

# Evolution de la collectivité autour du 68Ni : rôle des états intrus

Aurore Dijon

▶ **To cite this version:**

Aurore Dijon. Evolution de la collectivité autour du 68Ni : rôle des états intrus. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2012. Français. NNT : . tel-00728430

**HAL Id: tel-00728430**
**https://theses.hal.science/tel-00728430**

Submitted on 6 Sep 2012

**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.

# GANIL T 2012 01

université de Caen
Basse-Normandie

GANIL
laboratoire commun CEA/DSM Spiral2 CNRS/IN2P3

**UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE**
**U.F.R. de Sciences**
**ÉCOLE DOCTORALE SIMEM**

# T H È S E

Présentée par

**Mlle Aurore DIJON**

soutenue le

**06 Juillet 2012**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

## Evolution de la collectivité autour du $^{68}$Ni : rôle des états intrus

### MEMBRES du JURY :

| | | |
|---|---|---|
| Mr. Gilles de FRANCE | Directeur de recherches CNRS | CNRS-GANIL (***Directeur de thèse***) |
| Mr. Piet VAN ISACKER | Directeur de recherches CEA | CEA-GANIL (***Co-Directeur de thèse***) |
| Mr. Piet VAN DUPPEN | Professeur | Université Catholique de Leuven (***Rapporteur***) |
| Mr. Wolfram KORTEN | Directeur de recherches CEA | CEA-Saclay (***Rapporteur***) |
| Mme. Dominique GUILLEMAUD-MUELLER | Directeur de recherches CNRS | IPN-Orsay |
| Mme. Francesca GULMINELLI | Professeur | Université de Caen Basse Normandie |
| Mme. Silvia LENZI | Professeur | Université de Padova |
| Mr. Yorick BLUMENFELD | Directeur de recherches CNRS | IPN-Orsay |
| Mr. Emmanuel CLÉMENT | Chargé de recherche 1ère classe | CNRS-GANIL (***Invité***) |

**UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE**
**U.F.R. de Sciences**
**ÉCOLE DOCTORALE SIMEM**

# T H È S E

Présentée par

**Mlle Aurore DIJON**

soutenue le

**06 Juillet 2012**

en vue de l'obtention du

## DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

## Evolution de la collectivité autour du $^{68}$Ni : rôle des états intrus

### MEMBRES du JURY :

| | | |
|---|---|---|
| Mr. Gilles de FRANCE | Directeur de recherches CNRS | CNRS-GANIL (***Directeur de thèse***) |
| Mr. Piet VAN ISACKER | Directeur de recherches CEA | CEA-GANIL (***Co-Directeur de thèse***) |
| Mr. Piet VAN DUPPEN | Professeur | Université Catholique de Leuven (***Rapporteur***) |
| Mr. Wolfram KORTEN | Directeur de recherches CEA | CEA-Saclay (***Rapporteur***) |
| Mme. Dominique GUILLEMAUD-MUELLER | Directeur de recherches CNRS | IPN-Orsay |
| Mme. Francesca GULMINELLI | Professeur | Université de Caen Basse Normandie |
| Mme. Silvia LENZI | Professeur | Université de Padova |
| Mr. Yorick BLUMENFELD | Directeur de recherches CNRS | IPN-Orsay |
| Mr. Emmanuel CLÉMENT | Chargé de recherche 1ère classe | CNRS-GANIL (***Invité***) |

# Table des matières

**Introduction** **1**

**1 La structure nucléaire autour du $^{68}$Ni : le 3$^{ème}$ îlot d'inversion** **3**
1.1 Contexte scientifique . . . 3
1.1.1 Du modèle en couches sphérique au modèle en couches déformé . . . 3
1.1.2 Les états intrus . . . 7
1.1.3 Les états isomères . . . 9
1.1.4 Coexistence de formes . . . 10
1.1.5 Couplage coeur-particule . . . 11
1.2 Le noyau de $^{68}$Ni . . . 12
1.2.1 Les propriétés du $^{68}$Ni . . . 12
1.2.2 Les états $0^+$ dans la chaîne des nickel . . . 14
1.3 Les noyaux pairs et impairs autour du $^{68}$Ni . . . 17
1.3.1 Les noyaux pair-pair . . . 17
1.3.2 Les noyaux impairs . . . 18
1.4 Conclusions . . . 23

**2 Généralités sur le dispositif expérimental** **25**
2.1 Les réactions de transfert de plusieurs nucléons . . . 25
2.2 Le spectromètre VAMOS . . . 26
2.2.1 Détection des noyaux diffusés : méthode générale . . . 26
2.2.1.1 Description générale . . . 26
2.2.1.2 Modes du spectromètre . . . 26
2.2.2 Système de détection au plan focal . . . 27
2.2.2.1 Mesure de la trajectoire des ions . . . 28
2.2.2.2 Identification des ions . . . 29
2.3 Le détecteur de rayonnements $\gamma$ EXOGAM . . . 30

**3 Spectroscopies prompte et retardée autour du $^{68}$Ni** **33**
3.1 Dispositif expérimental . . . 34
3.1.1 Description générale . . . 34
3.1.2 Description détaillée des détecteurs . . . 35
3.1.2.1 La chambre à fils (MWPC) . . . 35
3.1.2.2 Les détecteurs à électrons secondaires . . . 36

3.1.2.3 Chambre à ionisation . . . 37
3.1.2.4 Les détecteurs silicium . . . 38
3.1.2.5 Schéma d'électronique . . . 39
3.2 Etalonnage . . . 39
3.2.1 Etalonnage du temps de vol . . . 39
3.2.2 Etalonnage des détecteurs de positions : les SeD . . . 43
3.2.3 Etalonnage en énergie : chambre à ionisation et détecteurs silicium . . . 44
3.2.4 Alignement en temps des Si . . . 46
3.3 Identification . . . 46
3.3.1 Identification en Z : matrice $\Delta E_{ChIo}$-$E_{totale}$ . . . 47
3.3.2 Estimation des pertes d'énergie non mesurées . . . 50
3.3.3 Identification en masse . . . 51
3.3.4 Analyse des trajectoires . . . 52
3.3.5 Particularités du mode solénoïde . . . 54
3.4 Traitement des rayonnements $\gamma$ prompts . . . 56
3.4.1 Traitement de la diffusion Compton . . . 57
3.4.2 Traitement de l'add-back . . . 57
3.4.3 Efficacité et étalonnage des détecteurs germanium . . . 58
3.4.4 Correction de l'effet Doppler . . . 59
3.5 Traitement des isomères . . . 60
3.5.1 Etalonnage des détecteurs . . . 61
3.5.2 Efficacité relative . . . 62
3.5.3 Temps de vie des isomères . . . 63
3.6 Résultats expérimentaux . . . 65
3.6.1 Isotopes de zinc . . . 65
3.6.1.1 $^{71}$Zn . . . 65
3.6.1.2 $^{73}$Zn . . . 67
3.6.2 Isotopes de cuivre . . . 68
3.6.2.1 $^{66}$Cu . . . 68
3.6.2.2 $^{69}$Cu . . . 69
3.6.2.3 $^{71}$Cu . . . 70
3.6.3 Isotopes de nickel . . . 71
3.6.3.1 $^{67}$Ni . . . 71
3.6.3.2 $^{68}$Ni . . . 72
3.6.3.3 $^{69}$Ni . . . 77
3.6.3.4 $^{70}$Ni . . . 78
3.6.4 Isotopes de cobalt . . . 78
3.6.5 Isotopes de fer . . . 80
3.6.5.1 $^{61}$Fe . . . 80
3.6.5.2 $^{63}$Fe . . . 80
3.6.5.3 $^{65}$Fe . . . 82
3.6.5.4 $^{67}$Fe . . . 82
3.6.6 Isotopes de manganèse . . . 83
3.7 Récapitulatif des résultats expérimentaux . . . 84

**4 Mesure de la durée de vie des premiers états excités des noyaux de $^{63,65}$Co** **87**
4.1 Méthode de mesure du temps de vie par la technique de plunger . . . 87
4.2 Dispositif expérimental . . . 89
4.2.1 Description générale . . . 89
4.2.2 Système de détection . . . 89
4.3 Optimisation et identification . . . 91
4.3.1 Optimisation de la reconstruction . . . 91
4.3.2 Identification . . . 94
4.4 Analyse des données et résultats expérimentaux . . . 97
4.4.1 Les isotopes de cobalt produits . . . 97
4.4.2 Méthode expérimentale d'extraction du temps de vie . . . 98
4.4.3 $^{63}$Co . . . 100
4.4.3.1 Extraction du temps de vie . . . 100
4.4.3.2 Sélection en énergie d'excitation . . . 102
4.4.4 $^{65}$Co . . . 106
4.5 Récapitulatif des résultats expérimentaux . . . 107

**5 Discussions et interprétations** **109**
5.1 L'état intrus proton dans le $^{68}$Ni . . . 109
5.2 Les noyaux de masse impaire autour du $^{68}$Ni . . . 117
5.2.1 Les isotopes de Cobalt . . . 117
5.2.2 Les isotopes de Manganèse . . . 126
5.2.3 Les isotopes de Fer . . . 130

**Conclusion et perspectives** **135**

**Annexes** **138**

**A Eléments théoriques sur les modèles utilisés** **139**
A.1 Modèle en couches sphérique : . . . 140
A.2 Modèle en couches déformé : . . . 140
A.3 Modèle en couches tournant ou modèle de Cranking : . . . 141
A.4 Les approches de champs moyens : . . . 141

**B Les transitions électromagnétiques** **143**
B.1 Transitions électromagnétiques . . . 143
B.2 Probabilité de transition . . . 144
B.3 Probabilité de transition avec éléments de matrice réduits . . . 144
B.4 Estimations de Weisskopf . . . 145

**Liste de figures** **152**

**Liste des tables** **161**

**Remerciements** **163**

# Introduction

Le noyau atomique constitué de protons chargés électriquement et de neutrons neutres est un système quantique mésoscopique extrêmement complexe, où la densité de corrélation est élevée et dont la description est loin d'être maîtrisée un siècle après sa découverte. Il constitue un système de taille finie, quantique, avec trop de participants pour être décrit par des interactions individuelles entre chaque nucléon et trop petit pour être décrit de façon statistique. Le modèle en couches nucléaire où les nucléons se répartissent selon des orbitales dans un potentiel de taille finie et interagissent selon les orbites occupées est un grand succès de la théorie en structure nucléaire. Ce modèle a permis en particulier de reproduire les «nombres magiques» qui à l'instar des couches pour les électrons du cortège atomique confèrent une plus grande stabilité au noyau pour un nombre précis de protons et/ou de neutrons. Ces nombres magiques établis pour les noyaux stables restent à ce jour les piliers ou les points de référence de notre compréhension de la matière nucléaire de basse énergie. L'évolution de ces nombres magiques lorsque le nombre de protons et/ou neutrons augmente par rapport à la ligne de stabilité est une des motivations principales de la recherche en structure nucléaire.

L'identification de nouveaux nombres magiques ou la disparition de ceux connus depuis 1950 est la manifestation de modifications importantes au sein du noyau. En effet, le modèle en couches ou du moins l'Hamiltonien associé est construit sur quelques paradigmes. La spectroscopie des noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité est compatible avec une interaction résiduelle à deux corps. L'étude des noyaux riches en neutrons à la drip-line (ligne où l'énergie de liaison reste négative) semble indiquer que l'introduction d'une interaction à trois corps pourrait améliorer la reproduction des données expérimentales.

De même, pour reproduire les nombres magiques, il est indispensable de faire intervenir un terme de densité dans la contribution du terme de spin-orbite de l'Hamiltonien. Que devient cette contribution lorsque la densité diminue à mesure que le nombre de neutrons augmente ? L'interaction résiduelle étant basée sur une interaction entre deux nucléons occupant des orbitales spécifiques, des effets spectaculaires peuvent émerger lorsque différents couples d'orbitales proton et neutron sont peuplés, c'est à dire vers les noyaux exotiques. Un exemple dans les noyaux déficients en neutron où le nombre de neutrons est égal au nombre de protons ($N = Z$) est l'apparition du couplage proton-neutron dans le canal d'appariement $T = 0$, $J > 0$ qui défini la structure à basse énergie du noyau N=Z de $^{92}$Pd. Vers les noyaux riches en neutrons, une interaction spécifique proton-neutron peut conduire à des modifications abruptes de la structure du noyau. L'exemple le plus spectaculaire est l'apparition soudaine de la déformation dans des noyaux dits doublement magiques ou semi-magiques. L'énergie de corrélation proton-neutron dans ces noyaux peut être supérieure aux énergies qui séparent les

fermetures de couches majeures du modèle en couche. La structure du noyau est alors gouvernée par deux tendances opposées : d'un côté un effet des couches et sous-couches fermées qui stabilisent le noyau dans une forme sphérique ; et de l'autre, l'interaction résiduelle entre protons et neutrons qui conduit naturellement le noyau vers la déformation. Proche des fermetures de couches ces deux tendances conduisent à deux configurations, sphérique et déformé, qui sont en compétition pour la structure de l'état fondamental. Ce phénomène est appelé coexistence de formes et a été établi autour de $N = 20, 28$ ou $Z = 82$ par exemple. Une autre conséquence d'une forte énergie de corrélation proton-neutron est l'apparition d'«îlots d'inversion». Dans ces «îlots» de la carte des noyaux, des orbitales provenant d'une couche supérieure de l'oscillateur harmonique apparaissent à basse énergie d'excitation sous l'influence d'une forte interaction proton-neutron. Coexistence de formes et îlots d'inversion sont deux phénomènes qui apportent des contraintes fortes dans la construction des modèles nucléaires.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes concentrés sur l'étude spectroscopique du troisième îlot d'inversion autour du $^{68}$Ni, noyau clef correspondant à deux fermetures de couches : $Z = 28$ et $N = 40$. L'addition de nucléons de valence à partir du coeur de $^{68}$Ni, vers les isotopes lourds de Fe et Cr, conduit à l'apparition rapide de la déformation. Il est maintenant établi que l'orbitale intruse neutron $\nu g_{9/2}$ joue un rôle central dans cette évolution. De plus, les résultats récents obtenus par décroissance $\beta$ montrent que l'orbitale intruse proton $\pi p_{3/2}$ conduit à un scénario de coexistence de formes dans les isotopes de masse impaire de Co et Mn. Dans le chapitre 1 de ce manuscrit, un état de l'art des études expérimentales et théoriques autour du $^{68}$Ni est présenté. Par la suite, tout au long de ce travail de thèse, une étude expérimentale de l'influence des orbitales intruses proton $\pi p_{3/2}$ et neutron $\nu g_{9/2}$ dans les noyaux au voisinage du $^{68}$Ni va être décrite. Les noyaux exotiques étudiés dans ce travail ont été produits lors de deux expériences utilisant des collisions d'ions lourds à des énergies autour de la barrière Coulombienne utilisant les spectromètres VAMOS et EXOGAM au GANIL. Le chapitre 2 décrira les aspects expérimentaux communs à ce programme expérimental. Dans le chapitre 3, l'étude spectroscopique du $^{68}$Ni va être détaillé. Nous nous concentrerons en particuliers sur la recherche de l'état intrus proton (2p-2h) correspondant à l'excitation d'une paire de protons au dessus du gap majeur $Z = 28$. Ce chapitre présentra également les résultats obtenus en spectroscopie prompte et retardée des isotopes de masse impaire de Co, Fe et Mn où l'influence de l'orbitale intruse $\nu g_{9/2}$ est discutée au travers de modèles collectifs de particule célibataire couplée à un coeur pair-pair. Dans le chapitre 4, nous présenterons les mesures de probabilité de transition utilisant la méthode du plunger permettant d'accéder aux temps de vie des états excités des $^{63,65}$Co. Enfin, le chapitre 5 rassemblera les résultats expérimentaux obtenus qui seront comparés à des calculs théoriques utilisant les approches les plus récentes.

# Chapitre 1

# La structure nucléaire autour du $^{68}$Ni : le 3$^{ème}$ îlot d'inversion

**Sommaire**


**1.1 Contexte scientifique . . . . . 3**
1.1.1 Du modèle en couches sphérique au modèle en couches déformé . . . . . 3
1.1.2 Les états intrus . . . . . 7
1.1.3 Les états isomères . . . . . 9
1.1.4 Coexistence de formes . . . . . 10
1.1.5 Couplage coeur-particule . . . . . 11
**1.2 Le noyau de $^{68}$Ni . . . . . 12**
1.2.1 Les propriétés du $^{68}$Ni . . . . . 12
1.2.2 Les états $0^+$ dans la chaîne des nickel . . . . . 14
**1.3 Les noyaux pairs et impairs autour du $^{68}$Ni . . . . . 17**
1.3.1 Les noyaux pair-pair . . . . . 17
1.3.2 Les noyaux impairs . . . . . 18
**1.4 Conclusions . . . . . 23**


## 1.1 Contexte scientifique

### 1.1.1 Du modèle en couches sphérique au modèle en couches déformé

Expérimentalement les noyaux ayant un nombre bien spécifique de nucléons tel que $Z$, $N = 2$, 8, 20, 28, 50 et 82 ont été identifiés comme étant plus liés que ceux qui les entourent dans une approche macroscopique (type goutte liquide). Pour cette raison, ces nombres de neutrons ($N$) et de protons ($Z$) ont été appelés «nombres magiques». Un modèle en couches nucléaire comparable à celui de l'atome a été proposé pour décrire le noyau comme étant un ensemble de couches sur lesquelles se répartissent

les nucléons. Un noyau avec A nucléons a un Hamiltonien de la forme suivante :

$$H = \sum_{i=1}^{A} T_i + \sum_{i=1}^{A}\sum_{j>i}^{A} V(i,j) \tag{1.1}$$

où $T_i$ est l'énergie cinétique du nucléon $i$ et $V(i,j)$ est l'interaction entre le nucléon $i$ et le nucléon $j$. Dans une approche modèle en couches, le noyau est décrit à l'aide d'un potentiel sphérique qui est généré par l'ensemble des nucléons et où chaque nucléon est indépendant des autres. L'Hamiltonien précédent peut donc être réécrit de la façon suivante :

$$H = \sum_{i=1}^{A}[T_i + U(r_i)] + \left[\sum_{i=1}^{A}\sum_{j>i}^{A} V(i,j) - \sum_{i=1}^{A} U(r_i)\right] = H_0 + H_{res} \tag{1.2}$$

où U($r_i$) est le potentiel sphérique. Le premier terme $H_0$ décrit le mouvement des $A$ nucléons indépendamment les uns des autres dans un potentiel central U($r_i$), i.e. la partie monopolaire de l'interaction qui est définie dans l'encadré ci-dessous [1].

L'Hamiltonien peut s'écrire :

$$H = H_0 + H_{res} \tag{1.3}$$

où la partie monopolaire de l'Hamiltonien est définie de la façon suivante :

$$H_0 = \sum_{j_\pi} \varepsilon_{j_\pi} \mathbf{n}_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \varepsilon_{j_\nu} \mathbf{n}_{j_\nu} + \sum_{j_\pi j_\nu} \overline{E}(j_\pi j_\nu) n_{j_\nu} n_{j_\pi} = \sum_{j_\pi} \widetilde{\varepsilon}_{j_\pi} \mathbf{n}_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \varepsilon_{j_\nu} \mathbf{n}_{j_\nu} \tag{1.4}$$

Ici, $\mathbf{n}_{j_\pi}$ et $\mathbf{n}_{j_\nu}$ représentent le nombre de protons et de neutrons qui occupent les orbitales $j_\pi$ et $j_\nu$ respectivement ; $\varepsilon_{j_\nu}$ est l'énergie simple particule neutron de l'orbitale $j_\nu$ et $\widetilde{\varepsilon}_{j_\pi}$ est l'énergie simple particule proton corrigée de l'orbitale $j_\pi$, encore appelée «énergie simple particule effective», qui s'exprime de la façon suivante :

$$\widetilde{\varepsilon}_{j_\pi} = \varepsilon_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \overline{E}(j_\pi j_\nu) n_{j_\nu} \tag{1.5}$$

où $\overline{E}(j_\pi j_\nu)$ représente l'élément de matrice moyen proton-neutron définit comme :

$$\overline{E}(j_\pi j_\nu) = \frac{\sum_J (2J+1)\langle j_\pi j_\nu, J|V_{\pi\nu}|j_\pi j_\nu, J\rangle}{\sum_J (2J+1)} \tag{1.6}$$

et

$$n_{j_\nu} = \langle \mathbf{n}_{j_\nu} \rangle \tag{1.7}$$

Le second terme, $H_{res}$, est l'interaction résiduelle, qui tient compte de toutes les autres interactions nucléaires telles que l'appariement et les interactions multipolaire (quadrupôle, octupôle...). Celui-ci va être traité comme une perturbation du premier ordre et on va donc chercher à le minimiser pour traiter les corrélations qui ne sont pas présentes dans le champ moyen sphérique.

Un des premier succès du modèle en couches a été de reproduire les nombres magiques en prenant comme potentiel un oscillateur harmonique auquel un terme en $l^2$, représentant le moment cinétique orbital, et un terme de spin-orbite ont été ajoutés [2]. La séquence des niveaux obtenus est présentée sur la figure 1.1. Comme on peut le voir sur cette figure, les orbitales sont séparées les unes des autres

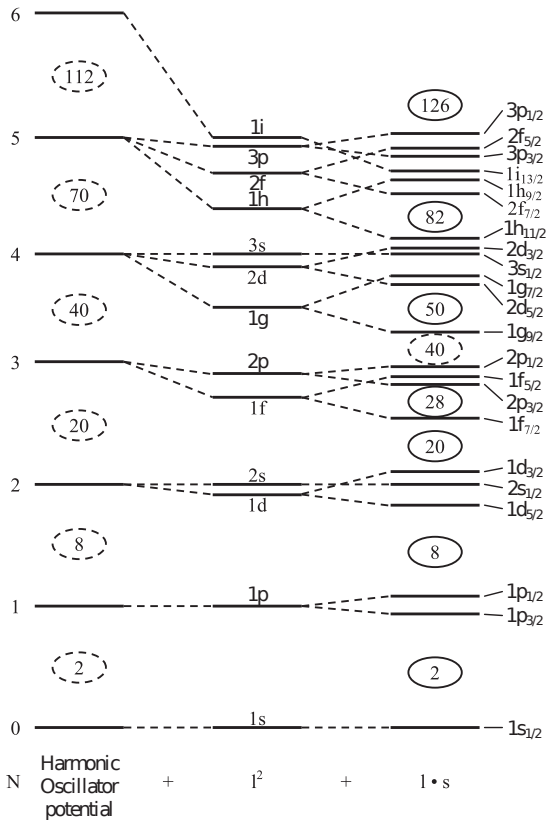



FIG. *1.1: Représentation du modèle en couches sphérique. La première colonne représente les orbitales obtenues à partir du potentiel de l'oscillateur harmonique et les colonnes suivantes montrent les levées de dégénérescences lorsqu'un terme orbite-orbite $l^2$ puis un terme spin-orbite $l.s$ sont ajoutés. Cette thèse se concentre autour de $N = 40$, un gap de l'oscillateur harmonique, et de $Z = 28$, le premier gap en énergie créé par la levée de dégénérescence du terme spin-orbite.*

par une différence en énergie non uniforme. Quand cette différence (ou ce «gap») en énergie est grande, on parle de «gap magique». Lorsque les orbitales situées sous les gaps magiques sont pleines, on parle de noyau magique. un noyau est doublement magique s'il est magique en proton et en neutron. De plus, on peut voir sur cette figure que suite à l'ajout du terme de spin-orbite, des nombres magiques différents de ceux de l'oscillateur harmonique sont apparus tels que $Z$, $N = 28$, 50, 82, 126.

De nos jours, les calculs de type modèle en couches sont un outil important pour décrire les résultats expérimentaux. Pour ce faire, on utilise une interaction à deux corps entre les nucléons, qui dépend des orbitales occupés par ceux-ci. En effet, en pratique l'interaction entre tous les nucléons ne peut pas être traitée et il est nécessaire de réduire le nombre d'interactions en prenant avantage de la présence d'un coeur inerte proche qui est typiquement un noyau doublement magique. De cette manière, on peut calculer l'interaction résiduelle entre les particules (et/ou trous) restantes dans ce que l'on appelle l'espace de valence qui est constitué des couches au dessus du coeur inerte. Le nombre de trous est égale au nombre maximum d'occupation d'une orbitale (2j+1) moins le nombre de particules occupant l'orbitale. Les trous et les particules sont équivalents dans le modèle en couches.

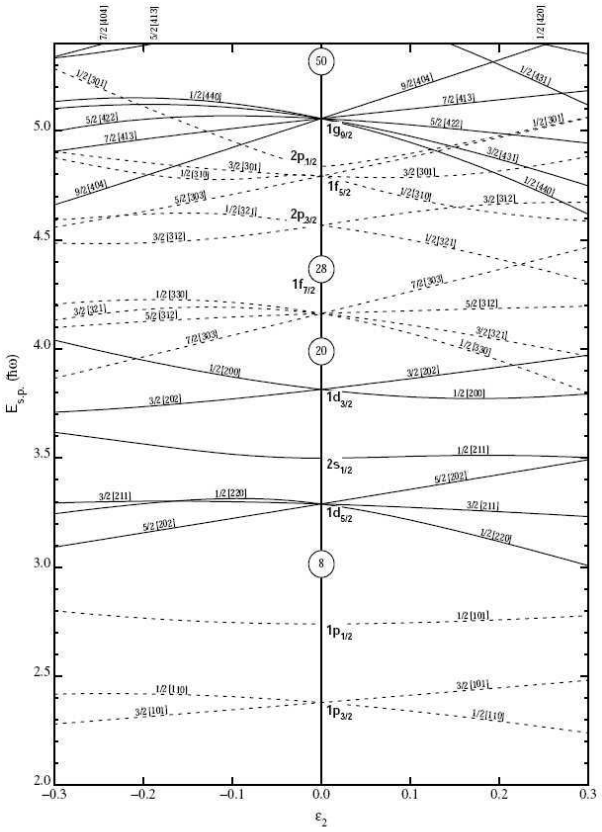



FIG. *1.2: Représentation de l'évolution des orbitales de Nilsson pour Z, N $\leq$50 dans le cas du modèle en couches déformé présenté dans l'annexe A.*

L'interaction entre les nucléons dépend des orbitales qu'ils occupent. La structure des noyaux très peu connus mettent en jeu des niveaux habituellement non occupés, ce qui peut nous apporter d'importantes informations expérimentales pour ajuster les interactions. Avoir l'interaction appropriée est un élément clef pour décrire l'évolution des fermetures de couches lorsque nous sommes dans des régions de masse loin de la vallée de la stabilité. Les fermetures de couches établies dans la figure 1.1 sont tangibles lorsque l'on est proche de la vallée de la stabilité mais leur évolution n'est pas clairement établie à mesure que l'on s'en éloigne pour aller vers les noyaux exotiques. Lorsque le nombre de nucléons (protons et/ou neutrons) augmente, l'énergie de l'interaction proton-neutron va augmenter. Le gain en énergie de liaison va devenir suffisamment important pour que le noyau dévie de sa forme sphérique et qu'il se déforme. Cela arrive typiquement à mi-couche lorsque le nombre de nucléons de valence est maximal sur l'espace considéré [3].

Dans le cas d'un noyau déformé, l'interaction des nucléons de valence avec le coeur dépend de l'orientation relative des orbites des nucléons par rapport à la forme du coeur. En conséquence, nous allons avoir une levée de dégénérescence des orbitales sphériques qui vont donner les orbitales de Nilsson, qui sont présentées sur la figure 1.2 pour la région des noyaux qui nous intéresse dans ce travail. Chaque orbitale de Nilsson peut contenir jusqu'à deux particules. Ce modèle est décrit dans

l'annexe A.2.

Un exemple qui illustre l'évolution des fermetures de couches a été observé dans les noyaux riches en neutrons autour de $N = 20$ tels que : le $^{30}$Ne, le $^{31}$Na, le $^{31}$Mg et le $^{32}$Mg [4, 5, 6, 7]. A partir de ces expériences, il a été établit que leur état fondamental était déformé, plutôt que sphérique, ce qui témoigne de la disparition du gap magique $N = 20$. Les calculs théoriques mettent en valeur le fait que la déformation de leur état fondamental résulte d'une faiblesse du gap [8], qui devient plus petit que l'énergie gagnée par les énergies de corrélations proton-neutron et d'appariement [9] impliquant des excitations au dessus du gap $N = 20$. Ils sont considérés comme des états intrus et par conséquent la région est appelée un «îlot d'inversion» [10] car l'espace utilisé pour le calcul de type modèle en couches pour décrire les états fondamentaux se trouve en dehors de l'espace de valence $sd$ considéré.

### 1.1.2 Les états intrus

Certains noyaux au voisinage des couches fermées du modèle en couches sphérique présentent des configurations à basse énergie correspondant à des excitations particule-trou au-dessus des gaps majeurs. Ces états sont appelés des états intrus [9, 11]. Ils peuvent apparaître proche de l'état fondamental lorsque les corrélations proton-neutron et d'appariement sont fortes, une conjonction habituellement associé à l'apparition de déformation. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéressons notamment aux états intrus $0^+$ de basse énergie. De la position en énergie d'excitation de ces états, il est possible d'extraire une estimation de l'énergie résiduelle proton-neutron. Ceci est détaillé dans l'encadré ci-dessous dans le cas d'une excitation d'une paire de protons [12].

**Calcul de l'énergie résiduelle proton-neutron :** L'énergie des états intrus proton $0^+$ peut être déduite à partir de l'équation suivante [12] :

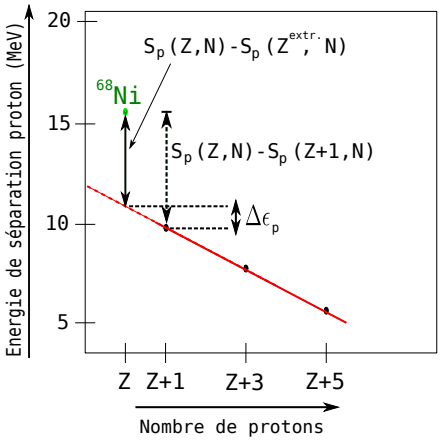
$$E_{intr}(0^+) = 2(\varepsilon(j_\pi) - \varepsilon(j'_\pi)) - \Delta E^{\pi\pi}_{pair} + \Delta E^{\pi\nu}_{M} + \Delta E^{\pi\nu}_{Q}, \tag{1.8}$$

où $\varepsilon(j_\pi)$ et $\varepsilon(j'_\pi)$ sont les énergies simple particule proton pour deux couches majeures (on s'intéresse à l'excitation de protons de la couche $j'_\pi$ vers l'orbitale $j_\pi$), $\Delta E^{\pi\nu}_{M}$ et $\Delta E^{\pi\nu}_{Q}$ sont respectivement la partie monopolaire et la partie quadrupolaire de l'interaction résiduelle proton-neutron. Dans un modèle de particules indépendantes, des excitations 2p-2h seront à très haute énergie d'excitation telle que $2(\varepsilon(j_\pi) - \varepsilon(j'_\pi))$ est autour de 7 MeV, mais cela dépend du gap. L'énergie du gap peut être déduite à partir de l'énergie de séparation des nucléons [12]. Dans un noyau $A(Z,N)$, l'énergie de séparation d'un proton est une bonne estimation de l'énergie d'un trou proton, i.e. $\varepsilon_h = -S_p(Z,N)$. Mais $S_p(Z+1,N)$ n'est pas une bonne estimation de l'énergie $\varepsilon_p$ puisque l'interaction résiduelle peut perturber l'énergie du gap. Pour déterminer l'énergie particule-trou, nous avons besoin de connaître $\varepsilon_h$ et $\varepsilon_p$ dans le même noyau. Une méthode graphique a été suggérée [13], pour obtenir la valeur de $\varepsilon_p$-$\varepsilon_h$ à partir de l'énergie de séparation des nucléons près des couches fermées. Cette méthode est présentée sur la figure de l'encadré.

Selon cette méthode :

$$\varepsilon(j_\pi) - \varepsilon(j'_\pi) = gap = S_p(Z,N) - b, \tag{1.9}$$

où b est l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire lorsque l'on trace $S_p$ pour plusieurs isotones du noyau $Z$, présenté dans la figure ci-dessous.




De plus, les corrélations à deux corps compensent l'augmentation d'énergie des excitations 2p-2h. Il y a un gain de l'énergie d'appariement $\Delta E^{\pi\pi}_{pair}$ dû à la création d'une paire de particules sur l'orbitales $j_\pi$ et d'une paire de trous sur l'orbitale $j'_\pi$. Les parties monopolaire et multipolaire peuvent être regroupées au sein d'une même interaction : l'interaction proton-neutron. De ce fait l'équation 1.8 peut être écrite sous la forme :

$$E_{intr}(0^+) = 2(\varepsilon(j_\pi) - \varepsilon(j'_\pi)) - \Delta E^{\pi\pi}_{pair} + \Delta E^{\pi\nu}, \tag{1.10}$$

et l'énergie d'appariement est obtenue à partir de l'équation :

$$\Delta E^{\pi\pi}_{pair} = 2S_p(Z,N) - S_{2p}(Z,N) - 2S_p(Z+1,N) + S_{2p}(Z+2,N), \tag{1.11}$$

Connaissant l'énergie de l'état intrus on peut alors estimer l'énergie résiduelle proton-neutron nécessaire.

Dans les noyaux impairs avec $\pm 1$ nucléon en dehors d'une couche fermée, la différence de spin/parité de l'orbitale intruse combinée avec la différence d'énergie et/ou de déformation par rapport aux états «normaux» peut conduire à la formation d'un état isomère décrit dans le paragraphe 1.1.3. Leur énergie d'excitation devient minimale lorsque les corrélations proton-neutron sont maximales. Ces états intrus, par le biais de leur caractère isomère, sont d'excellentes sondes expérimentales et théoriques pour étudier la relation entre les excitations individuelles et collectives dans les noyaux donnant des informations sur les gaps, les corrélations d'appariement et les interactions proton-neutron. La grande diversité des orbitales, des gaps et des formes disponibles dans les noyaux exotiques font des états intrus un laboratoire idéal pour l'étude de la structure des noyaux. Dans les noyaux pairs, l'excitation d'une paire de particules au-dessus d'un gap va conduire à la formation d'états intrus $0^+$ dont l'énergie est exprimée via l'équation 1.8 [12]. Grâce au terme d'appariement, ces états $0^+$ sont abaissés en énergie d'excitation

par rapport aux excitations 1p-1h et permettent une étude de l'interaction proton-neutron.

### 1.1.3 Les états isomères

Les états excités de long temps de vie, supérieur à une nanoseconde, sont des états dits isomères ou métastables. En comparaison le temps de vie typique d'un état excité dans un noyau est de l'ordre de la picoseconde, donc un isomère décroît mille fois plus lentement. Cette différence est suffisante pour nous permettre de séparer un rayonnement $\gamma$ venant d'un isomère d'un rayonnement $\gamma$ prompt. Le seul isomère existant naturellement sur notre planète est le $^{180}$Ta qui a une durée de vie de $10^{15}$ ans. Il est également l'état isomère connu avec la durée de vie la plus longue. Frederick Soddy a été le premier à prédire l'existence des isomères en physique nucléaire mais Otto Hahn en 1921, fut le premier à découvrir un état métastable dans le $^{234}$Pa. Puis se fut en 1935, que fut identifié des états avec une durée de vie excessivement longue dans des noyaux produits artificiellement et radioactifs de Indium (In) et de Brome (Br) par Szilard et Chalmers, et par Kurchatov et Fermi. Mais ce n'est quand 1936, qu'une possible interprétation théorique de ces états fut annoncé par Carl von Weizsacker qui expliqua comment une transition de grand moment angulaire pouvait avoir un long temps de vie. L'existence de ces états de grand moment angulaire fut confirmé en 1949 avec les avancées dans le modèle en couches. Il existe plusieurs types d'isomères : les isomères de spin, de forme et de rotation.

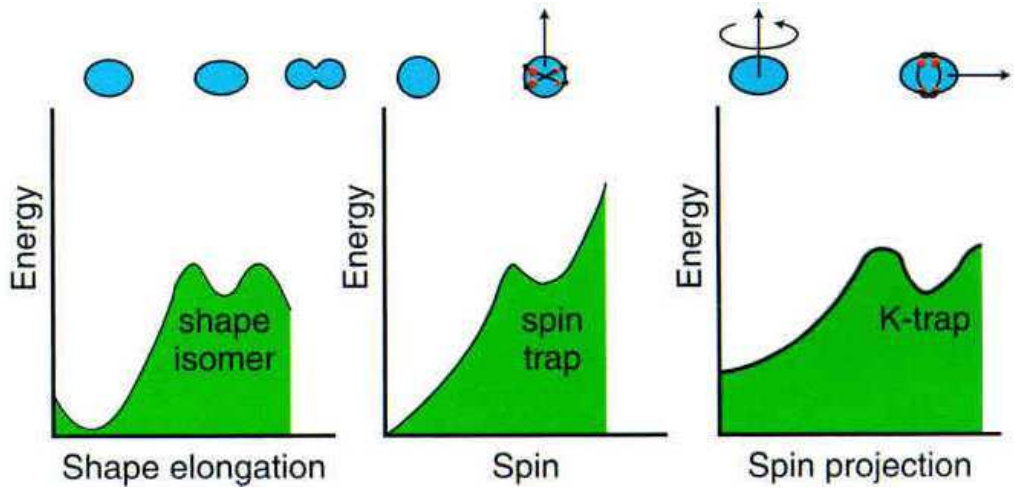



FIG. *1.3: Energie d'excitation en fonction de différents paramètres nucléaires. Le deuxième minimum en énergie correspond aux différents types d'isomères : (a) Isomère de forme, (b) isomère de spin, (c) isomère K. Dans chaque cas, la forme du noyau est illustrée et le vecteur de moment angulaire est représenté par une flèche. Pour les isomères de spin et les isomères K, le moment angulaire vient d'un petit nombre de nucléons sur une orbite (deux sont représentés en rouge dans chaque cas). Cette figure est tirée de la référence [14].*

- Les isomères de spin sont dûs à la différence de spin (moment angulaire) et d'énergie entre l'état isomère et l'état vers lequel il décroît. Un faible gap en énergie et un état isomère avec un très grand moment angulaire peuvent conduire a une durée de vie longue de l'état.

- Les isomères de formes ont d'abord été identifiés dans les noyaux lourds tels que les transuraniens. D'autres isomères de forme ont été depuis observés tout au long de la carte des noyaux, proche des fermetures de couches mais aussi tout au long de la ligne $N = Z$. Ils sont dûs à la déformation du noyau où un minimum secondaire de la surface d'énergie potentielle existe séparé du fondamental par une large barrière de potentiel. Donc pour se désexciter, ces noyaux déformés ont deux voies de sortie, soit ils fissionnent, soit ils vont vers un puits dont le minimum est plus bas, par décroissance $\gamma$. D'ailleurs ces isomères sont aussi appelés isomères de fission dans les noyaux lourds. Un exemple d'isomère de forme est l'$^{242}$Am, qui est le plus long isomère de fission avec un temps de vie de 14 ms [15]. Les isomères de forme sont la manifestation la plus spectaculaire du phénomène de coexistence de formes.

- les isomères de rotation, aussi appelés isomères K, se caractérisent par passage d'un mouvement individuel des nucléons de valence à un mouvement collectif du noyau par rapport à un axe de symétrie. Le nombre quantique K représente la projection des moments angulaires des nucléons de valence suivant l'axe de symétrie. Les règles de sélections imposent que, pour une transition électromagnétique, on doit avoir $\Delta L \geq \Delta K$, où $\Delta L$ est la multipolarité de la transition. Plus $\Delta K$ est grand, plus la décroissance $\gamma$ doit avoir une multiplicité importante, ce qui peut engendrer un état de longue durée de vie.

### 1.1.4 Coexistence de formes

La coexistence de formes est gouvernée par l'interaction entre deux tendances opposées : d'un côté un effet des couches et sous-couches fermées qui stabilisent le noyau dans une forme sphérique, caractérisé par un important coût énergétique pour redistribuer les protons et les neutrons dans des configurations excitées ; et de l'autre, l'interaction résiduelle proton-neutron ($\pi$-$\nu$) dans laquelle l'interaction $\pi$-$\nu$ est une contribution majeure et qui conduit naturellement le noyau vers la déformation [11]. On retrouve ce phénomène tout au long de la carte des noyaux proches des fermetures de couches. Un exemple de coexistence de formes proche d'une fermeture de couche majeure se trouve dans la région de masse autour du $^{48}$Ca.

L'excitation de neutrons au-dessus de $N = 28$ ainsi que la diminution de l'écart en énergie entre les orbitales proton et neutron, dûe à l'interaction monopolaire, produit des noyaux avec des formes et des structures très différentes. Le noyau doublement magique de $^{48}$Ca est plutôt sphérique alors que le noyau de $^{46}$Ar est de forme aplatie («oblate») et celui de $^{44}$S est de forme sphérique et déformée selon qu'il se trouve dans son état fondamental ou dans un état excité. Les deux configurations, sphérique et déformée, coexistent alors à basse énergie d'excitation au sein du même noyau. Chaque configuration correspond à un état $0^+$ qui est en compétition avec l'état fondamental. Dans ces noyaux, l'état $0_2^+$ correspondant à une déformation différente du fondamental est isomérique. Les transitions E0 dans les noyaux pairs sont de bonnes indications d'une coexistence de formes.

Dans les noyaux impairs, tel que le $^{43}$S, le même effet de coexistence de formes a été mis en évidence via la présence d'un état isomère qui a été interprété grâce aux calculs théoriques comme provenant d'une inversion des couches $\nu 1f_{7/2}$ et $\nu 2p_{3/2}$ [16, 17]. La mesure du facteur g de cet état isomère a d'ailleurs confirmé cela et mis en évidence la disparition du gap $N = 28$ ainsi que la déformation de l'état fondamental contrairement à l'état isomère sphérique [18].

### 1.1.5 Couplage coeur-particule

Les noyaux impairs près de couches fermées sont de très bonnes sondes pour étudier l'évolution de la collectivité proche des noyaux semi-magiques ou doublement magiques car ils n'ont que peu de nucléons en moins ou en plus. De plus, la structure des noyaux impairs est très liée à celle de leurs noyaux pair-pair voisins. En effet, on peut de manière très simple imaginer qu'un noyau impair est un coeur pair-pair plus une particule célibataire ou un trou selon le coeur pris en compte. Dans ce contexte différents types de couplages existent entre cette particule et ce trou célibataire avec le coeur. Ces couplages sont présentés sur la figure 1.4.

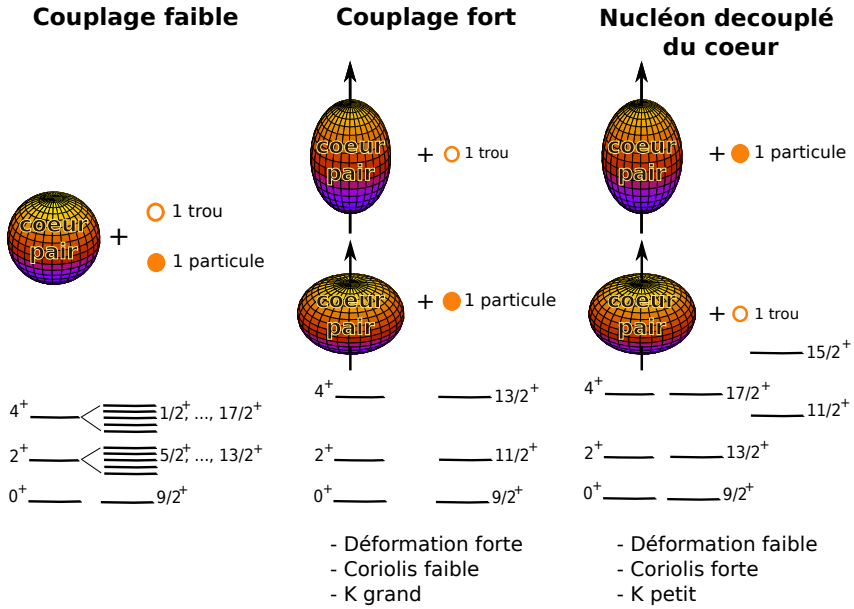



FIG. *1.4: Les trois cas limites du couplage particule-coeur. A gauche, le cas du couplage faible (cas A), au milieu le couplage fort (cas B) et à droite, le cas de l'alignement en rotation (cas C). Le cas A est pour les noyaux proches d'une forme sphérique. Le cas B survient pour des noyaux fortement déformés. Le cas C survient pour des noyaux faiblement déformés.*

Sur cette figure, nous avons représenté les trois cas possibles de couplage particule-coeur qui existent dans les noyaux impairs. Dans le cas où le noyau pair-pair voisin est un noyau relativement sphérique (très peu déformé), la particule ou le trou célibataire ne vont pas influer sur la structure du noyau. Celle-ci sera exclusivement gouvernée par la structure du noyau pair-pair voisin. C'est ce que l'on appelle un couplage faible. Dans ce cas, le spectre en énergie d'excitation du noyau impair est constitué de multiplets construits sur des états dûs à des excitations du coeur. Cette interprétation a été discutée pour la première fois par De Shalit *et al.* [19]. Lorsque le noyau pair-pair voisin commence à se déformer deux types de couplages peuvent coexister qui dépendent de la force de Coriolis associée à la rotation du noyau. On aura alors soit un couplage fort, soit un découplage de la particule avec le coeur, présenté sur la figure 1.4. Ceci a été mis en évidence pour la première fois par Stephens *et al.* [20]. La particule célibataire va alors être influencée par la rotation du noyau auquel elle est liée et son comportement vis à vis de celle-ci va être conduit via deux facteurs : la déformation elle-même et la force de Coriolis.

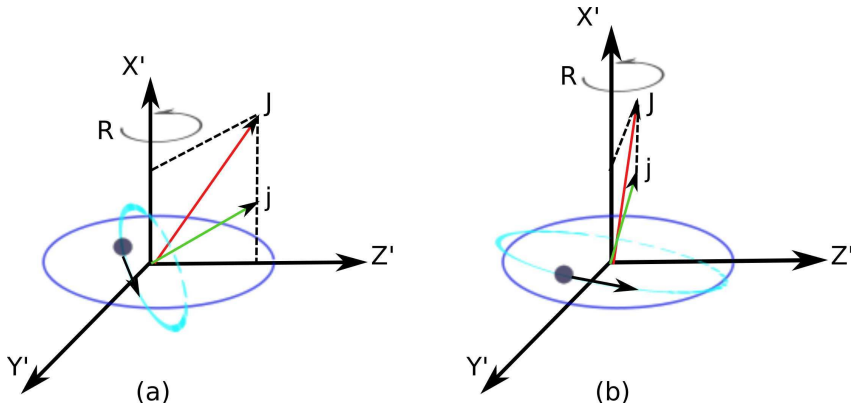



FIG. *1.5: Schéma représentatif du couplage du moment angulaire de la particule avec le coeur pair-pair. En (a) une représentation du couplage fort montrant que le mouvement de la particule célibataire est déterminé par la forte déformation du coeur. En (b), le découplage de la particule par rapport à la déformation du coeur. Celle-ci à un mouvement qui suit la rotation du coeur.*

Dans le cas d'un couplage fort, le mouvement de la particule est essentiellement déterminé par l'orientation du coeur déformé. Cela a lieu lorsque la déformation est grande et la rotation n'est pas trop rapide (i.e. force de Coriolis faible). Dans ce cas la force de Coriolis n'est pas assez forte pour aligner le moment cinétique total $j$ de la particule sur l'axe de rotation du noyau, comme on peut le voir sur la figure 1.5 (a). Dans ce cas, le mouvement de la particule suit la rotation du coeur déformé et le spectre en énergie d'excitation du noyau impair correspond à celui du noyau pair-pair représentant le coeur, c'est à dire que l'orbitale $K^{\pi}$ sur laquelle se situe la particule célibataire représente une tête de bande sur laquelle on va construire des états excités du type (K,K+1,K+2...) séparés des mêmes valeurs en énergie que les états $0_1^+$,$2_1^+$,$4_1^+$... du coeur, comme on peut le voir sur la figure 1.4.

Au contraire, lorsque la déformation est faible mais que la force de Coriolis est grande, le mouvement de la particule célibataire est fortement affecté. Cela arrive principalement dans le cas où la particule est sur une orbitale de grand $j$ mais de petite projection $K$. Dans ce cas la force de Coriolis est assez grande pour favoriser l'alignement du moment cinétique total $j$ sur l'axe de rotation du coeur pair-pair $R$. La particule est alors orientée dans un plan perpendiculaire à l'axe de rotation. Ce découplage est nommé en anglais «rotation-alignement», et nous le nommerons ici le cas des «bandes découplées», comme on peut le voir sur la figure 1.5 (b). Dans ce cas, le schéma en énergie d'excitation des états du noyau impair suit celui du noyau pair voisin et les valeurs des spins de la bande sont ($J = j$, $j+2$, $j+4$,....). On a alors deux bandes découplées comme on peut le voir sur la figure 1.4.

## 1.2 Le noyau de $^{68}$Ni

### 1.2.1 Les propriétés du $^{68}$Ni

Historiquement, le $^{68}$Ni avec 28 protons et 40 neutrons correspondait selon le modèle en couches sphériques à un noyau doublement magique. Il est séparé du prochain isotope doublement magique de $^{78}$Ni par l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$, première orbitale au-delà de l'espace $fp$. La validité de la sous-couche

$N = 40$ est l'objet d'intenses recherches expérimentales et théoriques. Si le gap $N = 40$ est faible et que $N = 28$ et $N = 50$ sont deux nombres magiques, l'énergie de l'état $2_1^+$ des noyaux pair-pair entre ces deux couches fermées devrait être minimale en milieu de couche, c'est-à-dire à $N = 38$-40, et la probabilité de transition E2 entre l'état $2_1^+$ et l'état $0_{g.s}^+$ devrait être maximale. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.6, l'énergie du premier état $2_1^+$ à $N = 40$ ($E = 2.033$ MeV) [21] atteint un maximum et la probabilité de transition (B(E2 ;$2^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$) = 3.2(7) W.u) [22] atteint un minimum, qui est trois fois plus petite que celle du $^{56}$Ni. Ces propriétés sont une très forte indication expérimentale que le $^{68}$Ni est un noyau doublement magique et donc $N = 40$ est une bonne fermeture de couche.

