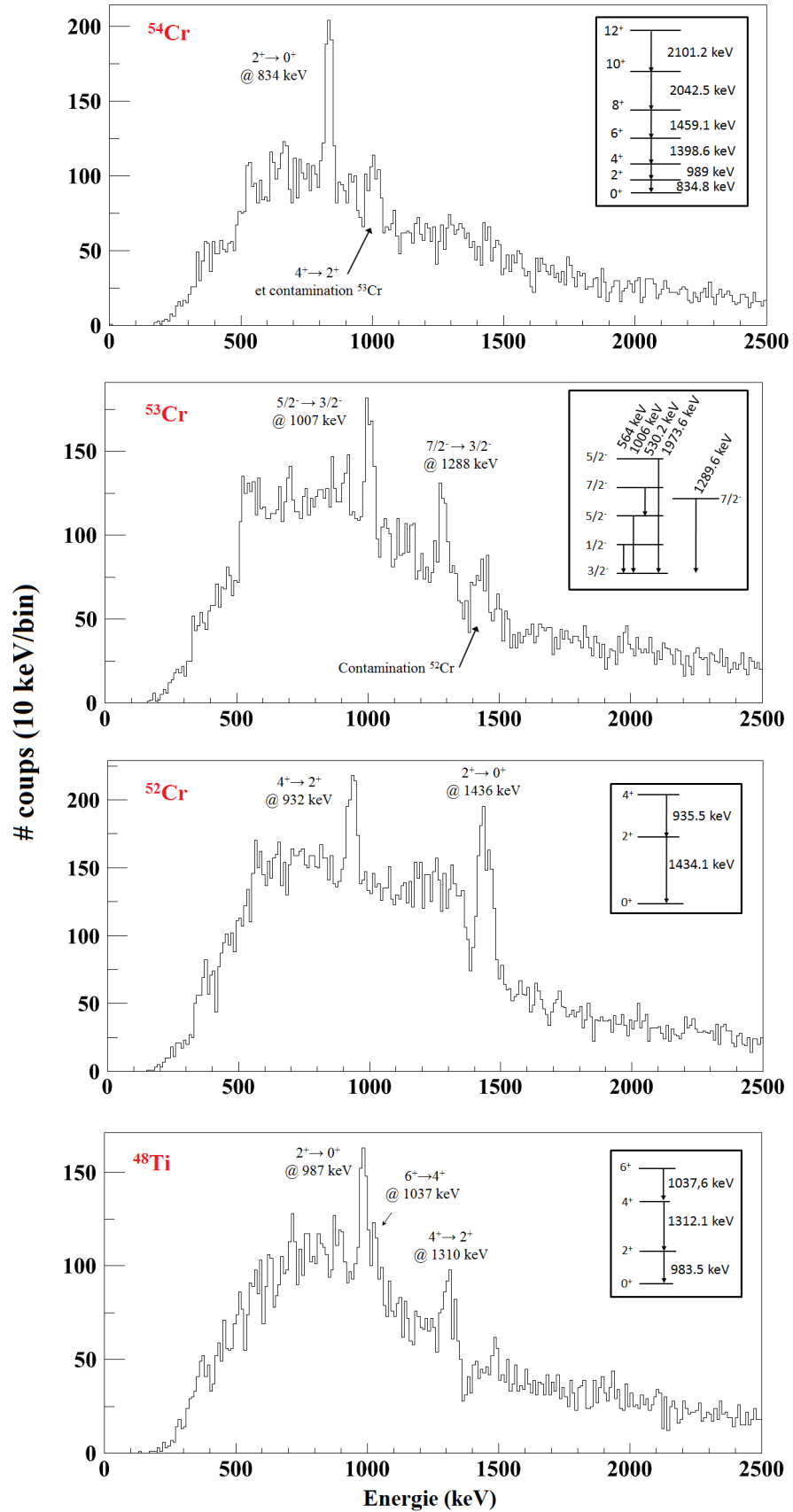


FIGURE 10.4 – Distributions en énergie du ^{54}Cr , ^{53}Cr , ^{52}Cr et ^{48}Ti .