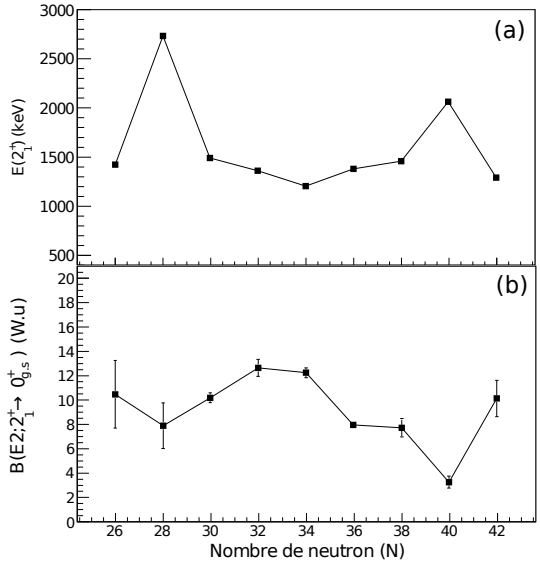



FIG. *1.6: Evolution de l'énergie d'excitation du premier état $2_1^+$ (a) et de la probabilité de transition E2 (b) pour les isotopes de Ni riches en neutrons. Les données ont été prises à partir de [23, 24, 25].*

La première indication du caractère magique du $^{68}$Ni a été la découverte du premier état excité à 1.77 MeV interprété comme étant un état $0^+$ [26, 27]. Il y a donc une inversion entre l'état $2_1^+$ et l'état $0_2^+$ qui n'était pas sans rappeler les noyaux doublement magiques de $^{40}$Ca ou de $^{16}$O, dans lesquels une telle observation avait déjà été faite. De plus, cette expérience a permis de mettre en évidence la présence d'un état isomère $5^-$, qui alimente le premier état $2^+$, et qui est dû à l'excitation d'un neutron dans la couche $\nu 1g_{9/2}$. Les auteurs conclurent alors que le $^{68}$Ni présentait la même structure que le noyau sphérique de $^{90}$Zr et donc que le $^{68}$Ni était lui même sphérique.

Pourtant, les mesures de masse, connues comme étant une preuve plus sensible et plus directe de mise en évidence de couches fermées, ne révèlent pas clairement que $N = 40$ est un gap neutron [28]. De nombreuses prédictions du modèles en couches ont poussé les expérimentateurs à chercher des isomères dans cette région de masse. C'est ainsi que Grzywacz *et al.* [29] en 1998, a découvert de nombreux isomères autour du $^{68}$Ni ce qui a encore renforcé l'idée que celui-ci pouvait être doublement magique. Néanmoins, en 1999, les études de décroissances $\beta$ réalisées par Hannawald *et al.* [30] ont

montré que les isotones voisins du $^{68}$Ni avaient une très grande durée de vie, signe d'une augmentation de la collectivité. D'autres réactions de décroissance $\beta$ effectuées par Mueller *et al.* [31] ont montré que le gap $N = 40$ disparaissait lorsque l'on s'éloigne du $^{68}$Ni.

Ce paradoxe apparent peut s'expliquer par la différence de parité entre les orbitales de la couche $fp$ (parité négative) et la couche $\nu 1g_{9/2}$ (parité positive) [32]. Comme les excitations quadrupolaires électriques conservent la parité, elles sont interdites entre les couches $fp$ et la couche $\nu 1g_{9/2}$ autour de $N = 40$ [22, 33]. Dans le cas du $^{68}$Ni, un état $2^+$ ne peut donc être construit qu'à partir de l'excitation d'une paire de neutrons dans la couche $\nu 1g_{9/2}$ contrairement aux autres isotopes pairs-pairs dans lesquels un simple recouplage des moments angulaire suffit. La faiblesse du gap à $N = 40$ rend toutefois possible cette excitation de paire de neutrons et bien que les neutrons ne soient pas chargés, c'est-à-dire qu'ils n'influent pas sur la probabilité de transition électrique E2, ils induisent une polarisation du coeur à partir de laquelle les protons sont excités au-dessus du gap $Z = 28$ contribuant au B(E2). Sans cet effet des neutrons dans le $^{68}$Ni, la valeur du B(E2) aurait même été plus faible [34]. La valeur expérimentale du B(E2) de l'état $2_1^+$ n'est donc pas une forte indication du caractère doublement magique du $^{68}$Ni mais prend son origine dans un mécanisme complexe. Un schéma de niveaux récapitulatif est présenté sur la figure 1.7.

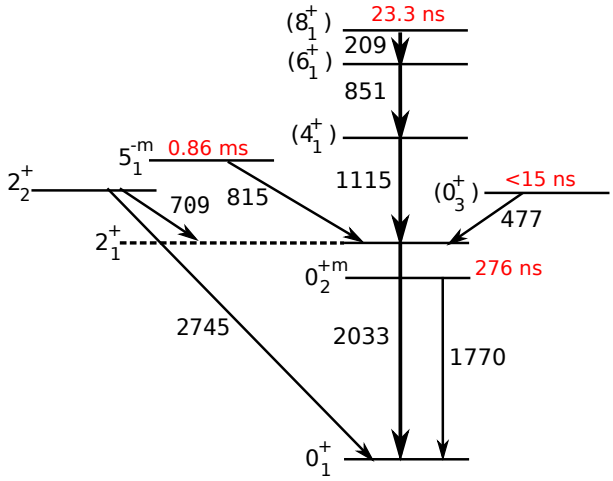



FIG. *1.7: Schéma de niveaux expérimental du $^{68}$Ni.*

### 1.2.2 Les états $0^+$ dans la chaîne des nickel

Comme décrit dans les paragraphes précédents, les états $0^+$ excités à basse énergie jouent un rôle important dans la caractérisation d'un isotope ou plus généralement d'une région de masse. Ils sont associés à l'excitation de paires de nucléons sur une orbitale supérieure et au phénomène de coexistence de formes (Cf sections 1.1.2, 1.1.3 et 1.1.4).

Deux états excités $0^+$ ont été identifiés dans le $^{68}$Ni à basse énergie d'excitation. Le temps de vie du premier état excité $0_2^+$ à 1.77 MeV est de $211^{+60}_{-40}$ ns d'après Girod *et al.* [27] et de 340(30) ns d'après Grzywacz *et al.* [29]. L'énergie d'excitation, le spin et la parité de l'état ont été établis par une réaction de transfert $^{70}$Zn($^{14}$C,$^{16}$O)$^{68}$Ni au Tandem d'Orsay. Le temps de vie a été mesuré par la décroissance

de 2×511 keV à partir d'une réaction de fragmentation réalisée au GANIL avec un faisceau de $^{86}$Kr. La valeur tabulée dans [35] pour le temps de vie de cet état est une moyenne des deux mesures soit 276(65) ns. L'état $0^+_2$ a été interprété comme étant dû à l'excitation d'une paire de neutrons, $\nu$(2p-2h), au-dessus de $N = 40$ [33], à partir d'un calcul de type modèles en couches. Un second état excité ($0^+$) à 2.511 MeV a également été reporté lors d'une réaction de décroissance $\beta$ [31]. La systématique en énergie des états $0^+$ excités dans la chaîne des Ni est présentée sur la figure 1.8.

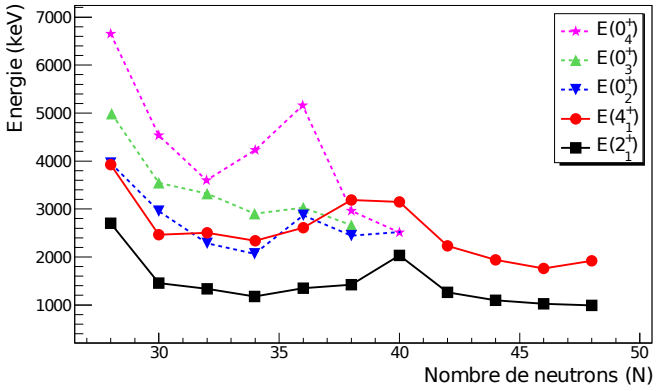



FIG. *1.8: Systématique en énergie des états exités $0^+$, $2^+$ et $4^+$ dans les isotopes de Ni.*

Dans les isotopes $^{56,58,60}$Ni, des états $0^+$ excités ont été mesurés et interprétés comme étant des états provenant de l'excitation d'une paire de protons au-dessus de $Z = 28$, i.e. $\pi$(2p-2h) [36], ils sont marqués d'un triangle dans la figure 1.8. Leur énergie d'excitation baisse progressivement à partir de $N = 28$, pour atteindre une valeur minimale entre deux couches fermées, où l'énergie de liaison provenant de l'interaction proton-neutron est la plus forte [9]. Si $N = 40$ est une sous couche magique alors l'état intrus proton $0^+$ devrait avoir un minimum d'énergie d'excitation dans le $^{62}$Ni à $N = 34$. En effet, dans la chaîne des Ca entre $N = 20$ et $N = 28$, l'état intrus proton $0^+\pi$(2p-2h) a une énergie d'excitation minimale à $N = 24$ dans le $^{44}$Ca [11]. De même, dans la chaîne des Sn entre $N = 50$ et $N = 82$, l'état intrus proton $0^+\pi$(2p-2h) a une énergie d'excitation minimale à $N = 66$ dans le $^{116}$Sn [11].

Si $N = 40$ n'est pas une sous-couche magique, l'état intrus proton $0^+$ n'aura pas un minimum d'énergie d'excitation à $N = 34$ dans le $^{62}$Ni mais à mi-couche entre $N = 28$ et $N = 50$, c'est-à-dire autour de $N = 38$-40. Dans ce noyau, le premier état excité $0^+_2$ a une énergie d'excitation proche de celle des états $2^+_2$ et $4^+_1$, qui se trouvent à peu près à deux fois l'énergie d'excitation de l'état $2^+_1$, ce qui est typique d'un noyau vibrationnel [3]. De plus, sa structure est très proche de celle du $^{60}$Ni, où le premier état excité $0^+_2$ est identifié comme un état vibrationnel [37]. L'état $0^+_2$ est donc un état $\nu$(2p-2h) ou un état vibrationnel. L'état excité $0^+_3$ à 2.891 MeV dans le $^{62}$Ni($N = 34$) est le seul candidat pour l'état intrus proton $0^+\pi$(2p-2h). Plusieurs états $0^+$ ont été observés dans les noyaux de $^{64-68}$Ni à une énergie d'excitation bien plus basse et ont été assignés par systématique à un état intrus proton $\pi$(2p-2h). D'autres mesures expérimentales sont donc nécessaire pour trouver cet état de plus basse énergie d'excitation dans le $^{68}$Ni et aussi pour interpréter les autres états $0^+$ excités du $^{62}$Ni au $^{68}$Ni.

Bien qu'aucune observation expérimentale ne l'ait confirmé, l'énergie de l'état $\pi$(2p-2h) dans le

$^{68}$Ni peut être «déduite» selon une approche phénoménologique [38] présentée dans l'encadré de la section 1.1.2. L'énergie d'excitation d'un état intrus $0^+$ (2p-2h) dans les noyaux ayant une couche fer-

TAB. *1.1: Les énergies d'excitation des états intrus $0^+$ ($E_{intr}(0^+)$) dûs à une excitation $\pi$(2p-2h) au-dessus des gaps neutron et proton dans les noyaux de $^{68}$Ni et de $^{90}$Zr sont comparées. L'énergie des gaps proton et neutron $\varepsilon_p$-$\varepsilon_h$, l'énergie d'appariement proton-neutron $\Delta E_{appariement}$ et l'énergie de corrélation proton-neutron $\Delta E_{\pi\nu}$ sont également indiquées. Ce tableau est tiré de la référence [38]*

| Isotope | Gap | $E_{intr}(0^+)$ (keV) | $\varepsilon_p$-$\varepsilon_h$ (keV) | $\Delta E_{appariement}$ (keV) | $\Delta E_{\pi\nu}$ (keV) |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{68}$Ni | $Z=28$ | 2202 | 5270(320) | 4500(700) | -3838(1000) |
| $^{68}$Ni | $N=40$ | 1770 | 3050(100) | 4705(14) | 380(200) |
| $^{90}$Zr | $Z=40$ | 1761 | 2670(90) | 3596(8) | 20(190) |
| $^{90}$Zr | $N=50$ | 4784 | 4445(8) | 4093(12) | -10(20) |

mée majeure est obtenue en sommant l'énergie des états intrus $\pi$(2p-1h) et $\pi$(1p-2h) dans les noyaux $Z+1(N+1)$ et $Z-1(N-1)$ [39]. Dans le cas du $^{68}$Ni, nous allons donc sommer l'énergie de l'état intrus proton $\pi$(2p-1h) dans le $^{69}$Cu et celle de l'état $\pi$(1p-2h) dans le $^{67}$Co. Dans le $^{69}$Cu, l'état $(7/2^-_1)$ à 1711 keV est interprété comme étant un état intrus proton $\pi$(2p-1h) à partir du grand facteur spectroscopique mesuré dans la réaction $^{70}$Zn(d,$^3$He) [40] et de la petite valeur du B(E2) entre cet état et l'état fondamental mesuré dans une réaction d'excitation coulombienne [41]. Une étude récente de la décroissance $\beta$ du $^{67}$Fe, a mis en évidence la présence d'un état à 491 keV d'énergie d'excitation dans le $^{67}$Co. Il est interprété comme un état proton $\pi$(1p-2h) [42]. La position de l'état $\pi$(2p-2h) dans le noyau de $^{68}$Ni a été déduite à la valeur extrêmement faible de 2202 keV. La faible énergie d'excitation de l'état $\pi$(2p-2h) dans le $^{68}$Ni ne peut s'expliquer que par un fort gain en énergie de liaison grâce à une forte interaction résiduelle proton-neutron [38].

Dans la tableau 1.1, l'énergie résiduelle d'interaction proton-neutron extraite à l'aide de l'équation 1.10 est principalement dûe aux corrélations quadrupolaires. Une valeur extrêmement élevée de presque 4 MeV est obtenue pour le $^{68}$Ni. L'état $\pi$(2p-2h) $0^+$ dans le $^{90}$Zr apparaît à une énergie d'excitation similaire à l'état $\nu$(2p-2h) $0^+$ dans le $^{68}$Ni. Le grand gap en énergie à $N=40$ comparé à celui à $Z=40$ est principalement compensé par un fort gain en énergie d'appariement. Comme c'est le cas pour l'état $\pi$(2p-2h) dans le $^{90}$Zr, la faible énergie d'excitation de l'état $\nu$(2p-2h) $0^+$ dans le $^{68}$Ni s'explique par un gain en énergie d'appariement qui est consistant avec une bonne fermeture de couche à $Z=28$. A partir du tableau 1.1, on peut voir le caractère ouvert et fermé des sous-couches $N=40$ et $Z=40$ respectivement, à partir des propriétés des états $0^+$.

Au delà de l'exemple du $^{67}$Co déjà mentionné, des états intrus ont également été mis en évidence dans les noyaux impairs de Cu, de Mn et de Fe, ainsi que dans les noyaux de Fe pairs. Dans la section suivante, nous allons résumer l'état des connaissances concernant ces noyaux.

## 1.3 Les noyaux pairs et impairs autour du $^{68}$Ni

### 1.3.1 Les noyaux pair-pair

Dans un premier temps, les noyaux de Fe pairs avec deux protons de moins que les isotopes de Ni vont être décrits. Il a été observé expérimentalement que l'évolution de l'énergie d'excitation du premier état $2^+$ diminue continûment jusqu'à et au-delà de $N = 40$, contrairement au cas du Ni vu précédemment. Cette augmentation de collectivité a été interprétée comme l'apparition de déformation [43]. La mesure du rapport des énergies d'excitations entre l'état $4_1^+$ et l'état $2_1^+$ montre néanmoins que ce rapport est autour de 2.4 et diminue lorsque l'on s'approche de $N = 40$, ce qui est en contradiction avec le caractère déformé de l'état fondamental. Dans les noyaux plus légers de $^{56-60}$Fe, un changement de forme a été mis en évidence entre les états $4_1^+$ et $6_1^+$ qui ont une déformation «allongé» (prolate) et «aplatie» (oblate) respectivement [44]. Cette transition de forme a été suggérée mais non mesurée dans le noyau de $^{60}$Fe entre l'état $6_1^+$ et l'état $8_1^+$ [45]. La comparaison avec des calculs théoriques de type modèle en couches a également montré la nécessité, pour le noyau de $^{58}$Fe ($N = 32$), d'inclure l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ pour reproduire la séquence en énergie de la bande yrast. La mesure des probabilités de transition entre les différents états de la bande yrast permet de confirmer ou d'infirmer le caractère déformé de ces noyaux et d'avoir des informations plus sensibles sur leur structure et en particulier sur le rôle de l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$.

Deux expériences [46, 47] ont été réalisées récemment pour mesurer la durée de vie des états excités des isotopes de $^{62-66}$Fe ($Z = 26$) pour extraire la probabilité de transitions E2. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 1.9.

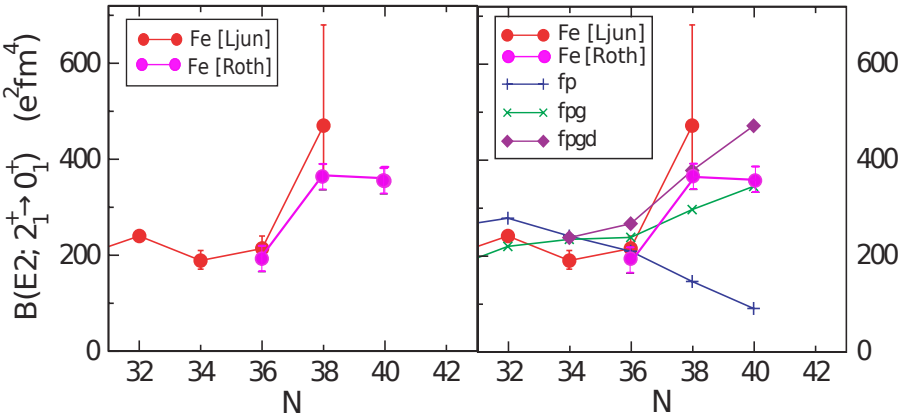



FIG. *1.9: Systématique des B(E2 ;$2^+ \rightarrow 0^+$) pour les noyaux de Fe pair-pair autour du $^{68}$Ni obtenue de Ljungvall et al. [46]. Les B(E2) expérimentaux représentés par des ronds roses sont ceux mesurés par Rother et al. [47]. La figure de gauche montre des résultats expérimentaux et sur celle de droite, les résultats expérimentaux sont comparés à des calculs théoriques.*

Sur cette figure, le B(E2) augmente rapidement à partir $N = 36$. Cette augmentation a été interprétée comme une augmentation de la collectivité lorsque l'on s'approche de $N = 40$, et donc de la déformation.

Une comparaison des résultats expérimentaux avec des calculs théoriques de type modèle en couches utilisant l'interaction la plus récente de cette région de masse (*LNPS* [48]) ont été réalisés. Des interactions plus limitées (espace $fp$) ont également été utilisées. La comparaison des calculs et des résultats expérimentaux montre la nécessité d'inclure l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ pour reproduire les mesures. Cela implique que l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ a un caractère intrus et conduit la déformation dans les noyaux de Fe lorsque l'on approche $N = 40$. Le fait d'enlever des protons de la couche $\pi 1f_{7/2}$ ($Z = 28$) affaiblit l'interaction monopolaire avec les neutrons dans la couche $\nu 1f_{5/2}$ ce qui implique une diminution du gap entre les couches $fp$ et la couche $\nu 1g_{9/2}$.

Cet effet a également été suggéré dans les noyaux de Cr, qui ont quatre protons de moins que les noyaux de Ni, et où la déformation apparaît plus rapidement. L'énergie d'excitation de l'état $2_1^+$ diminue encore plus rapidement que dans le cas des Fe lorsque l'on s'approche de $N = 40$ [49, 50]. Cela peut s'expliquer par le fait que la couche $\pi 1f_{7/2}$ au dessus de $Z = 20$ est remplie à moitié dans le cas des Cr avec un maximum de protons de valence. L'interaction proton-neutron diminue ainsi l'écart entre les orbitales au dessus de $Z = 20$, favorisant un minimum d'énergie de corrélation à grande déformation. En plus de diminuer le gap en énergie à $N = 40$, cela augmente la probabilité d'excitation de paires de neutrons depuis les orbitales inférieures vers l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$, conduisant à la création d'états $0^+$. Des calculs théoriques réalisés par Kaneko *et al.* [51] prédisent la présence d'un état excité $0_2^+$ dans les noyaux de Cr. Cet état descend en énergie d'excitation lorsque l'on s'approche de $N = 40$ et les probabilités de transition E2 calculées pour la bande construite au dessus de cette état sont compatibles avec une grande déformation. L'ensemble de ces effets cumulés supprime donc le caractère semi-magique du gap $N = 40$ dans les isotopes de Cr.

Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire le rôle de cette orbitale intruse $\nu 1g_{9/2}$ dans la structure des noyaux impairs autour des noyaux pair-pair.

### 1.3.2 Les noyaux impairs

Dans les noyaux de $^{69,71,73}Cu$, la mesure de l'énergie d'excitation et de la probabilité de transition E2 des différents états excités a permis de décrire la structure des états excités. Sur la figure 1.10, les résultats obtenus par Stefanescu *et al.* [41] sont présentés.

L'énergie d'excitation des états $5/2_1^-$ et $1/2_1^-$ diminue fortement après $N = 40$. Dans le même temps, la probabilité de transition E2 de l'état $5/2_1^-$ vers l'état fondamental diminue d'un facteur trois entre $N = 38$ et $N = 40$ tandis que celle de l'état $1/2_1^-$ augmente d'un facteur trois entre $N = 40$ et $N = 42$ et continue d'augmenter lorsque le nombre de neutrons augmente. A partir de ces mesures, les états $5/2_1^-$ et $1/2_1^-$ ont été interprétés comme étant des états simple particule et collectif respectivement. Plusieurs états $7/2^-$ ont été identifiés dans ces noyaux. On peut remarquer que le second $7/2^-$ a la même évolution en énergie d'excitation et en probabilité de transition E2 que l'état $2_1^+$ de l'isotone pair-pair de Ni voisin ($^{A-1}$Ni). Cet état a été interprété comme étant un proton célibataire sur l'orbitale $\pi 2p_{3/2}$ couplé à l'état $2_1^+$ du noyau pair-pair de Ni. Dans les noyaux de Cu impairs, différents types de structures coexistent : des états simple particule, des états collectifs et des états couplés avec les noyaux de Ni voisins. L'augmentation de la collectivité à $N = 40$ apparaît avec l'augmentation de l'occupation de la couche $\nu 1g_{9/2}$ dans les isotopes de Cu plus lourds tels que les noyaux de $^{71,73}$Cu ce qui va influencer la structure de ces noyaux. Le gap en énergie entre les orbitales proton $\pi 1f_{7/2}$ et $\pi 1f_{5/2}$ diminue lorsque l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ commence à être remplie dans les noyaux de $^{71,73}$Cu [52, 53]. C'est ce que l'on nomme la «migration monopolaire». A $N = 46$, le gap entre les couches $\pi 1f_{7/2}$ et $\pi 1f_{5/2}$ diminue considérablement

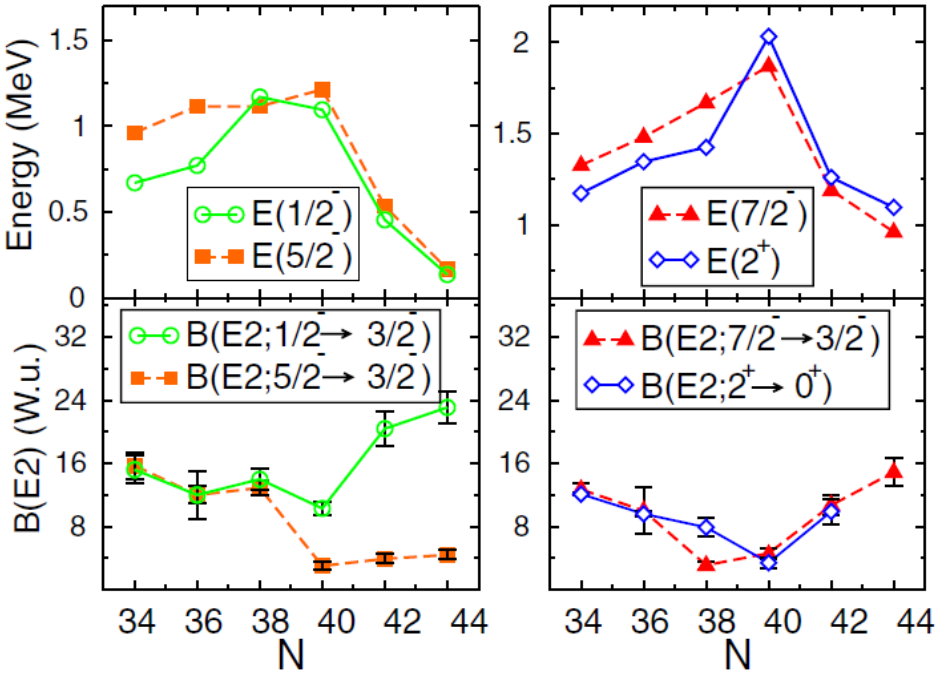



FIG. *1.10: Evolution de l'énergie d'excitation des premiers états excités et de la probabilité de transition E2 pour les états* $1/2^-$, $5/2^-$ *et* $7/2^-$ *dans les noyaux de* $^{63-73}Cu$ *comparée à celle du premier état* $2^+$ *dans les noyaux de Ni voisins [41].*

au point que les couches $\pi 1f_{7/2}$ et $\pi 2p_{3/2}$ s'inversent. L'état fondamental devient alors un état $5/2^-_1$ dans le $^{75}$Cu [54]. Cela donne naissance à un état intrus proton isomère et indique une possible coexistence de formes dans le noyau de $^{75}$Cu.

Par analogie avec les noyaux de Cu, les isotopes de Co ($Z = 27$) impairs qui sont situés entre les noyaux de Fe et de Ni présentent les mêmes caractéristiques. En effet, différent types d'états coexistent. De récents résultats expérimentaux ont montré que la systématique en énergie de l'état $9/2^-_1$ dans les isotopes de Co impairs et celle de l'état excité $2^+_1$ dans les isotopes de Ni étaient similaires au-delà de $N = 28$ [42], comme on peut le voir sur la figure 1.11. Dans ce cas l'état excité $9/2^-_1$ pourrait être interprété comme étant un proton trou dans l'orbitale $(\pi f_{7/2})^{-1}$ couplé à l'état $2^+_1$ du noyau de Ni voisin.

Comme pour les isotopes de Cu, une mesure de la probabilité de transition de l'état $9/2^-_1$ vers l'état fondamental $7/2^-$ comparé au B(E2 ;$2^+ \rightarrow 0^+$) de l'isotone $^{A+1}$Ni renforcerait ce scénario et déterminerait la configuration de l'état fondamental. Dans le noyau de $^{67}$Co ($N = 40$) étudié récemment par décroissance $\beta$, un état isomère ($1/2^-$) à basse énergie d'excitation (en dessous de 500 keV) a été mesuré par Pauwels *et al.* [42]. Cet état est interprété comme étant due à l'excitation d'un proton au travers du gap $Z = 28$ dans la couche $\pi 2p_{3/2}$ déformée, correspondant à l'orbitale [321]$1/2^-$ dans le schéma de Nilsson. Cet état isomère a été interprété comme un état intrus proton déformé. De plus, le fait que cet état soit à très basse énergie d'excitation ne peut être décrit que par une très forte énergie de corrélation entre les protons et les neutrons. L'apparition d'un état intrus déformé à basse énergie d'excitation par rapport à un état fondamental sphérique est une manifestation de la coexistence de

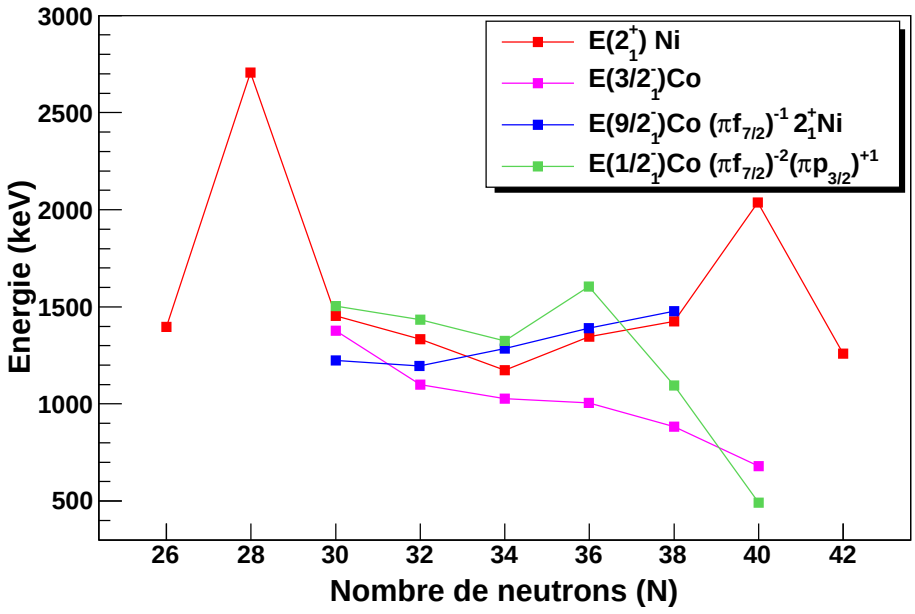



FIG. *1.11: Evolution de l'énergie d'excitation des premiers états excités dans les noyaux impairs de Co comparée à celle du premier état excité $2^+$ dans les noyaux pair-pair de Ni voisins.*

formes dans ce noyau.

Les isotopes de Mn ($Z = 25$), avec trois protons de moins que le Ni, possèdent également différents types d'états : simple particule ($7/2^-_1$) et fortement collectifs ($5/2^-_1$), qui ont été identifiés jusqu'au $^{59}$Mn par Puttaswamy *et al.* [55]. Les auteurs ont également montré qu'il y avait une inversion des états $7/2^-_1$ et $5/2^-_1$ au niveau du $^{53}$Mn, c'est à dire à $N = 28$ comme on peut le voir sur la figure 1.12. Dans ce cas, c'est le proton célibataire sur la couche $\pi 1f_{7/2}$ qui guide le spin et la parité de l'état fondamental. Une mesure du spin et de la parité de l'état fondamental à $N = 40$, dans le $^{65}$Mn, nous donnerait une information supplémentaire sur la fermeture de couche à $N = 40$ dans les isotopes de Mn. Plus récemment, la structure à basse énergie des noyaux de $^{59-63}$Mn a été mesurée [56] (figure 1.12) et l'ensemble des données montre que le $^{59}$Mn et le $^{61}$Mn ont une structure quasi identiques. Les calculs théoriques, réalisés pour comparer aux mesures expérimentales, montrent la nécessité d'inclure l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ lorsque l'on s'approche de $N = 40$, comme cela avait déjà été mis en évidence dans les isotopes de Fe ($Z = 26$).

Dans les isotopes de Mn impair-impair autour de $N = 40$, dans le $^{64}$Mn et le $^{66}$Mn, l'état fondamental $1^+$ a été interprété comme un couplage entre un proton célibataire sur la couche $K^\pi = 1/2^-$ (responsable de la déformation de l'état isomère dans le $^{67}$Co) avec un neutron dans la couche $K^\pi = 1/2^-$ [57]. Le premier état excité quant à lui, est expliqué par un couplage d'un proton et d'un neutron dans le couche $K^\pi = 3/2^+$ issue de l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$. Dans cette référence [57] est également mentionnée la coexistence à basse énergie d'un état isomère sphérique avec un état fondamental déformé ayant une déformation autour de $\beta$=0.2. Cela montre la présence de déformations et de coexistence de formes dans les isotopes

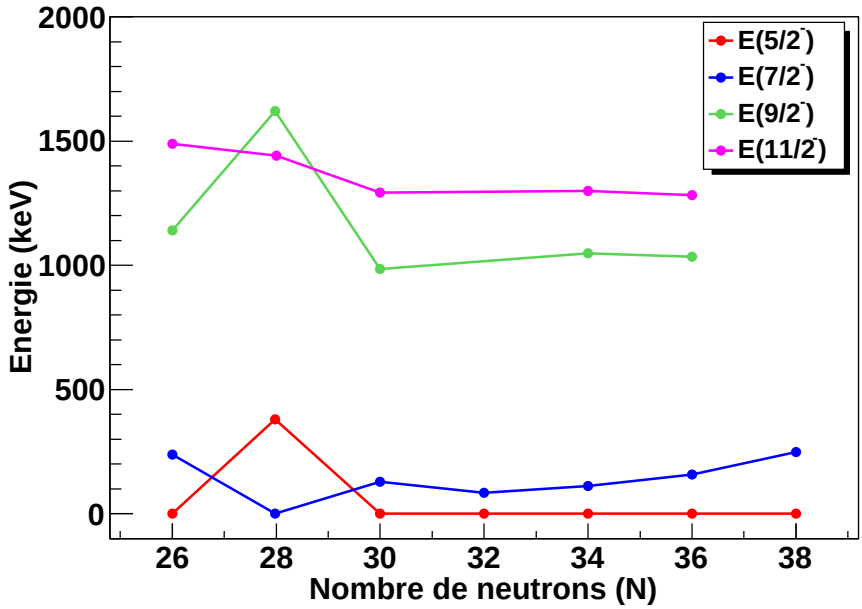



FIG. *1.12: Évolution des premiers états excités des noyaux impairs de Mn de la masse* $A = 51$ *à la masse* $A = 63$. *Les données sont tirées des références [55, 56].*

de Mn.

Dans les isotopes de Fe impairs, entre les isotopes de Mn et de Co, un état intrus isomère a été mesuré et interprété comme l'excitation d'un neutron dans l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$. Cet état isomère $9/2^{+m}$ a une énergie d'excitation qui diminue lorsque le nombre de neutrons augmente. L'évolution de cet état est illustrée sur le figure 1.13. La bande construite au dessus de l'isomère a été interprétée comme une bande découplée soulignant le caractère collectif et déformée de la structure bâtie sur l'état $9/2^{+m}$.

Dans le $^{61}$Fe, l'état isomère $9/2^{+m}$ a été mesuré à 862 keV au dessus de l'état fondamental par Runte *et al.* [58]. Cet état isomère décroît par un état (5/2$^-$) via une transition $\gamma$ de 654 keV de type (M2) puis sur un état (3/2$^-$) via une transition $\gamma$ de 207 keV de type (M1). La mesure du facteur $g$ de l'isomère $9/2^{+m}$ a permis de confirmer son spin et sa parité. Son temps de vie est de $T_{1/2}$=239(5) ns [59]. Des calculs théoriques utilisant une approche de type modèle en couches ont également été réalisés au cours de cette étude. Ils montrent que la fonction d'onde associée à cet isomère 9/2$^{+m}$ est très mélangée et le moment quadrupolaire spectroscopique montre que cet état est très déformé. Le moment quadrupolaire a été mesuré quelques temps plus tard par Vermeulen *et al.* [60] via une réaction de fragmentation. Cette mesure confirme la déformation de l'état isomère 9/2$^{+m}$. Des calculs au delà du champ moyen ont été réalisés utilisant une méthode GCM [61]. Les prédictions théoriques couvrent une grande gamme allant d'une déformation oblate ($\beta$<0) à prolate($\beta$>0) et les moments quadrupolaires associés à chacune de ces déformations, aussi différentes soient-elles, sont en accord avec la valeur mesurée. Cela confirme donc le caractère déformé de cet isomère mais ne nous permet pas de conclure sur sa nature oblate ou prolate. Les auteurs mettent donc en avant la nécessité de mesurer la bande construite au dessus de l'isomère pour pouvoir conclure sur la déformation de l'état. La bande construite au dessus de l'isomère

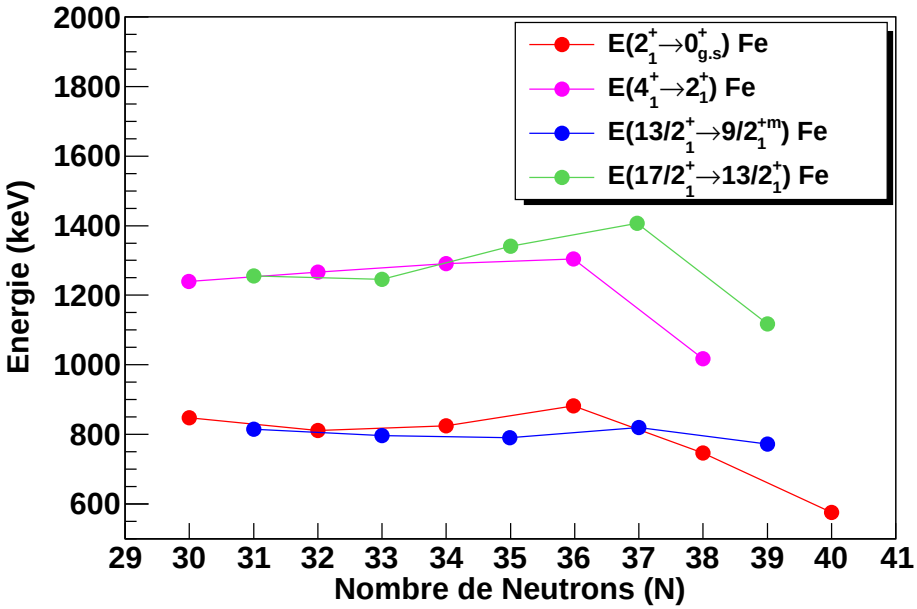



FIG. *1.13: Comparaison de la bande yrast dans les noyaux de Fe pairs avec la bande construite au dessus de l'isomère dans les noyaux de Fe impairs jusqu'au $^{61}$Fe.*

dans le $^{61}$Fe a été mesurée par Hoteling *et al.* [62] via une réaction de transfert en cinématique direct. Des mesures de distributions angulaires ont montré que le premier état excité au dessus de l'isomère $9/2^{+m}$ était un état $13/2^+$. La bande construite au dessus de l'isomère est similaire à la bande yrast construite au dessus de l'état fondamental du noyau pair voisin $(A-1)$. Cette similitude typique de bandes découplées a été décrite dans Stephens *et al.* [20] et elle est présentée figure 1.13. Cet effet a également été mis en évidence dans le noyau de $^{57}$Fe par Nathan *et al.* [45].

Le même type de schéma de niveaux et de structure est proposé par Lunardi *et al.* [63] pour les isotopes de $^{63}$Fe et $^{65}$Fe. Dans le $^{65}$Fe, deux états isomères très proches en énergie ont été mesurés : le premier à 364 keV avec un temps de vie de $T_{1/2}$=430 ns [29] assigné comme étant un état $(3/2^+)$ par Block *et al.* [64] et un second isomère à 402 keV interprété comme étant l'état $(9/2^+)$ a été identifié avec une durée de vie supérieure de 150 ms. Finalement dans Daugas *et al.* [65] a été suggéré la présence d'un état isomère dans le $^{67}$Fe entre 388 et 420 keV d'énergie d'excitation au dessus de l'état fondamental. L'isomère dans le $^{67}$Fe a été étudié plusieurs fois. Une première fois par Grzywacz *et al.* [29] qui proposa que son énergie est de 367 keV. Une deuxième fois par Sawicka *et al.* [66] qui montre que l'isomère est à 387 keV et décroit par deux transitions à 367 et 388 keV et une dernière fois par Daugas *et al.* [65] qui le place à plus de 420 keV. Dans cette dernière référence, des calculs champs moyen ont été réalisés en prenant comme hypothèse que la déformation du $^{67}$Fe était la même que celle de ces noyaux voisins de $^{66}$Fe et $^{68}$Fe. Ces deux noyaux étant à une déformation $\beta$ ∼0.26, l'état fondamental du $^{67}$Fe a été interprété comme étant un état $K^\pi=1/2^-$ venant de l'orbitale $\nu 2p_{1/2}$. Dans cet approche, l'isomère est interprété comme venant de l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ avec $K^\pi=5/2$ ou $7/2^+$.

## 1.4 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons montré que la structure des noyaux au voisinage du $^{68}$Ni évolue rapidement à mesure que des nucléons de valence sont créés. Ajouter ou supprimer un ou plusieurs nucléons au coeur de $^{68}$Ni conduit à une augmentation soudaine de la collectivité. Il apparaît alors clairement qu'il s'agit d'une région de masse charnière dans la construction des interactions nucléaires dans la perspective de la description du noyau doublement magique de $^{78}$Ni. Les récentes données expérimentales et les études théoriques présentées dans ce chapitre montrent la variété des configurations mises en jeu. L'évolution rapide de la déformation depuis le $^{68}$Ni, sphérique dans son état fondamental, vers des isotopes de déformation prolate ou oblate, ainsi que l'apparition de scénario de coexistence de formes, sont des contraintes fortes pour les modèles collectifs. Les approches plus microscopiques indiquent que cette évolution de la collectivité prend son origine dans l'influence d'orbitales intruses proton et neutron spécifiques. Les travaux précédents suggèrent que deux orbitales jouent un rôle majeur dans l'évolution de la structure nucléaire autour du $^{68}$Ni :

**L'orbitale proton 2p$_{3/2}$** créant le gap proton $Z = 28$. Cette orbitale a été identifiée à basse énergie d'excitation dans les noyaux de masse impaire de Co ($Z = 27$) et de Mn ($Z = 25$). Les états intrus déformés correspondants sont associés à un scénario de coexistence de formes. Son rôle dans la structure à basse énergie des noyaux pair-pair et en particulier du $^{68}$Ni reste mal connu. Un état proton (2p-2h) correspondant à l'excitation d'une paire de proton au dessus du gap $Z = 28$ vers l'orbitale $\pi$2p$_{3/2}$ est prédit à basse énergie d'excitation à partir d'une approche phénoménologique. Cet état $0^+$ n'a jamais été observé expérimentalement. Dans ce travail de thèse, l'existence d'un état $0^+$ $\pi$(2p-2h) dans le $^{68}$Ni a été recherché (Chapitre 3).

**L'orbitale neutron 1g$_{9/2}$** créant le gap neutron $N = 40$. Nous avons vu que l'orbitale 1g$_{9/2}$ joue un rôle central dans l'évolution des isotopes lourds de Ni, de Co, de Fe et de Cr en deçà de $N = 40$. Cette orbitale intruse est responsable de l'augmentation de la collectivité dans les isotopes de Cr et Fe au voisinage de $N = 40$ et du réarrangement microscopique des isotopes lourds de Mn. De plus, l'excitation d'un neutron dans le couche $\nu$1g$_{9/2}$ conduit à la présence d'états isomériques à basse énergie dans les isotopes impairs de Fe, têtes de bande de structures fortement collectives. L'influence de l'orbitale $\nu$1g$_{9/2}$ a été étudiée dans ce travail de thèse par spectroscopie des isotopes impairs riches en neutron à $N = 40$ de Co, Fe et Mn et interprétés selon les modèles collectifs présentés dans ce chapitre, et par la mesure des probabilités de transition réduites dans les isotopes de $^{63,65}$Co (chapitre 4).

# Chapitre 2

# Généralités sur le dispositif expérimental

**Sommaire**


**2.1 Les réactions de transfert de plusieurs nucléons . . . . . 25**
**2.2 Le spectromètre VAMOS . . . . . 26**
2.2.1 Détection des noyaux diffusés : méthode générale . . . . . 26
2.2.1.1 Description générale . . . . . 26
2.2.1.2 Modes du spectromètre . . . . . 26
2.2.2 Système de détection au plan focal . . . . . 27
2.2.2.1 Mesure de la trajectoire des ions . . . . . 28
2.2.2.2 Identification des ions . . . . . 29
**2.3 Le détecteur de rayonnements $\gamma$ EXOGAM . . . . . 30**


Les deux expériences réalisées durant cette thèse présentent de nombreuses similitudes qui feront l'objet de ce chapitre. Les spécificités seront quant à elles décrites dans les chapitre 3 et 4. Ces expériences ont été réalisées au GANIL auprès des spectromètres VAMOS et EXOGAM en utilisant une réaction entre ions lourds afin d'étudier les réactions de transfert de plusieurs nucléons (MNT[1]) à la barrière Coulombienne. La méthode générale d'identification des produits de réaction est détaillée dans ce chapitre.

## 2.1 Les réactions de transfert de plusieurs nucléons

L'objectif des deux expériences présentées par la suite est de peupler des noyaux riches en neutrons et d'en faire la spectroscopie $\gamma$ prompte. Produire des noyaux riches en neutrons est communément réalisé par des réactions de fragmentation à partir d'un faisceau intense et de haute énergie de masse plus lourde que les noyaux d'intérêts. Dans ce mode de production, la spectroscopie prompte est malheureusement impossible. Une autre voie utilisée depuis des décennies est l'utilisation de la fission de noyaux trans-uraniens. Malheureusement, les sections efficaces de production d'isotopes autour de $A = 70$ proches de $Z = 28$ sont très faibles. Avec le développement des accélérateurs d'ions lourds et

[1] Pour l'acronyme anglais de «Multi-Nucleon Transfer».

de méthodes d'identification performantes, une alternative possible est offerte par les réactions dites de MNT. Ces réactions ont des sections efficaces élevées, de l'ordre du mbarn, à des énergies relativement basses ($\sim$ 5-6 MeV/A). Au voisinage de la barrière Coulombienne, elles sont très efficaces pour produire des noyaux riches en neutrons. En effet, ce type de réaction prend place au-dessus de la barrière Coulombienne, où le recouvrement entre la cible et le projectile est suffisant pour qu'il y ait un échange important d'énergie et de nucléons entre les deux noyaux. En choisissant une cible et un projectile riches en neutrons, on peut produire des noyaux quasi-cible ou quasi-projectile enrichis en neutrons.

Dans le passé, ce type de réaction était réalisée à l'aide d'une cible épaisse et l'identification des produits issus de la réaction se faisait grâce à la mesure de triples coïncidences $\gamma$. Le problème de ce type d'identification est qu'il est nécessaire de connaître au moins une transition $\gamma$ dans chaque noyau. Il n'est pas possible de faire la spectroscopie $\gamma$ de noyau si au moins une des transitions $\gamma$ n'est pas connue. Récemment, avec le développement des spectromètres de grande acceptance tels que PRISMA (Legnaro) et VAMOS (GANIL), on a pu avoir accès aux données spectroscopiques de noyaux jusqu'à présent inconnus. En effet, contrairement aux séparateurs LISE3 ou FRS, ces spectromètres peuvent être couplés à des multi-détecteurs de rayonnements $\gamma$ tel que EXOGAM au point cible, permettant de réaliser la spectroscopie $\gamma$ prompte. Les expériences présentées ici ont toutes été réalisées en cinématique inverse. Cela consiste à envoyer un noyau lourd sur un noyau plus léger, en l'occurrence ici un faisceau d'$^{238}$U sur une cible de $^{70}$Zn (Cf chapitre 3) ou de $^{64}$Ni (Cf chapitre 4), de manière à ce que les produits issus de la réaction aient une vitesse, et donc une énergie, suffisante pour sortir de la cible, être focalisés vers l'avant et plus facilement identifiés dans le spectromètre de recul, VAMOS dans notre cas.

## 2.2 Le spectromètre VAMOS

### 2.2.1 Détection des noyaux diffusés : méthode générale

Lors d'une réaction de MNT, un grand nombre de voies de réaction sont ouvertes : du stripping d'un nucléon (mbarn) jusqu'au transfert massif de nucléons ($\mu$barn). Pour réaliser la spectroscopie de toutes ces voies de réaction, il est nécessaire d'identifier de manière unique les produits de réaction en déterminant leur masse ($A$) et leur numéro atomique ($Z$). Pour cela dans les deux expériences présentées ici, nous avons utilisé le spectromètre VAMOS (Variable Mode Spectrometer) [67, 68] situé au GANIL.

#### 2.2.1.1 Description générale

Le spectromètre VAMOS est constitué de deux quadrupôles (Q1,Q2), d'un filtre de Wien et d'un dipôle (voir figure 2.1). Grâce à leur grande ouverture, les quadrupôles transmettent avec le maximum d'acceptance les produits de réaction qui sont ensuite analysés par le dipôle. Le premier quadrupôle focalise dans le plan vertical ($y$) et défocalise dans le plan horizontal ($x$). Le second focalise dans le plan dispersif, c'est à dire horizontalement et défocalise dans un plan vertical. Le dipôle permet de disperser les noyaux en rigidité magnétique (B$\rho$) et ainsi de les identifier en masse.

#### 2.2.1.2 Modes du spectromètre

Ils existent plusieurs modes de fonctionnement pour le spectromètre VAMOS [69] :

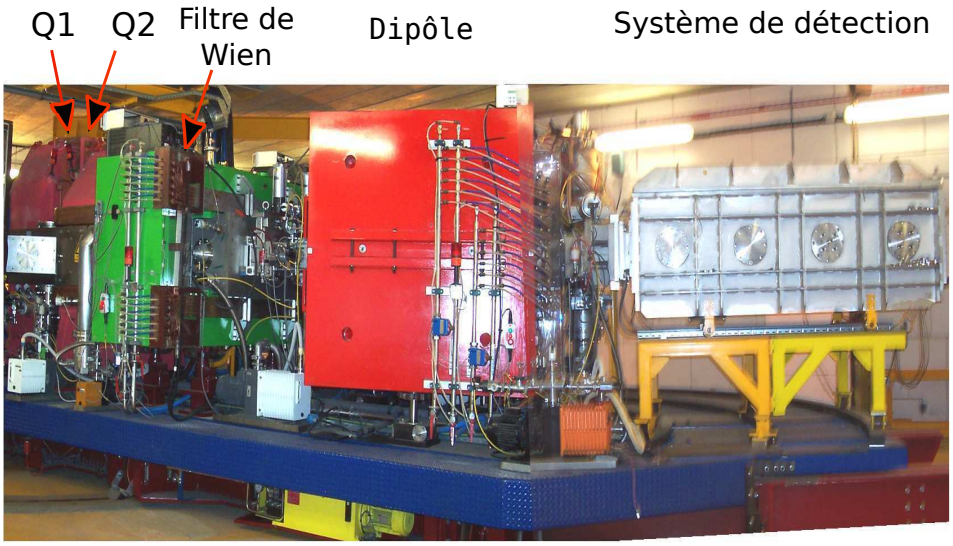



FIG. *2.1: Photographie du spectromètre VAMOS, de ces différents éléments magnétiques et du caisson contenant le système de détection.*

- **mode acceptant ou solénoïde :** seuls les quadrupôles Q1 et Q2 sont actifs. Le spectromètre focalise les produits issus de la réaction dans le système de détection. Le pouvoir dispersif du dipôle est alors nul : l'analyse en B$\rho$ est impossible ce qui limite la résolution en masse qui est obtenue à partir de l'énergie cinétique totale. Par contre, tous les états de charges sont transmis. Cela nous permet, par conséquent, d'augmenter la transmission du spectromètre. En effet, lorsque l'expérience a été réalisée, la limite en acceptance du mode dispersif était liée au dipôle et à son système de détection [67]. Ce mode a été utilisé dans l'expérience décrite au chapitre 3. Nous verrons que cette optimisation du système de détection permet de mesurer des masses inférieures à 80 sans le dipôle.
- **mode dispersif :** dans ce cas le dipôle est ajouté aux deux quadrupôles et l'analyse en rigidité magnétique ($B\rho$) est possible. Les ions sont alors dispersés dans le plan horizontal, leur rigidité magnétique est proportionnelle à la masse qui est déduite de cette dispersion ($\Delta A/A \sim 1/200$ [70]). Nous avons utilisé cette configuration dans l'expérience présentée au chapitre 4.

### 2.2.2 Système de détection au plan focal

Les ions transmis par le spectromètre sont identifiés événement par événement en masse ($A$) et en numéro atomique ($Z$), grâce à un système de détection dédié qui sera différent selon le mode de fonctionnement. Le système de détection au plan focal doit permettre deux types de mesure :

- déterminer la trajectoire des ions dans le spectromètre et mesurer leur position ($x_f$, $y_f$, $z_f$) et leurs angles ($\theta_f$, $\phi_f$) dans le plan focal image. Ces informations permettent de déterminer selon les algorithmes décrits dans Savajols *et al.* [69], le B$\rho$, le $Path$, $\theta_i$, $\phi_i$ pour chaque ion qui sont respectivement la rigidité magnétique, le chemin parcouru dans le spectromètre et les angles d'émission au point cible. Deux détecteurs placés respectivement à l'entrée et à la sortie du spectromètre mesurent le temps de vol. Toutes ces informations permettent de déterminer la masse et l'état de

charge du produit de recul ;
– l'identification en $Z$ des particules.

#### 2.2.2.1 Mesure de la trajectoire des ions

La trajectoire des ions est déterminée par leur point de passage dans deux détecteurs dédiés à cette mesure. Placés après le dipôle, les détecteurs utilisés sont soit des chambres à dérive (DC) [71], soit des détecteurs à électrons secondaires (SeD) [72].

Les chambres à dérive sont employées pour les ions les plus légers déposant peu d'énergie, tandis que les SeD seront employés pour des ions lourds déposant beaucoup d'énergie. Les SeD ont le principal avantage d'interposer peu de matière sur la trajectoire des ions ce qui est important lorsque, pour le mode solénoïde, la masse est déterminée à partir de l'énergie cinétique totale. En effet, plus l'incertitude sur l'énergie mesurée est grande plus la mesure de la masse sera imprécise. Il faut que les pertes d'énergie non mesurées soient les plus petites possibles. C'est pourquoi les chambres à dérive ne sont pas utilisées dans ce mode car après avoir traversé plusieurs feuilles de mylar, les ions sont ralentis par une épaisseur de gaz dans laquelle la perte d'énergie n'est pas mesurée.

Un couplage des deux est également possible car les SeD permettent la mesure du temps de vol des ions avec une très bonne résolution (FWHM=300 ps). Dans ce cas, un SeD est placé au centre des deux chambres à dérive et le plan focal image est alors situé virtuellement à la perpendiculaire du SeD. Le plan focal image de manière générale est situé entre les deux détecteurs permettant de mesurer la trajectoire des ions et est perpendiculaire à la trajectoire de référence. Dans le cas du mode solénoïde, où seul les SeD sont utilisés, le plan focal image est placé après les détecteurs de position, comme on peut le voir sur la figure 2.2. Il est important de retenir que le plan focal image est situé à une distance $d$ de la cible où les quadrupôles focalisent les ions.

A partir des positions $x_i$ mesurés dans le plan horizontal ($y_i$ dans le plan vertical) des deux détecteurs, on peut déterminer les angles ($\theta_f$ et $\phi_f$) de diffusion de la particule au plan focal grâce aux équations 2.1 et 2.2. Dans ces équations, $z_i$ représente la position des deux détecteurs de position dans la direction de l'axe du faisceau.

$$\theta_f \simeq \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} \tag{2.1}$$

$$\phi_f \simeq \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1} \tag{2.2}$$

Nous pouvons également déterminer la position de la particule au plan focal dans le plan horizontal grâce à l'équation :

$$x_f = x_2 + (x_2 - x_1)\frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1} \tag{2.3}$$

et dans le plan vertical avec :

$$y_f = y_2 + (y_2 - y_1)\frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1} \tag{2.4}$$

L'erreur sur la position dépend alors de la résolution en position des détecteurs comme indiqué dans l'équation 2.5.

$$\delta x_f^2 = \frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1}\delta x_1^2 + (1 + \frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1})\delta x_2^2 \tag{2.5}$$

Pour un faisceau de $^{14}$C à 14 MeV/A, la résolution en position attendue en $x$ est de 450 $\mu$m et de 1.2 mm en $y$ dans les chambres à dérive. Tandis que pour les SeD, la résolution attendue en $x$ est de 1 mm pour

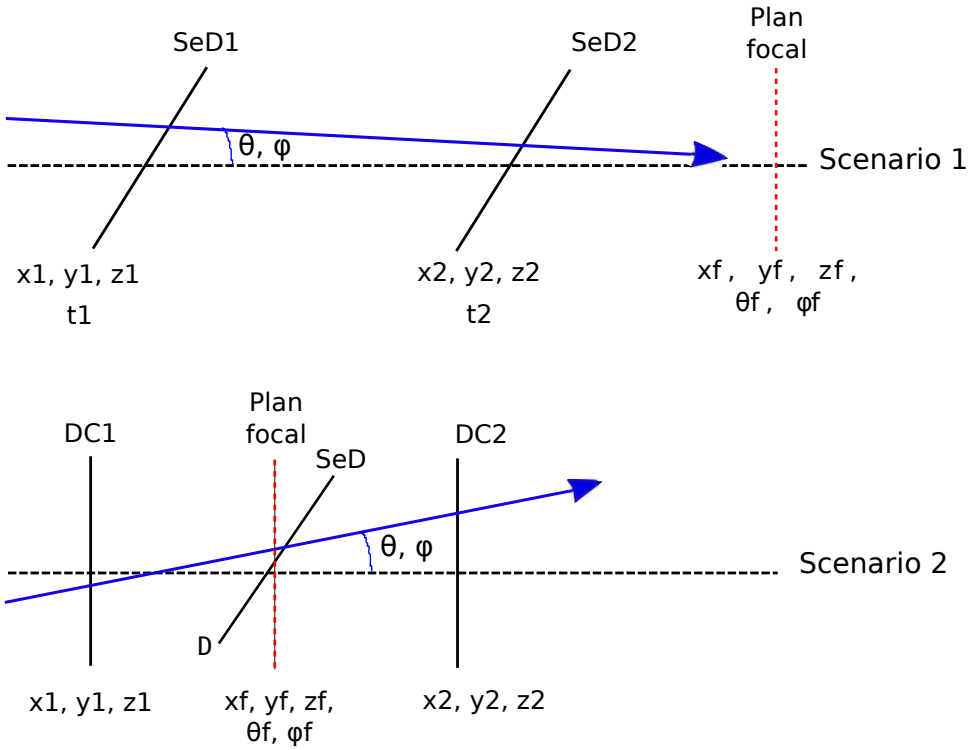



FIG. *2.2: Schéma représentatif des deux scénarios possibles et utilisables pour la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre. Le premier scénario est celui relatif à l'expérience présentée au chapitre 3 et le second à celle du chapitre 4.*

les noyaux ayant un $Z > 10$ à une énergie inférieure à 1 MeV/A. La mesure événement par événement des quantités $x_f$, $y_f$, $\theta_f$ et $\phi_f$ est la base de la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre. Cette dernière fait intervenir une fonction analytique d'ordre 7 selon la méthode décrite dans Savajols *et al.* [69]. A partir de $x_f$, $y_f$, $\theta_f$ et $\phi_f$ sont reconstruits B$\rho$, $Path$, $\theta_i$ et $\phi_i$.

#### 2.2.2.2 Identification des ions

Pour l'identification des ions en masse ($A$) et en charge ($Z$), il est nécessaire de mesurer indépendamment quatre grandeurs qui sont :

- le temps de vol de la particule entre deux détecteurs qui, associé à la distance parcourue, donne accès à la vitesse ;
- la rigidité magnétique ($B\rho$) ;
- la perte d'énergie de la particule ($\Delta E$) mesurée grâce à une chambre à ionisation (ChIo) placée après les détecteurs de position ;
- l'énergie résiduelle de la particule ($E_{res}$) mesurée dans les détecteurs silicium (Si) placés à l'arrière de la chambre à ionisation et permettant ainsi de reconstruire l'énergie totale ($E$) de l'ion.

A partir de ces différentes grandeurs, l'identification des particules en $Z$, $Q$ et $A$ est obtenue en procédant de la manière suivante :

– le numéro atomique $Z$ est reconstruit à partir de la perte d'énergie ($\Delta E$) mesurée dans la ChIo et de l'énergie totale ($E$) reconstruite à partir de l'énergie résiduelle mesurée dans les Si et de $\Delta E$ en inversant la formule de Bethe-Block :

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \sim k\frac{AZ^2}{2E} \tag{2.6}$$

où la constante $k$ regroupe les propriétés intrinsèques du milieu (densité, numéro atomique, potentiel d'ionisation...).

– le rapport masse sur charge ($M/Q$) est obtenu grâce à la rigidité magnétique (B$\rho$) du dipôle et à la vitesse (v) reconstruite de la particule :

$$\frac{M}{Q} = \frac{B\rho}{v} = \frac{(B\rho)t}{Path} \tag{2.7}$$

– la masse est obtenue à partir du temps de vol et de l'énergie totale de la particule :

$$M = \frac{2*E}{v^2} = \frac{2*t^2*E}{Path^2} \tag{2.8}$$

La combinaison de $M/Q$ et de $M$ nous permet de déterminer l'état de charge $Q$ dans le cas du mode dispersif. On peut alors réintroduire l'état de charge $Q$ dans le rapport $M/Q$ et en déduire la masse *M* du noyau avec une bonne résolution de l'ordre de 0.5% [73]. Dans le cas du mode solénoïde, la masse est obtenue directement à partir de l'équation 2.8. De très bonnes résolutions en temps et en énergie sont donc nécessaire pour obtenir une résolution en masse inférieure à 1%.

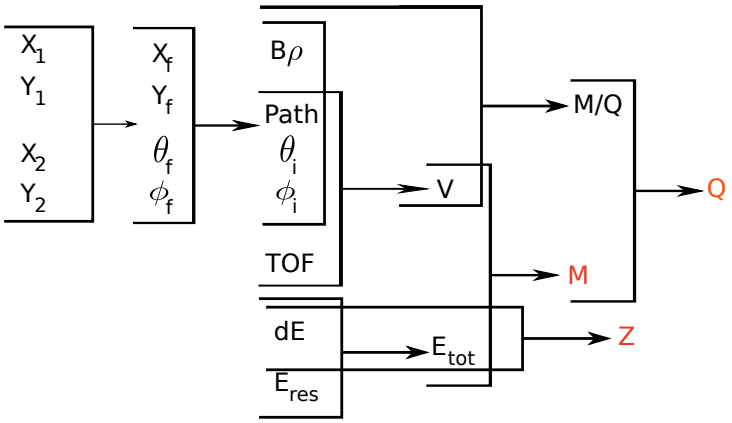



FIG. *2.3: Schéma récapitulatif du principe de reconstruction des différents paramètres dans le spectromètre VAMOS.*

Le schéma récapitulatif de la reconstruction de ces différentes observables est présenté sur la figure 2.3.

## 2.3 Le détecteur de rayonnements $\gamma$ EXOGAM

Lors de la désexcitation des noyaux produits au point cible, des rayonnements $\gamma$ sont émis. Ils sont mesurés dans le multidétecteur de rayonnement $\gamma$ EXOGAM [74, 75] en coïncidence avec le spectro-

mètre VAMOS. Le multidétecteur $\gamma$ EXOGAM est constitué au maximum de 16 détecteurs (Clovers) de germanium de très grande pureté. Seulement 12 détecteurs sont montés lorsque l'on couple EXOGAM au spectromètres VAMOS. Chacun est composé de 4 cristaux groupés au sein d'un même cryostat. Chaque cristal est lui-même électriquement segmenté en 4 (voir figure 2.4).

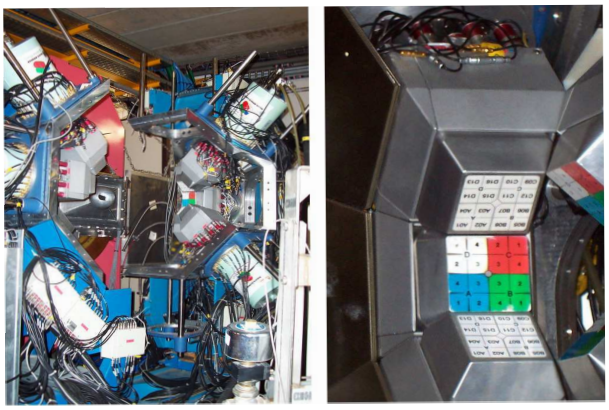


FIG. *2.4: Photographie du détecteur EXOGAM (à gauche) et de la segmentation en 4 cristaux (à droite).*

Les détecteurs sont positionnés au plus proches de la cible placée au centre de la structure afin d'augmenter l'angle solide et donc l'efficacité de détection. Cette augmentation de l'angle solide induit en revanche une incertitude sur l'angle d'émission du rayonnement $\gamma$. La segmentation en 4 de chaque cristal permet de diminuer cette incertitude ce qui optimise la reconstruction de l'énergie après correction de l'effet Doppler. Dans la gamme en énergie que nous allons mesurer, la diffusion Compton est le processus dominant dans l'interaction des rayonnements avec la matière. Chaque Clover est muni d'une enceinte anti-Compton constituée de BGO (Bismuth Germanate Oxyde) sur le côté et de CsI (Iodure de Césium) à l'arrière comme on peut le voir sur la figure 2.5. Ainsi lorsqu'un signal sera mesuré dans un cristal en coïncidence avec les anti-Compton, cet événement sera rejeté lors de l'analyse. Les boucliers anti-Compton vont permettre, lors de l'analyse, d'augmenter le rapport pic/total[2] en diminuant la contribution du fond Compton dans les spectres finaux.

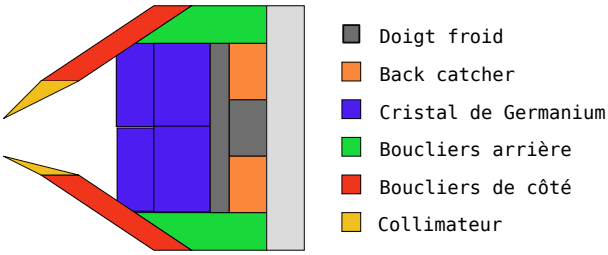



FIG. *2.5: Schéma des différents boucliers anti-Compton autour du cryostat.*

Les clovers de EXOGAM peuvent être organisés selon deux géométries différentes : A ou B. En configuration A (cf chapitre 4), la face avant des détecteurs est la plus proche possible de la cible à

[2]Le rapport pic/total est le rapport entre l'intégrale des pics et l'intégral du spectre $\gamma$ total (bruit de fond + pic).

11.4 cm. En configuration B (cf chapitre 3), les détecteurs sont légèrement reculés à 14.7 cm de la cible de manière à pouvoir ajouter des boucliers anti-Compton supplémentaires. Le choix de la configuration va dépendre de ce que l'on veut obtenir. En configuration A, on augmente l'efficacité de détection mais on diminue le rapport pic/total. Par contre, en configuration B, l'efficacité de détection diminue mais le rapport pic/total augmente.

# Chapitre 3

# Spectroscopies prompte et retardée autour du $^{68}$Ni

## Sommaire


**3.1 Dispositif expérimental . . . 34**
3.1.1 Description générale . . . 34
3.1.2 Description détaillée des détecteurs . . . 35
3.1.2.1 La chambre à fils (MWPC) . . . 35
3.1.2.2 Les détecteurs à électrons secondaires . . . 36
3.1.2.3 Chambre à ionisation . . . 37
3.1.2.4 Les détecteurs silicium . . . 38
3.1.2.5 Schéma d'électronique . . . 39
**3.2 Etalonnage . . . 39**
3.2.1 Etalonnage du temps de vol . . . 39
3.2.2 Etalonnage des détecteurs de positions : les SeD . . . 43
3.2.3 Etalonnage en énergie : chambre à ionisation et détecteurs silicium . . . 44
3.2.4 Alignement en temps des Si . . . 46
**3.3 Identification . . . 46**
3.3.1 Identification en Z : matrice $\Delta E_{ChIo}$-$E_{totale}$ . . . 47
3.3.2 Estimation des pertes d'énergie non mesurées . . . 50
3.3.3 Identification en masse . . . 51
3.3.4 Analyse des trajectoires . . . 52
3.3.5 Particularités du mode solénoïde . . . 54
**3.4 Traitement des rayonnements $\gamma$ prompts . . . 56**
3.4.1 Traitement de la diffusion Compton . . . 57
3.4.2 Traitement de l'add-back . . . 57
3.4.3 Efficacité et étalonnage des détecteurs germanium . . . 58
3.4.4 Correction de l'effet Doppler . . . 59
**3.5 Traitement des isomères . . . 60**
3.5.1 Etalonnage des détecteurs . . . 61
3.5.2 Efficacité relative . . . 62

3.5.3 Temps de vie des isomères . . . 63
**3.6 Résultats expérimentaux . . . 65**
3.6.1 Isotopes de zinc . . . 65
3.6.1.1 $^{71}$Zn . . . 65
3.6.1.2 $^{73}$Zn . . . 67
3.6.2 Isotopes de cuivre . . . 68
3.6.2.1 $^{66}$Cu . . . 68
3.6.2.2 $^{69}$Cu . . . 69
3.6.2.3 $^{71}$Cu . . . 70
3.6.3 Isotopes de nickel . . . 71
3.6.3.1 $^{67}$Ni . . . 71
3.6.3.2 $^{68}$Ni . . . 72
3.6.3.3 $^{69}$Ni . . . 77
3.6.3.4 $^{70}$Ni . . . 78
3.6.4 Isotopes de cobalt . . . 78
3.6.5 Isotopes de fer . . . 80
3.6.5.1 $^{61}$Fe . . . 80
3.6.5.2 $^{63}$Fe . . . 80
3.6.5.3 $^{65}$Fe . . . 82
3.6.5.4 $^{67}$Fe . . . 82
3.6.6 Isotopes de manganèse . . . 83
**3.7 Récapitulatif des résultats expérimentaux . . . 84**

## 3.1 Dispositif expérimental

### 3.1.1 Description générale

Dans cette expérience, un faisceau de $^{238}$U à 6.33 AMeV bombarde une cible de $^{70}$Zn de 1.3 mg/cm$^2$ (voir figure 3.1) positionnée à 45° par rapport à l'axe du faisceau. Les produits de réaction sont émis vers l'avant, focalisés et identifiés par le spectromètre VAMOS [67]. Les rayonnements $\gamma$ issus de la désexcitation des noyaux au point cible sont mesurés par le multi-détecteur EXOGAM [74, 75].

Le spectromètre VAMOS est utilisé ici en mode solénoïde. Le choix de cette configuration par rapport à la configuration standard s'explique par la volonté de mesurer en coïncidence les $\gamma$ prompts et retardés. Comme les produits de réaction sont légers, l'analyse en B$\rho$ n'est pas forcément nécessaire.

Le système de détection du spectromètre est constitué de deux détecteurs à électrons secondaires (SeD) [72] pour la mesure à la fois de la position au passage de la particule et aussi du temps de vol. Une chambre à ionisation (ChIo), divisée en trois pistes selon l'axe du faisceau, est associée à 4 détecteurs silicium (Si) placés à 60 cm derrière le second SeD. Le numéro atomique (Z) est déterminé selon la méthode $\Delta$E-E$_{res}$, mesuré respectivement dans la ChIo et les Si. La masse est reconstruite à partir de l'énergie cinétique totale reconstruite ($\Delta E$+$E_{res}$) et du temps de vol mesuré entre une chambre à fils (MWPC) située à l'entrée du spectromètre et un détecteur du dispositif (soit les Si, soit l'un des deux SeD). Les particules sont focalisées au centre de la chambre à ionisation. Deux détecteurs EXOGAM

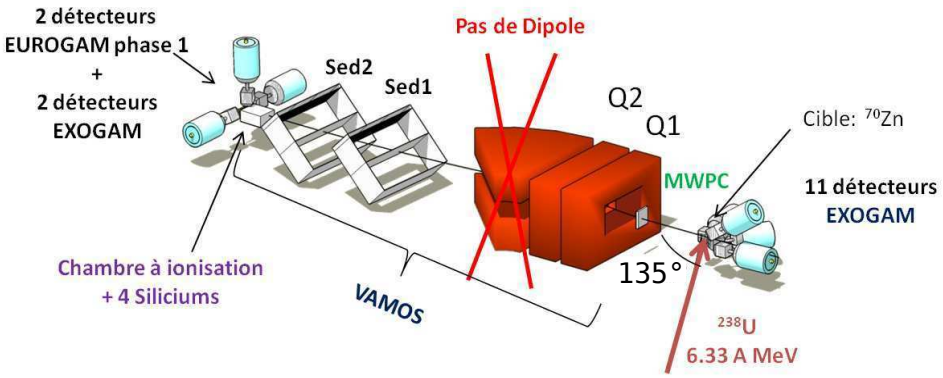



FIG. *3.1: Schéma du dispositif expérimental utilisé dans l'expérience $^{238}U$+$^{70}Zn$ à 6.33 AMeV. Le détecteur EXOGAM est positionné au point cible de VAMOS qui est composé de différents éléments magnétiques (Q1, Q2, dipôle). Au bout du spectromètre le système de détection des noyaux de recul est composé de deux SeD, d'un ensemble ChIo+Si autour duquel sont placés 4 détecteurs germanium pour mesurer les isomères.*

ainsi que deux détecteurs Eurogam phase 1 ont été positionnés autour des Si, où sont implantés les noyaux de recul. Ils permettent de mesurer les transitions $\gamma$ retardées issues de la désexcitation des noyaux éventuellement peuplés dans un état isomère. L'extérieur de la ChIo a été amincie de manière à minimiser l'absorption des rayonnements $\gamma$.

### 3.1.2 Description détaillée des détecteurs

Dans cette partie, nous allons détailler les détecteurs utilisés dans cette expérience.

#### 3.1.2.1 La chambre à fils (MWPC)

La chambre à fils (MWPC[1]) est placée à l'entrée du spectromètre devant le premier quadrupôle, à 13.8 cm de la cible. Elle est composée de deux feuilles de Mylar (0.9 $\mu$m) et d'une zone active de 52 mm$\times$52 mm (voir figure 3.2) contenant de l'Isobutane ($C_4H_{10}$) à 5.5 mbar.

La zone active du détecteur comprend trois plans de fils. Le premier est orienté dans le plan vertical, le second fournit un signal pour mesurer un temps de vol et le troisième est orienté dans le plan horizontal. Les fils d'or et de tungstène sont séparés de 1 mm dans le premier et le troisième plan, et de 0.5 mm dans le plan intermédiaire. La résolution en temps du détecteur est de 500 ps (FWHM) étant donnée la pression du gaz.

Lorsqu'un ion entre dans la chambre, il ionise le gaz et produit ainsi des paires de charges ion-électron. Les charges positives sont attirées par la cathode alors que les électrons sont récoltés par les fils. Un phénomène de multiplication des paires ion-électron se produit. Les tensions appliquées sur les fils et la cathode permettent de contrôler cette multiplication pour qu'elle soit locale. Ainsi un seul des

[1] Acronyme de l'anglais «Multi-Wires Proportionnal Chamber».

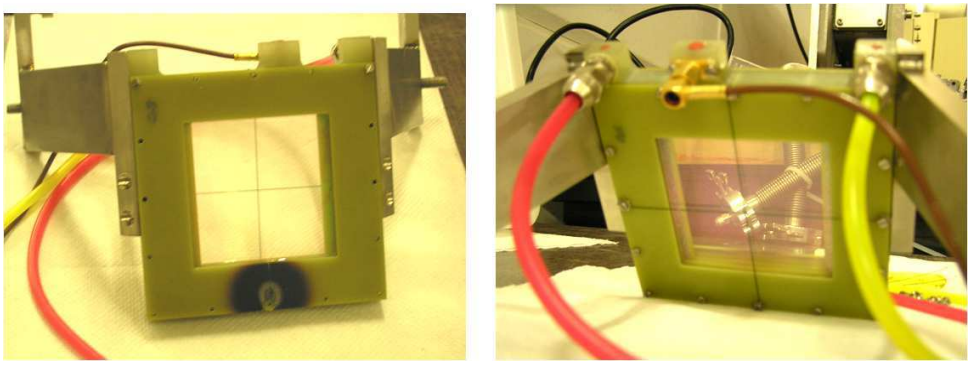


FIG. *3.2: Vue avant (à gauche) et arrière (à droite) de la petite chambre à fils située à l'avant du spectromètre à l'entrée du premier quadrupôle.*

fils en moyenne collecte les charges. Les charges récoltées par la cathode quant à elle, sont envoyées directement dans un pré-ampli puis dans un amplificateur rapide.

#### 3.1.2.2 Les détecteurs à électrons secondaires

Les SeD mesurent à la fois la position et le temps de passage des ions au plan focal. Un SeD est constituée d'une feuille de mylar aluminisée de 0.9 $\mu$m, orientée à $45°$ par rapport à la trajectoire de l'ion à détecter. Lorsqu'un ion traverse la feuille, des électrons secondaires sont produits puis guidés par des champs électrique et magnétique jusqu'à un détecteur gazeux placé hors faisceau (cf figure 3.3). Un champ électrique de 10 KV est appliqué entre la feuille émissive et la première grille placée à 9 mm en dessous. Un champ magnétique focalise les électrons vers la première cathode.

Le SeD est constitué de trois électrodes : une anode constituée de fils est placée entre deux cathodes. La première cathode mesure la position selon l'axe y. C'est un plan de 150 fils connectés en trois groupes. La seconde cathode mesure la position selon l'axe x. Elle est constituée de 128 pistes. La répartition des charges sur les pistes permet de reconstruire la position de passage de l'ion sur la feuille émissive. La lecture de la position sur les pistes se fait à l'aide de modules C-RAM. Ils permettent de mesurer le signal déposé sur chacune des 128 pistes des SeD en donnant une lecture rapide des détecteurs et en limitant le temps mort de l'acquisition. La résolution en position de 1 mm est suffisante pour avoir une bonne précision sur le chemin parcouru par l'ion dans le spectromètre. L'anode est située à 1.6 mm des cathodes et les fils sont dans un plan perpendiculaire aux cathodes. Le signal mesuré par les fils de l'anode lors du passage des électrons va correspondre au temps de passage de l'ion dans le SeD. La résolution en temps est de l'ordre de 300 ps (FWHM) ce qui est nécessaire pour avoir au moins 1% de résolution en masse.

L'avantage des SeD est d'interposer très peu de matière sur la trajectoire de l'ion ce qui est important pour la reconstruction de l'énergie cinétique totale utilisée pour déterminer la masse de l'ion. Par exemple, la perte d'énergie estimée pour du $^{70}$Zn à 617.9 MeV est de 5.3 MeV.

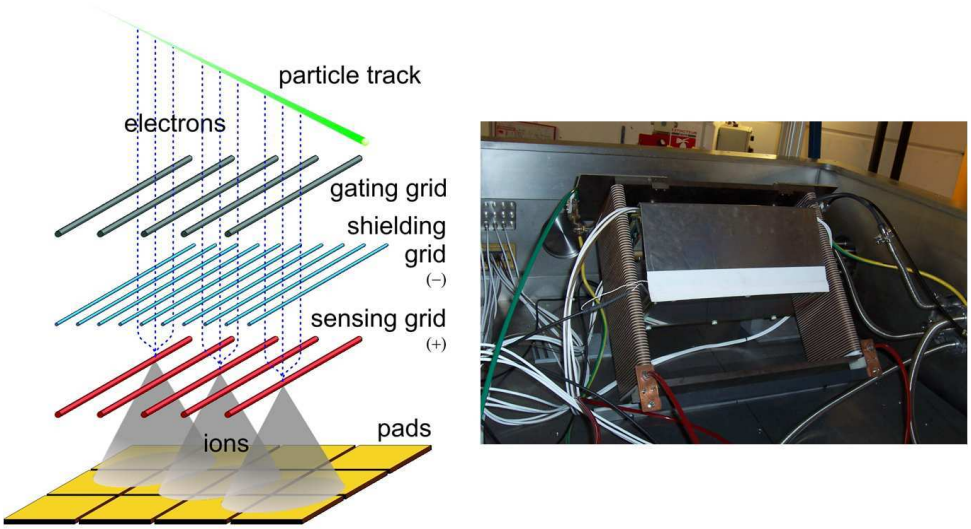



FIG. *3.3: Principe de fonctionnement d'un détecteur à électrons secondaires (à gauche) et photographie d'un des deux SeD installé (à droite).*

#### 3.1.2.3 Chambre à ionisation

La chambre à ionisation (ChIo) utilisée (Cf figure 3.4) a été développée exclusivement pour cette expérience. Elle est construite autour d'un schéma standard comprenant une anode, une grille de Frish et une cathode. A l'entrée de la ChIo, il y a deux feuilles de mylar aluminisé : une première de 2.5 $\mu$m d'épaisseur pour supporter la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la ChIo, et une seconde de 0.9 $\mu$m qui est placée à 20 mm en aval de la première. La sortie de la ChIo est composée d'une troisième feuille de mylar de 0.9 $\mu$m. L'anode est divisée en trois segments de 90 mm de large et de 109, 120 et 120 mm de profondeur chacun. La ChIo est composée d'une zone de dérive de 90 mm entre la cathode et la grille de Frish placée à 20 mm de l'anode. Elle détecte le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale des électrons et les ions produits dans l'ionisation du gaz par la particule. Pour récupérer les électrons et les ions avant qu'ils ne se recombinent en atomes, il faut la présence d'un champ électrique qui les séparent et les fait dériver vers les électrodes. Les charges (électrons et ions) en dérive induisent des courants sur ces électrodes. Ces courants sont détectés par un amplificateur qui produit un signal électronique.

En raison de la taille de la zone de dérive et de la tension appliquée de 23.4 V/torr sur la cathode, le taux de recombinaison des électrons est relativement faible et estimé inférieur à $0.1\%$ [76].

Les électrons primaires créés peuvent être réabsorbés dans le gaz, soit par des phénomènes de recombinaison entre les ions et les électrons ($A^+ + e^- \rightarrow A$), soit par attachement électronique. Par exemple, si des impuretés comme l'eau, le dioxygène ou des molécules électropositives sont présentes dans le gaz, les électrons primaires peuvent être capturés et ainsi leur nombre sera fortement réduit. C'est ce que l'on appelle l'attachement électronique.

Pour cette expérience, le gaz utilisé dans la ChIo est du tetrafluorure de carbone ($CF_4$) sous deux pressions : 20 et 40 mbar. Le $CF_4$ a la principale caractéristique d'augmenter la vitesse de dérive des électrons et de pouvoir collecter des signaux à de très haut taux de comptage. Contrairement à l'iso-

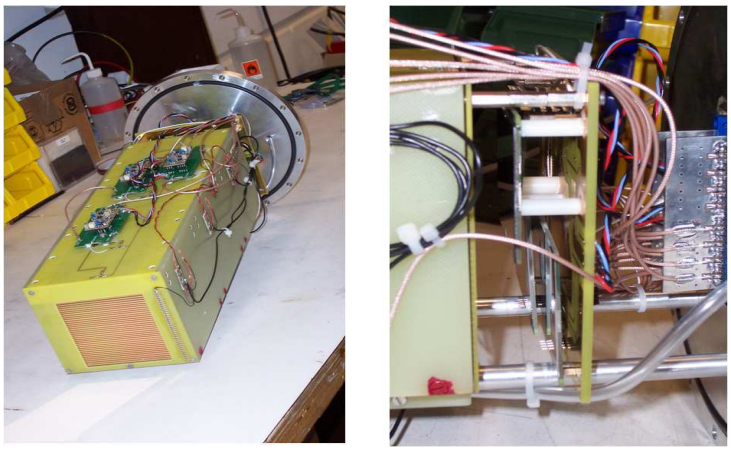


FIG. *3.4: Photographie de la chambre à ionisation (à gauche) et des quatre Si situés à l'arrière de celle-ci (à droite).*

butane ($C_4H_{10}$), le $CF_4$ a le désavantage d'avoir un potentiel d'ionisation élevé (i.e., il ne va pas céder facilement des électrons et il faut fournir deux fois plus d'énergie au système pour créer une paire électron-ion).

#### 3.1.2.4 Les détecteurs silicium

Un mur de 4 détecteurs silicium (Si) de 500 $\mu$m d'épaisseur a été placé après la ChIo. Les Si, avec une zone active de 35 mm$^2$ sont disposés en quinconce, afin de minimiser les zones mortes (voir figures 3.5 et 3.4). Les Si sont suffisamment épais pour arrêter les noyaux de recul les plus énergétiques.

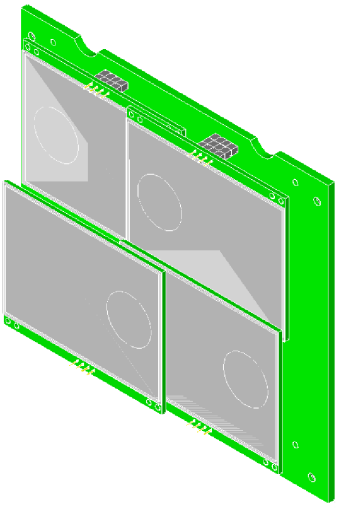


FIG. *3.5: Représentation en 3D du mur de Si.*

#### 3.1.2.5 Schéma d'électronique

Les schémas d'électronique représentant la logique utilisée lors de l'expérience sont donnés à titre indicatif pour les SeD et les détecteurs germanium au bout du spectromètre (appelés OSCAR) dans la figure 3.6 et pour la ChIo, les Si et la MWPC dans la figure 3.7.

## 3.2 Etalonnage

L'étalonnage en énergie, en temps et en position consiste à trouver la correspondance entre le signal retourné (en canaux) par les modules d'électronique et la valeur de la grandeur physique associée (MeV, ns, mm). Pour cela il est nécessaire d'utiliser des points de référence pour lesquels ces valeurs sont connues. Dans notre cas nous avons pris les composantes élastique ou quasi-élastique des réactions de $^{238}$U sur le $^{70}$Zn ou le $^{65}$Cu (cible pour l'étalonnage), préalablement identifiées. Celles-ci sont sélectionnées sur les matrices d'identification $\Delta E - E$ présentant la corrélation entre les signaux de la ChIo et des Si. Un exemple de matrice $\Delta E - E$ utilisée est présenté sur la figure 3.8(a) qui montre l'ensemble des produits de la réaction $^{70}$Zn+$^{238}$U. L'îlot en couleur claire est associée à la composante élastique ou quasi-élastique. Il est également possible d'identifier des fragments plus légers avec une perte d'énergie faible, qui viennent de réactions entre le faisceau d'$^{238}$U et le porte cible en aluminium. Le caractère très léger de ces produits de réaction se manifeste par le fait qu'ils disparaissent lorsque l'on impose que les SeD aient mesuré une position (voir figure 3.8(b)).

Dans cette matrice, on peut également identifier des problèmes de collection de charges dans les Si associées aux noyaux sélectionnés par le rectangle rouge sur la figure 3.8(a) de gauche entre le canal 0 et 5000. Pour ces noyaux, le signal collecté est correct dans la ChIo par contre l'énergie résiduelle mesurée dans le Si est sous-estimé. Après analyse, nous avons découvert que ces anomalies correspondent à des noyaux qui avaient touché les bords des Si.

Les valeurs physiques (énergie, temps de vol, position) des diffusions élastiques utiles pour l'étalonnage ont été calculées avec les programmes LISE++[77] ou KaliVeda [78], prenant en compte dans le calcul la géométrie du dispositif expérimental et les pertes d'énergie dans les différentes zones mortes.

### 3.2.1 Etalonnage du temps de vol

Dans cette expérience, trois temps de vol ont été mesurés : un entre le SeD1 et la MWPC, un second entre le SeD2 et la MWPC et un troisième entre les Si et la MWPC. La mesure du temps de vol est ici centrale car la valeur absolue est utilisée pour déterminer la masse.

La mesure du temps de vol entre deux détecteurs est effectué par un TAC (Time to Amplitude Converter) couplé à un ADC (Analog to Digital Converter). Pour étalonner le TAC, des impulsions sont envoyées avec une périodicité connue (dépendant de la gamme du TAC) dans les TAC afin d'obtenir la correspondance canal-ns. La figure 3.9(a) montre la distribution en temps des impulsions pour une période de 40 ns. L'écart (en canal) entre chaque pic correspond à cette période. Cependant, les signaux renvoyés par l'ADC ne sont pas linéaires au début et à la fin de la gamme du signal. L'écart entre deux pics centraux donne la correspondance canal-ns ainsi que l'écart en canaux (canaux vrai) que l'on devrait obtenir dans toute la gamme du signal. La correspondance entre l'écart vrai et l'écart mesuré (en canaux) permet de corriger la non-linéarité de l'ADC, comme présentée sur la figure 3.9(b).

La seconde étape consiste à ajuster le temps de vol, qui est en nanoseconde, à un temps de vol

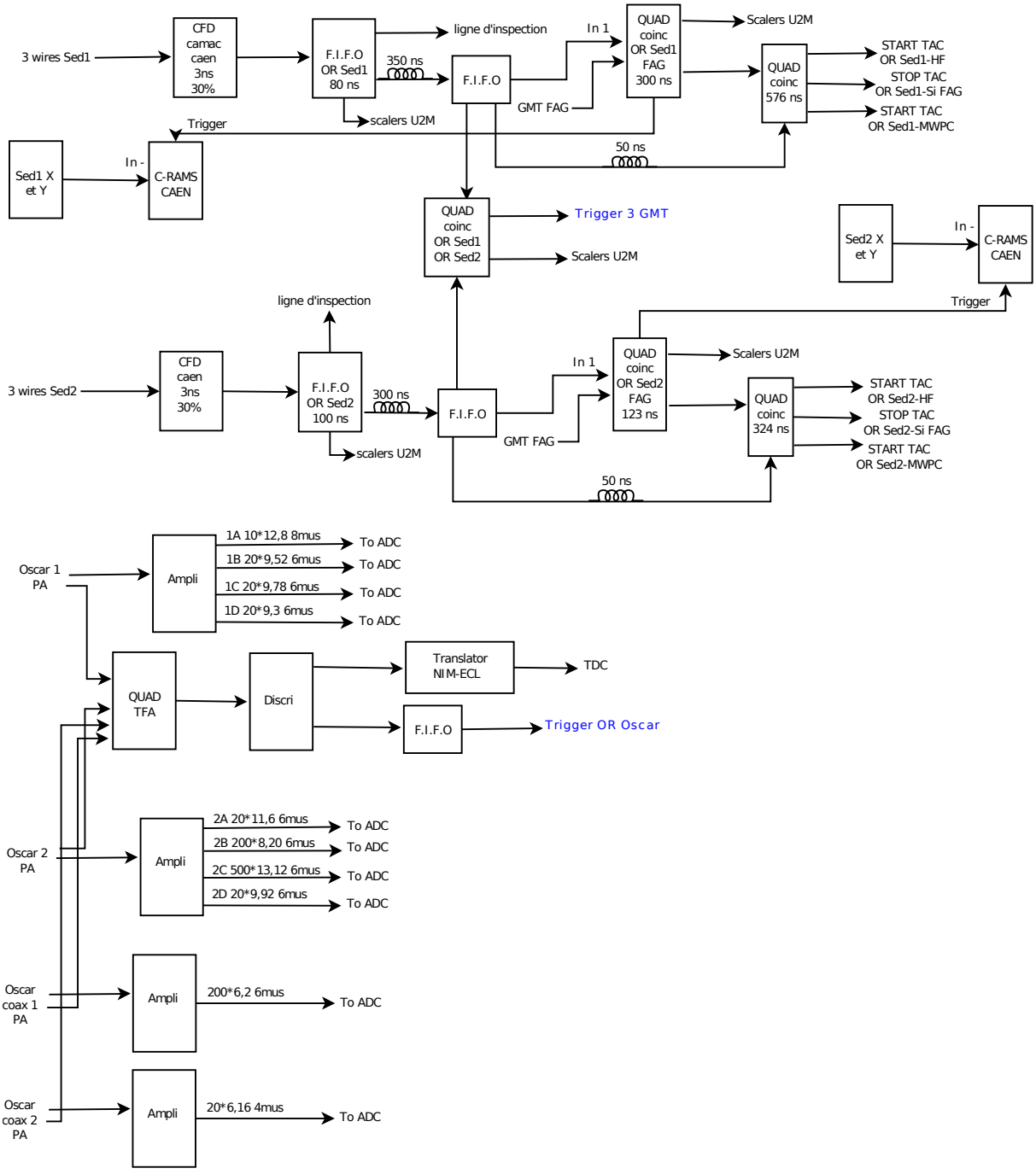



FIG. *3.6: Schéma d'électronique représentant la logique utilisée pour les différents signaux venant des SeD et des détecteurs germanium placés au bout du spectromètre (appelés OSCAR).*

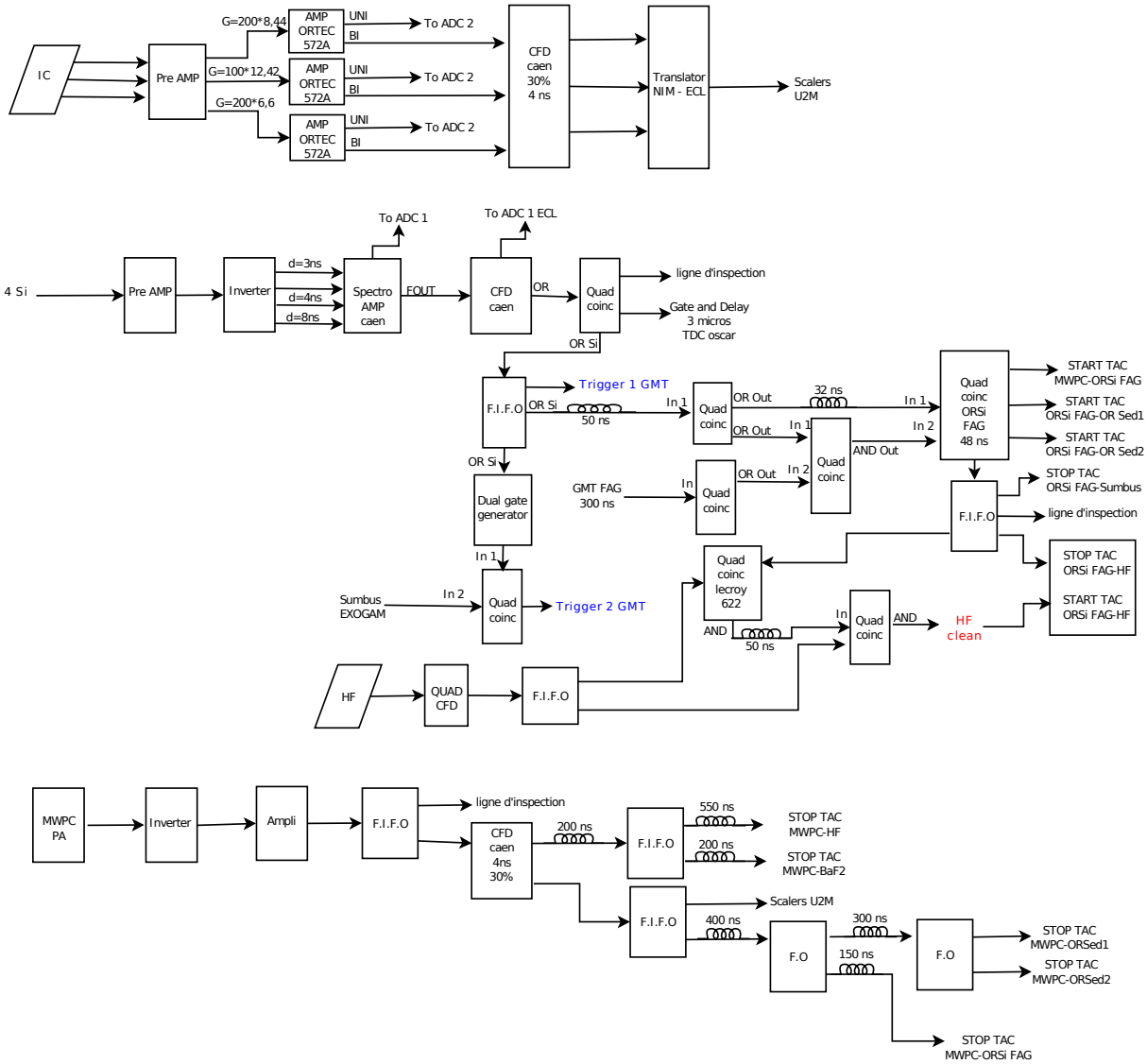
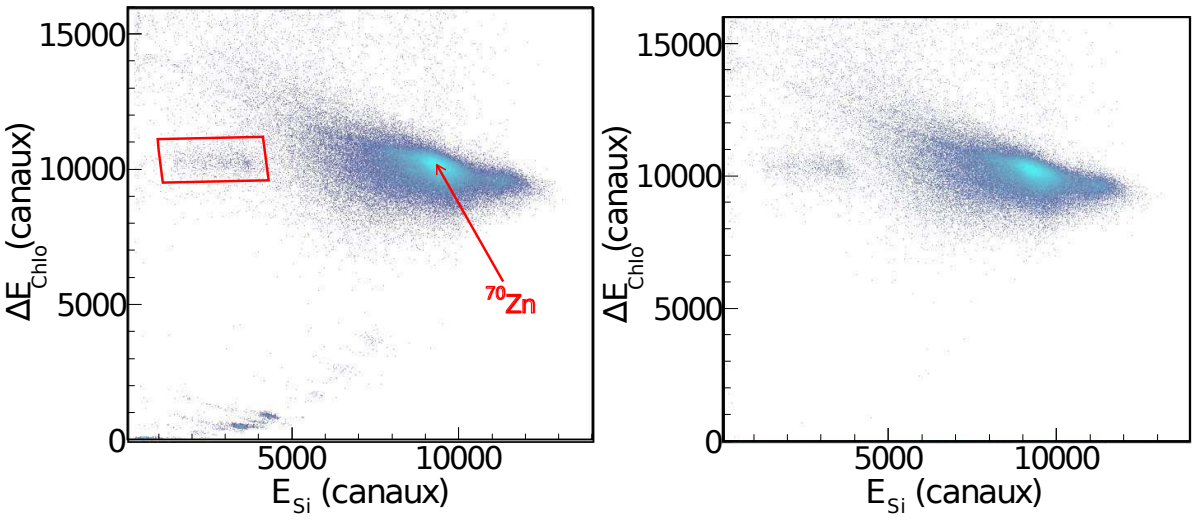



FIG. *3.7: Schéma d'électronique représentant la logique utilisée pour les différents signaux venant de la chambre à ionisation, des Si et du MWPC.*

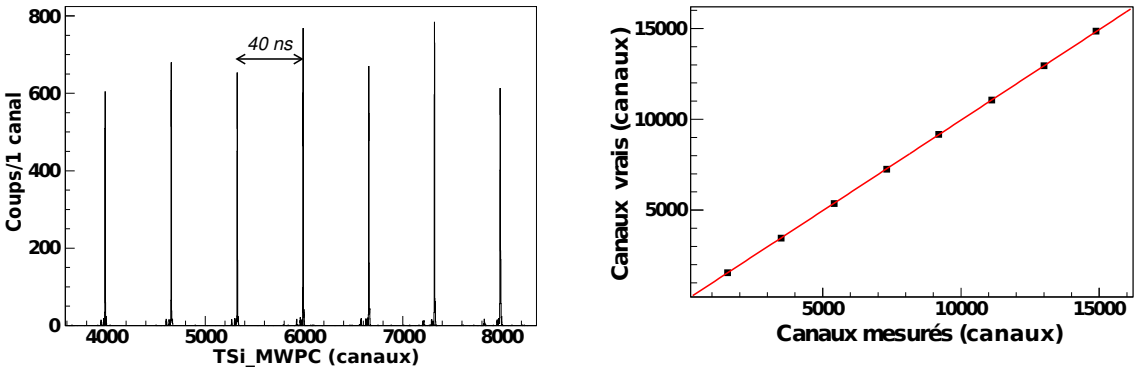
réel. En effet, connaissant la distance entre deux détecteurs (mesurée par le géomètre) et la vitesse du $^{70}$Zn (cible de recul de la diffusion élastique), on peut estimer le temps de vol des noyaux entre les deux détecteurs en question avec Lise++ [77]. Afin d'éviter des variations de vitesse associées à des parcours différents dans chaque matériau traversé, une sélection dans les SeD a été effectuée pour isoler les noyaux de $^{70}$Zn qui passe au centre du spectromètre. On réduit ainsi l'erreur sur la vitesse utilisée pour l'étalonnage. Finalement, on ajoute une valeur constante à la valeur du temps de vol (en ns) pour l'ajuster à la valeur calculée.

Dans le cas où les SeD sont utilisés pour le temps de vol, les ions ne traversent pas de matière avant le premier SeD et par conséquent ne perdent aucune énergie avant celui-ci. Le noyau considéré




(a) Sans condition (b) Avec condition

FIG. *3.8: Matrice combinant la perte d'énergie déposée dans la ChIo en fonction de l'énergie résiduelle dans un Si, sans et avec une condition sur une position reconstruite dans les SeD.*




(a) Etalonnage en ns du temps de vol (b) Correction de la linéarité du TAC

FIG. *3.9: Représentation des signaux envoyés par le time calibrator (a) dans un des TAC avec une période de 40 ns et correction de la linéarité du TAC (b).*

a donc une vitesse constante. Par contre, pour étalonner un temps de vol avec les Si, il faut calculer après chaque passage de matière (feuilles de mylar pour les SeD et à l'entrée de la ChIo...) la vitesse du $^{70}$Zn et donc, son temps de vol, pour avoir un temps de vol total réaliste. Par exemple, pour le temps de vol (TSi-MWPC), nous avons fait deux calculs différents. Un premier en prenant une vitesse moyenne pour le Zn qui correspond à sa vitesse en sortie de cible et un second en tenant compte des différentes variations de vitesse après chaque passage de matière. Dans le premier cas, nous avons obtenue un temps de vol de 251 ns et dans le second cas de 256 ns, soit une différence de 5 ns. Cette différence

entre les deux calculs n'est pas très importante mais elle nous permet d'avoir une mesure de temps et de masse plus précise.