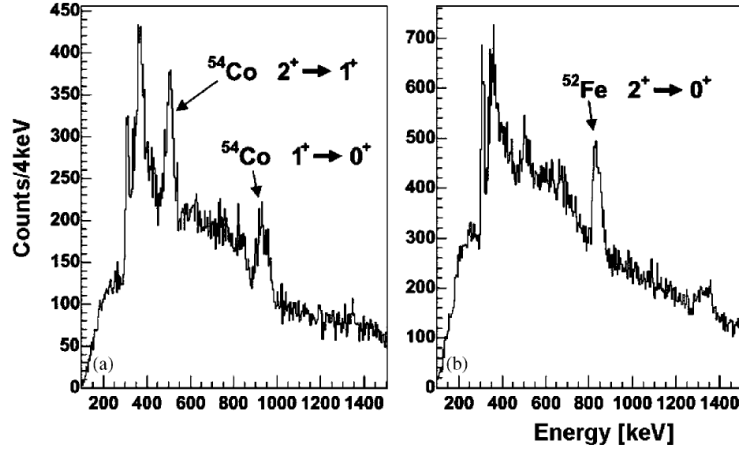


FIGURE 10.5 – Partie des spectres en énergie du ^{54}Co (-1n) et ^{52}Fe (-2p,-1n) tirée de [113].

La résolution en énergie est de 30 keV (LTMH) à 835 keV, en accord avec la résolution attendue (donnée au chapitre précédent ~ 26 keV).

10.2 Sections efficaces

Dans cette partie, on ne calculera que les sections efficaces vers les premiers états excités des noyaux produits. Les sections efficaces inclusives n'ont pu être déterminées à partir de nos données en raison de la division trop importante appliquée sur le trigger particule et/ou de la résolution en masse obtenue insuffisante.

10.2.1 Calcul des sections efficaces

La section efficace de production d'un noyau dans son état excité i se calcule de la manière suivante :

$$\sigma_i = \frac{N_i}{N_{cible} N_{faisceau}} \quad (10.1)$$

où N_i est le nombre de particules créées dans l'état excité i , N_{cible} le nombre de centres diffuseurs dans la cible (par cm^2) et $N_{faisceau}$ le nombre de particules incidentes sur la cible.

Le nombre de centres diffuseurs dans une cible d'hydrogène liquide se détermine par :

$$N_{cible} = \frac{e N_A}{M_H} \quad (10.2)$$

avec e l'épaisseur de la cible (en g/cm^2), N_A le nombre d'Avogadro et M_H la masse molaire de l'hydrogène. Pour notre cible d'hydrogène d'épaisseur 2.2 ± 0.2 cm, $N_{cible} = 9.4 \pm 0.9 \cdot 10^{22}$ atomes/ cm^2 .

Les deux quantités N_i et $N_{faisceau}$ sont quant à elles déterminées à partir des données expérimentales et doivent être corrigées de l'efficacité géométrique et de détection ainsi que du temps mort de l'acquisition. On peut évaluer N_i et $N_{faisceau}$ de la manière suivante :

$$N_i = \left(\frac{n_i}{\varepsilon_i} - \frac{n_{i+1}}{\varepsilon_{i+1}} \right) \times \frac{1}{(1-T) \varepsilon_{LYCCA}} \quad \text{et} \quad N_{faisceau} = \frac{n_{LYCCA}}{(1-T) \varepsilon_{LYCCA}} \quad (10.3)$$

avec :

- n_i (resp. n_{i+1}) le nombre de coups dans le pic à l'énergie de transition $i \rightarrow i-1$ (resp. $i+1 \rightarrow i$). On a soustré à n_i l'alimentation n_{i+1} éventuelle due à la décroissance de l'état supérieur $i+1$.
- ε_i (resp. ε_{i+1}) l'efficacité de détection simulée des 12 clusters Ge à l'énergie de transition $i \rightarrow i-1$ (resp. $i+1 \rightarrow i$).
- T le temps mort de l'acquisition,
- ε_{LYCCA} le coefficient correspondant à l'efficacité de détection des différents détecteurs de LYCCA (plastiques, DSSSD et CsI) ainsi que la transmission des particules de la cible jusqu'au mur de CsI,
- et n_{LYCCA} le nombre de particules passant par les deux détecteurs plastiques, et laissant de l'énergie dans les DSSSD et les CsI.