En effet, la masse est donnée par :

$$M = 2\frac{E\,t^2}{d^2} \tag{3.1}$$

La résolution en masse dépend donc des résolutions en énergie et en temps de vol. Dans le tableau 3.1, nous reportons les trois différents temps de vol disponibles dans cette expérience. Leur résolution est déterminée à partir d'un faisceau direct de $^{238}$U envoyé au centre du spectromètre. L'utilisation du faisceau direct d'uranium nous permet d'avoir un faisceau très fin et centré à zéro degré.

| | t (ns) | FWHM (ps) |
|---|---|---|
| TSeD1-MWPC | 188.98 | 619 |
| TSeD2-MWPC | 217.56 | 898 |
| TSi-MWPC | 256.54 | 374 |

TAB. *3.1: Dans ce tableau, les différents temps de vol utilisés lors de cette expérience sont présentés ainsi que leur résolution obtenue à l'aide d'un faisceau direct.*

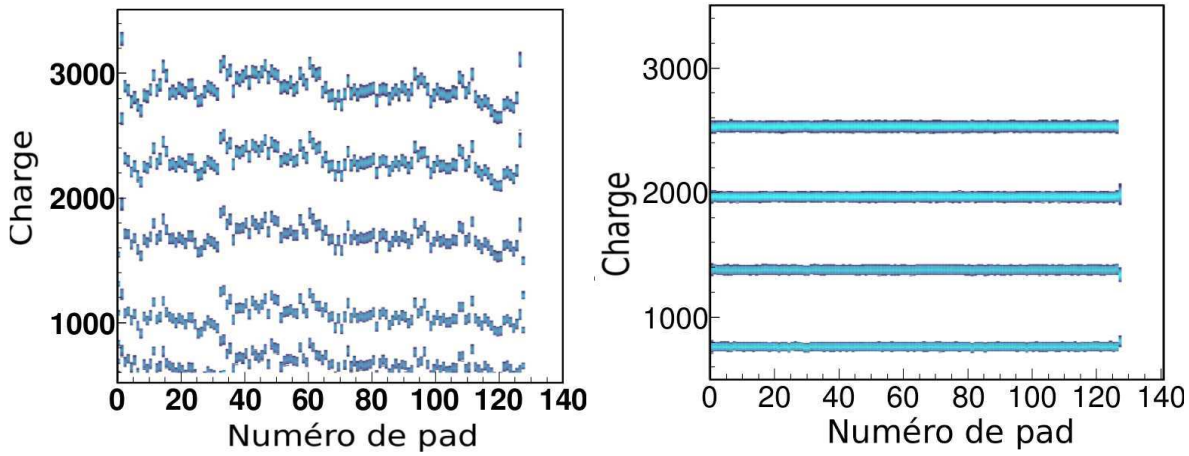
Comme on peut le constater, la résolution obtenue pour le temps de vol TSi-MWPC est meilleure (facteur 2) que celle du temps TSeD1-MWPC. Ceci est surprenant car normalement les SeD ont une meilleure résolution en temps que les Si, de l'ordre de 300 ps. Cela est certainement dû au bruit de fond important présent dans les SeD. Le temps de vol TSi-MWPC sera donc celui que nous utiliserons par la suite pour calculer la masse des noyaux.

### 3.2.2 Etalonnage des détecteurs de positions : les SeD

La détection des particules dans les SeD est basée sur l'émission d'électrons secondaires produits par le passage des ions dans une feuille de mylar aluminisée dite «émissive». Cette feuille est placée dans l'axe du spectromètre, inclinée à $45°$ par rapport à la verticale. Pour avoir une mesure précise de la position $x$, il faut que l'ensemble des pistes soit aligné en charge, c'est-à-dire que leurs réponses soient identiques pour une même quantité de charges recueillies. Pour effectuer cet alignement, quatre impulsions d'intensité différente sont envoyées dans les 128 pistes de la SeD par un générateur. Elles sont illustrées sur la figure 3.10(a), dans laquelle la première bande en bas correspond au piédestal et les quatre autres bandes aux impulsions du générateur. Le piédestal définit le zéro des pistes. La vraie valeur de la charge induite est $Q_{mes}-$Piédestal. L'alignement des pistes les unes par rapport aux autres se fait en prenant comme référence, par exemple, la piste central. Le résultat de l'alignement est présenté sur la figure 3.10(b).

En fonction des pistes touchées, la coordonnée $x$ du point de passage de la particule dans les SeD a été reconstruite. Chaque piste a une largeur de 3 mm et les 128 pistes sont séparées les unes des autres de 0.2 mm. Les électrons produits par le passage d'un ion déclenchent trois pistes consécutives au plus dans le SeD. Un barycentre est utilisé pour déduire la position. Les évènements associés à plus de trois pistes touchées sont rejetés lors de l'analyse. La même méthode est appliquée pour la position $y$ mais cette fois-ci sur les fils.

La détermination des coordonnées $x/y$ commence par la recherche des trois pistes/fils sur lesquelles le maximum de charges a été déposé. Ensuite, la position moyenne est reconstruite en calculant le




(a) Avant alignement (b) Après alignement

FIG. *3.10: Graphique représentant la charge déposée dans les pistes du premier SED pour différentes amplitudes du générateur d'impulsions injectées sur la grille avant (a) et après (b) étalonnage. Le première ligne en bas de la figure de gauche représente le piédestal pour chacune des pistes.*

barycentre de ces trois pistes/fils. Les coordonnées dans la SeD sont données par rapport à un point d'origine (le point zéro de coordonnées $X_{ref}$ et $Y_{ref}$). La SeD étant perpendiculaire à l'axe du faisceau, son centre est choisi comme point zéro initial. Un calcul itératif est effectué pour déterminer avec précision $X_{ref}$ et $Y_{ref}$. Celui-ci sera détaillé dans le chapitre 4 section 4.3.1, mais quelques points importants, différents pour ce chapitre, vont être discutés ici. La première étape consiste à commencer le calcul par itération, avec un pas de quelques millimètres autour du zéro initial. La position de référence ($X_{ref}$, $Y_{ref}$) est déterminée de manière à avoir une meilleure reconstruction des positions pour une trajectoire bien connue. Dans le mode solénoïde, le centre des quadrupôles n'impose aucune sélection. Par conséquent, la distribution en position doit être piquée sur l'axe optique des quadrupôles. Les positions ($X_{ref}$, $Y_{ref}$) sont ajustées pour satisfaire à ce critère. Ce critère n'est pas le plus rigoureux, comme nous le verrons dans le chapitre 4, mais c'était le seul applicable en mode solénoïde. Pour la valeur de la position $y$, il faut tenir compte du fait que le noyau passe au travers d'une feuille qui est à $45°$ par rapport à l'axe optique du faisceau et donc corriger la position $y$ de cette angle.

### 3.2.3 Etalonnage en énergie : chambre à ionisation et détecteurs silicium

L'étalonnage de la ChIo et des Si se fait selon le même schéma. Dans un premier temps, pour tenir compte d'un éventuel effet de non linéarité, signal(canaux)-énergie(MeV) et pour vérifier la stabilité de la chaîne électronique, des impulsions sont envoyées dans chaque pré-amplificateur à l'aide d'un générateur. Celui-ci délivre des impulsions de tension, qui sont connues tout comme la gamme en volt codée par l'ADC. Il est alors possible de corriger ces effets de non linéarité sur toute la gamme de la chaîne de codage.

Dans un deuxième temps, l'étalonnage en énergie absolue de la ChIo et des Si est réalisée avec les réactions de diffusion élastique ou quasi-élastique. Les énergies mesurées dans les zones actives de la ChIo ($\Delta E_{ChIo}$) et dans les Si ($E_{Si}$) sont estimées avec les programmes Lise++ [77] et/ou KaliVeda [78],

en prenant en compte l'ensemble du dispositif expérimental.

Pour réaliser l'étalonnage donnant la correspondance canal-énergie il y a plusieurs manières d'opérer, plus ou moins précises :

1. dans la première méthode, on se restreint à la diffusion élastique des cibles de $^{70}$Zn ou de $^{65}$Cu passant au centre du spectromètre. Une sélection des îlots associés aux diffusions élastiques se fait sur les matrices ΔE-E. La correspondance canal-énergie est obtenue en ajustant les valeurs moyennes des distributions (pics élastiques) sélectionnées dans la ChIo et les Si aux valeurs d'énergie $\Delta E_{ChIo}$ et $E_{Si}$ (en MeV) calculées avec la simulation. Cette méthode est la plus simple mais la moins précise ;
2. dans la deuxième méthode, on repère la position des pics dans la ChIo et les Si en fonction de l'angle d'incidence. Les épaisseurs des matériaux traversés ne sont pas les mêmes en fonction de l'angle. Les énergies $\Delta E_{ChIo}$ et $E_{Si}$ sont donc différentes. Pour prendre en compte cet effet nous avons représenté la position des pics élastiques en fonction des énergies calculées correspondantes, en faisant évoluer l'angle de diffusion dans le laboratoire $\theta$ entre 44.6 et 45.8°. Le résultat obtenu pour la ChIo est présenté sur la figure 3.11. Un polynôme d'ordre deux est ajusté sur les points obtenus puis utilisé comme fonction d'étalonnage. Le fait d'utiliser deux cibles différentes permet d'avoir une meilleure précision sur l'étalonnage et la correction de cet effet. L'idéal serait même d'utiliser deux ou trois cibles très différentes en terme de masse et donc d'énergie pour couvrir une plus large gamme en énergie.

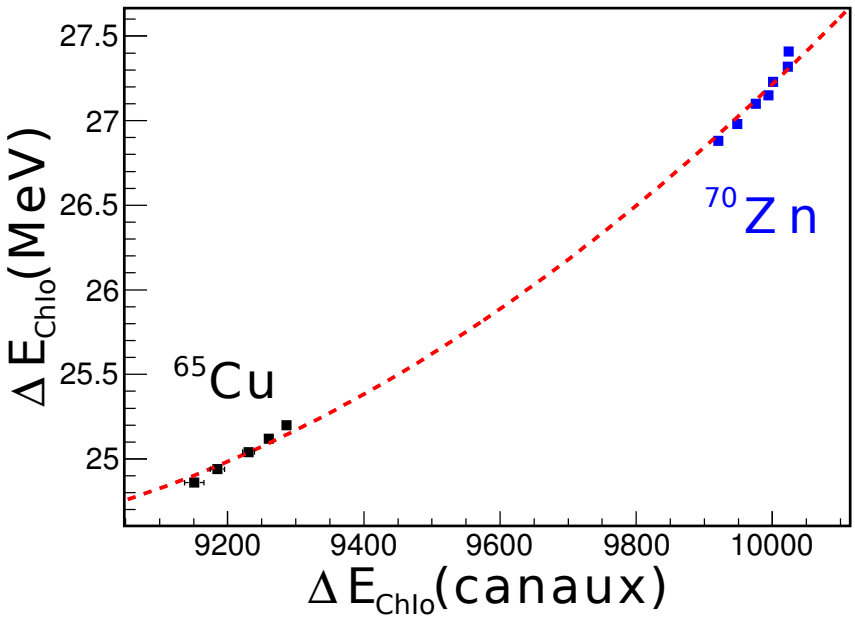



FIG. *3.11: Etalonnage de la chambre à ionisation à partir de l'angle d'incidence des noyaux de $^{70}Zn$ et de $^{65}Cu$.*

Il est important de noter que dans la mode solénoïde, la majorité des événements suit une trajectoire rectiligne suivant l'axe optique du spectromètre. De ce fait, une amélioration relativement faible sur la résolution en masse est obtenue entre les deux méthodes présentées précédemment. Avec la méthode

1., le rapport $\sigma$(A)/A pour le $^{70}$Zn est de 0.46% alors que pour la méthode 2., il est de 0.42%. Néanmoins, la méthode (2) est la méthode la plus rigoureuse pour l'étalonnage en énergie de la ChIo car elle tient compte de l'angle avec lequel le noyau entre dans le détecteur. De plus, on dispose de plus de points pour étalonner.

### 3.2.4 Alignement en temps des Si

Pour aligner en temps chacun des Si, nous avons tracé l'énergie résiduelle du $^{70}$Zn mesurée dans chacun d'eux en fonction du temps de vol étalonné entre la MWPC et chacun des Si. Un silicium a été choisi comme référence puis nous avons aligné le maximum de la distribution de tout les autres par rapport à celui-ci, par superposition des matrices ($E_{res}$-t) en ajoutant un offset sur le temps mesuré par chaque silicium. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.12.

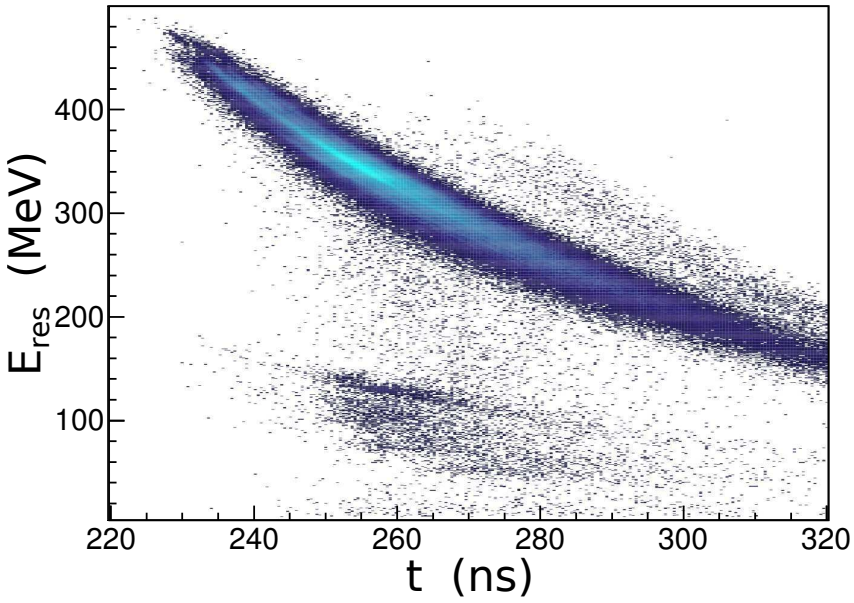



FIG. *3.12: Représentation de l'énergie déposée dans le silicium numéro 1 après étalonnage en énergie absolue en fonction du temps de vol entre la MWPC et le Si. L'alignement en temps est réalisé en prenant la diffusion élastique comme référence située dans la partie bleue clair de l'histogramme.*

Sur la figure 3.12, les événements présents à basse énergie (autour de $E_{res} = 100$ MeV) correspondent aux noyaux d'Al diffusés (voir figure 3.8(a)) et sont supprimés par une sélection sur les positions dans les SeD.

## 3.3 Identification

Pour identifier en A et en Z les produits de réaction, nous disposons de trois grandeurs : l'énergie perdue dans la ChIo, l'énergie résiduelle mesurée dans les Si et le temps de vol entre le MWPC et les Si.

### 3.3.1 Identification en Z : matrice $\Delta E_{ChIo}$-$E_{totale}$

Pour l'identification en numéro atomique (Z), le nombre de noyaux mesurés est reporté sur une matrice combinant la perte d'énergie $\Delta E_{ChIo}$ en fonction de l'énergie totale $E \simeq \Delta E_{IC} + E_{Si}$. Sur cette matrice chaque ligne de crête correspond à un Z. Une grille d'identification est tracée sur ces lignes de crête pour chaque Si. La méthode pour construire une grille est illustrée dans la figure 3.13 et consiste à :

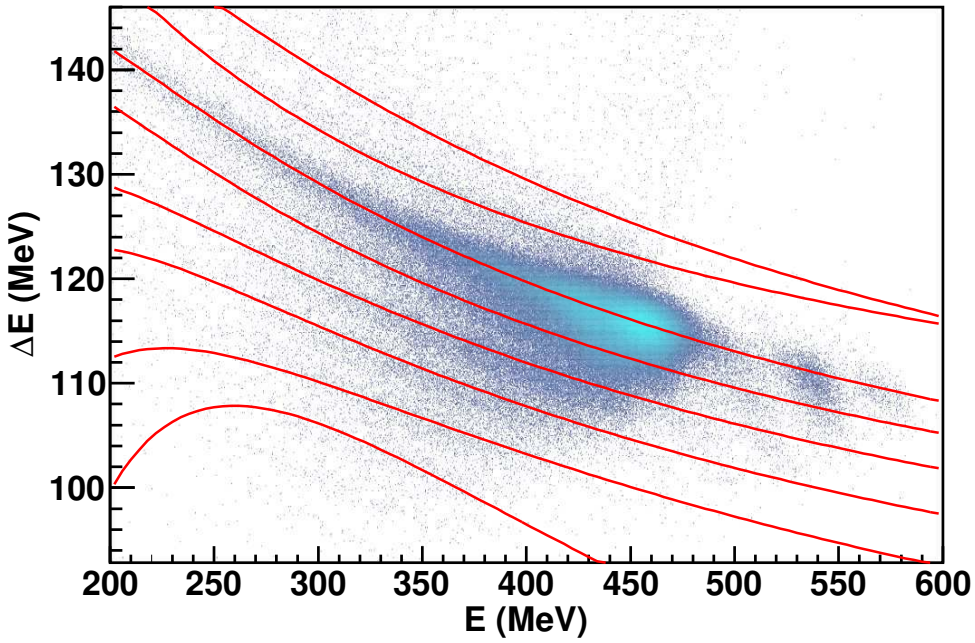



FIG. *3.13: Matrice $\Delta E$-$E$ pour le dernier Si et la grille d'identification correspondante ajustée pour les différents Z identifiés.*

1. définir sur la matrice une ligne centrale sur chaque ligne de crête ;
2. ajuster sur les lignes tracées précédemment une fonction du type $\frac{A}{E_{tot}^2} + \frac{B}{E_{tot}} + C$, correspondant à un développement à l'ordre 2 de la formule de Bethe-Bloch. Le résultat de cet ajustement est représenté par les courbes rouges sur la figure 3.13 ;
3. assigner à chaque courbe le $Z$ associé ;
4. projeter chaque point de la matrice sur la courbe d'identification la plus proche et attribuer à ce point le $Z$ correspondant à la ligne ;
5. calculer une valeur réelle du $Z$ (appelée «pid») en ajoutant une partie décimale $\delta \leq 0.5$ telle que :

$$pid = Z_{assign} \pm \delta \quad \text{et} \quad \delta = \frac{\mathrm{D_{min}}}{\mathrm{D_{l_1 - l_2}}}, \tag{3.2}$$

où $D_{min}$ est la distance entre le point et la ligne la plus proche, et $D_{l_1 - l_2}$ est la distance entre les deux lignes situées de part et d'autre du point.

Dans la suite de l'analyse, nous utiliserons le $pid$ plutôt que le $Z$ car sa partie décimale reflète un intervalle de confiance sur l'identification. Les points situés exactement entre deux courbes de $Z$ seront exclus de l'analyse car aucune identification précise n'est possible.

Cette méthode est plus appropriée dans ce cas qu'une simple sélection par contour sur la matrice $\Delta E$-$E$ à cause de la mauvaise séparation en Z.

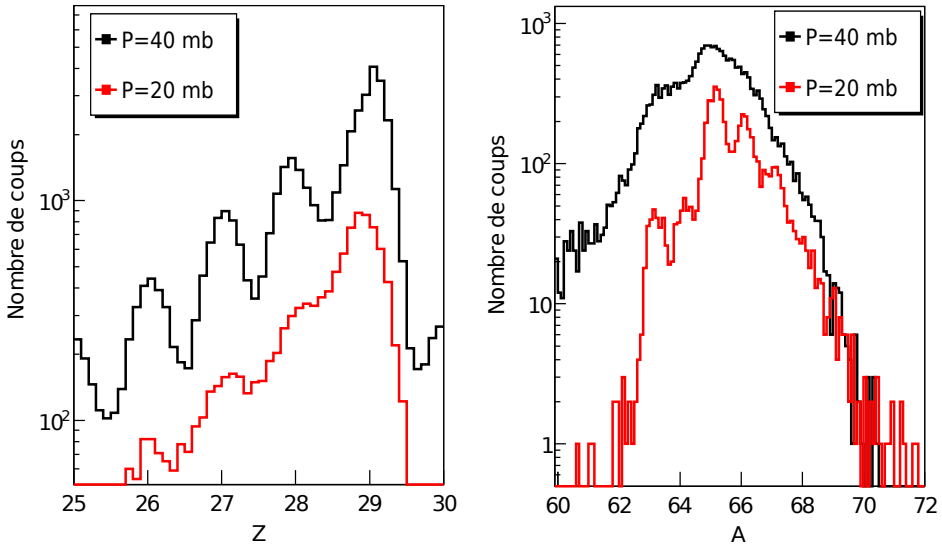



FIG. *3.14: Résultats de l'identification en $Z$ (à gauche) pour chaque évènement de la matrice $\Delta E$-$E$ d'un Si et de l'identification en $A$ pour $Z = 29$ (à droite), pour la réaction $^{238}U + ^{65}Cu$. Les résultats sont obtenus avec deux pressions différentes dans la ChIo.*

Cette méthode d'identification en $Z$ a été testée avec la cible de $^{65}$Cu pour différentes pressions dans la ChIo. De cette manière, nous avons cherché quelle pression permet à la fois une bonne identification en $Z$ et en $A$. La figure 3.14 à gauche montre la distribution en $pid$ pour le $^{65}$Cu avec une pression de 20 et 40 mbar dans la ChIo. La résolution en $Z$ à 40 mbar est de 0.8% tandis qu'elle est de 1.1% à 20 mbar.

Par contre, comme on peut le voir sur la figure 3.14 à droite, la résolution en masse $A$ est bien meilleure à 20 mbar. La résolution en masse dépend de la résolution en énergie cinétique totale qui dépend des résolutions en énergie de la ChIo et des Si. Les Si ont une meilleure résolution en énergie que la ChIo. De ce fait, diminuer la pression et donc la perte d'énergie dans la ChIo, améliore la résolution en énergie cinétique totale. Il faut trouver le meilleur compromis pour avoir une bonne identification en $Z$ et en $A$.

Pour le reste de l'expérience, une pression de 20 mbar dans la ChIo a été conservée. La résolution en $Z$ obtenue est de $\frac{\Delta Z}{Z}$=1.1% avec la cible de $^{70}$Zn, comme on peut le voir sur la figure 3.15. La résolution en $A$ est de $\frac{\Delta A}{A}$=1.2%.

Lors de l'analyse des données, il a été constaté que les énergies mesurées dans la ChIo variaient en fonction de la période de la journée, entre le jour et la nuit, mais également au cours de la semaine. Ce

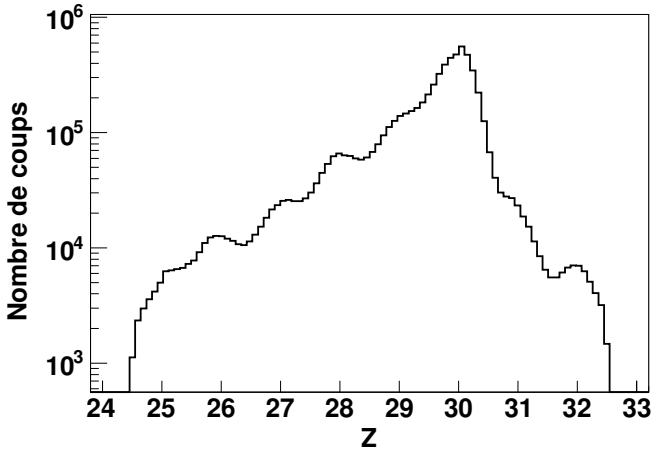



FIG. *3.15: Distribution du $pid$ après identification en $Z$ des évènements de la réaction $^{238}$U+$^{70}$Zn observés dans la matrice $\Delta E$-$E$ pour un Si. Les $Z$ au-dessus de l'élastique ne sont pas identifiables.*

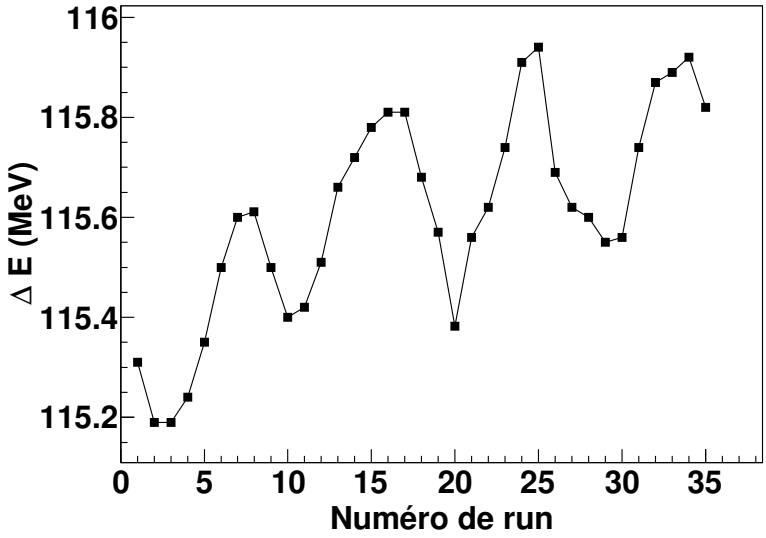



FIG. *3.16: Variation de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction du numéro du run. L'évolution en dents de scie vient des variations de température entre le jour et la nuit, et la croissance de cette évolution vient de la variation de la température au cours de la semaine de façon générale.*

phénomène est illustré dans la figure 3.16 qui montre la perte d'énergie du $^{70}$Zn dans la ChIo en fonction du numéro de run. Cet effet vient principalement des variations de pression dues au changement de température. Notons que cette variation est très faible, de l'ordre de $1\%$ sur la totalité de l'expérience. Néanmoins, à cause de celle-ci, des grilles d'identification ont dû être construites pour chaque run.

### 3.3.2 Estimation des pertes d'énergie non mesurées

La détermination de la masse nécessite une bonne reconstruction de l'énergie cinétique totale.Il est donc important d'estimer au mieux les pertes d'énergie non mesurées. Par exemple, il faut tenir compte de l'énergie perdue lors du passage de l'ion dans les feuilles de mylar des SeD mais aussi, de l'énergie perdue dans la zone morte à l'entrée de la ChIo. En effet, à l'entrée de la ChIo, se trouvent deux feuilles de mylar : une première qui permet de tenir compte de la grande différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre et une seconde qui est placée à 20 mm en aval de la première, au début de la première piste. Ces 20 mm constituent donc une zone morte. Il faut également tenir compte du fait que la première feuille se déforme à cause de la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre, ce qui peut aller jusqu'à augmenter la zone morte de 10 mm au milieu de la chambre, comme on peut le voir sur la figure 3.17.

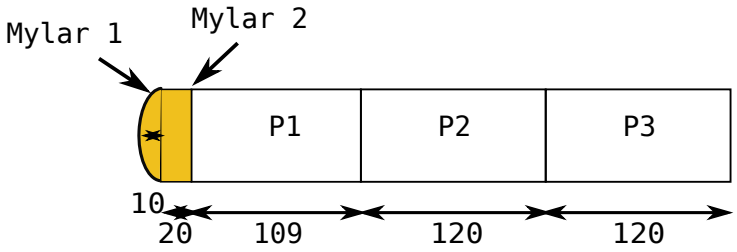



FIG. *3.17: Représentation schématique de la ChIo. Les distances entre les différentes parties sont indiquées ainsi que la déformation de la fenêtre d'entrée.*

La perte d'énergie non mesurée ($\delta E$) dans les matériaux annexes varie en fonction :
- du $Z$ et du $A$ du noyau incident ;
- de l'angle incident sous lequel le noyau entre dans la chambre.

Une correction en deux temps est effectuée sur la perte d'énergie. Dans un premier temps, la perte d'énergie dans la zone morte est estimée en fonction de l'angle d'incidence des noyaux à l'aide de simulation [77, 78].

Dans un second temps, une correction, dépendante du $Z$ et du $A$ du noyau considéré, est ajoutée à la perte d'énergie de manière à ce que la masse reconstruite corresponde à la masse réelle. L'énergie cinétique totale reconstruite du noyau devient :

$$E_{tot} = \Delta E_{ChIo} + E_{Si} + \delta E = \frac{mc^2}{\gamma - 1} \tag{3.3}$$

où $\Delta E_{ChIo}$ est la perte d'énergie dans la ChIo, $E_{Si}$ l'énergie résiduelle mesurée dans les Si, $\delta E$ la petite perte d'énergie manquante non mesurée, $m = A \times uma + \Delta M$ la masse du noyau et $\gamma$=(1-$\beta^2$)$^{-1/2}$ le paramètre relativiste. Par la suite, le défaut de masse ΔM est négligé. L'unité de masse atomique $uma$ est égal à 931.5016 MeV. D'après la formule de Bethe-Bloch, la perte d'énergie est proportionnelle au $Z$, au $A$ du noyau et à l'inverse de l'énergie cinétique totale. La perte d'énergie non mesurée, selon la formule de Bethe-Bloch au premier ordre, s'écrit de la façon suivante :

$$\delta E(MeV) = \zeta \frac{Z^2}{E} A = \zeta \frac{2Z^2 c^2}{uma\ v^2} \tag{3.4}$$

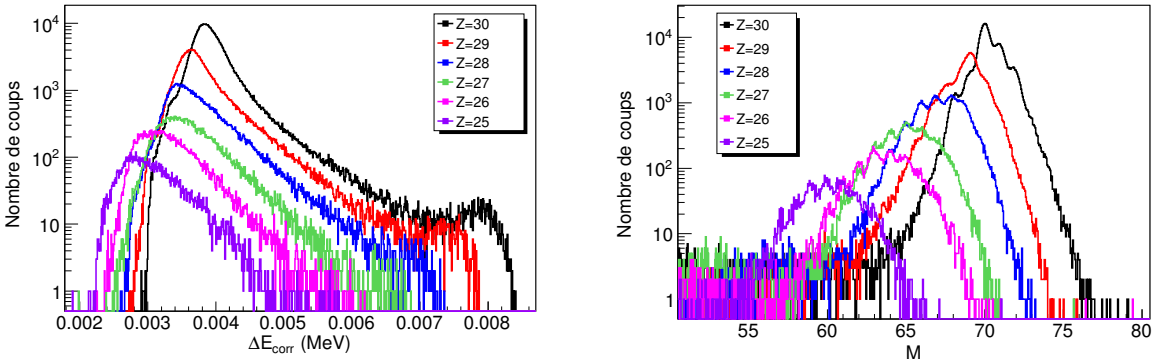
où $\zeta$ est un coefficient de proportionnalité que nous allons par la suite ajuster et $E = mv^2/2$ . L'équation (3.3) peut se réécrire de la façon suivante :

$$\Delta E_{ChIo} + E_{Si} + \zeta \frac{2Z^2}{uma\, v^2} = \frac{uma A}{\gamma - 1} \tag{3.5}$$

et donc la masse A des noyaux est égale à :

$$A = \frac{\gamma - 1}{uma} \left[ \Delta E_{ChIo} + E_{Si} + \zeta \frac{2Z^2}{uma\, v^2} \right] \tag{3.6}$$

Une méthode de minimisation du $\chi^2$ permet de déterminer la valeur de $\zeta$, identique pour chaque $Z$, en ajustant la formule (3.6) sur les $A$ attendus. La valeur obtenue est $\zeta = 0.25$, ce qui entraîne une perte d'énergie non mesurée $\delta E$ comprise entre 2 et 10 keV en fonction du $Z$. Soit une correction de moins de $1\%$ de ce qui est déposé dans la ChIo comme nous pouvons le voir sur la figure 3.18(a). Sur cette figure est représentée la distribution de la perte d'énergie manquante pour chaque $Z$.




(a) Correction d'énergie à apporter à l'énergie totale

(b) Masse finale

FIG. *3.18: Correction à apporter à l'énergie totale, calculée à partir de l'équation 3.4 en fonction du $Z$ du noyau (a) et la distribution en masse finale obtenue à partir de cette énergie corrigée (b). Sur cette figure le $\Delta E_{corr}$ correspond au $\delta E$ de l'équation 3.4.*

La figure 3.18(b) montre que les maxima associés aux différentes masses, dans les distributions obtenues pour chaque $Z$, se superposent quel que soit $Z$ avec une unique valeur de $\zeta$.

### 3.3.3 Identification en masse

Les optimisations décrites précédemment ont pour but d'atteindre une résolution de $\Delta M/M \sim 1\%$ pour des masses $A \sim$80. La résolution en masse dépend de la résolution en temps, en distance et en énergie cinétique totale selon la formule suivante :

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(2\frac{\Delta V}{V}\right)^2} \tag{3.7}$$

avec

$$\frac{\Delta V}{V} = \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \tag{3.8}$$

Le tableau 3.2 présente les résolutions en masse obtenues pour les trois types de temps de vol disponibles. La résolution en temps $\Delta T/T$ utilisée dans ce tableau est recalculée pour un noyau de $^{70}$Zn passant au centre du spectromètre.

| | $\Delta E/E(\%)$ | $\Delta D/D(\%)$ | $\Delta T/T(\%)$ | $\Delta M/M(\%)$ |
|---|---|---|---|---|
| TSeD1-MWPC | 0.6 | 0.03 | 0.7 | 1.5 |
| TSeD2-MWPC | 0.6 | 0.04 | 0.9 | 1.9 |
| TSi-MWPC | 0.6 | 0.007 | 0.3 | 0.8 |

TAB. *3.2: Les différentes résolutions en masse obtenues selon différents temps de vol.*

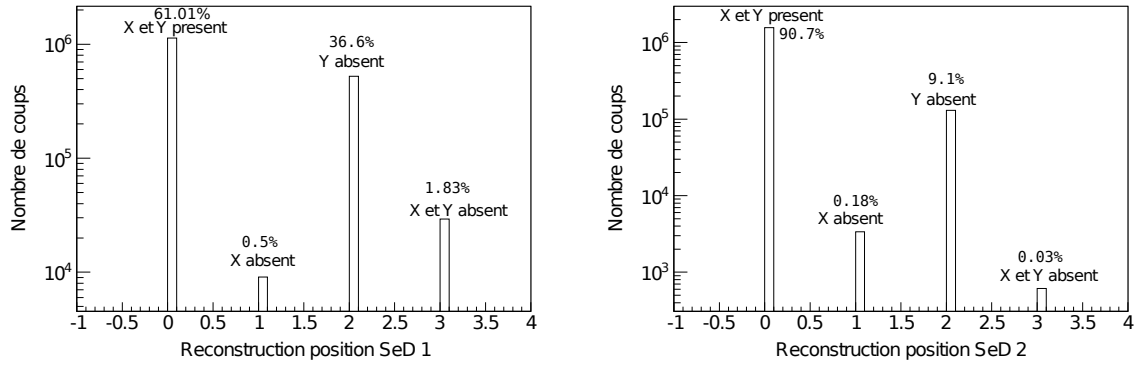
Comme attendu, le temps de vol entre la MWPC et les Si est celui qui donne la meilleure résolution en masse. D'après le tableau 3.2, la résolution en masse est dégradée essentiellement par la résolution en temps et en énergie car la distance de vol est suffisamment élevée. La résolution en temps de la MWPC est de $\sigma$=500 ps, il aurait été plus judicieux d'utiliser deux MWPC : une a l'entrée du spectromètre et une juste derrière le dipôle, au début du système de détection, pour avoir la résolution en masse la plus optimale possible.

### 3.3.4 Analyse des trajectoires

La reconstruction de la trajectoire des noyaux est faite à partir des SeD. Pour chaque noyau déposant assez d'énergie dans le SeD, les positions ($X_f$,$Y_f$) et les angles ($\theta f$, $\phi f$) au plan focal sont reconstruits à partir des positions ($X_i$,$Y_i$). Avant la reconstruction nous avons contrôlé pour chacun des SeD le nombre d'évènements dont les coordonnées $x$ et $y$ sont bien mesurées, le nombre d'évènements avec une seule coordonnée, et celui pour lequel aucune coordonnée n'est disponible. Une condition sur la perte d'énergie dans la ChIo a été ajoutée pour exclure les évènements de basse énergie (Al), présents sur la figure 3.8(a) en dessous de 5000 canaux. Les résultats sont présentés sur les figures 3.19(a) et 3.19(b).

Sur la figure 3.19(a), 36.6$\%$ des évènements ont une position $y$ manquante dans le premier SeD et presque 2$\%$ d'évènements n'ont aucune coordonnée $x$ et $y$. De même, sur la figure 3.19(b), 9$\%$ d'évènements n'ont pas de coordonnée $y$ dans le deuxième SeD, ce qui est nettement moins que dans le premier SeD. Dans le premier SeD environs $40\%$ des évènements qui arrivent dans les siliciums sont perdus et 10$\%$ dans le deuxième SeD.

Pour comprendre la raison pour laquelle ces positions sont absentes, nous avons regardé évènement par évènement la charge déposée sur les pistes en $x$ et sur les fils en $y$. Dans le premier SeD, une des pistes en $x$ et un des fils en $y$ déclenchaient à chaque évènement, ce qui faussait la reconstruction dans laquelle un calcul du barycentre des trois pistes touchées intervient. Ces pistes sont éliminées de la reconstruction. Si une des coordonnées est manquante dans un SeD, alors elle peut être reconstruite à partir des coordonnées dans le second SeD, si celles-ci sont disponibles. En effet, après avoir passé le deuxième quadrupôle, les évènements suivent une trajectoire rectiligne dans le plan de propagation du faisceau car aucun autre champ magnétique ne peut les dévier. A partir d'une gaussienne centrée




(a) SeD1 (b) SeD2

FIG. *3.19: Représentation des taux de reconstruction des positions X et Y dans le SeD1 et dans le SeD2 pour les noyaux allant du Zn au Mn.*

autour de la valeur de $x$ ($y$) mesurée dans le premier (deuxième) SeD, on peut reconstruire la position manquante dans le deuxième (premier) SeD. Cette position manquante $x$ ($y$) est tirée aléatoirement dans une gaussienne de largeur égale à la largeur de la distribution en position dans le SeD qui a mesuré une position $x$ ($y$) et de centroïde la valeur moyenne mesuré. Par contre, dans le cas où les deux coordonnées sont manquantes, entre 1-2$\%$ des évènements, nous considérons que les ions sont passés au centre des quadrupôles.

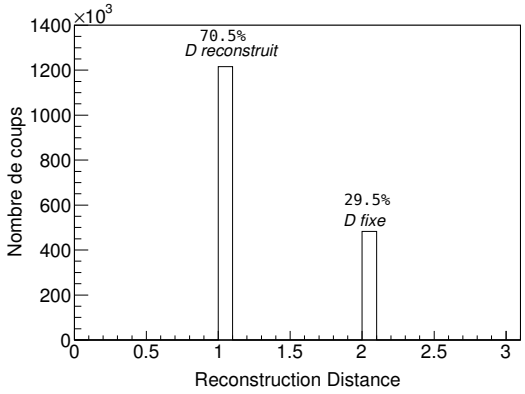



FIG. *3.20: Nombre d'évènements pour lesquels la distance a été reconstruite à partir des positions et ceux pour lesquels la distance $D$ est fixée en considérant que les noyaux sont passés au centre du spectromètre.*

Finalement il y a des évènements pour lesquels la distance $D$ est reconstruite à partir des paramètres $X_f$,$Y_f$,$\theta_f$ et $\phi_f$, et d'autres pour lesquels $D$ est fixée, comme présenté sur la figure 3.20. Après avoir appliqué ces différentes corrections, 97.8$\%$ des évènements qui arrivent au bout du spectromètre sont reconstruits sans détérioration de la résolution en masse, comme nous pouvons le voir dans le ta-

bleau 3.3. Celui-ci montre que quelle que soit la correction appliquée sur les positions, la résolution en

| Type de correction | $\sigma$ ($^{70}$Zn) |
|---|---|
| sans correction | 0.36 |
| correction sur X1 | 0.38 |
| correction sur Y1 | 0.33 |
| correction sur X2 | 0.34 |
| correction sur Y2 | 0.31 |
| correction sur D | 0.35 |
| correction sur V | 0.35 |
| trajectoire centrale imposée | 0.34 |

TAB. *3.3: Tableau récapitulatif de l'évolution de la résolution en masse ($\sigma$) des noyaux de $^{70}$Zn pour les différentes corrections appliquées lors de la reconstructions des événements.*

masse pour le noyau de $^{70}$Zn est équivalente à celle obtenue en imposant une trajectoire centrale. Par conséquent, on peut considérer que les SeD (ou tout autre détecteur de positions) ne sont pas nécessaire pour l'identification des noyaux lorsque le spectromètre VAMOS est utilisé en mode solénoïde. En effet, seul 10% des événements ressentent les effets des champs magnétiques ($\theta$>1° par rapport à 45°) des quadrupôles dans le mode solénoïde, comme nous le verrons dans la section suivante. Pour les 90% des événements restants, on peut considérer une trajectoire centrale pour la reconstruction.

Pour chaque valeur de $Z$ identifié, la distribution en masse obtenue après correction des trajectoires et de la perte d'énergie (Cf. section 3.3.2) est présentée sur la figure 3.21.

### 3.3.5 Particularités du mode solénoïde

Dans cette partie, les particularités du mode solénoïde sont présentées. Dans cette configuration, seuls les deux quadrupôles focalisent les produits issus de la réaction dans la ChIo au plan focal du spectromètre. Le principal avantage vient de la très grande acceptance des quadrupôles, qui vont transmettre tous les noyaux issus de la réaction de transfert, comme on peut le voir sur la figure 3.22.

Sur cette figure, la section efficace différentielle de la réaction $^{70}$Zn($^{238}$U,$^{240}$Pu$^{*}$)$^{68}$Ni en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse a été calculée à l'aide du code GRAZING9 [79]. Le maximum de la distribution est centré à l'angle de grazing de la réaction. Les deux flèches reflètent l'acceptance angulaire des deux quadrupôles du spectromètre dans le centre de masse. Le gain en efficacité dû à l'utilisation de la cinématique inverse et à la grande acceptance des deux quadrupôles est clairement visible sur le graphique. Les principales caractéristiques du mode solénoïde sont résumées sur la figure 3.23.

Sur la figure 3.23(a), l'abscisse représente l'angle de diffusion reconstruit au point cible du spectromètre. La valeur moyenne est à l'angle de grazing de la réaction $\sim$45° dans le référentiel du laboratoire. L'ordonnée représente l'énergie cinétique totale des produits issus de la réaction. Dès qu'ils sont émis avec un angle différent de celui de l'axe optique des quadrupôles, les noyaux de reculs sont filtrés par les champs magnétiques de ceux-ci en accord avec la rigidité magnétique ($B\rho$) imposée. La sélection en $B\rho$ est dans ce cas bien visible sur la figure, représentée par les lignes en pointillées. De plus, lorsque que l'on regarde le spectre entre $\sim$45° et des angles plus petits, l'acceptance est de plus en plus réduite, et

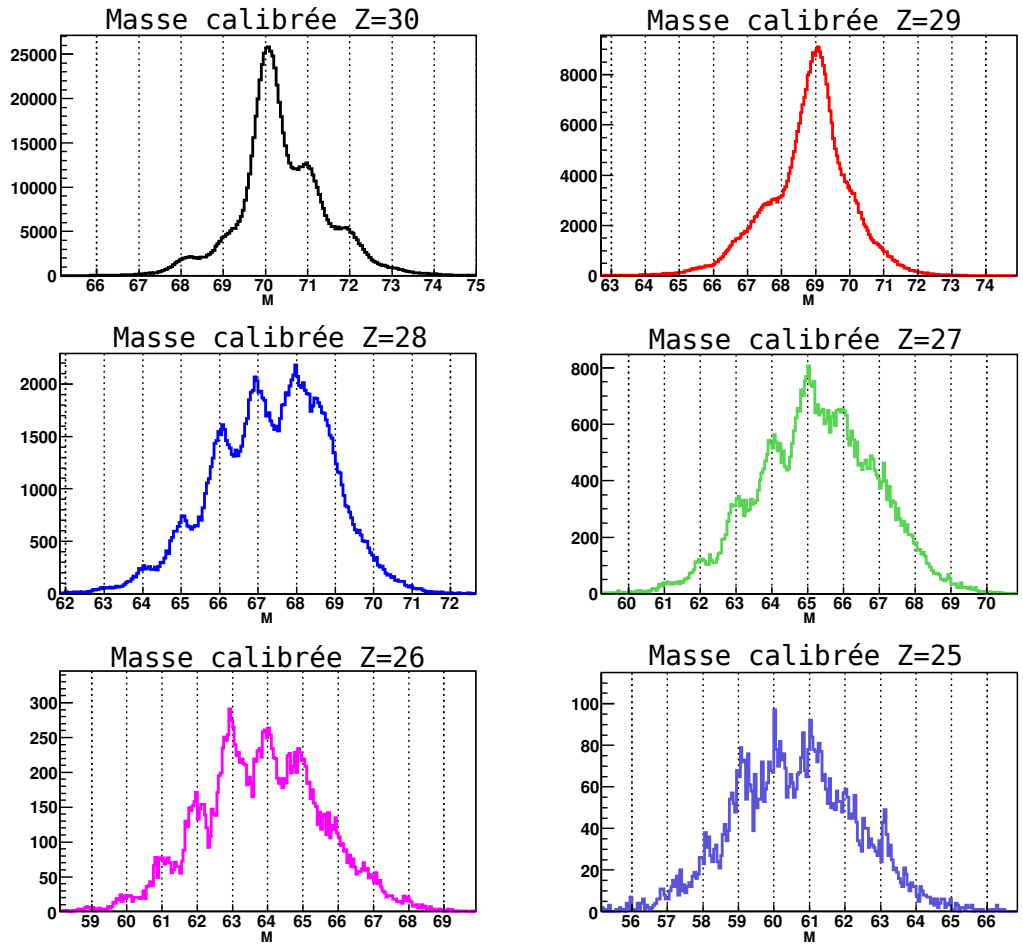



FIG. *3.21: Identification en masse pour chaque Z réalisée à partir de l'énergie cinétique totale reconstruite et le temps mesuré entre le MWPC et les Si.*

vers ∼40°, on voit apparaître les états de charges représentés par les sélections en rouge sur la figure. A ∼45°, les produits de reculs sont émis au centre des quadrupôles où le champ magnétique est nul. A des angles de diffusion plus grands, aucun produit de recul n'est émis puisque ces angles sont supérieurs à l'angle de grazing de la réaction. Sur la figure 3.23(b), est représentée la rigidité magnétique en fonction de l'angle de diffusion de l'ion dans le plan dispersif du spectromètre. La différence en acceptance entre le mode solénoïde en couleur et le mode dispersif en noir est clairement visible sur cette figure. Le B$\rho$ utilisé dans le mode solénoïde est calculé à partir de la vitesse et de la masse reconstruite à partir des données expérimentales et l'état de charge calculé à partir de la formile de Shima [80]. Dans le mode solénoïde, on gagne en transmission à petit B$\rho$ (<0.95) et également à grand B$\rho$ (>1) et à petits angles (<45). Dans ce cas, la transmission se rapproche de celle du spectromètre VAMOS actuel avec le nouveau système de détection (cf [70]).

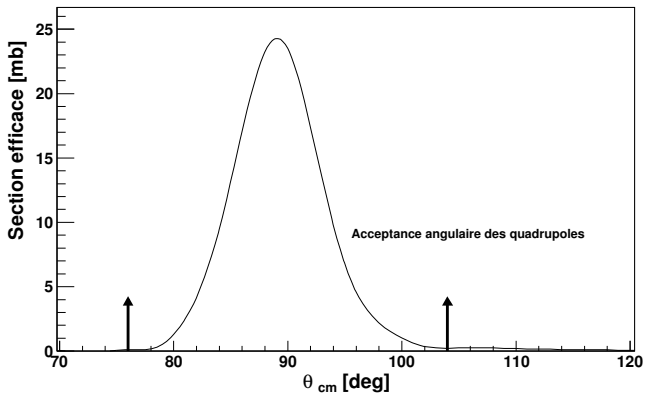
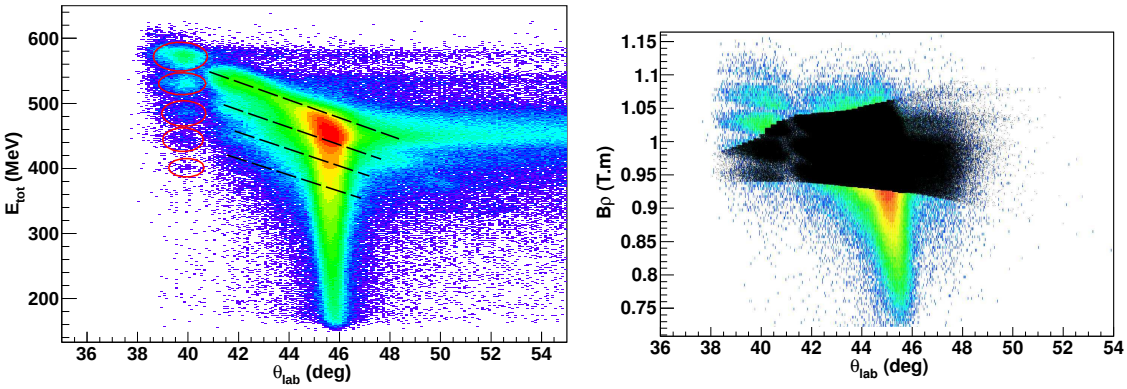



FIG. *3.22: Section efficace différentielle calculée pour la réaction* $^{70}Zn(^{238}U,^{240}Pu^{*})^{68}Ni$. *Les deux flèches reflètent l'acceptance angulaire des quadrupôles du spectromètre VAMOS.*




(a) (b)

FIG. *3.23: Caractéristiques du mode solénoïde du spectromètre VAMOS. Sur la figure (a), l'abscisse représente l'angle de diffusion reconstruit au point cible du spectromètre et l'ordonnée montre l'énergie cinétique totale des produits de recul. A un angle loin de l'axe optique des quadrupôles (*$\sim$*45°), la sélection en rigidité magnétique (i.e. en état de charge) apparaît. Sur la figure (b), nous avons la comparaison en transmission entre les deux modes de fonctionnement du spectromètre. En noir, le mode dispersif et en couleur le mode solénoïde.*

## 3.4 Traitement des rayonnements $\gamma$ prompts

Dans cette partie, nous allons décrire l'étalonnage des détecteurs germaniums au point cible (EXOGAM) ainsi que les différentes améliorations apportées sur les spectres $\gamma$ de manière à avoir un meilleur rapport pic/total.

### 3.4.1 Traitement de la diffusion Compton

Lors de l'interaction d'un photon avec un cristal de germanium, l'absorption de son énergie peut se faire par trois mécanismes : soit par création de paire $e^+e^-$, soit par effet photoélectrique et dans ce cas toute son énergie est transférée à un électron du cristal ou enfin, par diffusion Compton. Lors, de la diffusion inélastique entre un électron du cristal et le photon incident, une partie de l'énergie du photon est absorbée par l'électron et après une ou plusieurs diffusions, le photon est totalement absorbé par effet photoélectrique. La charge totale récoltée correspond à l'énergie initiale du photon. Cependant la taille des détecteurs germaniums est limitée. De ce fait, après une ou plusieurs diffusions, le photon peut ressortir du cristal de germanium et soit interagir avec un cristal voisin ce qui nécessitera un traitement dit d'add-back (cf paragraphe 3.4.2), soit être détecté dans les enceintes BGO entourant le clover. Ce blindage de germanate de bismuth a une efficacité d'absorption élevée mais une mauvaise résolution en énergie ce qui ne permet pas de reconstruire le signal. Dans ce cas, pour un évènement donné, si un signal temps ou d'énergie venant des BGO est enregistré, l'évènement est rejeté.

### 3.4.2 Traitement de l'add-back

Comme indiqué précédemment, le photon peut faire de multiples diffusion à l'intérieur d'un cristal et en ressortir en interagissant avec un cristal voisin. Si ce cristal voisin appartient au même clover et qu'aucune énergie n'est détectée dans le système anti-Compton, alors les énergies des cristaux touchés sont sommées : c'est ce que l'on appelle un traitement d'add-back. Cela permet de retrouver l'efficacité photopic du clover considéré comme un détecteur unique tout en limitant l'élargissement Doppler correspondant à celui d'un cristal. Une autre conséquence est la réduction significative du fond Compton.

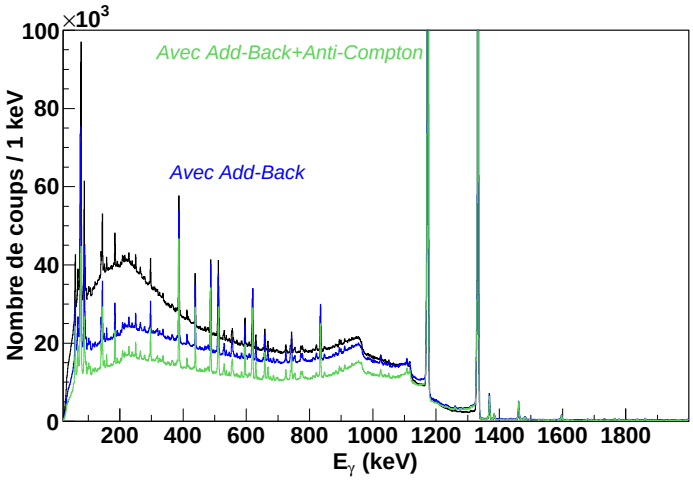



FIG. *3.24: Spectre $\gamma$ obtenu avec une source de $^{60}Co$ en fin d'expérience représentant les différentes corrections appliquées et décrites dans le texte. Tous les pics présents entre 100 et 1100 keV sont dues à la contamination des détecteurs par un ensemble de noyaux en fin d'expérience.*

Sur la figure 3.24, nous avons représenté les différents spectres $\gamma$ obtenus sans aucune correction, en tenant compte des anti-Compton et en faisant un traitement d'add-back. Il est important de préciser

que ces spectres $\gamma$ sont ceux de la fin de l'expérience, c'est pourquoi de nombreux pics sont présents dans ces spectres en plus des deux pics à 1174 et 1331 keV de la source de $^{60}$Co. Sur le spectre brut (en noir sur la figure), nous avons un rapport pic/total=15.8%, après traitement de l'add-back (spectre bleu) le rapport pic/total est égale à 28% soit une différence d'un facteur 1.7 et en tenant compte des anti-Compton (spectre vert) nous avons gagné un facteur 1.3 avec un rapport pic/total=37%. Le facteur 1.3 gagné grâce aux anti-Compton est faible car les anti-Compton n'ont pas fonctionné correctement. Dans un cas idéal, nous aurions due avoir un facteur 2.

### 3.4.3 Efficacité et étalonnage des détecteurs germanium

Les 40 cristaux de germaniums ont également été étalonnés à l'aide d'une source de $^{152}Eu$ qui permet de couvrir une gamme en énergie de 121 keV à 1408 keV.

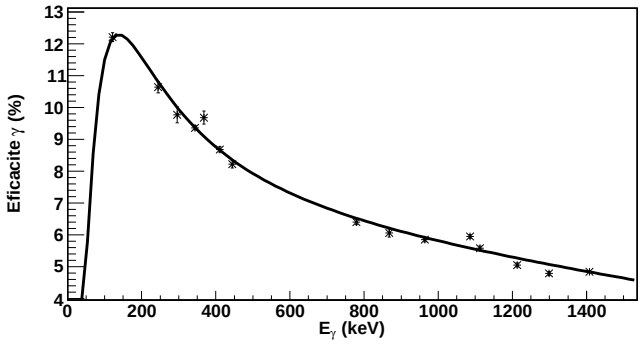



FIG. *3.25: Courbe d'efficacité absolue obtenue pour le détecteur EXOGAM réalisée à partir d'une source de $^{60}Co$ et $^{152}Eu$.*

L'efficacité relative en énergie est calculée en utilisant le logiciel RADWARE [81], en faisant correspondre les intensités $\gamma$ de la décroissance de l'$^{152}$Eu mesurées et les intensités relatives parfaitement connues. L'efficacité relative est définie ici comme étant l'efficacité des détecteurs germaniums pour une énergie donnée. La courbe d'efficacité absolue présenté sur la figure 3.25 a été obtenue en connaissant : l'activité de la source au temps $t$ (A(t)) de l'expérience (18058.8 Bq) où nous avons réalisé la mesure, et le temps mort de l'acquisition ($\Delta$T=30%). Pour cela il faut calculer le nombre de $\gamma$ émis par la source : $N_\gamma$(émis)=A(t)*Durée du run et l'aire de la gaussienne mesurée à une énergie donnée correspondante à une transition $\gamma$, par exemple, pour la source de $^{60}$Co à 1331 keV : $N_\gamma$(1331 keV)=Aire du pic (1331 keV)*(1-$\Delta$T). L'efficacité absolue à cette énergie est donc :

$$Eff(1331keV) = \frac{N_\gamma(1331keV)}{N_\gamma(émis)} = 4.9\% \tag{3.9}$$

Connaissant, l'efficacité absolue pour les deux transitions $\gamma$ du $^{60}$Co à 1174 keV et 1331 keV, on applique un offset à la courbe d'efficacité relative pour que les points correspondant au $^{60}$Co soient sur la courbe. L'ajustement des points expérimentaux est réalisé grâce à la fonction définie par D.C Radford [81] pour les hautes énergies. Cette fonction décrite dans l'équation ci-dessous est représentée sur la figure 3.25.

$$Eff = e^{A+By+Cy^2+Dy^3+Ey^4} avec\ y = ln(E_\gamma) \tag{3.10}$$

L'efficacité de notre dispositif expérimental est de 5.3(0.2)% à 1174 keV et 4.9(0.1)% à 1.3 MeV. Cette valeur ainsi que l'efficacité relative permettent de tracer la figure 3.25 qui donne pour une large gamme en énergie l'efficacité absolue de détection de EXOGAM pour notre expérience. L'efficacité est mesurée après traitement *add-back* décrit dans le paragraphe 3.4.2. La courbe est ajustée selon la relation 3.10 et les paramètres de l'ajustement sont A=-75.65,B=51.34, C=-12.47, D=1.33 et E=-5.053.

### 3.4.4 Correction de l'effet Doppler

Les rayonnements $\gamma$ de désexcitation sont émis en vol avec une vitesse proche de $11\%$ de la vitesse de la lumière. L'énergie mesurée est donc décalée à cause de l'effet Doppler et elle est reliée à l'énergie dans le référentiel du noyau par l'expression suivante :

$$E_{mesurée} = E_0\gamma(1-\beta_{noyau}\cos\psi) \tag{3.11}$$

où $\beta_{noyau} = V_{noyau}/c$ et $\gamma$ sont les constantes relativistes, et $\psi$ l'angle d'émission du $\gamma$ émis par rapport à la trajectoire du noyau. Les grandeurs $\beta_{noyau}$ et $\cos\psi$ sont mesurées évènement par évènement pour appliquer la correction de l'effet Doppler. La vitesse du noyau dépendant de son angle de diffusion, la valeur de $\beta_{noyau}$ est mesurée à partir du temps de vol mesuré dans les siliciums et la distance entre la cible et les siliciums qui dépend des angles de diffusion ($\theta_{noyau}$, $\phi_{noyau}$). L'angle $\psi$ doit être déterminé à partir des angles $\theta_{noyau}$, $\theta_\gamma$, $\phi_{noyau}$ et $\phi_\gamma$. Dans cette convention, $\theta$ désigne l'angle de diffusion par rapport à l'axe du faisceau dans le plan(O,z,y) et $\phi$ mesure l'angle azimutal dans le plan (O,z,x). Les coordonnées des vecteurs $\overrightarrow{P}_{noyau}$ et $\overrightarrow{P_\gamma}$ représentant respectivement l'impulsion du noyau diffusé et le photon émis, peuvent s'écrire :

$$\overrightarrow{P}_{noyau} = \|\overrightarrow{P}_{noyau}\| \begin{pmatrix} \sin\theta_{noyau}\ \cos\phi_{noyau} \\ \sin\theta_{noyau}\ \sin\phi_{noyau} \\ \cos\theta_{noyau} \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

et

$$\overrightarrow{P}_{\gamma} = \|\overrightarrow{P}_{\gamma}\| \begin{pmatrix} \sin\theta_\gamma\cos\ \phi_\gamma \\ \sin\theta_\gamma\sin\ \phi_\gamma \\ \cos\theta_\gamma \end{pmatrix} \tag{3.13}$$

Le produit scalaire entre ces deux vecteurs s'écrit :

$$\overrightarrow{P}_{noyau}\overrightarrow{P}_{\gamma} = \|\overrightarrow{P}_{noyau}\|\ \|\overrightarrow{P}_{\gamma}\|\cos(\overrightarrow{P}_{noyau}, \overrightarrow{P}_{\gamma}) \tag{3.14}$$

On peut alors en déduire l'expression de $\cos(\psi) = \cos(\overrightarrow{P}_{noyau}, \overrightarrow{P}_{\gamma})$ utile pour le calcul de la correction Doppler :

$$\cos(\psi) = \sin\theta_{noyau}\ \cos\phi_{noyau}\ \sin\theta_\gamma\ \cos\phi_\gamma + \sin\theta_{noyau}\ \sin\phi_{noyau}\ \sin\theta_\gamma\ \sin\phi_\gamma + \cos\theta_{noyau}\ \cos\theta_\gamma \tag{3.15}$$

Lorsque plusieurs cristaux sont touchés au sein d'un même clover et que l'on somme les énergies obtenues dans le cadre d'un traitement par add-back, l'angle utilisé est celui du cristal ayant mesuré le plus d'énergie. L'hypothèse principale est que la première interaction se fait dans le cristal ayant mesuré le plus d'énergie.

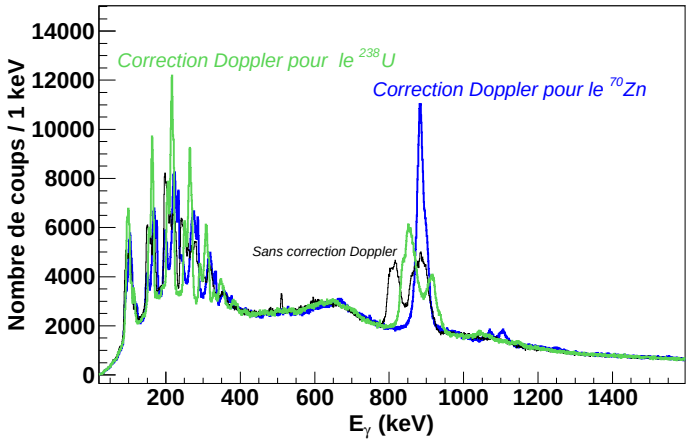



FIG. *3.26: Spectre γ brut (en noir) corrigé de l'effet Doppler à partir de la vitesse du noyau léger (en bleu) et corrigé Doppler à partir de la vitesse du noyau lourd (en vert).*

Les spectres $\gamma$ sont construits en coïncidence avec un noyau identifié dans le spectromètre VAMOS. Sur la figure 3.26 est représenté le spectre de désexcitation du $^{70}$Zn sans correction Doppler en noir, avec une correction Doppler pour le $^{70}$Zn en bleu et avec une correction Doppler pour le partenaire, l'$^{238}$U, en vert, présents lors de la réaction élastique. Sur le spectre sans correction Doppler et avec correction Doppler pour l'$^{238}$U, on voit que la raie $\gamma$ à 884 keV de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{70}$Zn est une très large gaussienne et que les transitions à basse énergie, en dessous de 400 keV, correspondant à l'excitation Coulombienne de l'$^{238}$U, sont quant à elles bien séparées et identifiables. La correction de l'effet Doppler est proportionnelle à l'énergie des transitions $\gamma$. De ce fait, les transitions de basse énergie ne sont pas beaucoup mieux définies avec correction que sans. Par contre lorsque l'on applique la correction Doppler pour le $^{70}$Zn, la gaussienne à 884 keV devient plus étroite. Grâce à la condition de coïncidence entre EXOGAM et VAMOS, le bruit de fond dû à la radioactivité ambiante est totalement éliminé. De plus, la correction Doppler permet de faire apparaître les transitions de plus faible intensité comme celle à 1072 keV correspondant à la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

Il est très important de vérifier la validité des angles d'émission des $\gamma$ reconstruit à partir des positions des détecteurs et de l'angle d'émission des noyaux. Pour cela, nous avons comparé l'évolution de l'énergie de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{72}$Zn à 651 keV en fonction de l'angle d'émission avec la courbe théorique obtenue à partir de la formule de la correction Doppler inversée. Nous pouvons remarquer sur la figure 3.27 que la courbe théorique est parfaitement en accord avec les données expérimentales et donc que nous avons bien reconstruit les angles d'émission pour les différents détecteurs.

## 3.5 Traitement des isomères

Dans cette partie, nous allons décrire l'étalonnage des détecteurs au plan focal et la mesure d'efficacité relative.

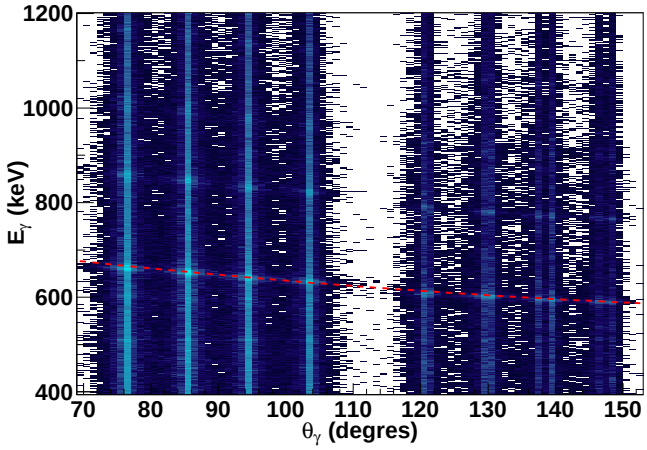



FIG. *3.27: Vérification des angles de diffusions reconstruits pour la correction de l'effet Doppler pour le noyau de $^{72}Zn$. L'énergie mesurée des γ avant correction Doppler est représentée en fonction des angles calculés pour chacun des cristaux. La courbe théorique représentative de cette relation pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ à 654 keV du $^{72}Zn$, est également tracée en rouge sur la figure permettant de confirmer la validité des angles calculés. La zone blanche au milieu de la figure correspond aux angles mort de la structure.*

### 3.5.1 Etalonnage des détecteurs

Pour étalonner les détecteurs germaniums au plan focal du spectromètre, nous avons utilisé plusieurs sources. Une source de $^{152}$Eu et de $^{60}$Co mais aussi des sources tels que le $^{133}$Ba, le $^{207}$Bi et le $^{109}$Cd qui émettent des transitions $\gamma$ de basse énergie entre 50 et 300 keV et des rayons X comme indiqué dans le tableau 3.4. Le but est d'avoir un étalonnage précis à basse énergie entre 50 et 200 keV, à des énergies où les transitions isomères sont nombreuses. De plus, la réponse de l'électronique pour les canaux correspondant aux basses énergies n'était pas linéaire. Il n'était donc pas possible d'utiliser la même fonction d'étalonnage entre 50 et 200 keV et pour des énergies supérieures.

| | $E_\gamma$ (keV) | $E_X$ (keV) |
|---|---|---|
| $^{207}Bi$ | 569.698,1063.65,1770.23 | 72.8, 74.9, 84.93, 87.3 |
| $^{133}Ba$ | 276.4, 302.8, 356.0, 383.8 | 80.99 |
| $^{109}Cd$ | 88.03 | – |

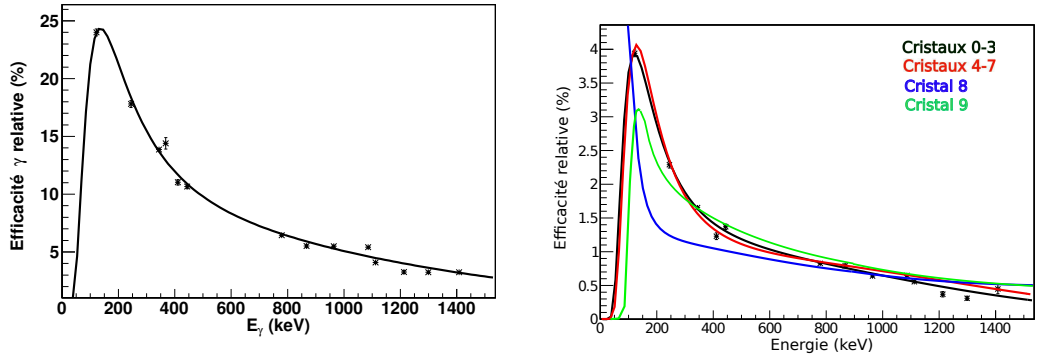
TAB. *3.4: Tableau récapitulatif des rayonnements γ et $X$ émis par les sources de $^{207}Bi$, $^{133}Ba$ et $^{109}Cd$ utilisées pour calibrer les détecteurs germaniums au plan focal à basse énergie.*

L'étalonnage est réalisé en deux étapes. Dans un premier temps nous avons fait un étalonnage avec la source de $^{152}$Eu sur l'ensemble des détecteurs sur toute la gamme en énergie. A partir de ce spectre étalonné, nous avons fait un nouvel étalonnage avec les sources de $^{133}$Ba, $^{207}$Bi et $^{109}$Cd. Puis nous avons tracé sur un même graphique les deux droites d'étalonnage pour déterminer l'énergie de recouvrement représentant notre énergie limite à laquelle il faut appliquer la seconde droite d'étalonnage.

### 3.5.2 Efficacité relative

Il était impossible de placer une source parfaitement au centre des quatre détecteurs germaniums au plan focal (car il aurait fallu mettre cette source à l'intérieur de la chambre à ionisation). C'est pourquoi nous ne pouvons déterminer qu'une efficacité relative en énergie.

L'efficacité relative en énergie est calculée comme pour EXOGAM, en utilisant le logiciel RADWARE [81]. Pour cela nous faisons correspondre les intensités $\gamma$ issues de la décroissance de l'$^{152}$Eu mesurés et les intensités relatives parfaitement connues. L'ajustement des points expérimentaux pour l'ensemble du système de détection a été réalisé avec la fonction de [81], décrite par l'équation 3.10 et présentée sur la figure 3.28(a).




(a) efficacité relative

(b) efficacité relative par détecteur

FIG. *3.28: Efficacité relative obtenue pour l'ensemble des détecteurs $\gamma$ au plan focal du spectromètre (a) et pour chaque détecteur (b).*

L'efficacité relative de notre dispositif expérimental est de 3.2(0.1)% à 1.3 MeV. La courbe est ajustée selon la relation 3.10 et les paramètres de l'ajustement sont A=-185.21,B=125.65, C=-31.08, D=3.38 et E=-0.138. Cette efficacité relative est obtenue pour l'ensemble des détecteurs, c'est à dire les deux clovers d'EXOGAM et les deux coaxiaux de EUROGAM. Néanmoins, nous avons pu constater que l'efficacité relative variait d'un détecteur à l'autre et que l'un des deux coaxiaux de Eurogam avait une efficacité d'un facteur 2 plus faible entre 0 et 800 keV par rapport aux autres détecteurs. En l'occurrence, il s'agit du cristal 8 sur la figure 3.28(b). Par contre, au dessus de 800 keV, l'ensemble des détecteurs ont la même efficacité relative.

Pour vérifier la validité de l'efficacité relative présentée sur la figure 3.28(a), en particulier à basse énergie, nous avons utilisé les transitions $\gamma$ retardées bien connus des noyaux de $^{66}$Cu, $^{69}$Cu, $^{71}$Cu et $^{67}$Ni implantés lors de l'expérience au centre des germaniums. Le nombre de coups pour chacune des transitions est superposé à la courbe d'efficacité relative après normalisation. La normalisation a été faite, indépendamment pour chaque noyau, en multipliant le nombre de coups de chaque transition par un facteur déterminé à partir d'une transition autour de 800 keV (valeur à laquelle les 4 courbes d'efficacité de la figure 3.28(b) se rejoignent).

Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.29. Sur cette figure, l'ensemble des points représentant chacune des transitions $\gamma$ des noyaux choisis sont très proches de la courbe d'efficacité.

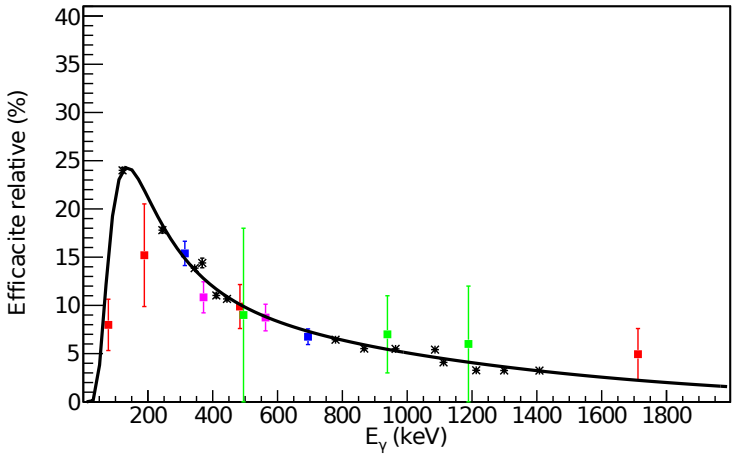



FIG. *3.29: En noire, la courbe d'efficacité relative obtenue à partir de la source d'europium, en vert, les transitions du $^{71}$Cu, en rose, celles du $^{66}$Cu, en rouge, celles du $^{69}$Cu et en bleue, celles du $^{67}$Ni.*

### 3.5.3 Temps de vie des isomères

Pour mesurer le temps de vie des différents isomères peuplés dans cette expérience, nous avons utilisé un TDC («Time-to-Digital Conversion») avec une porte de validation de 3$\mu$s. Le signal servant de START à l'ouverture de la porte est le «OR» des Si et le STOP est la sortie du pré-amplificateurs des germaniums amplifiée dans un TFA («Timing Filter Amplifier»). Avec ce dispositif expérimental, nous sommes sensibles à une gamme en temps de vie entre $\sim$100 ns et $\sim$10 $\mu$s pour les isomères. Les détecteurs ont été alignés en temps les uns par rapport aux autres avant toute mesure. Pour mesurer le temps de vie des isomères, un ajustement des spectres en temps par une exponentielle décroissante n'est pas possible car il faut tenir compte de la résolution en temps des détecteurs Si et Germaniums (Ge). Les Ge ont une résolution en temps autour de $\sim$10-20 ns (FWHM). A celle-ci, il faut ajouter la largeur de la distribution en temps des Si, qui d'après la figure 3.12 est autour de 40-60 ns (FWHM).

Nous avons appliqué une méthode de convolution de trois fonctions qui tient compte du temps de vie de l'état (une exponentielle), du bruit de fond (polynôme d'ordre zéro) et de la résolution en temps des détecteurs (gaussienne). Ainsi, nous pouvons déconvoluer la résolution du détecteur du temps de vie de l'état. Pour vérifier la validité de notre méthode d'ajustement ainsi que la résolution des détecteurs, une simulation est réalisée. Dans cette simulation, nous avons imposé une résolution de 80 ns pour les détecteurs et généré aléatoirement des événements de durée de vie de 200 ns, comme présenté sur la figure 3.30. Sur cette figure, la courbe noire correspond à la simulation d'un état de durée de vie de 200 ns tenant compte de la résolution de 80 ns des détecteurs présentée en rouge et de la décroissance de l'état en bleu. L'ajustement avec la convolution des trois fonctions est présenté en vert sur la figure. Cette méthode d'ajustement a été appliquée à des noyaux bien connus tel que le $^{69}$Cu$^m$ en mesurant le temps de vie des états isomères connus et vérifier la compatibilité des résultats avec les précédentes mesures. Pour chacun des noyaux testés, le temps de vie mesuré précédemment par d'autres expériences a pu être retrouvé en considérant l'erreur mesurée. Les erreurs sur les temps de vie sont obtenues en appliquant la méthode de convolution et en fixant la position, la largeur et la hauteur de la gaussienne aux valeurs limites de la barre d'erreur du point correspondant au maximum de la

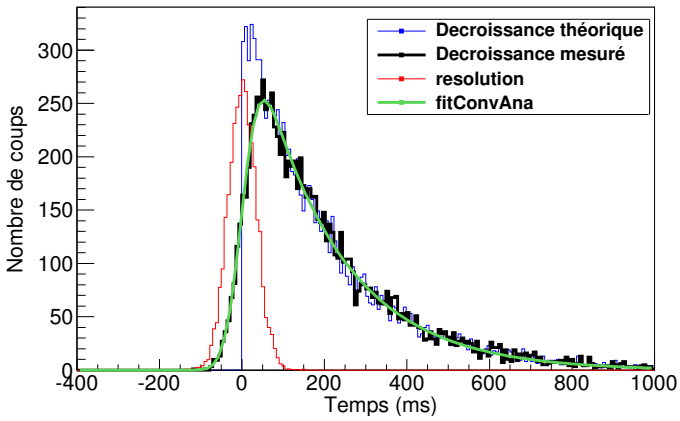



FIG. *3.30: Simulation de la décroissance d'un état de 200 ns de durée de vie mesurée avec des détecteurs de 80 ns de résolution. L'ajustement vert est obtenue à partir de la fonction de convolution décrite dans le texte et le temps de vie mesurée est alors de 199.6 (4) pour un tirage de 10000 coups.*

gaussienne, comme on peut le voir sur la figure 3.31.

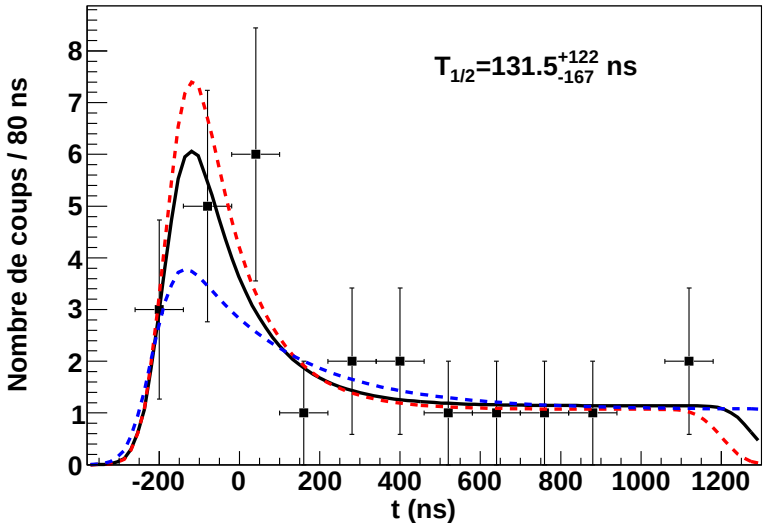



FIG. *3.31: Courbe de décroissance du 511 keV présent dans le spectre retardé du $^{68}$Ni. Les lignes en pointillés rouge et bleue représentent la convolution effectuée pour le calcul de l'erreur du temps de vie.*

On a ainsi une limite haute et une limite basse pour le temps de vie en ajustant la fonction de convolution, à partir du temps de vie donné par l'exponentielle décroissante. De plus, on peut remarquer sur cette figure, que le maximum de la gaussienne n'est pas centré sur zéro, ce qui sera également le cas pour les autres noyaux. En raison de la logique de déclenchement de l'électronique, ces spectres

temps sont inversés. Le maximum de la gaussienne est à grand canaux et la décroissance se fait vers les petits canaux. Par souci de clarté pour le lecteur, le spectre a été inversé pour que le maximum de la gaussienne soit autour de zéro en appliquant un décalage à l'ensemble des points. Ce décalage n'est pas constant et parfois délicat à déterminer précisément. Ceci explique que dans certains spectres en temps, le maximum de la gaussienne n'est pas centré sur zéro.

## 3.6 Résultats expérimentaux

Dans cette section, nous allons présenter les différents résultats obtenus dans cette expérience. Nous présenterons pour chaque isotope, les spectres $\gamma$ prompts et retardés que nous avons pu mesurer ainsi que le temps de vie des isomères lorsque celui-ci est mesurable. L'ensemble de ces spectres est obtenu après une sélection en Z et en A de chaque noyau. Dans certains spectres $\gamma$ prompts des contaminations de l'élastique ($^{70}$Zn) et de son partenaire lourd ($^{238}$U) sont présentes. L'expérience était caractérisée par un très fort taux de comptage dans EXOGAM ($\sim$10 KHz/cristal). Comme indiqué dans la section 3.4.2, le rapport pic/total est en deçà de la valeur standard. Par conséquent, les spectres obtenus sont caractérisés par un important bruit de fond et un critère strict a été appliqué pour l'observation de nouvelles transitions $\gamma$. Pour l'ensemble des nouvelles transitions mesurées, nous avons vérifié que leur largeur était compatible avec l'élargissement Doppler pour éliminer les fluctuations statistiques. Nous avons également fait des sélections sur la multiplicité $\gamma$ dans les clovers, de manière à éliminer du bruit de fond des spectres prompts quand cela etait nécessaire. Il est important de noter que dans cette expérience, quelque soit le noyau sélectionné, le nombre moyen de clovers touchés est entre 2 et 3. Pour les différents noyaux mesurés, nous présentons un schéma de niveaux avec des transitions déjà connues. Le placement, l'assignement et l'interprétation des nouvelles transitions $\gamma$ pour les noyaux qui sont totalement inconnus seront décrit dans le chapitre 5.

### 3.6.1 Isotopes de zinc

#### 3.6.1.1 $^{71}$Zn

Les spectres $\gamma$ prompts et retardés du $^{71}$Zn sont présentés sur les figures 3.32 et 3.33(a).

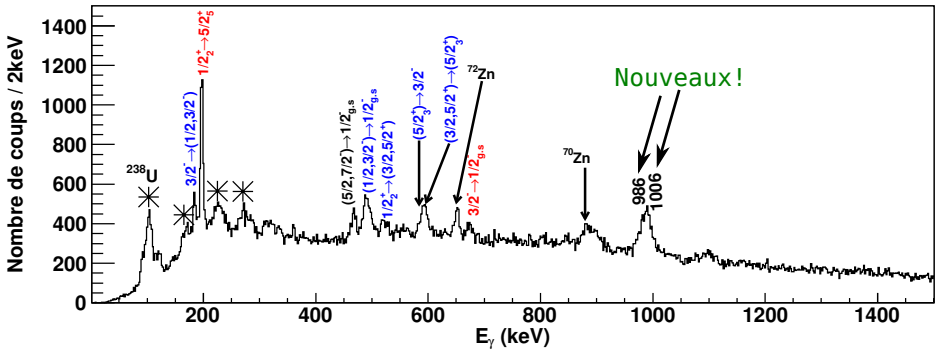



FIG. *3.32: Spectre $\gamma$ prompt du $^{71}$Zn. Les transitions de la même couleur sont en coïncidence.*

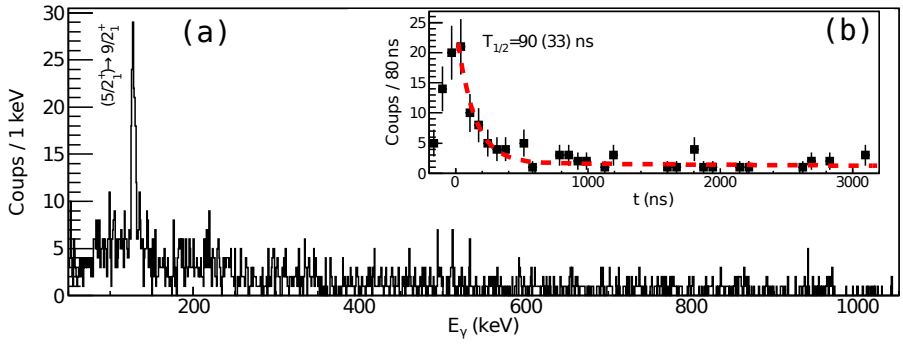



FIG. *3.33: Le spectre retardé du $^{71}$Zn est présenté sur la figure (a). Le temps de vie mesuré pour l'isomère est présenté sur la figure (b).*

En prompt, les deux bandes de décroissance, en bleu et en rouge, de l'état $1/2^+$ à 2.37 MeV ont été identifiées, comme présenté sur le schéma de niveaux de la figure 3.34. Nous avons également identifié deux nouvelles transitions à 986 et 1006 keV.

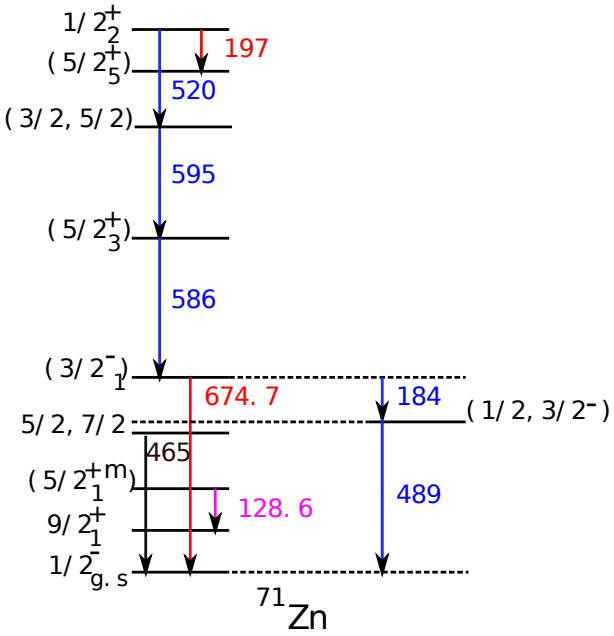



FIG. *3.34: Schéma de niveaux expérimental obtenu pour le noyau de $^{71}$Zn. En rouge et en bleu sont représentés les deux bandes de décroissance observées dans le spectre γ prompt et en rose la transition observée dans le spectre retardé.*

A partir de coïncidences $\gamma - \gamma$ sur le spectre prompt, nous pouvons également mettre en évidence que les transitions à 986 et 1006 keV sont en coïncidences avec celle à 197 keV comme le montre la figure 3.35.

Néanmoins ces deux transitions ne sont pas en coïncidence car dans le spectre sélectionné sur la

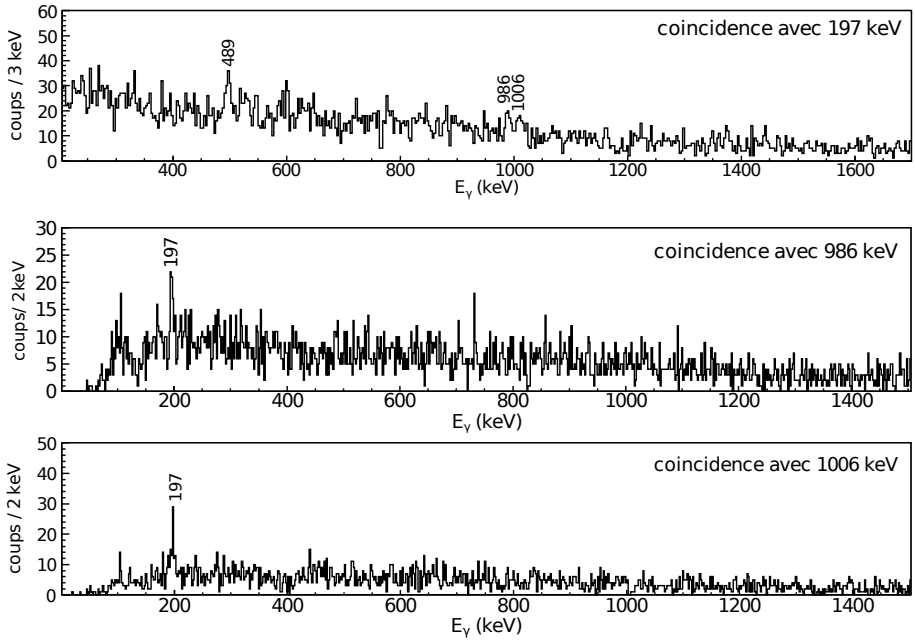



FIG. *3.35: Spectres γ prompt du $^{71}$Zn obtenu après sélection sur les transitions à 197, 986 et 1006 keV respectivement.*

transition à 1006 keV seul celle à 197 keV est présente. De même, sur le second spectre, nous avons pu observer la transition à 197 keV mais pas celle à 1006 keV lorsque l'on demande une coïncidence avec la transition à 986 keV. Le placement de ces deux nouvelles transitions dans le schéma de niveaux est donc impossible.

Dans le spectre retardé (Cf figure 3.33(a)), la transition $(5/2_1^{+m}) \rightarrow (9/2_1^+)$ à 128 keV a été identifiée. Elle a été mesurée précédemment par Georgiev *et al.* [82]. La décroissance de l'état $(9/2_1^+)$ vers l'état fondamental ne peut être observée car cet état a une durée de vie très longue de plusieurs heures ($T_{1/2}$ ∼3h). Le temps de vie extrait pour la transition retardée à 128 keV est de 90(33) ns comme présenté sur la figure 3.33(b). Cette valeur est proche de la valeur mesurée précédemment par Georgiev *et al.* [82], mais non publiée, à 46(4) ns.

#### 3.6.1.2 $^{73}$Zn

Dans le spectre prompt (Cf figure 3.36), deux transitions connues du $^{73}$Zn ont été identifiées à 309 et 448 keV. Ce sont les transitions $(5/2_1^-) \rightarrow (1/2_{g.s}^-)$ et $(3/2_1^-) \rightarrow (1/2_{g.s}^-)$ respectivement. Les trois autres transitions à 228, 745 et 917 keV sont des nouvelles transitions n'appartenant à aucun autre noyau car elles ne sont visibles que dans le spectre $\gamma$ prompt du $^{73}$Zn. Des contaminations des noyaux pair-pair voisins de $^{72}$Zn et $^{74}$Zn sont visibles mais les trois nouvelles transitions ne sont pas présentes dans les spectres de ces noyaux.

La faible statistique dans les spectres $\gamma - \gamma$ ne nous permet pas de placer ces nouvelles transitions dans le schéma de niveaux du $^{73}$Zn.

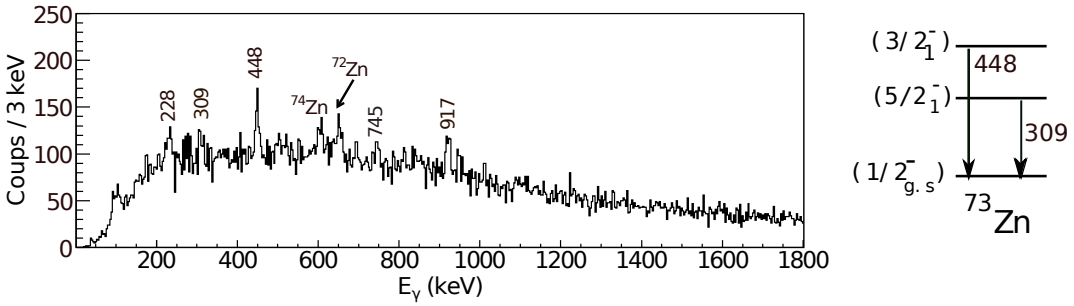



FIG. *3.36: Spectre γ prompt obtenu pour le $^{73}$Zn. Les transitions à 309 et 448 keV correspondent aux transitions (5/2$_1^-$)→(1/2$_{g.s}^-$) et (3/2$_1^-$)→(1/2$_{g.s}^-$).*

### 3.6.2 Isotopes de cuivre

#### 3.6.2.1 $^{66}$Cu

Dans le $^{66}$Cu, des transitions $\gamma$ ont été mesurés dans le spectre prompt et dans le spectre retardé. En prompt, trois transitions ont été identifiées, présentées en bleu et en rouge dans le schéma de niveaux car elles correspondent à deux bandes de décroissance différentes, comme on peut le voir sur la figure 3.37 (a). La transition $3_2^+ \rightarrow 2_1^+$ décroît vers l'état fondamental via la transition $2_1^+ \rightarrow 1_{g.s}^+$ et la transition $4_1^+ \rightarrow 3_1^+$ qui décroît majoritairement vers l'état fondamental via une transition à 89 keV qui n'a pas pu être observée en raison des absorbeurs placés devant les détecteurs.

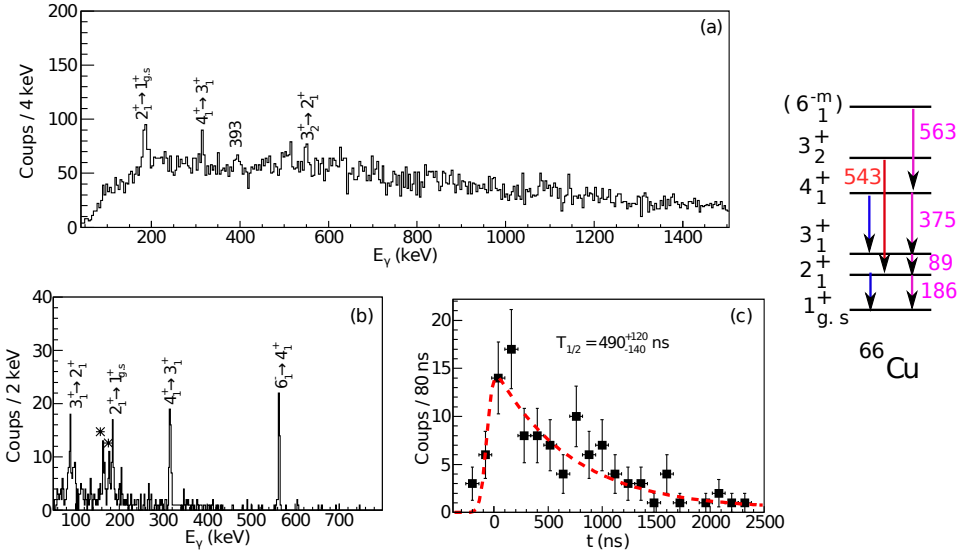



FIG. *3.37: Spectre γ prompt (a) et retardé (b) obtenu pour le $^{66}$Cu. Dans le spectre retardé, les transitions marquées par des étoiles sont des transitions γ identifiées dans les noyaux voisins. Sur le figure (c), la courbe de décroissance de l'isomère est représentée ainsi que le temps de vie associé.*

Dans le spectre prompt, une nouvelle transition appartenant au $^{66}$Cu a pu être identifiée mais la faible statistique dans les spectres $\gamma-\gamma$ ne nous permet pas de placer cette nouvelle transition dans le schéma de niveaux. Dans le spectre retardé (figure 3.37 (b)), nous avons identifié la bande de décroissance de l'état $(6^{-m})$ isomère jusqu'à l'état fondamental représenté en rose dans le schéma de niveaux. Nous avons également mesuré la durée de vie de l'isomère comme présenté sur la figure 3.37 (c). Le temps de vie obtenu de $490^{+120}_{-140}$ ns est en accord avec la valeur précédente de 600(20) ns mesurée par Bleck *et al.* [83].

### 3.6.2.2 $^{69}$Cu

Le $^{69}$Cu est l'un des noyaux les plus peuplés car la voie de réaction est très simple (-1$\pi$). Dans le spectre retardé (voir figure 3.38 (b)), trois bandes de décroissance différentes ont été observées. Deux d'entre elles viennent de l'isomère $13/2^+$ à 2.7 MeV mesuré précédemment par Ishii *et al.* [84] et la troisième, en vert sur la figure, vient d'un nouvel isomère. Dans le spectre prompt (figure 3.38 (a)), la bande de décroissance de l'état $13/2^-$ à 3.2 MeV [85], en noire sur la figure, a été identifiée et la transition en rouge à 470 keV est observée à la fois dans le spectre prompt et dans le spectre retardé. Les transitions marquées par des étoiles viennent de l'excitation Coulombienne de l'$^{238}$U.

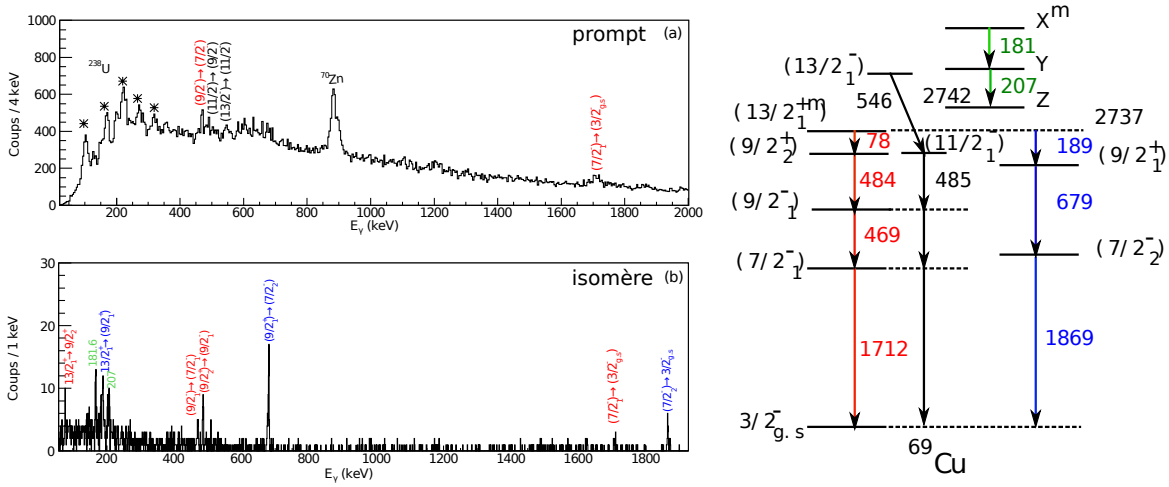



FIG. *3.38: Spectre prompt (a) et retardé (b) pour le $^{69}$Cu. La transition en bleu dans le spectre prompt est également observée dans le spectre retardé.*

A partir des sélections effectuées sur les trois différentes bandes de décroissance dans le spectre retardé, nous avons estimé le temps de vie des isomères, comme on peut le voir sur la figure 3.39.

Nous avons sélectionné chaque transition $\gamma$ de chaque bande de décroissance, excepté pour la bande bleue venant du premier $(13/2^+_1)$ où nous n'avons pris que les transitions à 679 et 1869 keV pour ne pas avoir de problème de contamination dans le temps de vie à cause de la transition à 181 keV, appartenant à la troisième bande, qui est très proche de celle à 189 keV. Pour la bande bleue et la bande rouge, nous avons obtenu un temps de vie identique, dans les barres d'erreurs, ce qui est en accord avec le fait que ces deux bandes de décroissance viennent du même isomère. De plus, le temps de

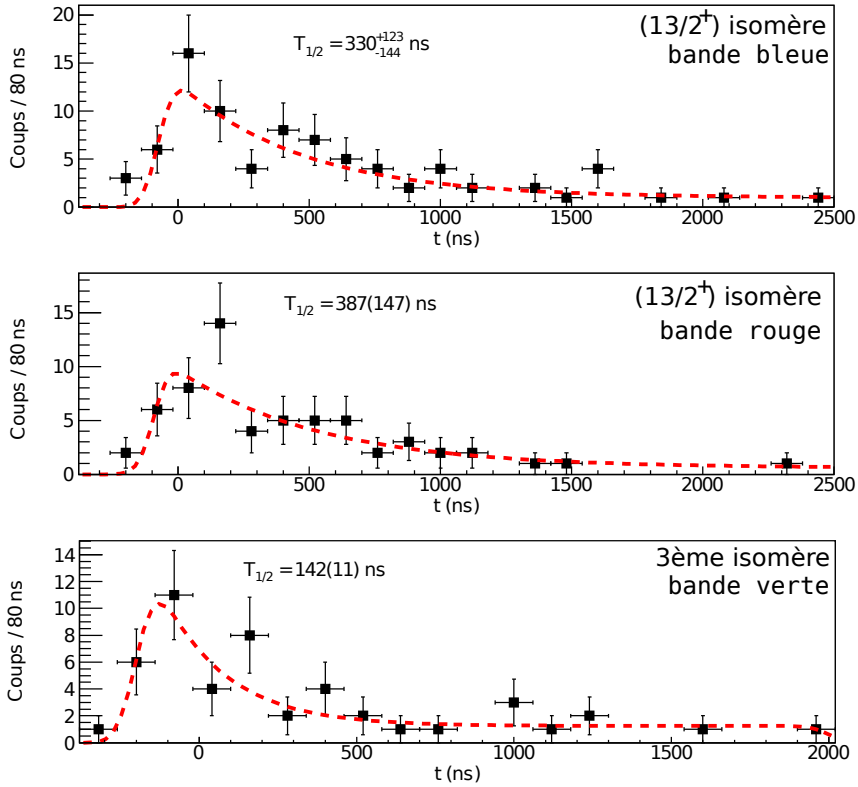



FIG. *3.39: Spectre de demi-vie pour chaque bande de décroissance d'un isomère identifié dans le spectre retardé.*

vie mesuré de 387(147) ns est en accord avec celui mesuré précédemment par Grzywacz *et al.* [29] de 360(3) ns. L'isomère à partir duquel provient la troisième bande de décroissance (bande verte) a quant à lui une durée de vie plus courte, mesurée pour la première fois, à 142(11) ns.

### 3.6.2.3 $^{71}$Cu

De nouveau, les spectres $\gamma$ prompt et retardé obtenus pour le $^{71}$Cu sont présentés sur la figure 3.40. Dans le $^{71}$Cu, une nouvelle transition $\gamma$ a été identifiée dans le spectre prompt à 590 keV comme on peut le voir sur la figure 3.40 (a) mais elle ne peut être placée dans le schéma de niveaux en raison de la faible statistique dans les spectres $\gamma - \gamma$. L'état isomère ($19/2_1^{-m}$), qui décroît par une transition de 133 keV, a été observé dans le spectre retardé présenté sur la figure 3.40 (b). Toute sa bande de décroissance jusqu'à l'état fondamental, présentée en rose dans le schéma de niveaux, est également identifiée. Nous avons également observé deux nouvelles transitions marquées par des étoiles dans le spectre $\gamma$. Ces deux transitions à 84 et 653 keV ne sont observées que dans le spectre $\gamma$ en coïncidence avec le $^{71}$Cu.

Nous avons également pu mesurer le temps de vie de l'isomère $19/2^{m-}$ dans le $^{71}$Cu comme le montre la figure 3.40 (c). Nous avons obtenu une valeur de 192(92) ns qui est en accord avec la valeur précédente de 271(14) ns établie par Grzywacz *et al.* [29].