l'équation 10.1 revient donc à calculer :

$$\sigma^i = \left(\frac{n_i}{\varepsilon_i} - \frac{n_{i+1}}{\varepsilon_{i+1}} \right) \times \frac{1}{N_{cible}} \times \frac{1}{n_{LYCCA}} \quad (10.4)$$

10.2.2 Résultats

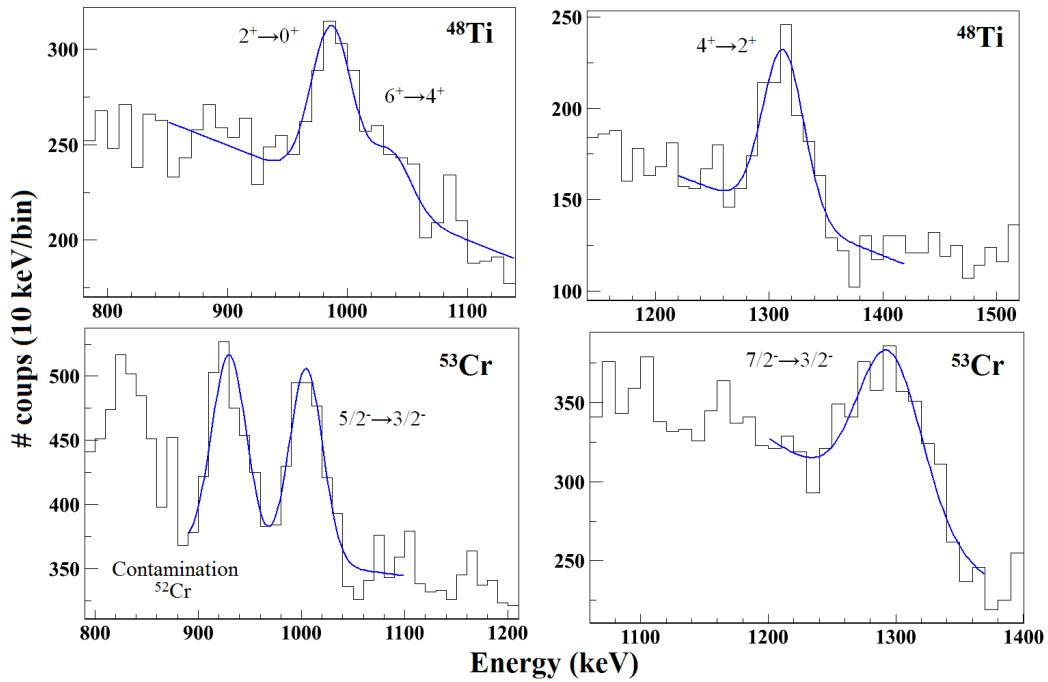


FIGURE 10.6 – Parties des distributions en énergie pour des sélections en masse étendues des ^{48}Ti (haut) et ^{53}Cr (bas). Les ajustements gaussiens sont montrés par les courbes bleues.

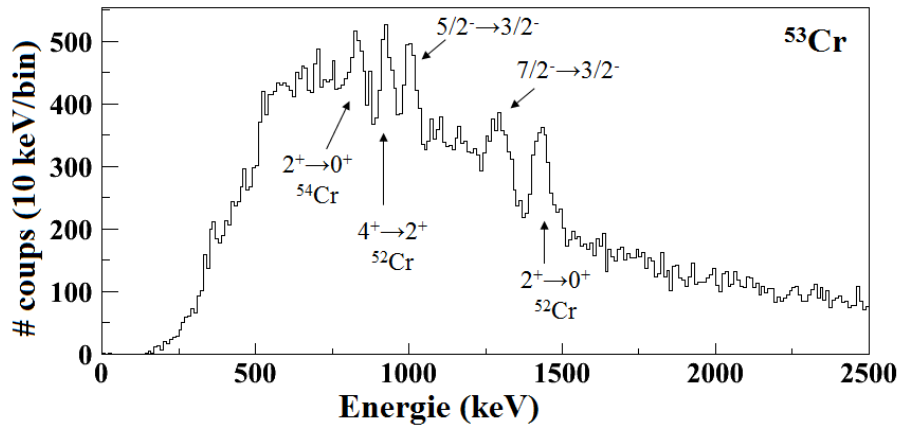


FIGURE 10.7 – Spectre γ pour une sélection en masse étendue du ^{53}Cr , les contaminations par les isotopes voisins de $^{52,54}\text{Cr}$ sont bien visibles.