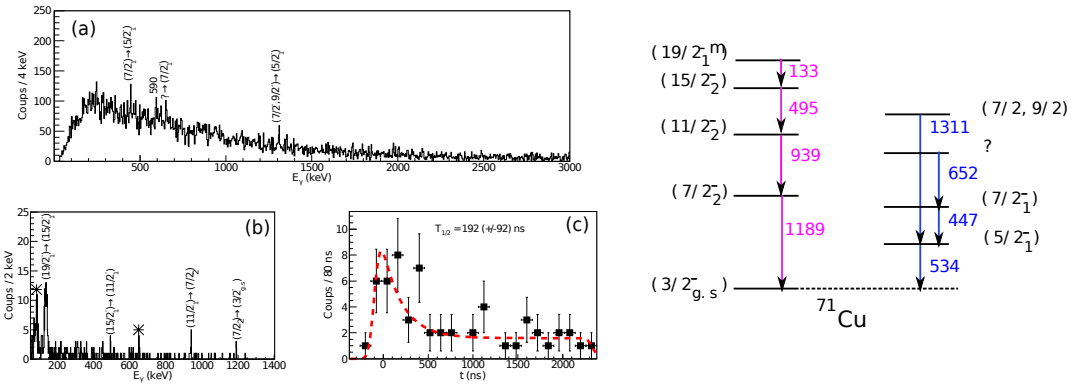



FIG. *3.40: Spectre prompt (a) et retardé (b) du $^{71}$Cu. Sur la figure (c), le temps de vie extrait pour l'isomère $(19/2_1^{-m})$ dans le spectre retardé.*

### 3.6.3 Isotopes de nickel

#### 3.6.3.1 $^{67}$Ni

Dans le $^{67}$Ni, seulement deux transitions $\gamma$ sont connues à partir d'une expérience de décroissance $\beta$ (Cf schéma de niveaux). Dans notre expérience, aucune transition $\gamma$ n'est observée dans le spectre prompt. La décroissance de l'isomère $(9/2_1^{+m})$ est observée dans le spectre retardé, comme présenté sur la figure 3.41.

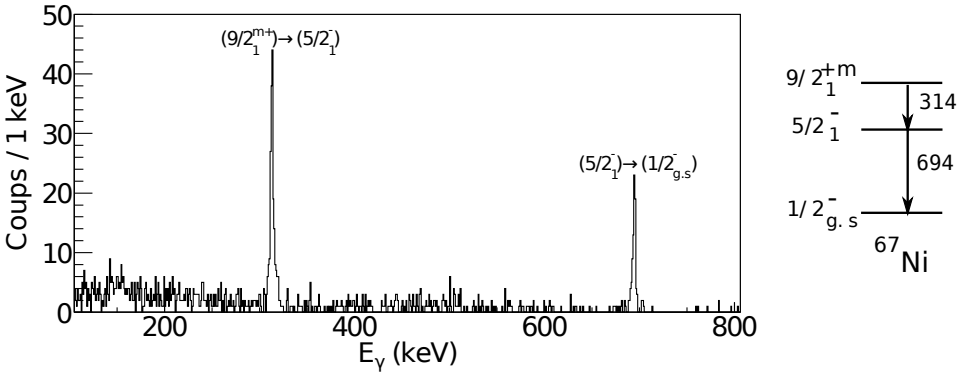



FIG. *3.41: Spectre retardé et schéma de niveaux obtenus pour le $^{67}$Ni.*

L'état isomère $9/2^{+m}$ a déjà été observé précédemment par Grzywacz *et al.* [29] et son temps de vie a également été mesuré. Il est de 13.3 $\mu$s ce qui est trop long pour être mesurable dans la fenêtre en temps que nous avions.

### 3.6.3.2 $^{68}$Ni

Dans le $^{68}$Ni, nous avons mesuré à la fois des transitions dans le spectre prompt et dans le spectre retardé. Dans le spectre prompt (voir figure 3.42 (a)), nous avons pu identifier les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, $0_4^+ \rightarrow 2_1^+$et $5_2^- \rightarrow 5_1^{-m}$. La décroissance de l'état $5_1^{-m}$ vers l'état fondamental ne peut être observée dans le spectre prompt car cet état est un isomère avec une durée de vie connue de 0.86(5) ms [86]. Celui-ci ne pourra être observé dans le spectre retardé car sa durée de vie est trop longue. Dans le spectre retardé, comme on peut le voir sur la figure 3.42 (b), plusieurs transitions $\gamma$ ont été mesurées. Certaines sont dues à des noyaux voisins de $^{69}$Cu, $^{67}$Ni et $^{69}$Ni.

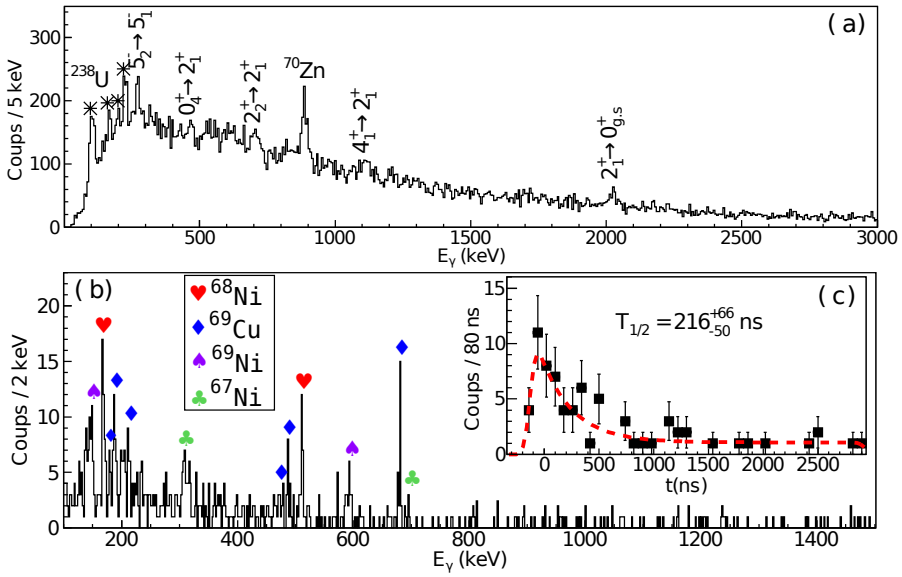



FIG. *3.42: Spectres $\gamma$ prompt (a) et retardé (b) obtenus pour le $^{68}$Ni. Dans le spectre retardé, les diamants bleus, les trèfles verts et les pics violets indiquent les décroissances des isomères du $^{69}$Cu, $^{67}$Ni et $^{69}$Ni respectivement. Les coeurs rouges correspondent aux transitions qui appartiennent au $^{68}$Ni. La figure (c) correspond au spectre temps en coïncidence avec la transition à 168 keV.*

Nous avons également mesuré deux transitions à 168 et 511 keV présentes uniquement dans le spectre en coïncidence avec le $^{68}$Ni. La transition à 511 keV est probablement due à la création de paires provenant de la décroissance de l'état $0_2^{+m}$ du $^{68}$Ni. Nous avons mesuré un temps de vie pour cette transition de 131($^{+122}_{-167}$) ns qui est présenté sur la figure 3.31. Ce temps de vie est compatible avec celui de l'état $0_2^{+m}$ de 276(65) ns [27]. Pour assigner la nouvelle transition à 168 keV au $^{68}$Ni, nous avons tracé la distribution en masse, pour chacune des transitions observée dans le spectre retardé, présentée sur la figure 3.43.

A partir de la distribution obtenue, la masse correspondante à la transition de 168 keV est M=68.19(4) avec un $\sigma$=0.32(4) soit M=68. Un petit décalage de la masse est visible pour l'ensemble des noyaux car il est principalement due à deux effets :

– la correction de la perte d'énergie qui dépend des pertes d'énergies non mesurées et qui peuvent être mal estimées malgré toutes les corrections que nous avons apportées et discutées précédemment ;

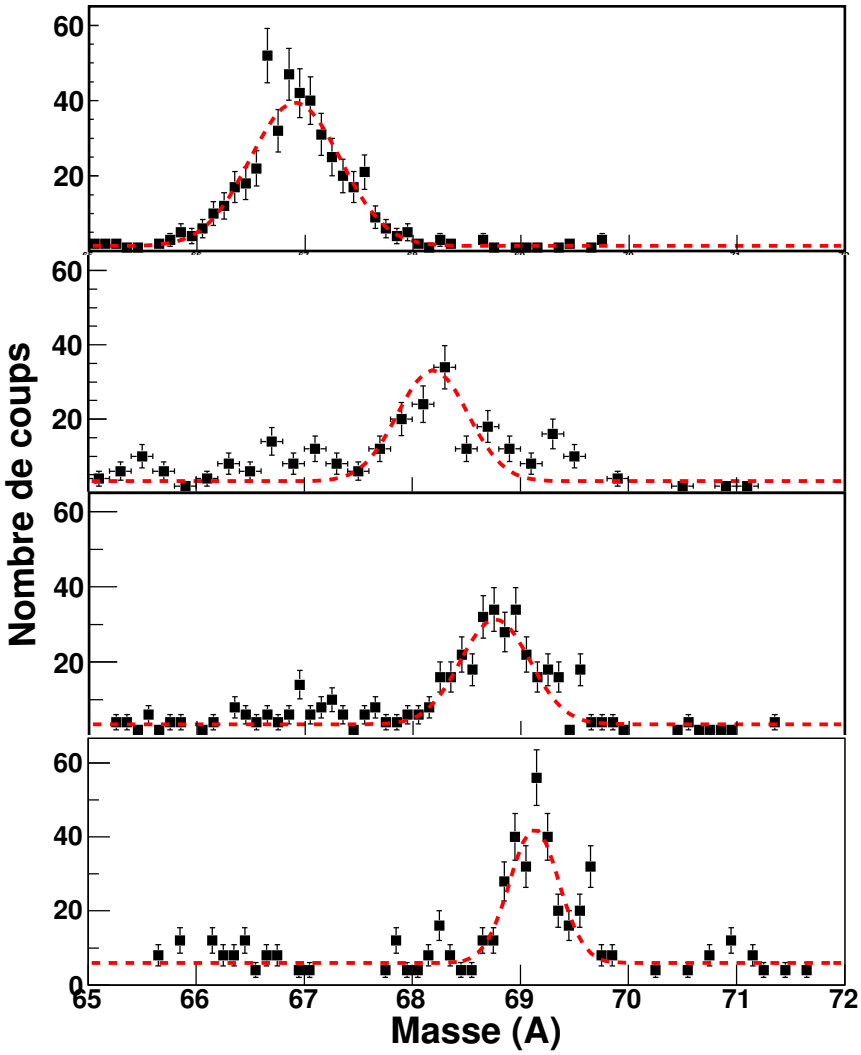



FIG. *3.43: Distribution en masse en coïncidences avec : (a) les transitions 313 et 694 keV du* $^{67}$*Ni, (b) la transition à 168 keV, (c) les transitions du* $^{69}$*Cu représentés par des diamants sur la figure 3.42 et (d) les transitions à 143 et 593 keV du* $^{69}$*Ni.*

– la valeur en énergie de la transition. Si celle-ci est à basse énergie (<250 keV), le bruit de fond dans le spectre retardé est plus important. Cela peut faire varier la valeur moyenne de la masse à cause des fluctuations de bruit de fond.

Nous avons également pu mesurer la durée de vie de l'état isomèrique qui décroît par une transition de 168 keV, comme on peut le voir sur la figure 3.42(c). Cet état a une durée de vie de $216(^{+66}_{-50})$ ns. A partir des estimations de Weisskopf, présentées dans l'annexe B.4, et du temps de vie de l'état, on peut estimer à quelle multipolarité cette transition $\gamma$ est liée. L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 3.5. A partir du temps de vie mesuré, on peut en déduire que ce nouvel isomère décroît par une transition de type E2. De plus, dans le spectre $\gamma$ retardé, aucune autre transition $\gamma$ appartenant à ce noyau n'a pu

TAB. *3.5: Tableau présentant les estimations de Weisskopf pour différentes multipolarités associés à la transition à 168 keV dans le $^{68}$Ni.*

| Multipolarité | $T_{1/2}$ |
|---|---|
| E1 | 0.1 ps |
| E2 | 300 ns |
| M1 | 6 ps |
| M2 | 20 $\mu s$ |

être identifiée. Si la transition à 168 keV se trouve en coïncidence avec une transition connue du $^{68}$Ni, nous ne pouvons pas exclure la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ à 2033 keV. L'efficacité de détection à cette énergie est très faible, de l'ordre de 2%, par rapport à celle à 168 keV qui est de 20%. Ce rapport d'intensité normalisé conduit à une estimation de moins de 3 coups pour une transition à 2033 keV. Cette valeur est en dessous du seuil de détection. Toutes les autres transitions connues du $^{68}$Ni auraient été observées. Le nouvel état isomère est estimé à une énergie d'excitation de 168+2033, c'est à dire à 2202 keV.

Une expérience de transfert $^{70}$Zn($^{14}$C,$^{16}$O)$^{68}$Ni réalisée par Bernas *et al.* [26] et Girod *et al.* [27] peut nous aider dans l'assignement de ce nouvel isomère à 2202 keV.

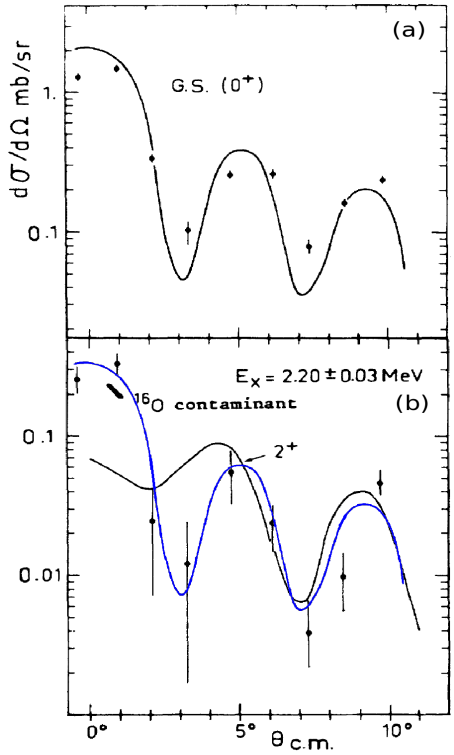



FIG. *3.44: Distribution angulaire de l'état fondamental et de l'état à 2200 keV mesuré dans l'article [27] en fonction de l'angle $\theta$ de diffusion de la particule dans le centre de masse. Sur la deuxième figure (b) nous avons superposé la courbe de tendance pour un $\Delta L$=0 obtenue pour le premier état.*

Dans cette expérience, deux états appartenant au $^{68}$Ni ont pu être mesurés à 1770(30) keV et

2200(30) keV. Le premier état a été assigné sans ambiguïté avec un spin et parité $0^+$ à partir de la mesure de la distribution angulaire. Pour le second état, la présence d'un troisième pic à 2.3 MeV due à une contamination par de l'oxygène présent dans la cible, a rendu l'interprétation de la distribution angulaire plus difficile. Les points proches de 0° dans la distribution angulaire ont été rejetés en raison de cette contamination. Les auteurs ont alors interprété ce second état comme étant le premier état $2^+$ qui n'avait pas encore été observé à cette époque mais qui est maintenant connu à 2033 keV. Cet état à 2.2 MeV correspond exactement à l'énergie d'excitation du nouvel isomère à 2202 keV qui décroît par une transition à 168 keV vers l'état $2^+_1$. Si on regarde de plus près la distribution angulaire présentée sur la figure 3.44, on remarque que l'on peut également l'ajuster avec la même fonction de transfert $\Delta L$=0. Ce nouvel ajustement est présenté en bleu sur la figure 3.44. Cet état pourrait donc être un nouvel état isomère $0^{+m}_3$. Nous proposons maintenant un schéma de niveaux complété pour le $^{68}$Ni et présenté sur la figure 3.45.

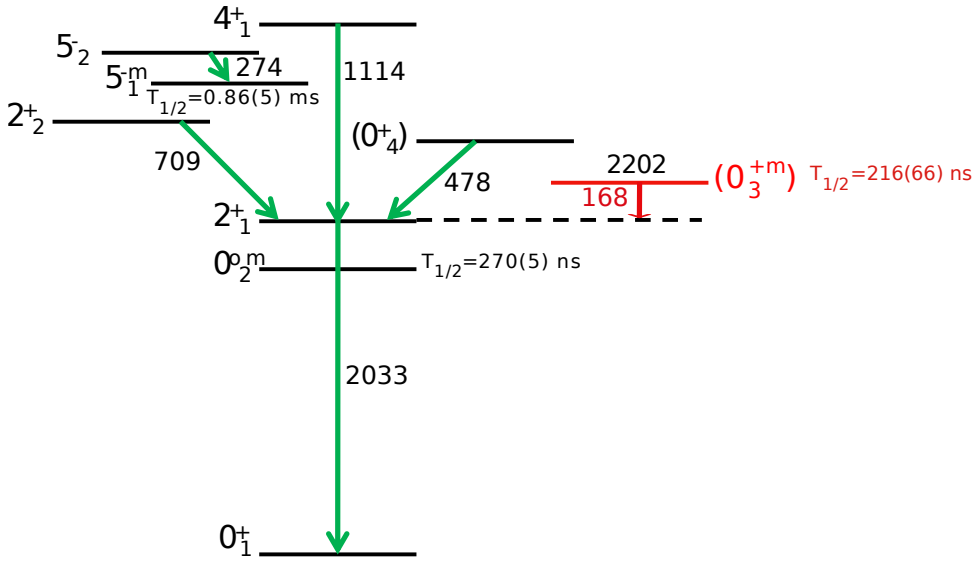



FIG. *3.45: Nouveau schéma de niveaux obtenu pour le $^{68}$Ni à partir des données recueillies dans cette expérience.*

Le $^{68}$Ni a déjà été étudié dans de nombreuses expériences par : réactions de transfert, réactions profondément inélastiques, réactions de fragmentation et aussi par décroissance $\beta$. Nous avons donc cherché à comprendre pourquoi cet isomère n'avait jamais été observé précédemment. Dans les réactions profondément inélastiques [21, 87, 88], les conditions imposés lors de l'analyse hors-ligne, comme par exemple, demander une coïncidence $\gamma$ avec le premier état $4^+$ [87], ou alors un set-up non adapté pour la détection des isomères (en terme de $T_{1/2}$) ont rendu cette mesure impossible [21]. Concernant les réactions de fragmentation, nous nous sommes particulièrement intéressés aux réactions réalisées sur le séparateur LISE3 au GANIL. Dans de nombreux cas le temps de vol des fragments n'était pas compatible avec le temps de vie de l'isomère. Nous avons étudié en détails la réaction de fragmentation utilisant un faisceau primaire de $^{86}$Kr de Daugas *et al.* [89], dans laquelle le temps de vol des fragments était compatible avec le temps de vie de l'isomère. Dans cette expérience, nous n'avons pu observer que trois transitions provenant du $^{68}$Ni. La décroissance de l'état $2^+_1$ à 2033 keV, celle de l'isomère $5^-_1$

à 814 keV ainsi que la décroissance par électron de l'état $0_2^+$ à 511 keV, comme on peut le voir sur la figure 3.46.

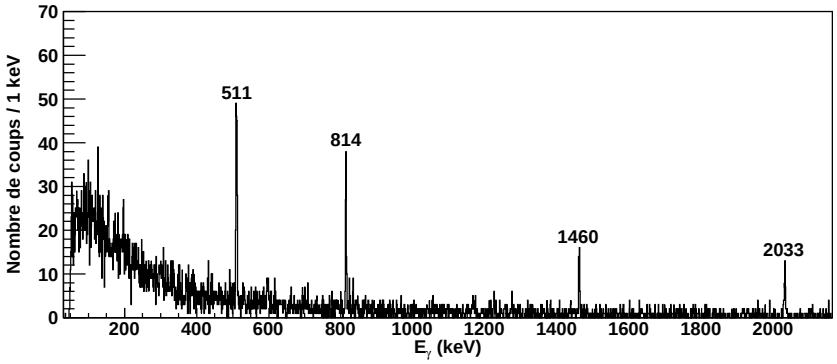



FIG. *3.46: Spectre $\gamma$ du $^{68}Ni$ obtenu à partir des données de J.M Daugas et al. [89]. Dans ce spectre, une contamination du $^{40}K$ est présente en plus des trois transitions du $^{68}Ni$.*

Sans coïncidence $\gamma-\gamma$, il est difficile de dire comment l'état $2_1^+$ est peuplé mais il doit l'être en grande partie par l'état isomère $5_1^{-m}$. On pourra remarquer que l'isomère de séniorité $8^+$ n'a pas pu être observé (il n'a d'ailleurs jamais été observé dans les réactions de fragmentation) alors que dans cette expérience un isomère de 13 ns, donc de durée de vie compatible avec l'état $8^+$ (23(11) ns) du $^{68}$Ni, a pu être mesuré dans le $^{60}$V. Ceci semble indiquer que les réactions de fragmentation peuplent le $^{68}$Ni essentiellement via l'état $5_1^{-m}$. Au cour de cette étude, nous avons également analysé les données issues de l'expérience de E. Khan *et al.* réalisée en 2010 dont l'objectif était d'étudier les résonances pygmées dans le $^{68}$Ni produit par la fragmentation d'un faisceau de $^{70}$Zn sur une cible de $^{9}$Be. Durant le réglage du faisceau secondaire sur le spectromètre LISE3, un détecteur germanium est placé devant le système de détection qui permet d'identifier les noyaux de recul en mesurant une perte d'énergie, une énergie résiduelle et un temps de vol. A partir de ces données, nous avons extrait le spectre $\gamma$ retardé des noyaux de $^{69}$Ni, $^{68}$Ni et $^{66}$Co. Pour les noyaux de $^{69}$Ni et $^{66}$Co, nous avons identifié les isomères connus à 175 et 148 keV respectivement. Le spectre du $^{68}$Ni est présenté sur la figure 3.47.

Sur cette figure, la transition à 511 keV ainsi qu'une transition $\gamma$ à 171(2) keV, en accord avec notre transition isomère à 168(1) keV sont observées. La faible statistique de ce spectre ne nous permet pas d'extraire un temps de vie. Mais cela montre qu'une réaction du type transfert de deux protons (-2$\pi$) favorise l'alimentation de l'isomère à 2202 keV que nous avons mesuré. Les résultats de ces analyses montrent donc bien que l'alimentation des isomères dans les réactions de fragmentation à énergie intermédiaire est un mélange complexe entre la voie de réaction, l'énergie du faisceau et la distribution en moment choisie à l'aide du spectromètre, comme l'a montré J.M. Daugas *et al.* dans [90].

Finalement, le $^{68}$Ni a aussi été peuplé par décroissance $\beta$ du $^{68}$Co [31] et par décroissance du $^{68}$Fe sur le $^{68}$Co [91]. Ces dernières expériences vont être décrites en détails dans le chapitre 5, lors de l'interprétation des résultats.

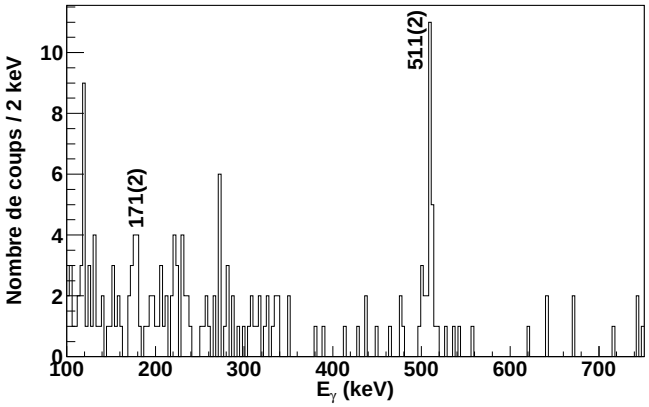



FIG. *3.47: Spectre γ du $^{68}Ni$ obtenu à partir des donnés de E. Khan et al.. Dans ce spectre, deux transitions ont pu être observées à 511(2) keV et 171(2) keV.*

### 3.6.3.3 $^{69}$Ni

Dans le spectre $\gamma$ prompt du $^{69}$Ni sur la figure 3.48 (a), la transition $(5/2^-) \rightarrow (1/2^-)$ à 594 keV a été la seule identifiable. Une autre transition à 507 keV appartenant au $^{69}$Ni a également été mesurée mais la faible statistique des spectres $\gamma - \gamma$ ne permet pas de la placer dans le schéma de niveaux.

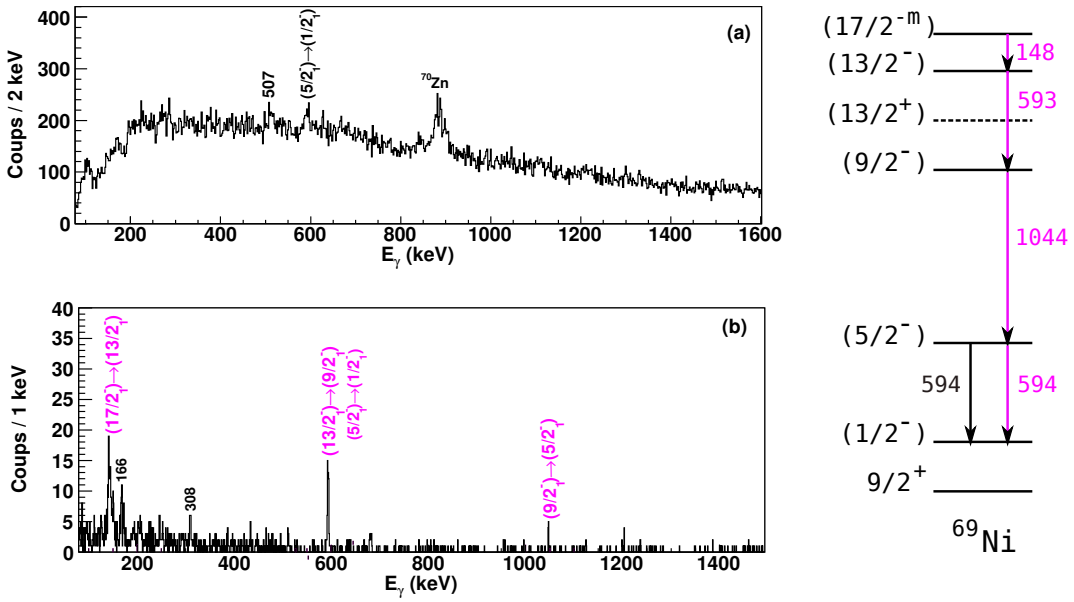



FIG. *3.48: Spectres γ prompt (a) et retardé (b) obtenus pour le $^{69}$Ni ainsi que le schéma de niveaux associé.*

Dans le spectre retardé, présenté sur la figure 3.48(b), nous avons observé la désexcitation de l'iso-

mère ($17/2^{-m}$) à 2.7 MeV par quatre transitions $\gamma$, ($17/2^-$)→($13/2^-$), ($13/2^-$)→($9/2^-$), ($9/2^-$)→($5/2^-$) et ($5/2^-$)→($1/2^-$) à 148, 593, 1044 et 594 keV respectivement. La transition ($1/2^-$)→$9/2^+_{g.s}$ n'a pas été mesurée et elle n'a jamais été observée dans aucune autre réaction. En effet, la probabilité de transition entre l'état ($1/2^-$) et l'état $9/2^+_{g.s}$ est très faible car on change de parité et le transfert de moment orbitale est grand. L'état ($1/2^-$) est donc sans doute un isomère de forme de longue durée de vie [29].

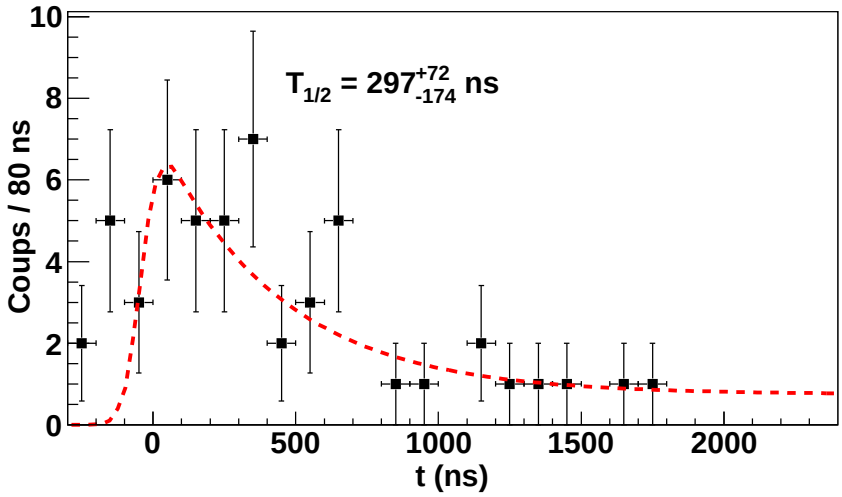



FIG. *3.49: Spectre temps de l'état isomère du $^{69}$Ni.*

Nous avons également pu mesurer le temps de vie de l'isomère (cf figure 3.49). Nous avons trouvé une durée de vie de $297^{+72}_{-174}$ ns qui est plus courte que la durée de vie mesurée précédemment par Grzywacz *et al.* [29] de 439(3) ns.

#### 3.6.3.4 $^{70}$Ni

Aucune transition $\gamma$ prompte n'a été observée dans le $^{70}$Ni. Par contre dans le spectre retardé, nous avons observé la bande de décroissance de l'état isomère ($8^{+m}$) à 2859 keV. L'état ($8^{+m}$) dans le $^{70}$Ni est un isomère de séniorité de 232(1) ns de durée de vie [92]. Nous avons mesuré dans le spectre retardé la bande de décroissance de cet isomère à partir de l'état ($6^+$) jusqu'à l'état fondamental $0^+$ comme on peut le voir sur la figure 3.50.

Sur cette figure, la transition ($8^{+m}$)→($6^+_1$) n'est pas présente car l'ensemble des transitions $\gamma$ de ce noyau ont été mesurées par le détecteur germanium situé en bas du dispositif, soit le petit clover correspondant au cristal 8, qui a une faible efficacité à 183 keV comme nous l'avons vu sur la figure 3.28(b). La faible statistique a rendu impossible l'extraction du temps de vie de l'isomère ($8^{+m}$) déjà mesuré à 210(50) ns [29, 92].

### 3.6.4 Isotopes de cobalt

Nous avons observé de nouvelles transitions dans les spectres $\gamma$ prompts des noyaux de masse impairs.

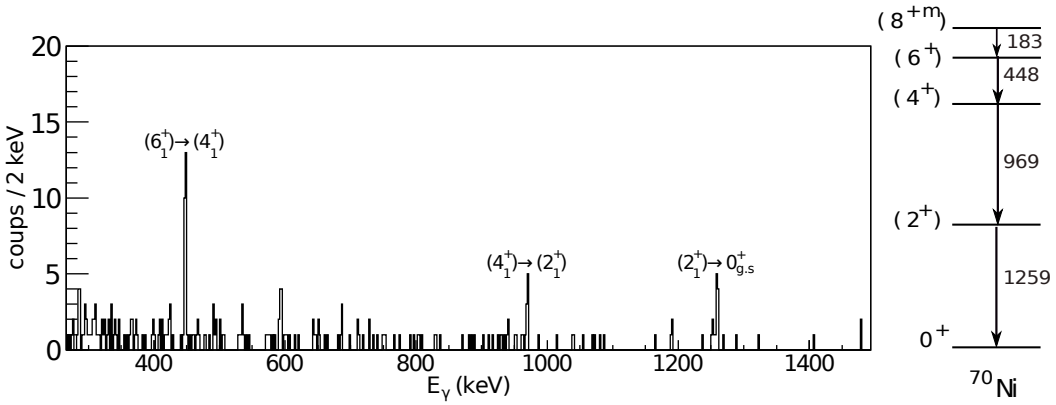



FIG. *3.50: Spectre γ retardé obtenu pour le* $^{70}$*Ni.*

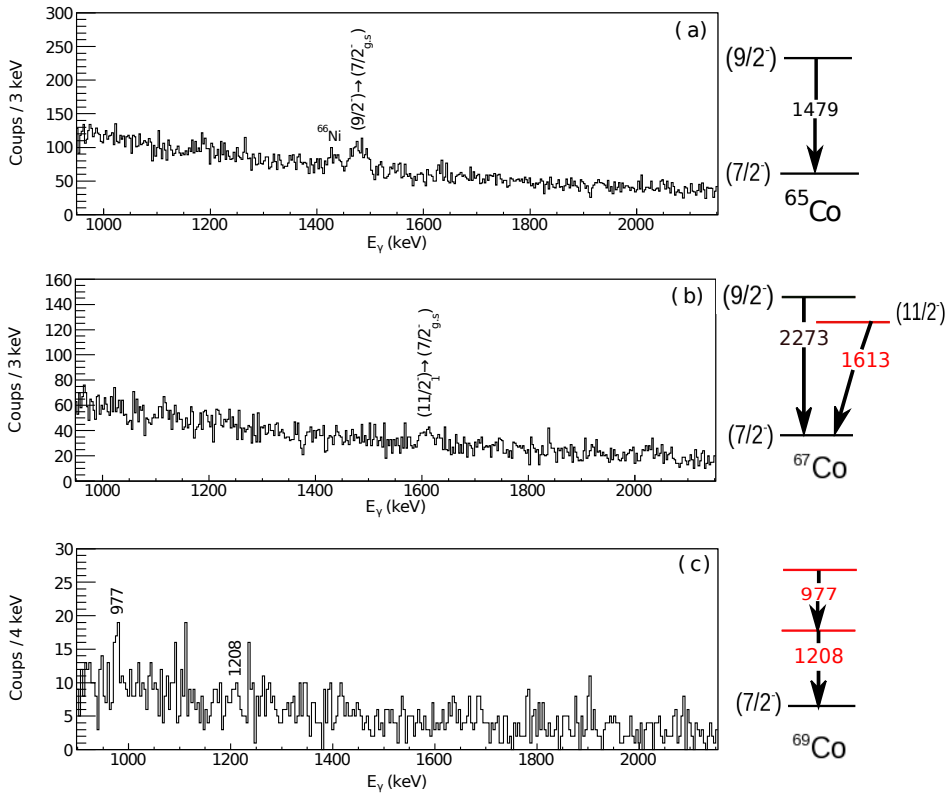



FIG. *3.51: Spectres γ prompts obtenus en coïncidence avec les noyaux de* $^{65}$*Co (a),* $^{67}$*Co (b) et* $^{69}$*Co (c). Les schémas de niveaux associés à chacun des noyaux sont également représentés. Les transitions en rouges correspondent à de nouvelles transitions γ.*

Un seul isomère a été identifié dans le $^{66}$Co mais celui-ci était déjà connu avec un temps de vie de 1.21 $\mu$s. Dans cette partie, nous allons donc présenter les spectres $\gamma$ prompts obtenus pour les noyaux

de $^{65,67,69}$Co (voir figure 3.51).

Le spectre $\gamma$ prompt en coïncidence avec le $^{65}$Co est présenté sur la figure 3.51 (a). La transition $9/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ à 1479 keV a été mesurée. Dans le $^{67}$Co, une transition à 1613 keV a pu être identifiée et assignée à la transition $(11/2^-_1) \rightarrow 7/2^-_{g.s}$, d'après Recchia *et al.* [93], présentée sur la figure 3.51 (b). Dans le $^{69}$Co, présenté sur la figure 3.51 (c), nous avons mesuré deux nouvelles transitions $\gamma$ à 977 et 1208 keV.

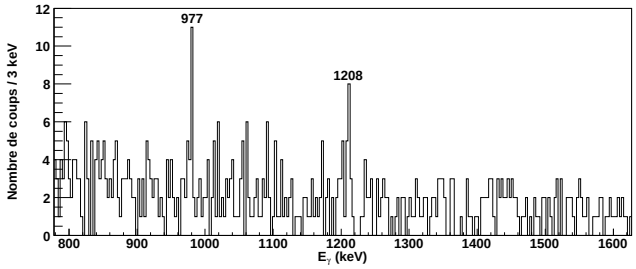



FIG. *3.52: Spectre $\gamma$ prompt obtenu pour le noyau $^{69}$Co pour une multiplicité clovers égale à 2.*

Sur la figure 3.52, nous avons représenté le spectre $\gamma$ du $^{69}$Co pour une multiplicité clover égale à 2. Nous retrouvons les transitions $\gamma$ à 977 et 1208 keV. De plus, étant donné que nous sommes à une multiplicité clovers égale à 2, ces deux transitions sont probablement en coïncidence. Le schéma de niveaux présenté est celui venant de notre interprétation qui sera discuté au chapitre 5.

### 3.6.5 Isotopes de fer

#### 3.6.5.1 $^{61}$Fe

Dans le $^{61}$Fe, nous avons mesuré à la fois des transitions $\gamma$ promptes et des transitions $\gamma$ retardées.

Sur la figure 3.53 (a), deux transitions $(13/2^+) \rightarrow 9/2^{m+}$ et $(5/2^-) \rightarrow 3/2^-_{g.s}$, à 789 et 207 keV respectivement, ont pu être identifiées ainsi qu'une nouvelle transition à 554 keV. Cette transition ne peut pas être placée dans le schéma de niveaux à cause de la faible statistique des spectres $\gamma - \gamma$. Dans le spectre retardé (figure 3.53 (b)), nous avons observé la désexcitation de l'état isomère $9/2^{m+}$ via les transitions $9/2^{m+} \rightarrow 5/2^-$ et $(5/2^-) \rightarrow 3/2^-_{g.s}$ à 655 et 207 keV respectivement. L'alimentation de l'état isomère par l'état $13/2^+$ est mesurée dans le spectre prompt. On notera ici l'intérêt d'avoir un tel dispositif expérimental qui nous permet à la fois de voir en prompt les transitions qui peuplent l'isomère et en retardé la désexcitation de celui-ci. La durée de vie de l'isomère est présentée sur la figure 3.53 (c). La valeur mesurée est en accord avec la valeur précédente mesurée par Grzywacz *et al.* [29] de 250(1) ns.

#### 3.6.5.2 $^{63}$Fe

Dans le $^{63}$Fe, nous avons observé six transitions $\gamma$ dans le spectre prompt, comme on peut le voir sur la figure 3.54 (a). Seulement deux transitions connues ont pu être identifiées : la transition $(3/2^-) \rightarrow (5/2^-_{g.s})$ qui décroît vers l'état fondamental et la transition $(13/2^+) \rightarrow (9/2^{m+})$ qui alimente l'isomère. Dans les figures 3.54 (b), (c) et (d) sont présentés les spectres $\gamma$ en coïncidences avec les transitions à 356, 615

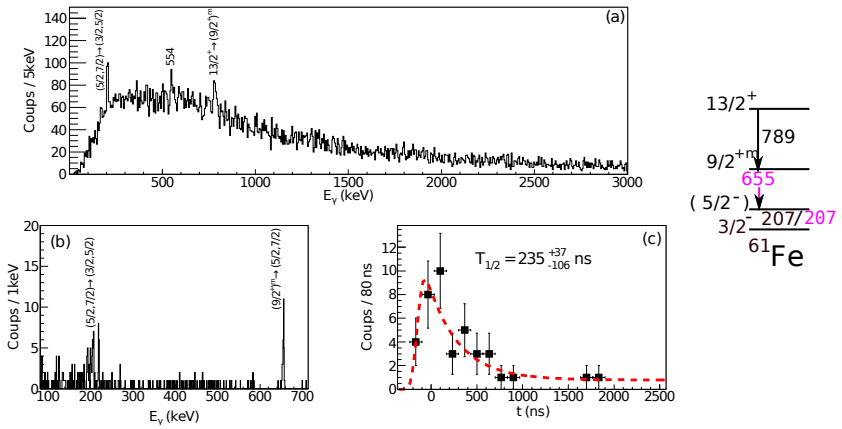



FIG. *3.53: Spectre γ prompt (a) et retardé (b) du $^{61}Fe$. Sur la figure (c), le temps de vie de l'état isomère du $^{61}Fe$ a été représenté. Le schéma de niveaux du $^{61}Fe$ est également représenté avec en rose les transitions observées dans le spectre retardé.*

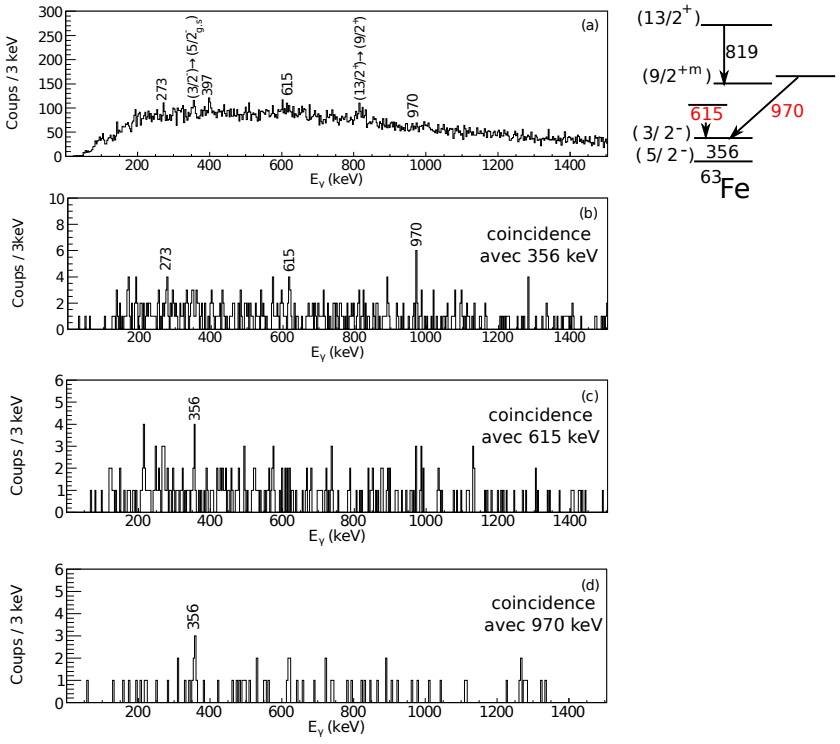



FIG. *3.54: Spectres γ prompts (a) du $^{63}Fe$ et le schéma de niveaux associé. Sur les figures (b), (c) et (d) sont représentés les spectres γ en coïncidence avec les transitions à 356, 615 et 970 keV respectivement. Les énergies indiquent les positions des pics connus et /ou observés dans le spectre prompt.*

et 970 keV respectivement. Les transitions à 273 et 397 keV observées dans le spectre prompt sont en coïncidence avec le bruit de fond du spectre. A partir de ces figures, les transitons à 615 et 970 keV sont en coïncidence avec celle à 356 keV mais elles ne sont pas en coïncidence entre elles comme le montre la figure 3.54 (d). Ces deux transitions n'appartiennent donc pas à la même bande.

#### 3.6.5.3 $^{65}$Fe

Dans le $^{65}$Fe, nous avons observé cinq transitions dans le spectre prompt (figure 3.55 (a)) et deux dans le spectre retardé. En prompt, seule la transition $(13/2^+)\rightarrow(9/2^{m+})$ connue, à 776 keV a pu être identifiée. La décroissance de l'état isomère $(9/2^{m+})$ a été observée dans le spectre retardé via la transition à 363 keV (voir figure 3.55 (b)).

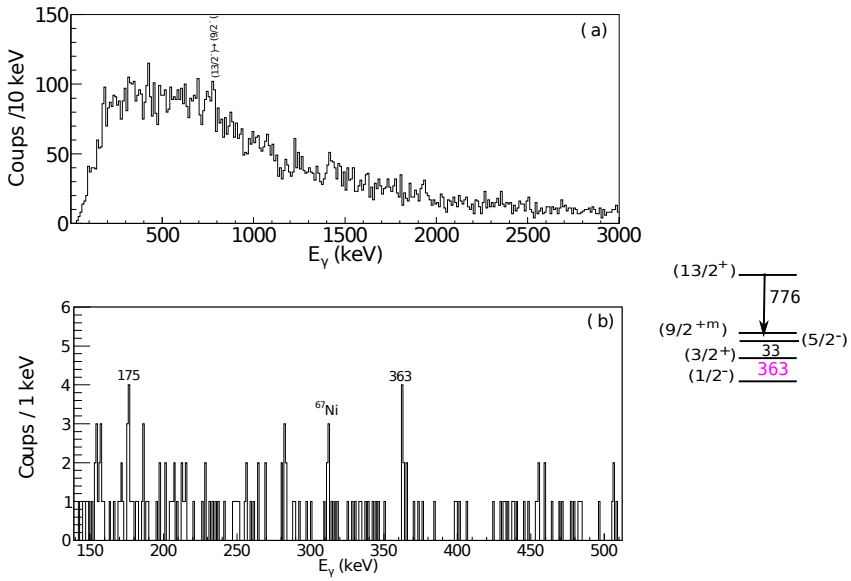



FIG. *3.55: Spectre γ prompt (a) et retardé (b) du $^{65}$Fe et le schéma de niveaux associé.*

Dans le spectre retardé sur la figure 3.55 (b), on observe deux autres transitions à 311 et 176 keV en plus de celle à 363 keV. La transition à 311 keV correspond à une contamination du $^{67}$Ni. Par contre, la transition à 176 keV ne peut être identifiée comme appartenant au $^{65}$Fe. En effet, la statistique étant très faible, il est impossible de faire une sélection sur cette transition pour déterminer la masse à laquelle elle correspond. De même, le temps de vie de l'état isomère n'est pas mesurable. Le temps de vie connu pour l'état $(9/2^{m+})$ est de 1.12(15) s et celui de l'état $(3/2^+)$ est de 430(130) ns [63].

#### 3.6.5.4 $^{67}$Fe

Dans le $^{67}$Fe, nous avons mesuré en prompt une transition à 604 keV, comme on peut le voir sur la figure 3.56.

Cette transition n'est pas visible dans le schéma de niveaux connu du $^{67}$Fe présenté sur la figure.

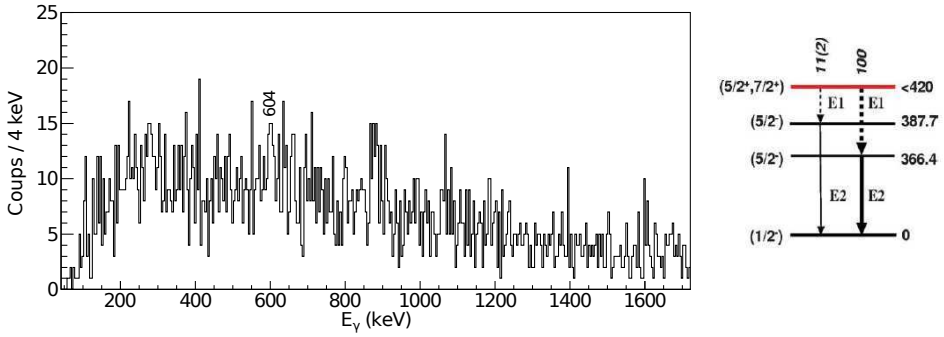



FIG. *3.56: Spectre γ prompt du $^{67}Fe$ et schéma de niveaux connu de celui-ci [65].*

### 3.6.6 Isotopes de manganèse

Dans les isotopes de manganèse, de nouvelles transitions $\gamma$ promptes ont été mesurées dans les noyaux impairs.

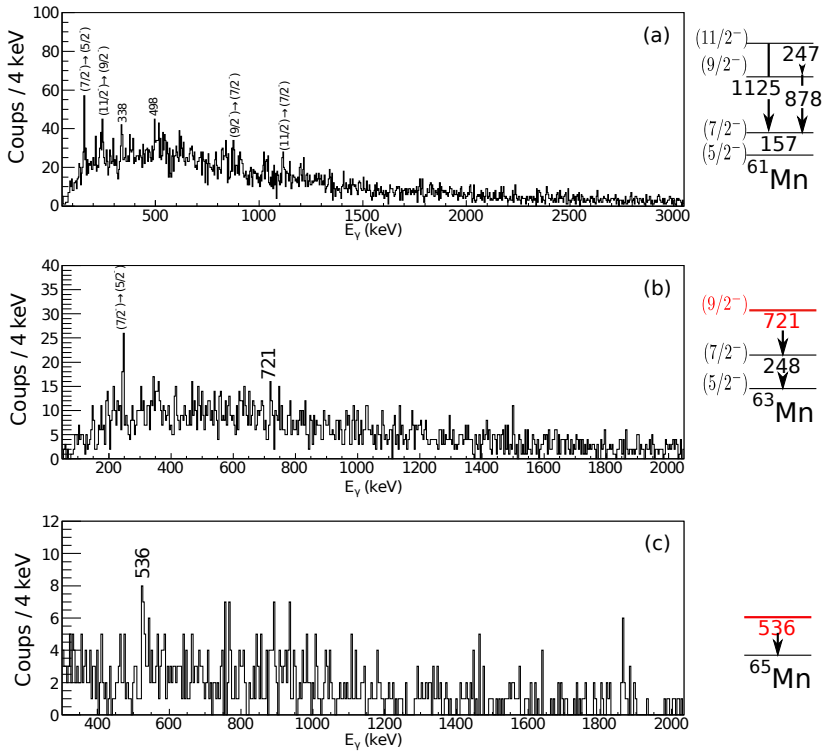



FIG. *3.57: Spectres γ prompts obtenus pour les noyaux de $^{61}$Mn (a), $^{63}$Mn (b) et $^{65}$Mn (c). Les schémas de niveaux associés sont également présentés avec en rouge les nouvelles transitions γ identifiées. Le placement et l'interprétation de ces transitions sera discuté dans le chapitre 5.*

Dans cette partie, nous allons présenter les spectres $\gamma$ prompts obtenus pour les noyaux de $^{61,63,65}$Mn (voir figure 3.57). Dans le $^{61}$Mn, l'ensemble des transitions mesurées a été identifié précédemment par Valiente *et al.* [56], ainsi que deux nouvelles transitions $\gamma$ à 338(4) et 498(4) keV. Aucune coïncidence $\gamma-\gamma$ n'a pu être faites pour placer ces deux nouvelles transitions dans le schéma de niveaux. Dans le $^{63}$Mn, nous avons identifié la transition $(7/2^-_1)\rightarrow(5/2^-_{g.s})$ à 248(2) keV mesurée précédemment par Valiente *et al.* [56] et également une nouvelle transition à 721(4) keV. Dans le $^{65}$Mn, nous avons mesuré deux nouvelles transitions à 536(4) et 1863(4) keV. Il n'a pas été possible d'analyser les coïncidences $\gamma-\gamma$ et donc de placer ces transitions dans le schéma de niveaux mais nous verrons dans le chapitre 5 que des comparaisons avec les noyaux pair-pair voisins nous permettent d'avoir une proposition d'assignement de ces transitions.

## 3.7 Récapitulatif des résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de la première expérience réalisée au GANIL qui nous a permis de mesurer à la fois des rayonnements $\gamma$ prompts et retardés (isomères), tout en ayant une identification en masse (A) et en numéro atomique (Z) des noyaux produits. Nous avons pour de nombreux isomères présentés dans le tableau 3.6 mesurés leur durée de vie. Le résultat le plus

TAB. *3.6: Liste des isomères observés dans cette expérience. $E_i^\gamma$ est l'énergie des transitions $\gamma$, $T_{1/2}$, la demi-vie de l'état. $I^\pi$ une tentative d'assignement de spin de l'état et Mult, la multipolarité de la transition. Les transitions indiquées en gras sont celles qui décroissent directement de l'état isomère.*

| | $E_i^\gamma$ (keV) | $T_{1/2}$ (ns) cette expérience | $T_{1/2}$ (ns) précédemment | $I^\pi$ | Mult. |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{71}$Zn$^m$ | **128** | 90(33) | 46(4) [82] | $(5/2^+_1)$ | E2 |
| $^{71}$Cu$^m$ | **133**, 494, 940, 1188 | 192.2(92) | 271(14) [29] | $(19/2^-_1)$ | E2 |
| $^{69}$Cu$^{m1}$ | **181**, 207, | 142(11) | – | – | – |
| $^{69}$Cu$^{m2}$ | **189**, 679, 1869 | 387(147) | 360(3) [84] | $(13/2^+_1)$ | E2 |
| $^{69}$Cu$^{m3}$ | **78**, 469, 484, 1712 | $330^{+123}_{-144}$ | 360(3) [84] | $(13/2^+_2)$ | E2 |
| $^{66}$Cu$^m$ | 89, 186, 316, **562** | $490^{+120}_{-140}$ | 600(20) [83] | $6^-_1$ | M2 |
| $^{70}$Ni$^m$ | 449, 970 1260 | – | 232(1) [92] | $(8^+)$ | E2 |
| $^{69}$Ni$^m$ | **148**, 593 1047 | $297^{72}_{-174}$ | 439(3) [29] | $17/2^-_1$ | E2 |
| $^{68}$Ni$^m$ | **168** | $216^{+66}_{-50}$ | – | $(0^+_3)$ | E2 |
| $^{68}$Ni$^m$ | **511** | $131^{+122}_{-167}$ | 276(65) [27] | $(0^+_2)$ | E0 |
| $^{67}$Ni$^m$ | **312**, 693 | – | 13300 [29] | $9/2^+$ | M2 |
| $^{65}$Fe$^m$ | **363** | – | 430(130) [29] | $(3/2^+)$ | – |
| | (175) | – | – | – | – |
| $^{61}$Fe$^m$ | **653**, 207 | $235^{+37}_{-106}$ | 250(1) [29] | $9/2^+$ | E2 |

intéressant est le nouvel isomère que nous avons identifié pour la première fois dans le $^{68}$Ni à très basse énergie d'excitation qui, comme nous le verrons dans le chapitre 5, est une pièce majeure du puzzle qui se construit autour de ce noyau.

De plus, dans cette expérience, de nombreux $\gamma$ prompts ont également été mesurés, comme on peut le voir dans le tableau 3.7 et des systématiques des noyaux de masse impairs de Fe, Co et Mn ont donc pu être enrichies. L'interprétation de ces nouveaux états sera également discutée dans le chapitre 5 à l'aide de différents modèles théoriques.

TAB. *3.7: Tableau récapitulatif des nouvelles transitions $\gamma$ observées dans les différents noyaux en prompt.*

| Noyaux | $E_i^\gamma$ (keV) |
|---|---|
| $^{71}$Zn | 986(2) |
| | 1006(2) |
| $^{73}$Zn | 228(3) |
| | 745(3) |
| | 917(3) |
| $^{71}$Cu | 590(4) |
| $^{69}$Co | 977(3) |
| | 1208(3) |
| $^{61}$Fe | 554(4) |
| $^{63}$Fe | 615(3) |
| | 970(3) |
| $^{67}$Fe | 604(4) |
| $^{63}$Mn | 721(4) |
| $^{65}$Mn | 536(4) |

# Chapitre 4

# Mesure de la durée de vie des premiers états excités des noyaux de $^{63,65}$Co

**Sommaire**


**4.1 Méthode de mesure du temps de vie par la technique de plunger . . . . . 87**
**4.2 Dispositif expérimental . . . . . 89**
4.2.1 Description générale . . . . . 89
4.2.2 Système de détection . . . . . 89
**4.3 Optimisation et identification . . . . . 91**
4.3.1 Optimisation de la reconstruction . . . . . 91
4.3.2 Identification . . . . . 94
**4.4 Analyse des données et résultats expérimentaux . . . . . 97**
4.4.1 Les isotopes de cobalt produits . . . . . 97
4.4.2 Méthode expérimentale d'extraction du temps de vie . . . . . 98
4.4.3 $^{63}$Co . . . . . 100
4.4.3.1 Extraction du temps de vie . . . . . 100
4.4.3.2 Sélection en énergie d'excitation . . . . . 102
4.4.4 $^{65}$Co . . . . . 106
**4.5 Récapitulatif des résultats expérimentaux . . . . . 107**


Ce chapitre est dédié à la seconde expérience de transfert réalisée au GANIL. Dans cette expérience, la durée de vie des premiers états excités des isotopes de cobalt impairs a été mesurée. Dans un premier temps, le dispositif expérimental, qui nous a permis d'extraire les temps de vies des états est décrit et dans un second temps, les résultats expérimentaux sont présentés.

## 4.1 Méthode de mesure du temps de vie par la technique de plunger

Dans cette expérience, le but est de mesurer la probabilité de transition électrique E2 entre les différents états excités des noyaux de Co impairs. La probabilité de transition E2 est déduite de la durée de

vie de l'état excité. Le temps de vie d'un état est inversement proportionnel à sa probabilité de transition, tel que :

$$P_{\sigma L}(I_i \rightarrow I_f) = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B(\sigma, L; I_i \rightarrow I_f) \tag{4.1}$$

avec $k = \frac{E}{\hbar c}$ où $E$ est l'énergie du photon en MeV, $L$ le moment orbital, $\sigma$ le caractère magnétique ou électrique de la transition et, $I_i$ et $I_f$ l'état initial et final de la transition. Pour une transition de type E2, l'équation 4.1 peut se réécrire de la façon suivante :

$$\tau(E2) = \frac{8.1766 \times 10^{-10} E_\gamma^{-5}}{B(E2)} \tag{4.2}$$

où $\tau(E2)$ est en $s$, $E_\gamma$ est en MeV et $B(E2)$ est en e$^2$.fm$^4$. Le passage de l'équation 4.1 à l'équation 4.2 est décrit dans l'annexe B.

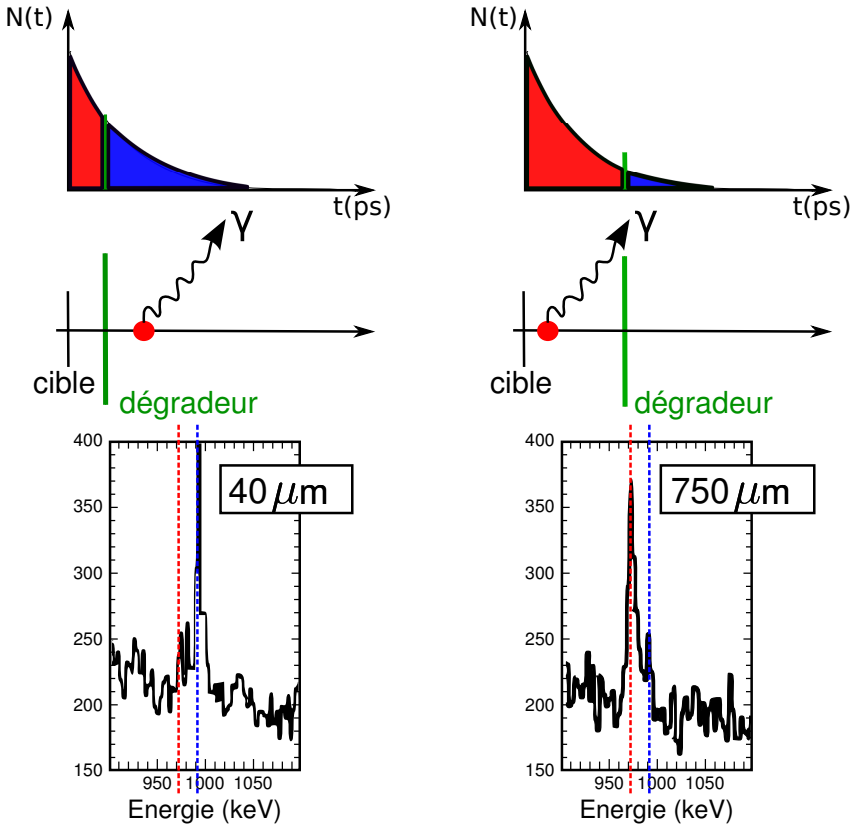



FIG. *4.1: Principe de mesure de la durée de vie d'un état à l'aide de la technique de plunger.*

L'émission de rayonnements $\gamma$ est gouvernée par le temps de vie de l'état excité. Ainsi, plus le temps de vie de l'état émetteur est long, plus l'émission du rayonnement $\gamma$ pourra avoir lieu loin de la cible. Le principe de base de la méthode du plunger est de mesurer le nombre de décroissances en fonction de la distance à la cible. Habituellement, on utilise un stoppeur et on détermine le nombre de décroissances émises en vol (décalées en énergie par effet Doppler) et le nombre de décroissances émises à l'arrêt

quand les noyaux de recul sont implantés dans le stoppeur. Lorsque l'on veut en plus l'identification des noyaux de recul par un spectromètre, on ne les stoppe pas mais on les ralentit suffisamment grâce à un dégradeur[1], pour que les rayonnements $\gamma$ émis avant et après soient décalés en énergie par effet Doppler avec une vitesse différente. Ce décalage permet d'identifier les $\gamma$ émis avant et après le dégradeur. La méthode présentée sur la figure 4.1 consiste à mesurer le rapport du nombre de $\gamma$ émis avant et après le dégradeur (appelées composantes rapide et lente respectivement) en faisant varier la distance entre la cible et le dégradeur. L'évolution de ce rapport en fonction de la distance reflète la courbe de décroissance de l'état et donc son temps de vie. Compte tenu de la vitesse des reculs, les distances utilisées ici sont de l'ordre du micromètre. Il faut dès lors une précision de l'ordre du micromètre sur les distances séparant la cible et le dégradeur. La distance est ajustée en continue par un cristal piezoélectrique. Cet ajustement est réalisé en mesurant la capacité électrique entre la cible et le dégradeur qui reflète les variations de distances entre les deux. L'erreur mesurée sur la distance est donc négligeable. Le désavantage de cette méthode est qu'il est important de connaître à priori un ordre de grandeur du temps de vie à mesurer afin de déterminer les distances optimales pour couvrir l'ensemble de la courbe de décroissance. Pour séparer au mieux les deux composantes lente et rapide dans les spectres $\gamma$, il faut que l'effet Doppler soit maximal. Ceci restreint l'analyse à la couronne des détecteurs d'EXOGAM placée au delà de 135° par rapport au recul.

## 4.2 Dispositif expérimental

Dans cette partie, le dispositif expérimental utilisé est décrit ainsi que le système de détection au plan focal du spectromètre.

### 4.2.1 Description générale

Cette expérience a été réalisée au GANIL en utilisant un dispositif de mesure de temps de vie (Plunger de l'université de Cologne) présenté précédemment. Lors de cette expérience, un faisceau de $^{238}$U à 6.5 AMeV bombarde une cible de $^{64}$Ni de 1.5 mg/cm$^2$ couplée à un dégradeur de $^{24}$Mg de 4.7 mg/cm $^2$ d'épaisseur, situé de la dizaine de micromètres à quelques centaines de micromètres de la cible. Les produits issus de la réaction sont détectés et identifiés dans le spectromètre VAMOS en mode dispersif (Quadrupole-Quadrupole-Dipôle). L'axe optique du spectromètre est positionné à $45°$ par rapport à la direction du faisceau à l'angle de grazing de la réaction. Les rayonnements $\gamma$ issus de la désexcitation des noyaux produits sont mesurés dans le détecteur EXOGAM situé autour de la cible, comme présenté sur la figure 4.2.

Dans cette configuration, la reconstruction des trajectoires et l'identification des noyaux en masse (M), en état de charge (Q) et en nombre de protons (Z) a été réalisé grâce au système de détection situé au bout du spectromètre.

### 4.2.2 Système de détection

Le système de détection situé au plan focal est constitué de deux chambres à dérives (DC) [71] pour reconstruire la trajectoire des particules entre lesquelles un détecteur d'électrons secondaires (SeD) a

[1] Feuille de matière épaisse dont la composition est déterminée en fonction du noyau à ralentir et de sa vitesse (de l'ordre de 11% de la vitesse de la lumière ici).

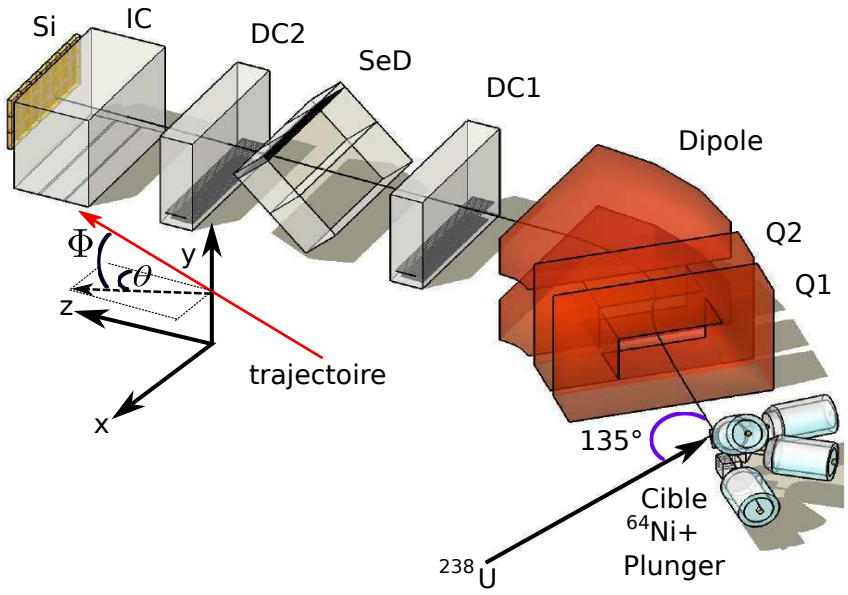



FIG. *4.2: Schéma du dispositif expérimental regroupant le spectromètre VAMOS, le détecteur de rayonnements γ EXOGAM et le système de détection au bout du spectromètre. Le système de coordonnées utilisés lors de l'analyse est également représenté.*

été positionné pour mesurer leur temps de vol. Une chambre à ionisation (ChIo) divisée en trois pads et un mur de 21 détecteurs Si (3 rangées de 7 détecteurs Si) sont placés derrière la seconde DC, comme présenté sur la figure 4.2.

La chambre à ionisation (HARPEE) ainsi que le mur de Si sont ceux utilisés habituellement dans les expériences avec le spectromètre VAMOS. La ChIo est présentée en détails dans la référence [67]. Le SeD utilisé pour faire la mesure du temps de vol des ions est le même que celui utilisé dans la première expérience, présentée au chapitre 3. Il n'y a pas de MWPC à l'entrée du spectromètre pour faire cette mesure. Nous ne rappellerons pas ici les caractéristiques de ces détecteurs qui ont été décrits au chapitre précédent. Par contre, les chambres à dérive vont être présentées en détails.

Les chambres à dérives (DC) permettent de localiser les ions dans les deux dimensions orthogonales à leur trajectoire. Les ions traversent la chambre et ionisent le gaz. Le gaz utilisé ici est de l'isobutane ($C_4H_{10}$). Les électrons produits sont guidés par un champ électrostatique vers les fils d'amplification. La DC est segmentée en deux zones électrostatiques séparées par une grille de Frish :

- la zone de dérive qui couvre la zone d'interaction avec les ions. Le champ électrique y est maintenu uniforme entre une cathode plane et la grille de Frish. Les électrons migrent grâce au champ vers la deuxième zone.
- la zone d'amplification dans laquelle les électrons se multiplient autour des fils pour ensuite migrer vers la cathode à pistes et y induire un signal.

La position horizontale ($x$) est reconstruite à partir du barycentre des charges induites sur les pistes, comme pour les SeD. Elles sont constituées de deux rangés de 64 pads. La position verticale ($y$) est obtenue par la mesure du temps de dérive des électrons créé par le passage des ions dans la zone de dérive. Le SeD placé entre les deux DC sert à mesurer le temps de vol des particules. Malheureuse-

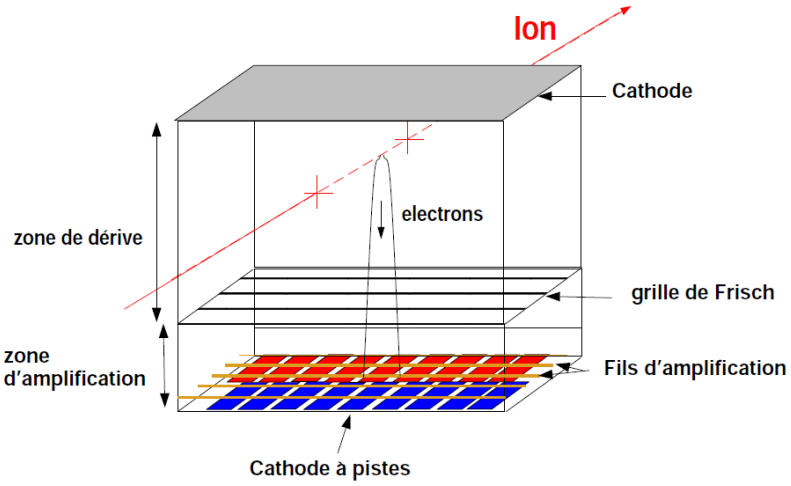



FIG. *4.3: Schéma du principe de fonctionnement d'une chambre à dérive.*

ment, celui-ci n'a pas fonctionné correctement et le temps de vol finalement utilisé pour l'étalonnage et l'identification est celui entre les Si et la fréquence du cyclotron ( appelé «HF» par la suite).

## 4.3 Optimisation et identification

Dans cette partie, les différentes méthodes développées pour optimiser l'étalonnage et surtout l'identification sont décrites.

### 4.3.1 Optimisation de la reconstruction

L'optimisation de la reconstruction des différents paramètres passe en premier lieu par l'optimisation des positions de références des chambres à dérives. Les positions de références correspondent aux positions $X_{ref}$, $Y_{ref}$ et $Z_{ref}$ de passage de la trajectoire de référence dans les DC. La trajectoire de référence est la trajectoire centrale qui passe au centre des quadrupôles. Les positions $x_f$ et $y_f$, les angles $\theta_f$ et $\phi_f$ au plan focal, le B$\rho$ et le $Path$ sont reconstruits à partir des positions de référence, des positions $x$ et $y$ de l'ion dans les DC et des paramètres donnés par les matrices de champs des éléments magnétiques. Les positions de référence, via le B$\rho$ et le $Path$, entrent en jeu dans la reconstruction de la masse (M) et de l'état de charge (Q) (Cf équations 2.7 et 2.8). Une valeur optimale de ces positions permet d'avoir une meilleure précision sur M et Q.

Dans un cas idéal, la trajectoire de référence devrait passer au centre des DC sur la piste centrale. Néanmoins, la plupart du temps ce n'est pas le cas car les DC sont positionnées manuellement et donc une erreur de quelques millimètres est possible.

Au vue de l'implication de ces positions dans les paramètres reconstruits, il est important de connaître avec exactitude les positions de références $X_{ref}$, $Y_{ref}$ et $Z_{ref}$ de la trajectoire centrale. Une méthode itérative a été développée et appliquée pour trouver les positions de références donnant des paramètres reconstruits (B$\rho$, Q) proche de ceux obtenus avec la simulation de notre dispositif expérimental avec

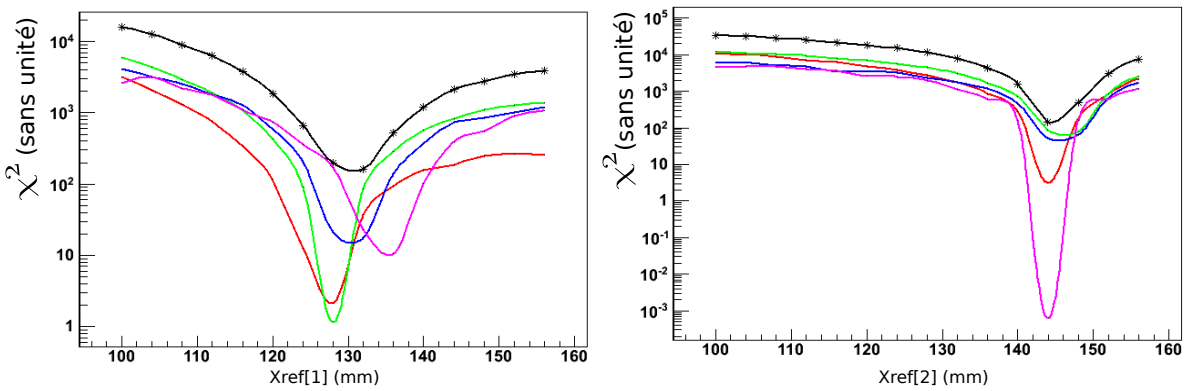
Lise++ [77]. La simulation a été réalisée pour le noyau $^{64}$Ni émis lors de la réaction quasi-élastique entre le faisceau et la cible qui a une masse M=64 et un état de charge dominant Q=24.

Nous avons commencé par faire varier la position de référence $X_{ref}$ de chacune des DC indépendamment, de quelque millimètres dans le plan $xOz$, autour du pad central. Pour chaque itération de 0.1 mm, la valeur moyenne de chacun des états de charges ainsi que l'écart entre chaque état de charge a été mesuré. Un $\chi^2$ sur l'état de charge du type :

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{Q_{theo_i} - Q_{exp_i}}{\Delta Q_{exp_i}} \right)^2 \tag{4.3}$$

où le $Q_{theo_i}$ est l'état de charge théorique déterminé à partir de Lise++ et $\Delta Q_{exp_i}$ est l'erreur sur la valeur moyenne de l'état de charge déterminée à partir de l'ajustement des pics par une gaussienne.

Le but étant de stopper les itérations lorsque la valeur du $\chi^2$ est minimale. Dans ce cas, le $Q_{exp_i}$ est le plus proche possible du $Q_{theo_i}$ et l'écart entre les différents états de charge est très proche de 1. Sur la figure 4.4, la variation du $\chi^2$, pour chaque état de charge du $^{64}$Ni (Q=24,23,22,21), est présentée en couleur et en noir, la variation du $\chi^2$ moyennée sur les quatre états de charges.




(a) DC1 (b) DC2

FIG. *4.4: Variation du $\chi^2$ en fonction de la position de référence $X_{ref}$, pour chaque état de charge, pour la première DC (a) et pour la deuxième DC (b). La courbe représentative de la variation du $\chi^2$ moyennée sur l'ensemble des états de charges est représentée en noire.*

Sur la figure 4.4(b), la position de référence $X_{ref}$ correspondant à un $\chi^2$ minimal est la même d'un état de charge à l'autre. Par contre, pour la première DC ce n'est pas le cas comme on peut le voir sur la figure 4.4(a).

Pour corriger cet effet, nous avons également fait varier la distance entre les deux chambres selon la trajectoire des ions. Après plusieurs itérations autour de la position $Z_{ref}$, il s'est avéré que si nous reculions la première DC vers la deuxième de 90 mm de sa position initiale cela permettait d'aligner le $\chi^2$ des différents états de charge à une même position de référence comme on peut le voir sur la figure 4.5. Connaissant maintenant les valeurs des positions de références $X_{ref}$ et $Z_{ref}$ qui donnent un $\chi^2$ minimum pour chacune des DC, identiques pour chaque état de charge, nous avons fait de nouvelles itérations autour de ces valeurs de manière à les affiner avec des pas de 0.01 mm et nous avons fait varier en même temps la position selon $X$ et selon $Z$ des deux chambres à dérives.

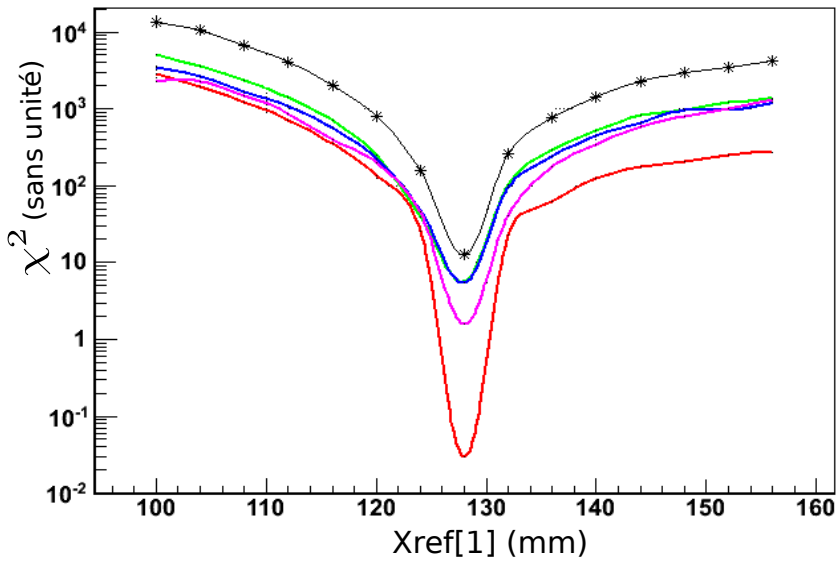



FIG. *4.5: Variation du $\chi^2$ pour chaque état de charge dans la première DC après avoir avancé celle-ci de 90 mm vers la deuxième DC.*

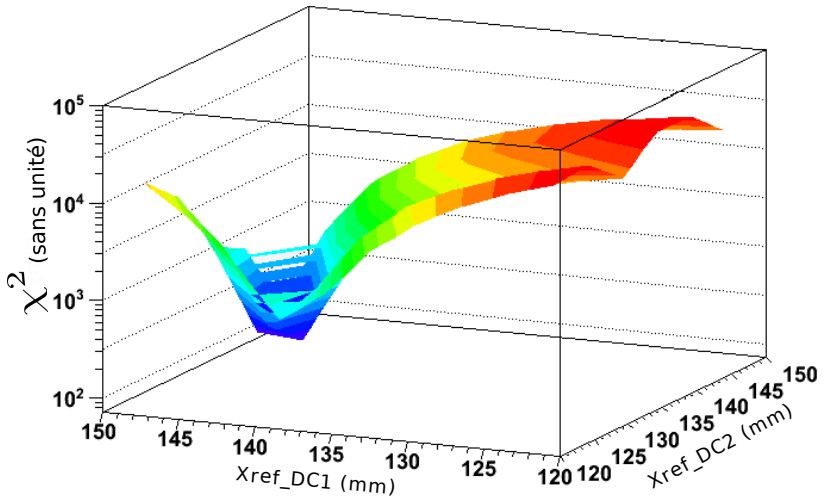
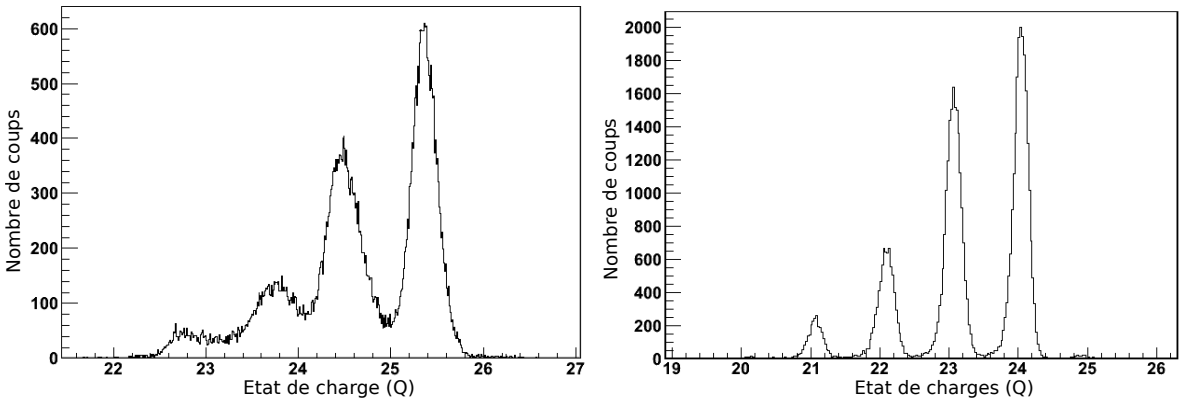



FIG. *4.6: Représentation en 3D du $\chi^2$ total en fonction de la position $X_{ref}$ de la première et de la deuxième DC, une fois la position $Z_{ref}$ optimisée.*

Nous avons obtenu le résultat présenté sur la figure 4.6, où une valeur unique de $X_{ref}$ est obtenue pour la première et la deuxième DC. Concernant la position $Z_{ref}$, le fait d'avoir reculé la première DC a permis d'optimiser le système, aucun raffinement supplémentaire ne donnait une meilleure identification. Le résultat de cette optimisation est présenté sur la figure 4.7(b), où les états de charge ($Q$) sont bien

centrés à leurs valeurs théoriques et l'écart entre ceux-ci est bien de 1, ce qui n'était pas le cas auparavant ( voir figure 4.7(a)). Sans optimisation la résolution en état de charge $\frac{\Delta Q}{Q}$ était égale à 2.3% et après cette optimisation elle est de 0.8%. Les positions de références obtenues grâce à cette optimisation sont décalées de quelques millimètres à 1 cm des positions mesurées et utilisées au début de l'expérience. Avec cette méthode, la précision sur les positions de référence $X_{ref}$ et $Z_{ref}$ est de l'ordre de 0.01 mm, c'est-à-dire de l'ordre du $\mu$m ce qui est 100 fois plus précis que la mesure faites avec un réglet.




(a) Avant optimisation des positions de références (b) Après optimisation des positions de références

FIG. *4.7: Distribution des états de charge obtenue pour le $^{64}$Ni avant (a) et après (b) optimisation de la position de référence des DC.*

Comme dans l'expérience précédente, l'étalonnage de la perte d'énergie a également été optimisée en tenant compte de l'énergie perdue avant la chambre à ionisation. Pour cela nous avons appliqué la même méthode que celle présentée dans la section 3.2.3 du chapitre 3. Un étalonnage de la perte d'énergie dépendant du Z du noyau n'était pas nécessaire ici car cela n'était pas utile pour l'identification.

### 4.3.2 Identification

Pour procéder à un étalonnage en énergie et en temps, il est nécessaire de pouvoir identifier le recul correspondant à la diffusion quasi-élastique de la cible, c'est-à-dire le $^{64}$Ni. Sur la matrice $\Delta E - E$, présentée sur la figure 4.8, les différentes lignes de Z sont identifiables. La ligne la plus intense correspond à la ligne Z=28. Sur la figure 4.8, nous pouvons également voir dans chaque ligne de Z, différents contours correspondant aux états de charge produits. La coupure nette sur la gauche représente la positon de la ligne de Bragg dans la figure. Dans l'analyse hors-ligne, seuls les événements au-dessus de la ligne de Bragg ont été sélectionnés.

Lorsque le spectromètre VAMOS est utilisé en mode dispersif, l'identification en masse se fait à partir du rapport masse sur état de charge ($M/Q$) reconstruit à partir du $B\rho$ et de la vitesse (V) des noyaux. La résolution en $M/Q$ est un facteur trois plus petite que la résolution en $M$ reconstruite à partir de l'énergie cinétique totale (E) comme on peut le voir sur la figure 4.9 pour les masses des isotopes de Ni.

Pour identifier les différentes masses pour chaque isotope produit à partir du rapport M/Q, il faut identifier les différents états de charges. Les états de charges sont sélectionnés à partir de la matrice *(M,M/Q)* présentée sur la figure 4.10. Chaque état de charge est sélectionné pour chaque détecteur Si.

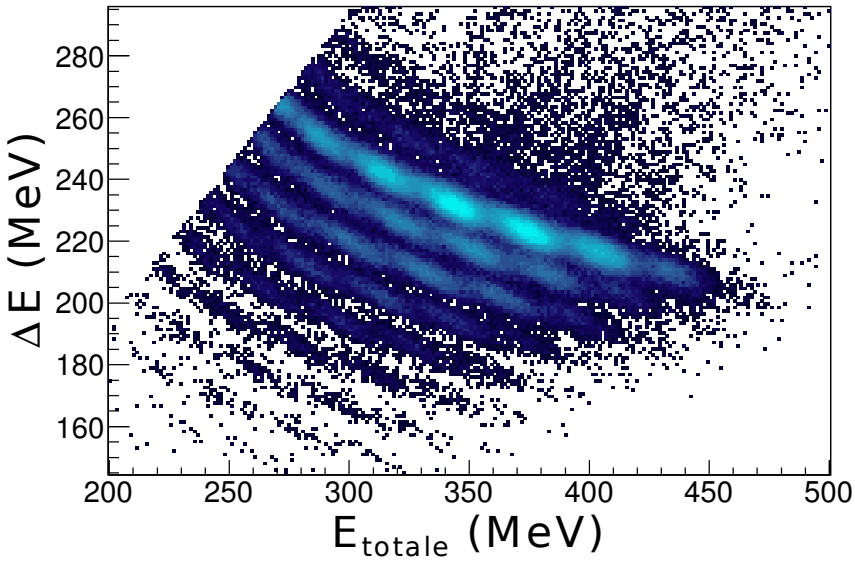



FIG. *4.8: Matrice d'identification en Z représentant l'énergie perdue dans la ChIo en fonction de l'énergie totale du système reconstruite à l'aide de l'énergie résiduelle déposée dans un Si (ici le Si central).*

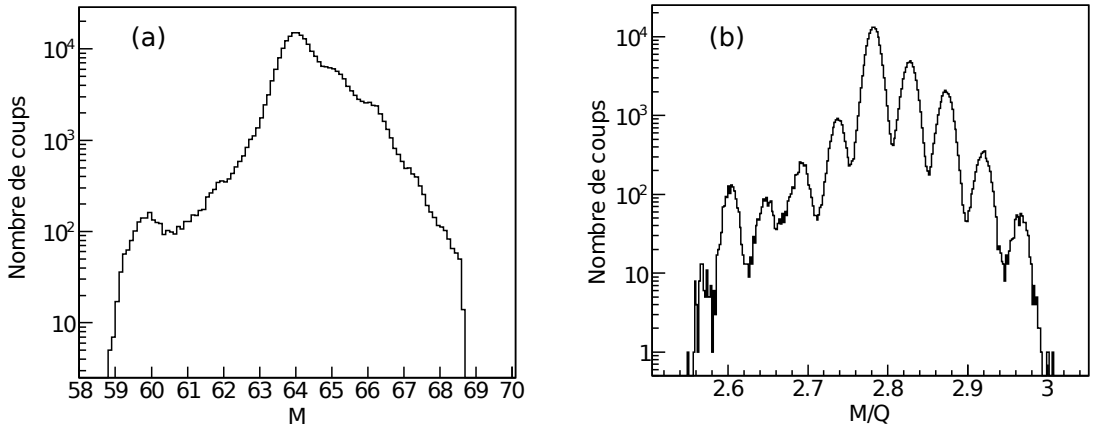



FIG. *4.9: La séparation entre les différentes masses reconstruites (a) à partir de l'énergie totale et la séparation en masse à partir du M/Q (b) pour les noyaux de Ni.*

Pour chaque état de charge $Q$ sélectionné, l'identification des noyaux a été faite sur la matrice *(ΔE-M/Q)* comme présenté sur la figure 4.11. Sur cette figure, la perte d'énergie $\Delta E_{ChIo}$ donne le Z du noyau et le rapport $M/Q$, pour $Q$ donné (par exemple Q=23) donne la masse du noyau. Le noyau de $^{63}$Co, indiqué sur la figure, correspond à l'intersection de la ligne représentative de A=63 et Z=27.

Sur la figure 4.11, il y a une légère pente en Z et en A. Cela est dûe à la reconstruction de la perte d'énergie qui n'a pas été optimisée en fonction du Z du noyau. Néanmoins, l'identification et la séparation des différents contours est suffisante pour sélectionner les noyaux. Mais un léger décalage de la masse reconstruite est observé. Par exemple, pour le $^{63}$Co, au lieu d'être 63, la masse est à 63.5. Le même

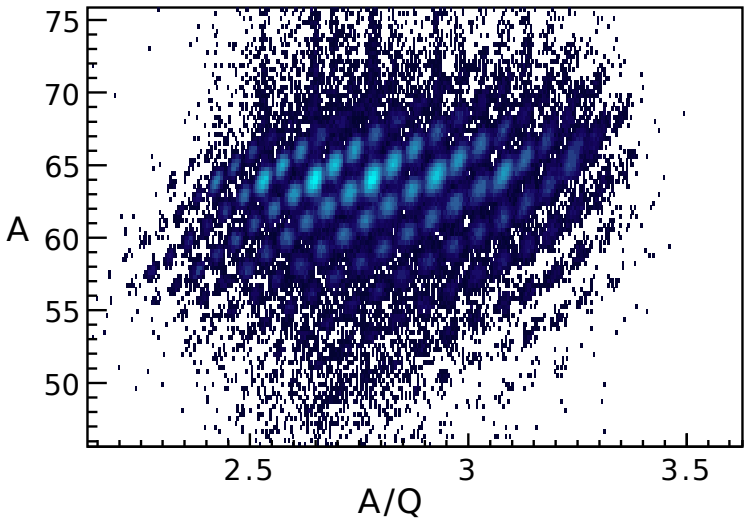



FIG. *4.10: Matrice permettant d'identifier les différents états de charge pour un Si donné. Elle représente la masse $M$ du noyau reconstruite à partir de l'énergie cinétique totale en fonction du rapport $M/Q$ reconstruit à partir du $B\rho$ et de la vitesse.*

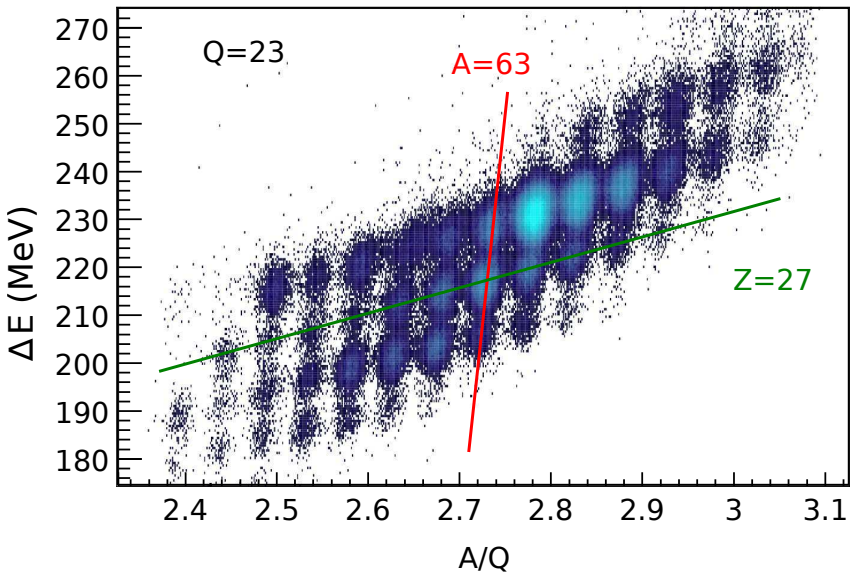



FIG. *4.11: Matrice d'identification obtenue à l'aide du spectromètre VAMOS montrant l'énergie perdue en fonction du rapport M/Q. Ce graphique est représentatif d'un seul silicium et d'un seul état de charge.*

effet a été rencontré dans l'expérience précédente et a été corrigé en ajoutant une correction de la perte d'énergie dépendant du Z du noyau.

Cette correction de la perte d'énergie a été appliquée sur la matrice de la figure 4.11. Le résultat

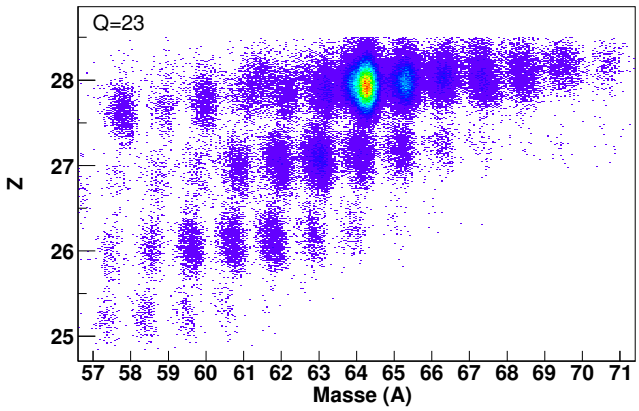



FIG. *4.12: Matrice d'identification représentant le Z en fonction de la masse des noyaux après correction de la perte d'énergie dépendant de Z et de A. Ce graphique est représentatif d'un seul silicium et d'un seul état de charge.*

obtenu est présenté sur la figure 4.12. Le contour le plus intense correspondant au $^{64}$Ni est bien centré sur Z=28 et A=64. Cette correction est également applicable lorsque l'état de charge du noyau est pris en compte dans la reconstruction de la masse.

## 4.4 Analyse des données et résultats expérimentaux

Dans cette partie, les résultats expérimentaux obtenus pour les noyaux de Co impairs vont être décrits ainsi que la manière dont le temps de vie des états excités observés a été extrait.

### 4.4.1 Les isotopes de cobalt produits

Dans cette expérience, les isotopes de cobalt de la masse A=58 à la masse A=66 ont été produits. Seule une mesure du temps de vie des états excités des noyaux de masse impaire de Co a été possible. Et plus particulièrement, des mesures de temps de vie ont pu être réalisés dans les noyaux de $^{63}$Co et $^{65}$Co. Leur schéma de niveaux est présenté sur la figure 4.13.

Les spectres $\gamma$ en coïncidence avec les noyaux de $^{63}$Co et $^{65}$Co sont présentés sur les figures 4.14 et 4.15. Ils ont été réalisés pour une distance donnée entre la cible et le dégradeur de 40 $\mu$m et pour un angle d'émission du rayonnement $\gamma$ supérieur à 135°, comme cela a été expliqué dans la section 4.1.

Le spectre $\gamma$ en coïncidence avec le noyau de $^{63}$Co est présenté sur la figure 4.14. Les transitions $3/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$, $11/2^-_2 \rightarrow 9/2^-_1$, $9/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ et $11/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ à 995, 1156, 1383 et 1673 keV respectivement ont été observées. La transition à 1156 keV est très peu visible comme on peut le voir sur la figure 4.14 et cela quelle que soit la distance, rendant donc l'extraction de son temps de vie impossible.

Le spectre $\gamma$ en coïncidence avec le noyau de $^{65}$Co est présenté sur la figure 4.15. Les transitions $3/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$, $11/2^-_2 \rightarrow 9/2^-_1$ et $9/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ à 883, 1000 et 1479 keV respectivement, ont été observées.

Dans le schéma de niveaux du $^{63}$Co présenté sur la figure 4.13, la transition à 290 keV qui correspond à la transition $11/2^-_1 \rightarrow 9/2^-_1$ a été indiquée. Cette transition n'est visible que lorsque l'on prend en compte l'ensemble des détecteurs d'EXOGAM ( y compris les détecteurs positionnés à $90°$ par rapport à l'axe des noyaux de recul). Cette transition sera utile par la suite pour estimer l'alimentation non observée des états peuplés.

Le temps de vie des différents états identifiés a été extrait à partir de l'évolution des intensités des composantes lente et rapide de chaque transition en fonction de la distance $d$ mesurée.

### 4.4.2 Méthode expérimentale d'extraction du temps de vie

La mesure du temps de vie de chaque état a été réalisée en utilisant la méthode dite de «Recoil Distance Doppler Shift» (RDDS). Le temps de vie est déduit de l'évolution de l'intensité de chacune des composantes, lente et rapide, en fonction de la distance entre la cible et le dégradeur. Il est directement proportionnelle au rapport des intensités $\gamma$ obtenues avant et après le dégradeur. En appliquant la méthode d'analyse dite de *differential decay curve*, la courbe de décroissance est obtenue en déterminant :

$$Q_{ij}(x) = \frac{I^l_{ij}(x)}{I^l_{ij}(x) + I^r_{ij}(x)}, \tag{4.4}$$

où *i* et *j* représentent respectivement, l'état initial et final de la transition, et $I^l_{ij}(x)$ et $I^r_{ij}(x)$ l'intensité de la composante lente et rapide de la transition entre les deux états pour une distance *x* donnée entre la cible et le dégradeur [94].

L'intensité de chacune des composantes est déterminée pour chaque distance, considérant la même position et la même largeur pour chacun des pics. L'ajustement de $Q_{ij}$ en fonction de $x$ est réalisé à l'aide d'une fonction continue et dérivable du type exponentielle ou polynomiale.

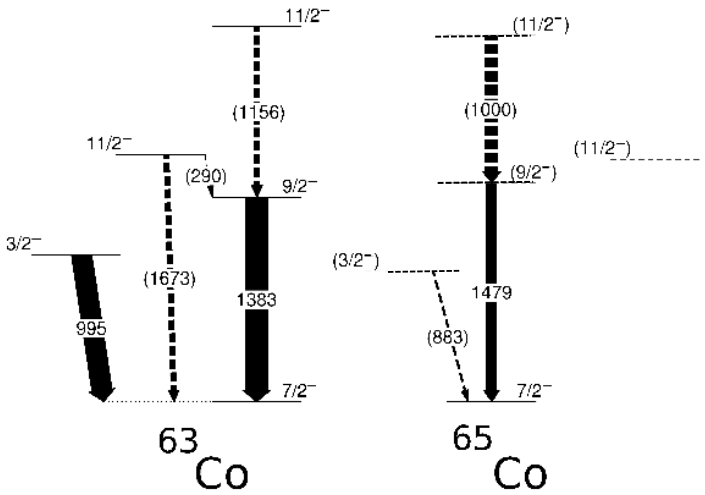



FIG. *4.13: Schémas de niveaux obtenus à partir des spectres γ mesurés pour les $^{63,65}$Co. Les flèches pleines représentent les transitions pour lesquelles un temps de vie a pu être extrait. Des flèches en pointillés ont été utilisées dans le cas contraire.*

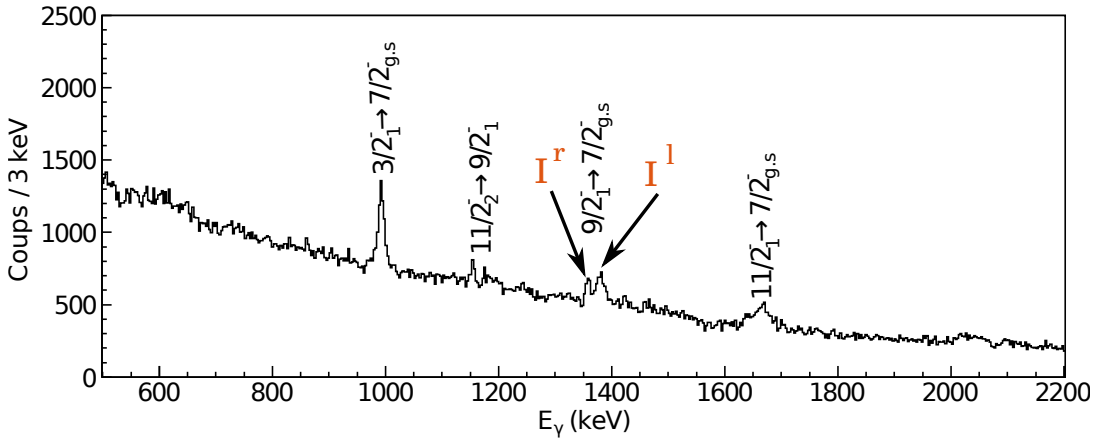



FIG. *4.14: Spectre γ obtenu en coïncidence avec le* $^{63}$*Co à la distance d=40 µm pour un angle d'émission des rayonnements γ supérieur à 135°. Les symboles* $I^r$ *et* $I^l$ *font référence, respectivement, à la composante rapide et lente de la transition.*

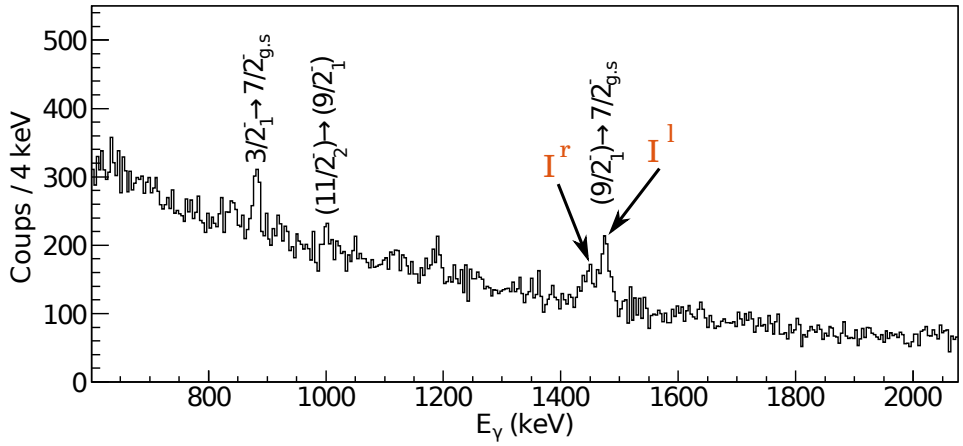



FIG. *4.15: Spectre γ en coïncidence avec le noyau de* $^{65}$*Co à la distance d=40 µm pour un angle d'émission des rayonnements γ supérieur à 135°. Les symboles* $I^r$ *et* $I^l$ *font référence, respectivement, à la composante rapide et lente de la transition.*

L'erreur sur la position du dégradeur est de 0.1 $\mu$m et l'erreur sur $Q_{ij}(x)$ est extraite à partir de l'équation suivante :

$$\delta(Q_{ij}(x)) = \sqrt{\left(\frac{I^r_{ij}(x)}{(I^l_{ij}(x)+I^r_{ij}(x))^2}\right)^2 (\delta(I^l_{ij}(x))^2 + \left(\frac{I^l_{ij}(x)}{(I^l_{ij}(x)+I^r_{ij}(x))^2}\right)^2 \delta(I^r_{ij}(x))^2}, \qquad (4.5)$$

Le temps de vie peut ensuite être mesuré pour chaque distance à partir de l'ajustement de la courbe de

décroissance et de la vitesse du noyau de recul avant le dégradeur, tel que :

$$\tau_i(x) = -\left(v\frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^{-1}\left(Q_{ij}(x) - \sum_h b\frac{I^l_{hi}(x)+I^r_{hi}(x)}{I^l_{ij}(x)+I^r_{ij}(x)}Q_{hi}(x)\right), \tag{4.6}$$

où $v$ est la vitesse du noyau en $\mu$m.ns$^{-1}$ et $b$ le rapport d'embranchement des deux transitions $h \rightarrow i$ et $i \rightarrow j$. Dans cette formule, la décroissance de l'état $h$, qui alimente l'état $i$, va influencer le temps de vie de ce dernier. Lorsqu'il est impossible de mesurer le temps de vie de tous les états qui sont susceptibles d'alimenter l'état *i*, le temps de vie mesuré n'est qu'une valeur limite, à moins de pouvoir s'affranchir de cette alimentation. Dans ce cas b=0 et l'équation 4.6 peut se réduire à :

$$\tau_i(x) = -\left(v\frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^{-1}Q_{ij}(x), \tag{4.7}$$

L'erreur sur le temps de vie sera calculée à l'aide de l'équation 4.8

$$\delta(\tau_i(x)) = \sqrt{\left(Q_{ij}(x)\frac{\partial\left(v\frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^{-1}}{\partial x}\right)^2\delta\left(v\frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^2 + \left(\frac{\partial Q_{ij}(x)}{\partial x}\left(v\frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^{-1}\right)^2(\delta Q_{ij}(x))^2} \tag{4.8}$$

où l'erreur sur $Q_{ij}(x)$ est calculée à partir de l'équation 4.5 et l'erreur sur la dérivé de la courbe de décroissance est obtenue à partir de l'erreur sur les paramètres de l'ajustement de $Q_{ij}(x)$.