Les efficacités de détection γ obtenues par simulation sont indiquées dans le tableau 10.2. Pour calculer le nombre de particules incidentes pour 7 heures de temps de faisceau, on compte le nombre de particules qui laissent de l'énergie dans les CsI, DSSD et qui possèdent un temps de vol, avec le trigger particule divisée et avec le trigger particule + γ . De cette manière, on peut s'affranchir de l'efficacité des détecteurs de LYCCA et de la transmission de la cible à LYCCA. On trouve $n_{LYCCA} = 171889 * 2^{10}$ (trigger particule) + 7718602 (trigger particule + γ) $\sim 1.84 \cdot 10^8$ particules.

Les différents n_i sont déterminés sur les distributions en énergie construites à partir de l'ensemble des données associées à un isotope par un ajustement gaussien et un bruit de fond linéaire (quelques exemples de ces ajustements sont donnés à la Fig.10.6). Pour améliorer le signal sur bruit des spectres et éviter trop de contaminations par les isotopes voisins, on n'a pour le moment utilisé que des sélections en masse $A \pm \frac{1}{2} \frac{\Delta A}{2}$. Sur la Fig.10.7, la distribution en énergie pour le ^{53}Cr a été obtenue pour une sélection en masse étendue, $A \pm \frac{\Delta A}{2}$.

Les différentes sections efficaces exclusives ainsi calculées sont regroupées au Tab.10.2. Les erreurs sur les sections efficaces sont calculées comme la somme quadratique des erreurs dues à l'épaisseur de la cible ($\frac{\Delta e}{e} \sim 10\%$) et à l'erreur sur l'ajustement gaussien ($\frac{\Delta n_i}{n_i}$ varie entre 15 et 40%).

Il semblerait que le 2^+ du ^{48}Ti n'est pas été peuplé directement, mais la proximité de la raie à 1038 keV rend l'analyse difficile.

Dans le Tab.10.2, on peut remarquer qu'il n'y a pas de différence entre les valeurs des sections efficaces d'arrachage d'un neutron ou de deux neutrons : $\sigma_{exp}^{5/2}(^{53}\text{Cr}) \sim 3.0$ mb et $\sigma_{exp}^2(^{52}\text{Cr}) \sim 3.8$ mb. On peut relier ce constat à l'idée que l'évaporation tient un rôle important dans ce type de réaction pour les noyaux stables. On s'attend à un effet encore plus important dans le cas de noyaux exotiques, comme développé dans la partie précédente avec les calculs des sections efficaces (inclusives) par le code INCL.

Des calculs théoriques devront être effectués pour comparer ces valeurs expérimentales ((p,p'), arrachage d'un proton ou neutron).

TABLE 10.2 – Sections efficaces expérimentales σ_{exp}^i issues de la réaction $^{54}\text{Cr} + \text{p}$ à 130 MeV/u.

i	ε_i	σ_{exp}^i
2^+ du ^{54}Cr	1.35% @ 835 keV	2.4 ± 0.5 mb
$5/2^-$ du ^{53}Cr	1.23% @ 1006 keV	3.0 ± 1.0 mb
$7/2^-$ du ^{53}Cr	1.08% @ 1290 keV	3.4 ± 0.7 mb
2^+ du ^{52}Cr	1.01% @ 1434 keV	3.8 ± 1.2 mb
4^+ du ^{52}Cr	1.27% @ 936 keV	3.4 ± 0.7 mb
4^+ du ^{48}Ti	1.07% @ 1312 keV	1.6 ± 0.5 mb
6^+ du ^{48}Ti	1.21% @ 1038 keV	0.6 ± 0.3 mb

Conclusion

Durant ce travail de thèse, j'ai déterminé les temps de vie des états 2^+ , 4^+ du ^{70}Zn , 2^+ , 4^+ , 6^+ du ^{72}Zn et 2^+ , 4^+ du ^{74}Zn , à l'aide d'un plongeur. Ces mesures ont été effectuées à Legnaro. L'expérience a été l'une des premières menée avec le démonstrateur AGATA couplé au spectromètre PRISMA.

Le résultat le plus marquant de cette expérience est la mesure du temps de vie de l'état 4^+ anormalement élevé. Cette valeur expérimentale est cinq fois plus faible que celle issue d'une expérience d'excitation coulombienne, faite au CERN en 2009. Jusqu'à présent aucun calcul théorique, que ce soit modèle en couches utilisant un espace de valence $\nu p f g$ et l'interaction JUN45 ou même un espace de valence étendu $\nu p f g d$ et l'interaction LPNS qui s'est révélée performante dans cette région, ou au-delà du champ moyen (hamiltonien à 5 dimensions) utilisant l'interaction de Gogny D1S, n'a permis de reproduire la valeur basse de $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ du ^{74}Zn . Les deux autres mesures de temps de vie des états 4^+ des $^{70,72}\text{Zn}$ semblent aussi indiquer des valeurs plus faibles qu'initialement observées. Ce fait pourrait être confirmé prochainement pour le ^{72}Zn par une nouvelle mesure de temps de vie via la méthode RDDS réalisée au GANIL (et en cours d'analyse) et pour le ^{70}Zn par une expérience dédiée d'excitation coulombienne (prévue en fin d'année). Néanmoins, il nous semble nécessaire de confirmer la valeur du temps de vie trouvé pour l'état 4^+ du ^{74}Zn puisqu'il n'y a pas de problème apparent dans les deux analyses (coulex et temps de vie), et d'étendre cette systématique aux zinc plus riches en neutrons.

En ce qui concerne les valeurs déduites pour les $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$, un maximum de collectivité a été trouvé à $N=42$ et rejoint une conclusion obtenue par une précédente mesure de temps de vie faite au GANIL. Cependant, nous n'avons pas conclu quant à la forme de ^{74}Zn , du fait de la contradiction entre les valeurs trouvées pour les temps de vie 4^+ entre les expérience de coulex et de temps de vie.

Sur le plan technique, l'expérience a permis de montrer le bon fonctionnement des algorithmes d'analyse de forme des signaux et de reconstruction de trajectoire d'un photon au sein d'un volume de germanium. Elle a aussi montré les limites d'utilisation de l'analyse en *single* par la méthode dite de Recoil Distance Doppler Shift, qui faute de statistique suffisante dans les distributions en énergie γ des résidus n'assure pas forcément la bonne prise en compte de l'alimentation. Le mieux serait de pouvoir mener l'analyse en coïncidence γ - γ , ou de peupler les états excités d'un noyau par une réaction d'excitation coulombienne comme cela ce fait à MSU. En conclusion, de nouveaux efforts théoriques semblent devoir être fait pour comprendre ce qui semble relever plus d'une excitation non collective pour l'état 4^+ du ^{74}Zn et d'une excitation de nature plus collective pour l'état 2^+ ($B(E2) \sim 20$ Wu). Des expériences complémentaires pourraient être menées pour mieux comprendre la nature des excitations dans les zinc riches en neutrons, comme par exemple les réactions de (p,p') , sensibles à la collectivité qui pourraient se

faire à GSI avec la cible PRESPEC. De plus, des réactions du type $^{75}\text{Ga}(d, ^3\text{He})^{74}\text{Zn}$ à GANIL permettraient de sonder les fonctions d'onde des états en mesurant les facteurs spectroscopiques. La détection des ^3He couplée à l'utilisation d'un plongeur, permettrait de s'assurer de l'alimentation dans les mesures de temps de vie en ne sélectionnant que des parties du spectre en énergie d'excitation des ^3He .

En parallèle à cette étude, je me suis attachée à comprendre l'inconsistance entre les valeurs des facteurs spectroscopiques extraites à partir des réactions de transfert et de knockout. Je me suis concentrée sur l'effet d'éventuelles excitations du coeur pour expliquer les faibles sections efficaces dans le cas d'arrachage d'un nucléon très lié dans un noyau peu lié. Pour cela, des calculs de sections efficaces d'arrachage d'un nucléon, basés sur une approche de cascade intra nucléaire suivie d'une phase d'évaporation permettant d'aller au-delà de l'hypothèse eikonale, ont été menés sur les cinq noyaux ^{14}O , ^{24}O , ^{24}Si , ^{28}S , ^{32}Ar (aux énergies < 100 MeV/u) dont il existe des données expérimentales et qui ne possèdent pas d'état excité lié. Certains paramètres d'entrée du code de calcul INCL ont été modifiés comme les densités protons-neutrons des noyaux pour être identiques aux ingrédients utilisés dans l'approche eikonale ; et le traitement de la section efficace des réactions directes a été modifié pour être plus proche de ce qui est fait dans l'approche standard. Les prédictions obtenues par cette nouvelle approche montrent un accord tout à fait satisfaisant avec l'expérience. Les sections efficaces calculées pour l'arrachage d'un nucléon très lié sont même meilleures que celles obtenues avec l'approche eikonale et ne montrent pas de réelle dépendance en fonction de l'énergie de séparation d'un nucléon enlevé. Ces résultats tendent à montrer que les processus d'excitation du coeur jusqu'à présent considéré comme "inerte" jouent un rôle très important dans la réduction de la section efficace d'arrachage d'un nucléon. Il semble donc important d'inclure dans ces mécanismes de réaction les processus indirects tels les collisions multiples ou l'évaporation. Néanmoins, nos calculs sont limités puisqu'ils ne contiennent que peu de structure. Des développements en voie couplés pour prendre en compte des excitations pourraient être envisagés.

Il serait intéressant de refaire certaines expériences à plus haute énergie pour vérifier si la description du mécanisme de réaction est correct dans le cas d'arrachage d'un nucléon fortement lié dans une région où les hypothèses de Glauber sont considérées comme valides. De même, des mesures exclusives de sections efficaces permettraient de déterminer les différents processus intervenant dans les réactions d'arrachage d'un nucléon. Des projets en ce sens ont déjà été présentés à des comités d'expériences à GANIL, RIKEN et RCNP.

En complément, j'ai participé au développement d'une cible d'hydrogène liquide épaisse qui sera installée auprès de FRS à GSI pour être utilisée avec AGATA en 2013 ou plus tard à FAIR. Sa conception a profité de l'expérience du service de cryogénie du CEA dans le développement de cible d'hydrogène. Elle ne présente qu'un faible encombrement, permettant de placer des détecteurs même à 90° . Son épaisseur peut varier de 2 à 6 cm et son grand diamètre de 6 cm est compatible avec les faisceaux exotiques produits à GSI. Le test sous faisceau effectué l'année dernière a permis de montrer le bon fonctionnement de cette cible.

Le projet MINOS propose de développer une cible de 15-20 cm de long pour effectuer les premières spectroscopies de noyaux très exotiques produits à de très faibles intensités (1 pps ou

moins) et sera utilisée à RIKEN en 2014/2015. L'association de la cible d'hydrogène épaisse avec un détecteur de particules (TPC) autour garantit une bonne résolution en énergie et en fait un moyen très performant pour la spectroscopie des noyaux très exotiques.

Bien que non mentionné dans ce manuscrit, j'ai aussi participé au développement d'une cible d'hydrogène mince pour les réactions de transfert qui se feront à SPIRAL 2. Le grand avantage de cette cible par rapport aux cibles classiques de CH₂ est qu'elle est sans fenêtre et est donc libre de toute contamination. Cette cible consiste à faire couler en continue une patte d'hydrogène solide (~ 13 K) devant le faisceau. Un test sous faisceau de proton a été fait en 2010 à Bruyère le Châtel pour vérifier l'homogénéité de la patte extrudée et ses possibles variations d'épaisseurs.

Bibliographie

- [1] W. Elsasser, J. Phys. Radium, 4 (1933) 549.
- [2] N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
- [3] K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics, J. Wiley and sons (1987).
- [4] G.F. Bertsch, mass from AME 2003.
- [5] M. Goeppert Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- [6] O. Haxel, J.H.D. Jensen and H.E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- [7] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55** 2676 (1985).
- [8] A. Navin *et al.*, Phys. Rev. Lett **85**, 266 (2000).
- [9] C. Détraz *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 164 (1979).
- [10] B. Bastin *et al.*, Phys. Rev. Lett **99**, 022503 (2007).
- [11] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett **102**, 152501 (2009).
- [12] C. H. Townes, H. Foley et W. Low, Phys. Rev. **76**, 1415 (1949).
- [13] J. Rainwater, Phys. Rev. **79**, 432 (1950).
- [14] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear Structure. Vol I et II.
- [15] R.F. Casten, Nuclear Structure From a Simple Perspective, Oxford Science Publications, Oxford, 2000.
- [16] J.-F. Berger, Approches de champ moyen et au-delà, Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, 1991.
- [17] J.-F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Comput. Phys. Commun. **63**, 365 (1991).
- [18] J.-P. Delaroche *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 014303 (2010).
- [19] P.J. Nolan and J.F. Sharpey-Schafer, Rep. Prog. Phys., Vol **42** (1979).
- [20] R. Broda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 868 (1995).
- [21] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002).
- [22] J. Ljungvall *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 061301 (2010).
- [23] S.M. Lenzi *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 054301 (2010).
- [24] N. Aoi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 012502 (2009).
- [25] S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 054308 (2001).
- [26] K. T. Flanagan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 142501 (2009).
- [27] M. Honma *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 064323 (2009).

- [28] K. Sieja and F. Nowacki, Phys. Rev. C **81**, 061303(R) (2010).
- [29] J.M. Daugas *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 034304 (2010).
- [30] M. Niikura *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 054321 (2012).
- [31] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 014309 (2009).
- [32] W. Rother *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 022502 (2011).
- [33] J.M. Daugas *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 054312 (2011).
- [34] Thèse de J. Van de Walle, Université de Leuven (2006).
- [35] G. Pollarolo *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 1 (1999).
- [36] A. Winther, GRAZING computer program, <http://www.to.infn.it/~nanni/grazing>.
- [37] A.M. Stefanini *et al.*, Nucl. Phys. A **701**, 217c (2002).
- [38] W. Mittig, Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs, Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, 1994.
- [39] G. Montagnoli *et al.*, Nucl. Instru. Meth. A **547** (2005) 455-463.
- [40] S. Beghini *et al.*, Nucl. Instru. Meth. A **551** (2005) 364-374.
- [41] S. Akkoyun *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **668**, 26 (2011).
- [42] J. Simpson *et al.* APH N.S., Heavy Ion Physics **11** (2000) 159-188.
- [43] G.J. Schmid *et al.*, Nucl. Instru. Meth. A **430** (1999) 69-83.
- [44] Technical Proposal for an Advanced Gamma Tracking Array for the European Gamma Spectroscopy Community, edited by J. Gerl and W. Korten (2001).
- [45] A. Lopez-Martens *et al.*, Nucl. Instru. Meth. A **533** (2004) 454-466.
- [46] D. Bazzacco, Nucl. Phys. A **746** (2004) 248-254.
- [47] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Wiley, 2000.
- [48] O. Stezowski, GammaWare User's Guide, AGATA Data Analysis Team.
- [49] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [50] J.-A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **39**, 1976 (1989).
- [51] J. Van Roosbroeck *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 054307 (2005).
- [52] Thèse de Tatjana Faul, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2007).
- [53] A. Dewald, S. Harissopulos, and P. von Brentano, Z. Phys. A **334**, 163 (1989).
- [54] O.B. Tarasov, D. Bazin, Nucl. Instru. Meth. B **266** (2008) 4657-4664.
- [55] J. Lungval, communication privée.
- [56] A. Dijon *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 064321 (2011).
- [57] D. Mengoni *et al.*, Eur. Phys. A **42**, 387-391 (2009)
- [58] B. Pritychenko *et al.*, arXiv :1102.3365v2 (2011).
- [59] O. Kenn *et al.*, Phys. Rev. C. **65**, 034308 (2002).
- [60] J. Leske *et al.*, Phys. Rev. C. **72**, 044301 (2005).
- [61] J. Leske *et al.*, Phys. Rev. C. **73**, 064305 (2006).

- [62] D. Mücher *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 054310 (2009).
- [63] S. Leenhardt *et al.*, Eur. Phys. J. A **14**, 1-5 (2002).
- [64] O. Perru *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 232501 (2006).
- [65] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 142501 (2007).
- [66] M. Girod *et al.*, Phys. Lett. B **676** (2009) 39-43.
- [67] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 064313 (2009).
- [68] A. F. Lisetskiy, B. A. Brown, M. Horoi, et H. Grawe, Phys. Rev. C **70**, 044314 (2004).
- [69] E. Fiori *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 034334 (2012).
- [70] R. B. Cakirli *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 047302 (2004).
- [71] E. Williams *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 024302 (2006).
- [72] D. Radeck *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 014301 (2012).
- [73] J. J. Ressler *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034317 (2004).
- [74] G.R. Satchler, ADirect Nuclear reactions, Oxford (1983).
- [75] G.J. Kramer, H.P. Blokb, L. Lapikás, Nuclear Physics A **679** (2001) 267-286.
- [76] P.G. Hansen and J.A. Tostevin, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 219.
- [77] T. Duguet and G. Hagen, Phys. Rev. C **85**, 034330 (2012).
- [78] R. J. Furnstahl and H. W. Hammer, Phys. Lett. B **531** (2002) 203-208.
- [79] W. H. Dickhoff and C. Barbieri, prog in Part and Nucl Phys **52** (2004) 377.
- [80] <http://www.riken.jp/engn/r-world/research/lab/nishina/scrit/index.html>
- [81] <http://www.fair-center.eu/fair-users/experiments/nustar/experiments/elise.html>
- [82] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C **46**, 923 (1992).
- [83] B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 29 (1988).
- [84] P.G. Hansen and B.M. Sherrill, Nucl. Phys. A **693** (2001) 133-168.
- [85] R.J. Glauber, dans W.E. Brittin (Ed.), Lecture in Theoretical Physics, Vol.1, Interscience, New York, 1959, p.315.
- [86] F. Flavigny, A. Obertelli, I. Vidana, Phys. Rev. C. **79**, 064617 (2009).
- [87] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 044306 (2008).
- [88] Thèse de M. F. Van Batenburg, Université de Utrecht, 2001.
- [89] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 032501 (2011)
- [90] J. Lee *et al.* , Phys. Rev. Lett. **104**, 112701 (2010).
- [91] N. Keeley, Analysis of Transfer Reactions : Determination of Spectroscopic Factors, Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, 2007.
- [92] F. Flavigny *et al.*, soumis à puplication (2012).
- [93] C. Barbieri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 202502 (2009).
- [94] F. Flavigny *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 252501 (2012).
- [95] J. Cugnon, C. Volant, and S. Vuillier, Nucl. Phys. A **620**, 475 (1997).

- [96] A. Boudard *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 044615 (2002).
- [97] J. Benlliure *et al.*, Nucl. Phys. A **628**, 458 (1998).
- [98] J. Cugnon, D. L'Hôte and J. Vandermeulen, Nucl. Instr. Meth. B **111**, 215 (1996).
- [99] K. Bennaceur et J. Dobaczewski, The program HFBRAD (v1.00) (2005).
- [100] E. Chabanat *et al.*, Nucl. Phys. A **627**, 710 (1997).
- [101] S.K. Charagi and S.K. Gupta, Phys. Rev. C **41**, 4 (1990).
- [102] J. Cugnon and P. Henrotte, Eur. Phys. J. A **16**, 393 (2003).
- [103] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 042501 (2004).
- [104] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 152501 (2009).
- [105] C. Louchart *et al.*, Phys. Rev. C. **83**, 011601 (2011).
- [106] A. Gillibert *et al.*, accepté pour publication dans Eur. Phys. J. A. (2012).
- [107] A. Obertelli et T. Uesaka, Eur. Phys. J. A. (2011) **47** : 105.
- [108] Ph. Chesny *et al.*, GSI Scientific report 1996 GSI **97** 1 p.190
- [109] C. Louchart, J.-M. Gheller *et al.*, en préparation (2012).
- [110] H. Geissel *et al.*, Nucl. Instru. Meth. B **70** (1992) 286
- [111] H. Folger *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **303** (1991) 24
- [112] <http://www-w2k.gsi.de/frs/technical.asp>
- [113] H.J. Wollersheim *et al.*, Nucl. Instru. Meth. A **537** (2005) 637-657.
- [114] D. Rudolph *et al.*, "LYCCA technical Design Report" <http://wwwnsg.nuclear.lu.se/lycca>
- [115] A. Wendt *et al.*, GSI Scientific report 2010 p.134
- [116] M.J. Taylor *et al.*, Nucl. Instru. Meth. A **606** (2009) 589-597.