### 4.4.3 $^{63}$Co

Dans cette partie, l'extraction du temps de vie des états $3/2^-_1$ et $9/2^-_1$ dans le $^{63}$Co est expliquée en détails. Le temps de vie des autres états n'a pu être extrait faute de statistique.

#### 4.4.3.1 Extraction du temps de vie

Sur la figure 4.16 est représentée la variation de l'intensité de la composante lente et rapide en fonction de la distance pour le transition $3/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ dans le $^{63}$Co. Nous avons ici un parfait exemple de l'évolution de l'intensité des deux composantes en fonction de la distance lorsque les distances choisies sont dans la zone de sensibilité, c'est à dire, que celles-ci couvrent du temps $t \sim 0$ au temps $t \sim 2 * t_{1/2}$ de l'état considéré. En effet, la composante lente est maximale pour une distance courte et minimale pour une grande distance entre la cible et le dégradeur, et inversement pour la composante rapide.

A partir de l'intensité des deux composantes, la valeur de $Q_{ij}(x)$ a pu être extraite pour chaque distance $x$ (Cf figure 4.17 ( à gauche)). L'ajustement a été réalisé à l'aide d'un polynôme d'ordre 2. A partir de l'équation 4.7, un temps de vie a été extrait pour chaque distance $x$, en ne considérant aucune alimentation de l'état $3/2^-$ par un autre état. Un temps de vie moyen $T_{1/2}$=10.7(12) ps a été mesuré en tenant compte du temps de vie calculé pour chaque distance (Cf figure 4.17 ( à droite)). Sur cette figure, on peut voir que notre hypothèse précédente selon laquelle l'état $3/2^-_1$ n'est pas alimenté par un autre état est valide car le temps de vie moyen suit bien une ligne horizontale et aucune tendance n'est visible [94]. Si un état $X$, dont nous n'avons pas tenu compte, alimentait l'état $3/2^-_1$ alors le temps de vie moyen aurait eu soit une pente positive soit négative en fonction du temps de vie de l'état $X$.

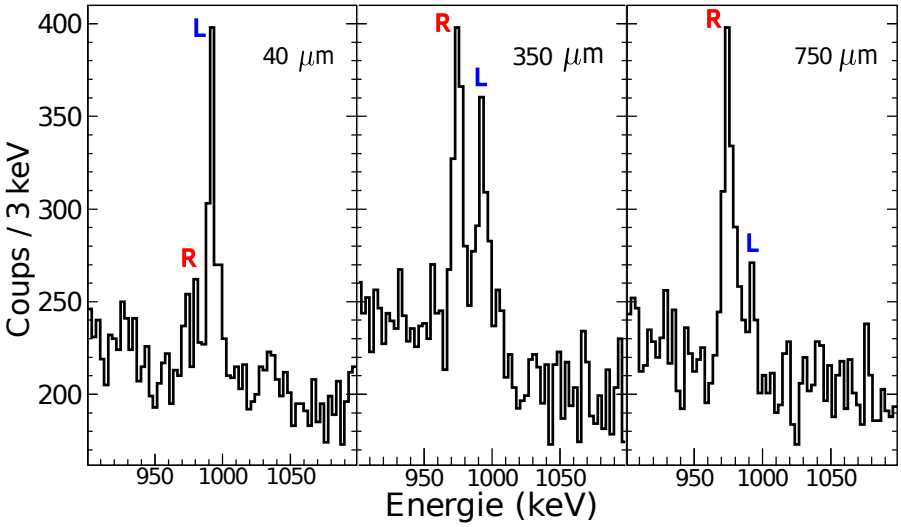



FIG. *4.16: Spectres γ obtenus pour les distances x=40, 350 et 750 $\mu m$. Le pic à plus basse (haute) énergie correspond à la composante rapide (lente) de la transition $3/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}Co$.*

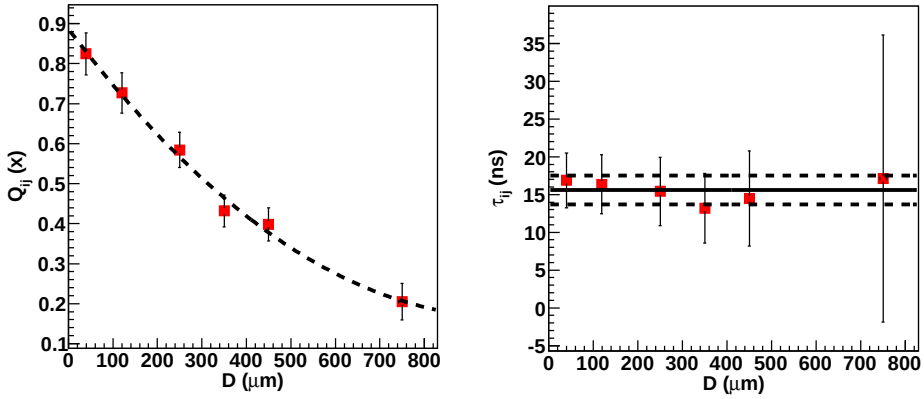



FIG. *4.17: Figure de gauche : la courbe de décroissance obtenue pour la transition $3/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}$Co et, figure de droite : le temps de vie mesuré en fonction de la distance. La ligne continue représente l'ajustement avec un polynôme d'ordre zéro pour obtenir un temps de vie moyen. Les lignes en pointillés représentent l'erreur mesurée sur le temps de vie moyen.*

La même méthode d'extraction du temps de vie a été appliquée pour l'état $9/2^-$. Sur la figure 4.18 est présentée l'évolution des deux composantes lente et rapide de la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ en fonction de la distance. L'évolution est très différente de celle de la transition $3/2^- \rightarrow 7/2^-$. Les deux composantes lente et rapide ont pratiquement la même intensité quelque soit la distance. Un temps de vie a été extrait pour cet état de la même manière que précédemment, tout d'abord sans tenir compte d'aucune

alimentation, et nous avons trouvé un temps de vie de 35(9) ps. Selon la méthode RDDS, il faut tenir compte de l'alimentation du $9/2^-$ par les états d'énergie d'excitation supérieure, que l'on voit dans la figure 4.14. Pour ce faire, il faut mesurer leur temps de vie. Malheureusement, il a été impossible d'extraire le temps de vie des autres états par manque de statistique, ni de conditionner l'alimentation par des coïncidences $\gamma$-$\gamma$. Nous avons donc établit la possibilité d'éliminer une alimentation par une sélection à

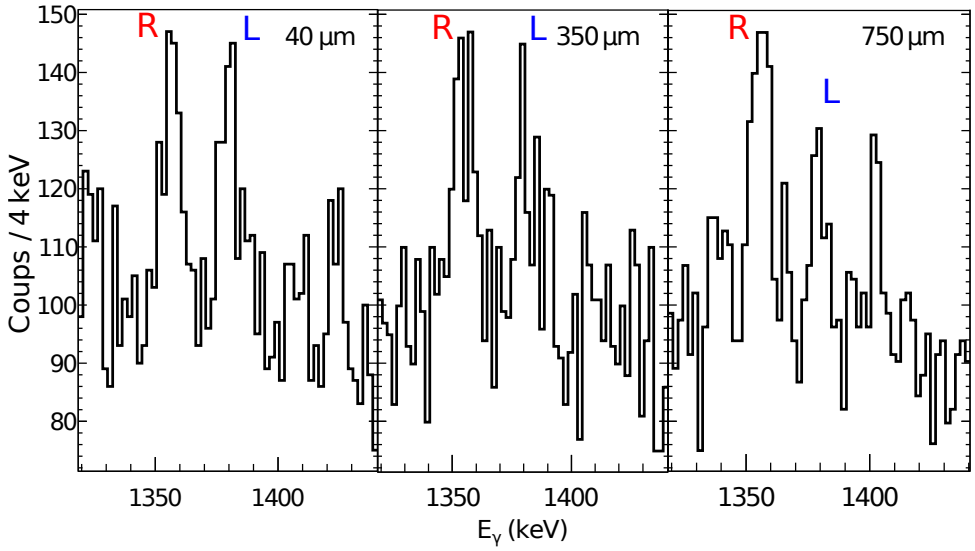



FIG. *4.18: Spectres $\gamma$ obtenus pour les distances x=40, 350 et 750 $\mu m$. Le pic à plus basse (haute) énergie correspond à la composante rapide (lente) de la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}Co$.*

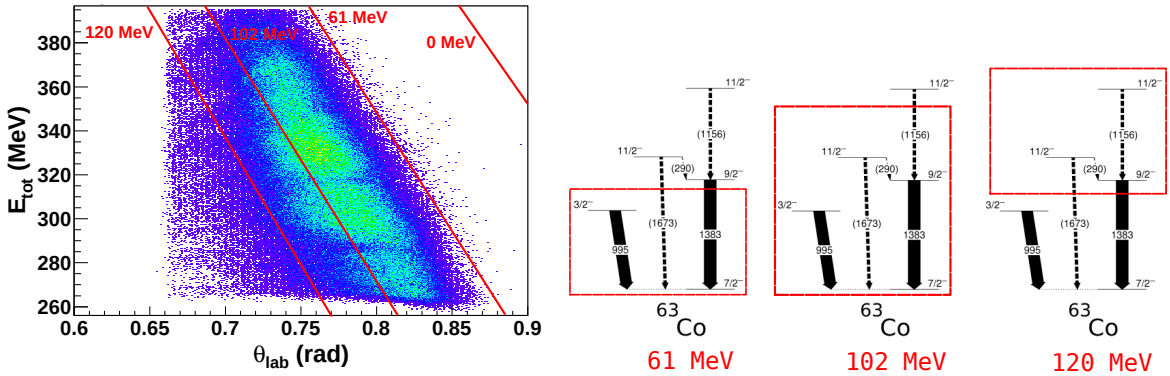
partir de la cinématique de la réaction. Cela a déjà été réalisée dans d'autres expériences de mesures de temps de vie à Legnaro avec le spectromètre PRISMA [95, 96] à partir de sélections sur le spectre en vitesse. Dans notre cas, nous avons fait des sélections en énergie d'excitation comme nous le décrirons dans la section suivante.

#### 4.4.3.2 Sélection en énergie d'excitation

L'énergie d'excitation du noyau n'est pas accessible directement. Par contre, grâce au spectromètre, la cinématique de la réaction est reconstruite, ce qui nous permet d'avoir accès à l'énergie totale dissipée par le système $^{64}$Ni+$^{238}$U. L'énergie dissipée est reliée à l'énergie cinétique totale et à l'énergie d'excitation du noyau. L'énergie d'excitation est extraite à partir de l'énergie cinétique totale et de l'angle d'émission des fragments reconstruits dans le spectromètre [73].

Sur la figure 4.19(a), l'énergie cinétique totale reconstruite est représentée en fonction de l'angle $\theta$ de diffusion des fragments, dans le laboratoire, pour le noyau de $^{63}$Co. Quatre droites représentatives d'une énergie de dissipation différentes à 0, 61, 102 et 120 MeV ont également été tracées. Différentes sélections autour de ces lignes en énergie de dissipation ont été réalisées et les spectres $\gamma$ correspondant ont été étudiés comme présentés sur la figure 4.20.

Les différentes sélections montrent une évolution des spectres $\gamma$. Certaines transitions apparaissent alors que d'autres disparaissent. Sur la figure 4.20, dans le spectre $\gamma$ (a), la transition $11/2^-_2 \rightarrow 9/2^-_1$ a totalement disparue tandis qu'elle apparaît dans le spectre (b). Dans le spectre (c), la transition $3/2^-_2 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$




(a) (b)

FIG. *4.19: Représentation de l'énergie totale du $^{63}$Co en fonction de l'angle d'émission de celui-ci dans le laboratoire (a) et représentation de la sélection en énergie d'excitation dans le schéma de niveaux du $^{63}$Co (b). Différentes lignes correspondant à différentes énergies de dissipation sont également représentées.*

TAB. *4.1: Tableau récapitulatif des résultats obtenus à partir des sélections en énergie d'excitation pour les différentes transitions du $^{63}$Co. Les trois dernières colonnes représentent le nombre total de coups pour chacune des transitions liés aux sélections (a), (b) et (c) de la figure 4.20.*

| Energie (keV) | Efficacité (%) | N(61 MeV) | N(102 MeV) | N(120 MeV) |
|---|---|---|---|---|
| 995 | 6.64 | 326(30) | 795(57) | 0 |
| 1156 | 6.33 | 0 | 0 | 90(22) |
| 1383 | 5.89 | 0 | 298(45) | 87(22) |
| 1676 | 5.26 | 0 | 356(52) | 71(20) |

a disparu, l'énergie d'excitation est donc comprise entre 995 keV et 3 MeV. Une sélection en energie d'excitation permet de s'affranchir de l'alimentation de l'état $9/2^-_1$ par l'état $11/2^-_2$. Dans le spectre $\gamma$ du $^{63}$Co, quatre transitions à 995, 1156, 1383 et 1673 keV ont pu être observées. Dans le tableau 4.1, le nombre de coups dans chaque transition est indiqué pour trois sélections différentes en énergie d'excitation proche des trois lignes d'énergie dissipée (61,102 et 120 MeV). Le nombre de coups est corrigé de l'efficacité de détection.

Autour de 61 MeV d'énergie dissipée seules les transitions $\gamma$ en dessous de 1383 keV sont visibles. De même autour de 102 MeV, seuls les états d'énergie d'excitation inférieure à 2539 keV sont observés et autour de 120 MeV, ce sont ceux d'énergie d'excitation supérieur à 995 keV. L'ensemble de ces résultats sont résumés dans le schéma présenté dans la figure 4.19(b).

Ces trois bornes nous permettent de faire un étalonnage de nos sélections en énergie. Pour une énergie dissipée comprise entre 61 et 102 MeV, le noyau a une énergie d'excitation comprise entre 505 et 2312 keV dans le $^{63}$Co. Cela permet de s'affranchir de la transition $(11/2^-_2) \rightarrow (9/2^-_1)$ de 1156 keV mais aussi de la transition $(11/2^-_1) \rightarrow (9/2^-_1)$ de 290 keV qui n'est pas visible dans le spectre. A partir de cette sélection, un changement radicale de l'intensité des deux composantes lente et rapide de la

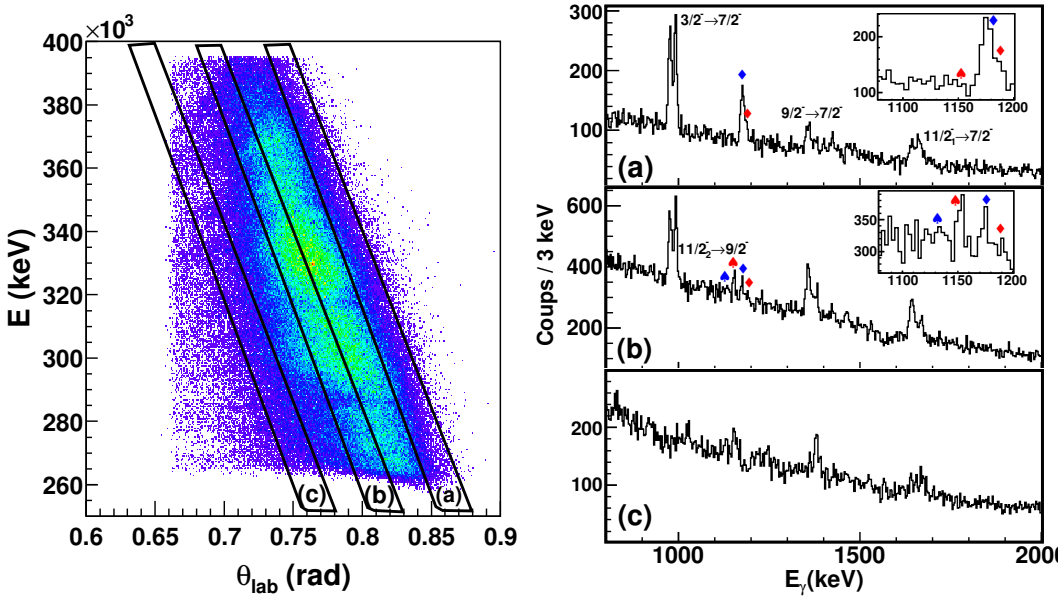



FIG. *4.20: Figure de gauche : représentation de l'énergie cinétique totale du $^{64}$Ni en fonction de l'angle $\theta$ de diffusion de la particule dans le spectromètre. Les trois sélections en noire sont représentatives de trois sélections différentes en énergie dissipée dans le système : (a) ∼60 MeV, (b) ∼90 MeV et (c) ∼130 MeV. Figure de droite : spectres $\gamma$ correspondants aux trois différentes sélections en énergie et en encart un zoom sur la transition $11/2_2^- \rightarrow 9/2_1^-$ qui l'alimente l'état $9/2_1^-$. Dans le zoom de la figure (a), une nouvelle transition $\gamma$ apparait également à 1187 keV.*

transition $(9/2_1^-) \rightarrow (72_{g.s}^-)$ dans le $^{63}$Co est visible. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.21. Sur cette figure, le spectre $\gamma$ obtenu pour une sélection en énergie d'excitation comprise entre 505 et 2312 keV est présenté en haut pour une distance d=40 $\mu$m. La composante lente a une intensité plus faible que la composante rapide à cette distance, ce qui correspond à un temps de vie court de l'ordre de 1 ps. Par contre, dans le second spectre, la composante lente est plus intense que la composante rapide ce qui indique un temps de vie plus long que dans le premier cas.

En déplaçant une sélection de taille finie comme celle présentée sur la figure 4.20 de 0 à 120 MeV d'énergie dissipée, l'influence de la sélection en énergie sur le temps de vie de l'état $(9/2_1^-)$ peut être estimée, comme cela est présenté sur la figure 4.22. C'est à partir de cette figure que la sélection en énergie d'excitation pour l'état $(9/2_1^-)$ a été déterminée. Sur la figure 4.20, une nouvelle transition $\gamma$ très intense est également apparue à 1187 keV dans le spectre (a). Cette transition doit décroître directement vers l'état fondamental du noyau car elle disparaît lorsque l'on sélectionne une énergie dissipée plus élevé.

Sur la figure 4.22, l'évolution de $Q_{ij}(x)$ en fonction du numéro de la sélection est représentée. La sélection numéro 2 correspond à une faible énergie dissipée alors que le numéro 7 correspond à une forte énergie dissipée autour de 120 MeV. La transition $(11/2_2^-) \rightarrow (9/2_1^-)$ disparaît totalement pour les sélections numéro 2 et 3 qui correspondent à la sélection de faible énergie dissipée sur les figures 4.20

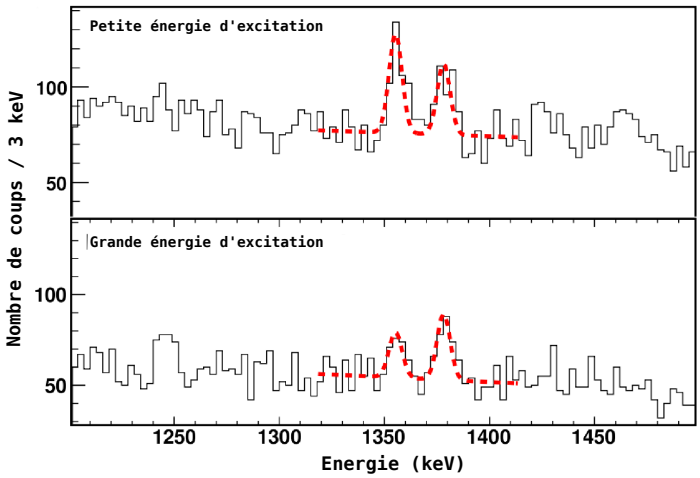



FIG. *4.21: Représentation de l'évolution de l'intensité de la composante lente et rapide de la transition* $(9/2_1^-) \rightarrow (7/2_{g.s}^-)$ *dans le* $^{63}$*Co à partir d'une sélection à faible énergie d'excitation (haut) et à grande énergie d'excitation (bas). La sélection à faible énergie d'excitation est comprise entre 505 et 2312 keV.*

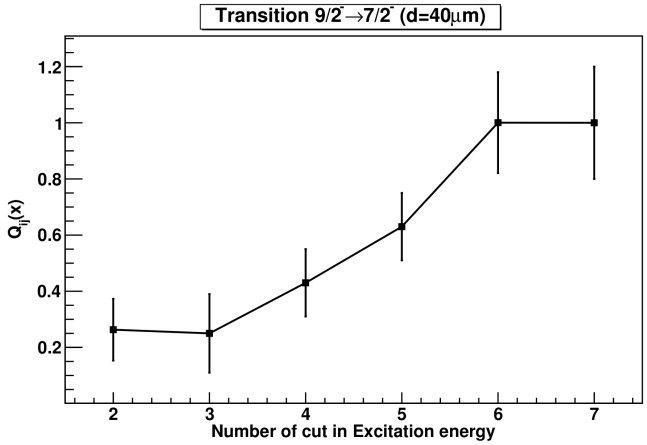



FIG. *4.22: Evolution de l'intensité de la composante lente et rapide en fonction de la sélection en énergie dissipée. Les sélections sont identiques et trois d'entre elles sont présentées sur la figure 4.20.*

et 4.21(haut). De plus, on voit que le rapport d'intensité change de manière abrupt entre les sélections 3 et 4. Le temps de vie varie alors de 0.9 ps, obtenu à partir de la figure 4.23, à 35 ps, qui est la valeur limite obtenue sans sélection en énergie.

Sur la figure 4.23, la courbe de décroissance de l'état $(9/2_1^-)$ obtenue après sélection en énergie d'excitation est représentée. Pour des distances supérieures à 200 $\mu$m aucune mesure du rapport d'intensité des pics n'a pu être faite par manque de statistique une fois la sélection appliquée. A 350 et 450 $\mu$m, seule l'intensité de la composante rapide a pu être mesurée. Pour la distance la plus courte 40 $\mu$m, l'intensité des deux composantes lente et rapide a été mesurée permettant de calculer $Q_{ij}(x)$.

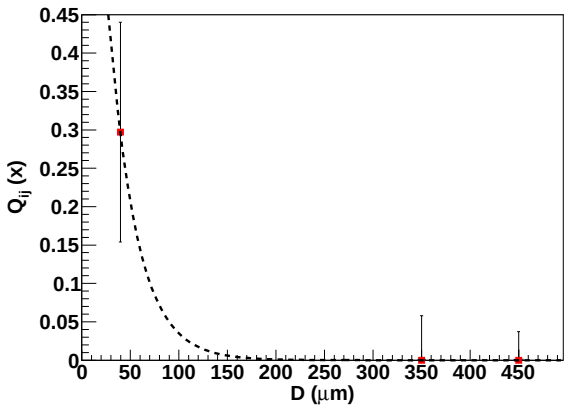



FIG. *4.23: Courbe de décroissance obtenue pour la transition* $(9/2_1^-) \rightarrow (7/2_{g.s}^-)$ *dans le* $^{63}$*Co après une sélection en faible énergie d'excitation.*

A partir de ces trois points à 40, 350 et 450 $\mu$m, la courbe de décroissance a été ajustée avec une exponentielle. Un temps de vie a été obtenu pour l'état $(9/2_1^-)$ à partir de la valeur de $Q_{ij}(x)$ à 40 $\mu$m, de 0.9(4) ps. Le temps de vie d'un état peut être extrait à partir d'un seul point si celui-ci est dans la région de sensibilité [94], i.e. si le point se situe dans la pente de l'exponentielle dans notre cas.

Cette méthode permet de s'affranchir des états *observables* qui alimentent notre état d'intérêt mais il faut également tenir compte de l'alimentation non observé. Pour cela, la transition à 290 keV qui alimente l'état $(9/2_1^-)$ a été utilisée. Sans sélection en énergie et en utilisant les 11 détecteurs d'EXOGAM présent, l'intensité de cette transition ne représente que $5\%$ de celle de la transition à 1673 keV. Si nous corrigeons cette valeur de l'efficacité de détection à cette énergie, l'alimentation non observée du $(11/2_1^-)$ est estimée et elle est de l'ordre de $6\%$. En tenant compte de l'alimentation non observée, le temps de vie de l'état $(9/2_1^-)$ varie de 0.9 à 0.75 ps. Une variation qui est inférieure à l'erreur statistique mesurée.

De plus, les transitions $\gamma$ d'énergie inférieure à 115 keV sont totalement absorbées due fait de l'épaisseur des absorbeurs positionnés en face avant des détecteurs. A partir des estimations de Weisskopf, seul des transitions de type E1 autour de 100 keV auraient un temps de vie de 1 ps correspondant au temps de vie de l'état 9/2$_1^-$. Les autres multipolarités donneraient un isomère (t$\sim$ $\mu$s) ou un temps de vie beaucoup plus court de l'ordre de la fs. La présence d'un état inconnu autour de 100 KeV au dessus de l'état 9/2$_1^-$ est très improbable. Un tel état décroîtrait directement vers l'état fondamental.

### 4.4.4 $^{65}$Co

Nous avons réalisé la même analyse pour le $^{65}$Co. Pour ce noyau, seul le temps de vie pour la transition $(9/2_1^-) \rightarrow (7/2_{g.s}^-)$ a pu être extrait. Comme pour le $^{63}$Co, l'état $(9/2^-)$ est alimenté par plusieurs états dont il est impossible de mesurer le temps de vie. Sur la figure 4.24, l'évolution de la transition $(9/2_1^-) \rightarrow (7/2_{g.s}^-)$ pour trois distances données 40, 350 et 750 $\mu$m, est présentée. Pour les trois distances, l'intensité des composantes lente et rapide ne varie pas. Cela implique un temps de vie long, probablement dû, par comparaison avec le $^{63}$Co, à l'alimentation d'un état d'énergie d'excitation supé-

rieure. Il faudrait donc appliquer la même méthode de sélection en énergie d'excitation que celle réalisée pour le $^{63}Co$.

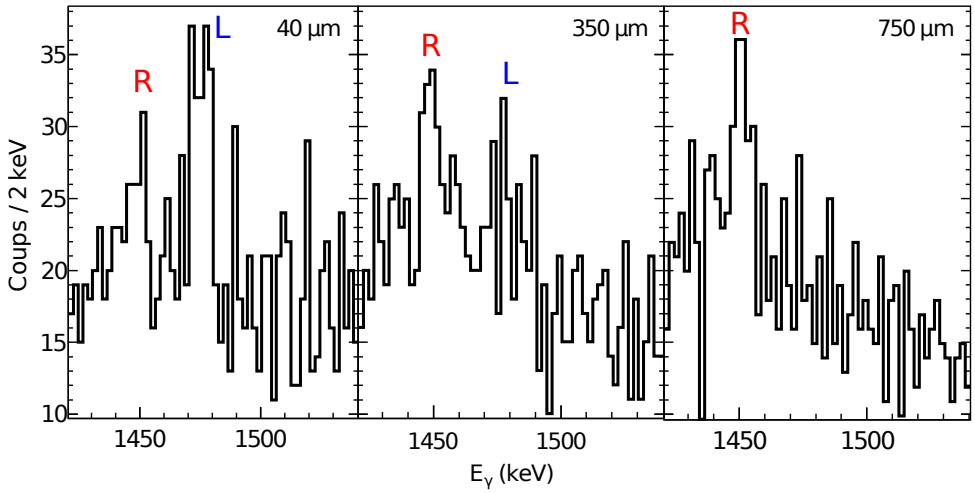



FIG. *4.24: Spectres $\gamma$ obtenus pour les distances x=40, 350 et 750 $\mu m$. Le pic à plus basse(haute) énergie correspond à la composante rapide (lente) de la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{65}Co$.*

Malheureusement ici une sélection en énergie d'excitation n'a pas été possible en raison de la statistique. Nous avons donc extrait une valeur limite pour le temps de vie de cette transition de $T_{1/2} \leq$12 ps.

## 4.5 Récapitulatif des résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous avons présenté la mesure de la durée de vie des états $(9/2^-_1)$ et $(3/2^-_1)$ dans les noyaux de $^{63,65}$Co et $^{63}$Co respectivement. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'une technique de plunger au GANIL.

TAB. *4.2: Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus pour l'état $9/2^-_1$ dans les $^{63,65}Co$ et l'état $3/2^-_1$ dans le $^{63}Co$.*

| | $J^\pi$ | $E_{\text{exp}}$ (keV) | $\tau_{\text{exp}}$ (ps) |
|---|---|---|---|
| $^{63}$Co | $3/2^-_1$ | 995.1 | 15.4 (18) |
| | $9/2^-{}_1$ | 1383.5 | 0.9 (4) |
| $^{65}$Co | $9/2^-_1$ | 1479.4 | $\leq 17.3$ |

Lors de cette étude, la possibilité de contrôler l'alimentation des différents états grâce à des sélections en énergie d'excitation à partir des lignes cinématiques de la réaction a été démontrée. Malgrè la très grande énergie dissipée lors de la réaction, les sélections en énergie effectuées sont petites, de l'ordre de 1 MeV. La réaction étudiée mimique plutôt une réaction de transfert entre noyaux légers que d'une réaction profondément inélastique.

Cette étude a permis d'obtenir un temps de vie pour les états $(9/2_1^-)$ et $(3/2_1^-)$ dans le noyau de $^{63}$Co tandis qu'une valeur limite a pu être déterminée pour le $^{65}$Co. Ces temps de vie mesurés vont maintenant nous permettre d'extraire des probabilités de transitions E2.

# Chapitre 5

# Discussions et interprétations

**Sommaire**


**5.1 L'état intrus proton dans le $^{68}$Ni . . . . . 109**
**5.2 Les noyaux de masse impaire autour du $^{68}$Ni . . . . . 117**
5.2.1 Les isotopes de Cobalt . . . . . 117
5.2.2 Les isotopes de Manganèse . . . . . 126
5.2.3 Les isotopes de Fer . . . . . 130


Dans ce chapitre, l'ensemble des résultats expérimentaux obtenu dans les chapitres 3 et 4 va être discuté et interprété.

## 5.1 L'état intrus proton dans le $^{68}$Ni

Dans le $^{68}$Ni, un nouvel état isomère ($0_3^{+m}$) a été mesuré à 168 keV au dessus du premier état excité $2_1^+$, comme on peut le voir sur la figure 5.1. Cet état a une durée de vie de $T_{1/2}$=$216^{+66}_{-50}$ ns correspondant à une transition E2 d'après les estimations de Weisskopf. La probabilité de transition E2 entre l'état ($0_3^{+m}$) et l'état $2_1^+$ est de : B(E2$\downarrow$ ;($0_3^{+m}$)$\rightarrow 2_1^+$)= 23.5 $e^2fm^4$ (1.4 W.u), si la transition est purement E2. Cette valeur indique un caractère simple particule pour l'état ($0_3^{+m}$) ou un recouvrement très faible des fonctions d'onde des états ($0_3^{+m}$) et $2_1^+$. Cet état isomère ($0_3^{+m}$) peut également décroître vers l'état fondamental $0_1^+$ ou vers l'état $0_2^{+m}$ via une transition E0. Les électrons n'ont pas été mesurés dans cette expérience et de ce fait le B(E0) ne peut être extrait. Néanmoins, même si l'on considérait le B(E0) dans le calcul de la probabilité de transition E2, celle-ci ne serait que davantage réduite ce qui renforcerait encore le caractère simple particule de cet état.

L'énergie d'excitation de l'état ($0_3^{+m}$) (2202 keV) est égale à la somme de l'état proton $\pi$(2p-1h) dans le $^{69}$Cu et de l'état intrus $\pi$(1p-2h), 1/2$^-$, dans le $^{67}$Co. La position de ce nouvel état ($0_3^{+m}$) est donc en accord avec la position prédite par Pauwels *et al.* [38] pour l'état intrus proton $(1f_{7/2})^{-2}$ dans le $^{68}$Ni à 2.202 MeV. Cela confirme le caractère simple particule de cet état, en accord avec la valeur de la probabilité de transition E2 déduite du temps de vie mesuré.

Dans cette étude [38], les auteurs ont montré que si un tel état existe dans le $^{68}$Ni à si basse énergie d'excitation, il est lié à une énergie résiduelle d'interaction entre les protons et les neutrons qui serait très

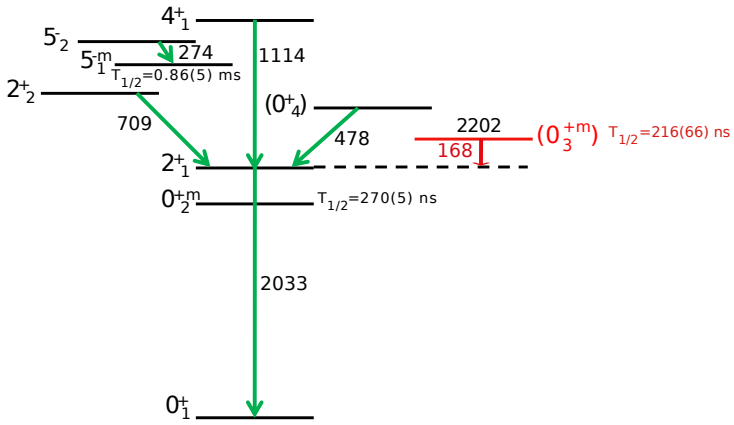



FIG. *5.1: Schéma de niveaux du $^{68}Ni$ obtenu dans l'expérience du chapitre 3. En rouge est représenté le nouvel isomère $(0_3^{+m})$*

importante et sans doute la plus importante jamais mesurée. Dans le tableau 5.1, l'énergie résiduelle

TAB. *5.1: Tableau récapitulatif des énergie résiduelles proton-neutron pour les états intrus proton dans le $^{68}$Ni et dans la chaine des isotopes de Ca et Sn.*

| Isotope | Gap | $E_{intr}(0^+)$ (keV) | $\varepsilon_p$-$\varepsilon_h$ (keV) | $\Delta E_{appariement}$ (keV) | $\Delta E_{\pi\nu}$ (keV) |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{68}$Ni | Z=28 | 2202 | 5280 | 4467 | -3891 |
| $^{90}$Zr | Z=40 | 1761 | 2670 | 4705 | 380 |
| $^{42}$Ca | Z=20 | 3300 | 4429 | 6189 | 629 |
| $^{44}$Ca | Z=20 | 1893.5 | 3843 | 6160 | 348 |
| $^{46}$Ca | Z=20 | 2423.1 | 4566 | 5550 | -1158 |
| $^{48}$Ca | Z=20 | 4283.33 | 5423 | 5079 | -1483 |
| $^{114}$Sn | Z=50 | 1953 | 4253 | 4226 | -2326 |
| $^{114}$Sn | Z=50 | 1757 | 4320 | 4434 | -2450 |
| $^{116}$Sn | Z=50 | 1758 | 4314 | 4591 | -2279 |

$\pi$-$\nu$ a été calculée pour différents gaps proton et neutron. Par comparaison avec les autres chaînes isotopiques de Ca et Sn présentées, l'énergie résiduelle $\pi$-$\nu$ ($\Delta E_{\pi\nu}$) dans le $^{68}$Ni, nécessaire pour avoir un état intrus à 2202 keV, est très grande. Ces valeurs ont été obtenues à partir des équations et de la méthode présentée dans l'encadré de la section 1.1.2 du chapitre 1. De plus, le $^{68}$Ni étant considéré comme un noyau doublement magique dans son état fondamental, cette importante valeur d'énergie de corrélation $\pi$-$\nu$ ($\Delta E_{appariement} + \Delta E_{\pi\nu}$) rend son cas encore plus unique car on ne se trouve pas en milieu de couche mais dans une couche fermée. Cet état intrus proton à $N = 40$ est le plus bas en énergie d'excitation dans la chaîne isotopique de Ni, parmi ceux connus jusqu'à présent, ce qui renforce la fermeture de couche à $N = 50$, à contrario de $N = 40$.

La configuration proton $(1\pi f_{7/2})^{-2}$ de l'état $(0_3^{+m})$ est semblable à celle de l'état fondamental déformé $0^+$ du $^{66}$Fe et de l'isomère $(1/2^{-m})$ à 491 keV dans le $^{67}$Co interprété comme étant un état intrus proton

déformé par Pauwels *et al.* [42]. On peut considérer que l'état $(0_3^{+m})$ dans le $^{68}$Ni à 2.2 MeV d'énergie d'excitation devient l'isomère $(1/2^-)$ dans le $^{67}$Co à 491 keV d'énergie d'excitation puis devient l'état fondamental $0^+$ du $^{66}$Fe comme présenté sur la figure 5.2. On peut dès lors suggérer que l'état $(0_3^{+m})$ peut être un état déformé ce qui indiquerait une coexistence de formes dans le $^{68}$Ni. L'énergie d'excitation

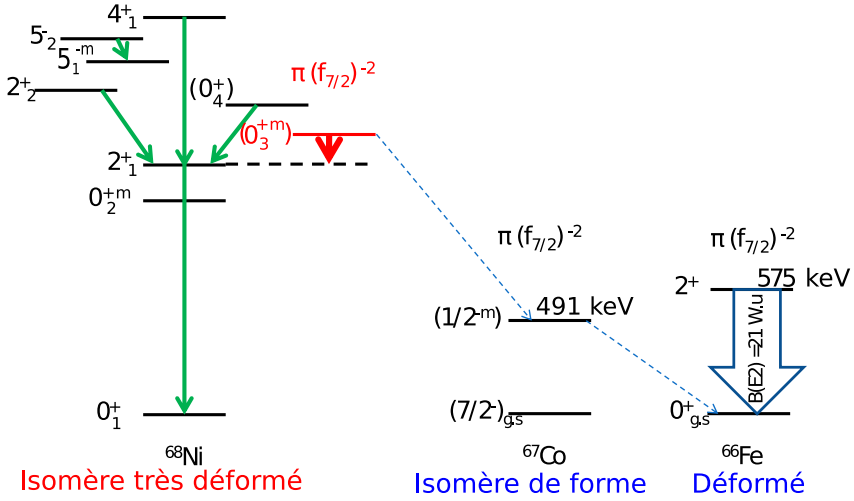



FIG. *5.2: Schéma représentatif de l'évolution en énergie de l'état intrus proton lorsque le nombre de protons diminue.*

de l'état intrus proton diminue avec le nombre de protons. Cela peut être dû à une augmentation de l'interaction résiduelle proton-neutron et/ou de la déformation.
Le $^{68}$Ni a été peuplé par décroissance $\beta$ du $^{68}$Co [31] et par décroissance du $^{68}$Fe sur le $^{68}$Co [91]. Ces dernières expériences vont être décrites en détails car au regard de notre nouvelle mesure, nous apportons un nouvel élément à l'analyse de ces expériences. A partir des deux expériences mentionnées précédemment, la première de Mueller *et al.* [31] et la seconde de Liddick *et al.* [91], nous avons toute la décroissance de la chaîne isobarique de masse A=68 partant du $^{68}$Fe pour aller vers le $^{68}$Ni en passant par le noyau impair-impair de $^{68}$Co.

A partir de l'analyse du spectre en temps des électrons retardés de la décroissance $\beta$ du $^{68}$Co, Mueller *et al.* [31] a observé deux temps de vie distincts indiquant un isomère $\beta$. Le schéma de niveaux du $^{68}$Ni déduit des résultats de cette expérience est présenté sur la figure 5.3(a).

D'après Mueller *et al.* [31], l'état fondamental $(7^-)$ et l'état isomère $(3^+)$ ont respectivement des temps de vie de 0.23(3) s et 1.6(3) s et des configurations respectives : $(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1g_{9/2})_{7^-}$ et $(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{1/2}^{-1}\ \nu 1g_{9/2}^{+2})_{3^+}$. Le mode privilégié pour une telle décroissance est une transition Gamow-Teller qui transforme un neutron $\nu 1f_{5/2}$ en un proton $\pi 1f_{7/2}$. L'état isomère $5^-$ à 2848 keV dans le $^{68}$Ni est alimenté par l'état $(7^-)$ du $^{68}$Co ce qui indique une contribution de la configuration $\nu 1f_{5/2}^{-1}1g_{9/2}$ dans la fonction d'onde de l'isomère $5^-$. Pour la même raison, l'isomère $(3^+)$ aura une part significative de la configuration $\nu 1f_{5/2}^{-1}2p_{1/2}^{-1}1g_{9/2}^{+2}$.

La structure à basse énergie du $^{68}$Co et par là même celle du $^{68}$Ni a également été peuplée récemment par la décroissance $\beta$ du $^{68}$Fe par Liddick *et al.* [91]. Le noyau pair-pair de $^{68}$Fe possède un état fondamental $0^+$ de temps de vie de $T_{1/2}$=189(6) ms. La décroissance $\beta$ à partir de cet état alimente préférentiellement les états $1^+$ dans le noyau fils de $^{68}$Co. Dans Liddick *et al.* [91], la mesure de l'intensité

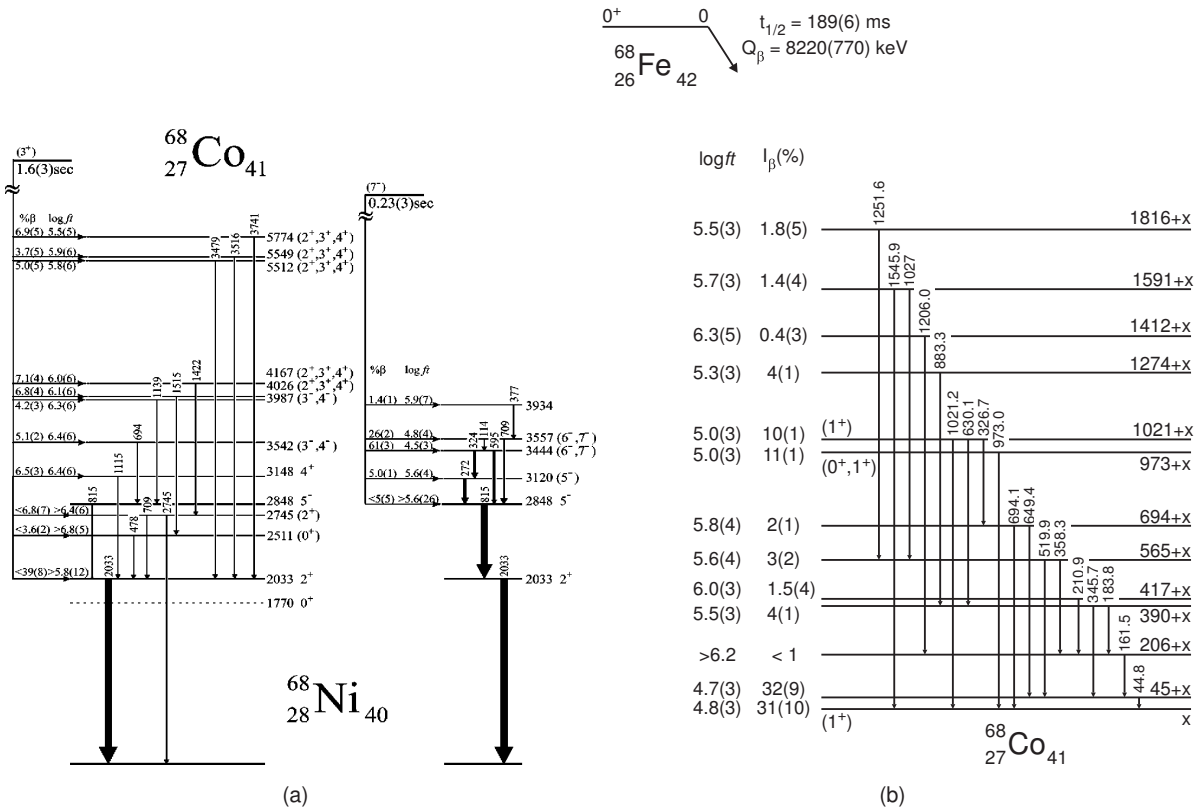



FIG. *5.3: Schéma de décroissance $\beta$ du $^{68}Co$ vers le $^{68}Ni$ présenté dans la référence [31] et de décroissance $\beta$ du $^{68}Fe$ vers le $^{68}Co$ présenté dans la référence [91].*

des transitions $\gamma$ alimentant les différents états de $^{68}$Co permet d'affirmer : i) que l'état fondamental ($7^-$) n'est pas alimenté, conformément à ce qui est attendu compte tenu de la sélectivité de la décroissance $\beta$ et, ii) que l'isomère assigné ($3^+$) par Mueller *et al.* [31] est un état $1^+$. Cette nouvelle suggestion n'est toutefois pas complétement satisfaisante. Comme on le voit sur la figure 5.3(b), l'état isomérique ré-assigné ($1^+$) et l'état situé à 45 keV au-dessus sont alimentés de la même façon par la décroissance $\beta$ du $^{68}$Fe, suggérant donc les mêmes spin et parité $J^\pi$=($1^+$) pour les deux. Or, cet état à $E^*$=x+45 keV décroit très probablement par une transition E1. Cet état ($1^+$), proposé par Liddick *et al.* [91], a été interprété comme étant un état déformé avec une configuration impliquant le couplage d'un état proton $[321]1/2$ et d'un état neutron $[301]1/2$ originaire des couches sphériques $\pi 2p_{3/2}$ et $\nu 2p_{1/2}$. Lors de la décroissance $\beta$ du $^{68}$Co sur le $^{68}$Ni, cet état devrait peupler des états dans le noyau fils de $^{68}$Ni avec une configuration majoritairement $(\pi 2p_{3/2})^{+2}$. Hors à partir du spectre $\gamma$ obtenu par Liddick *et al.* [91], les états peuplés sont les états en dessous de 5 MeV d'énergie d'excitation et de configuration majoritairement neutrons. Aucune transition n'a pu être identifiée dans ce spectre comme étant la désexcitation de l'état intrus proton dans le $^{68}$Ni et mesuré dans ce travail de thèse à 168(1) keV.

Il y a donc une certaine controverse en ce qui concerne la nature microscopique de l'isomère de bas spin dans le $^{68}$Co et il semble que nos mesures dans le $^{68}$Ni sont plutôt en accord avec un isomère ($3^+$) qu'un isomère ($1^+$).

Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés avec différents calculs théoriques. Dans un premier temps, un calcul de type modèle en couches a été réalisé pour le $^{68}$Ni utilisant l'interaction *LNPS* [48]. Cette interaction est la plus récente et adaptée pour cette région de masse. Cette interaction a permis de reproduire l'apparition de la déformation dans la chaîne des Cr interprétée comme étant la conséquence d'une énergie de corrélation proton-neutron entre les neutrons des couches $1g_{9/2}$ et $2d_{5/2}$, et les protons des orbitales *fp*. Côté neutron, l'espace de valence inclut l'orbitale $2d_{5/2}$. Pour pouvoir réaliser le calcul, les excitations protons vers la couche $1g_{9/2}$ et neutron à partir de la couche $1f_{7/2}$ sont bloquées, comme illustré sur la figure 5.4. Dans ce calcul, deux états excités $0^+$ ont été obtenus dans

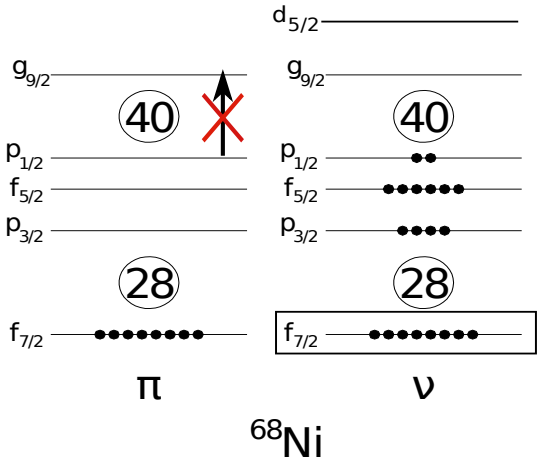
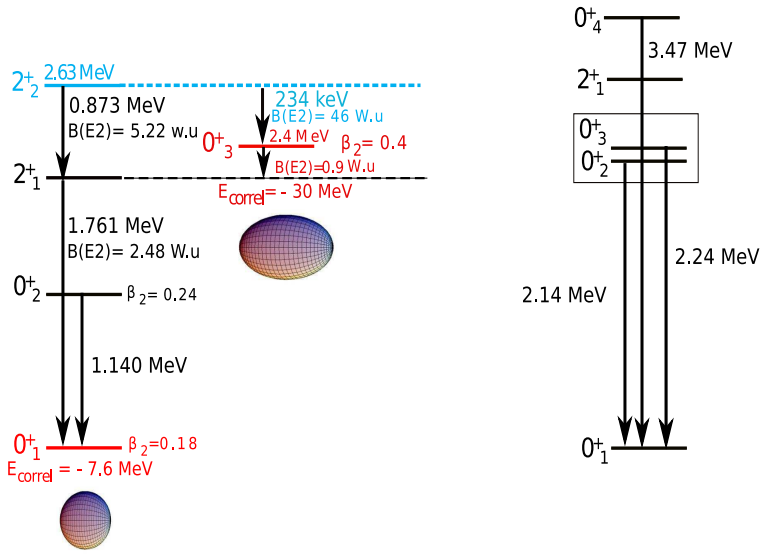



FIG. *5.4: Représentation shématique de l'espace de valence utilisé dans l'interaction LNPS [48].*

le $^{68}$Ni à respectivement 1.14 et 2.4 MeV d'énergie d'excitation, comme on peut le voir sur la figure 5.5. L'état $0_3^+$ à 2.4 MeV d'énergie d'excitation est compatible avec l'état ($0_3^{+m}$) à 2.202 MeV mesuré dans ce travail. La configuration de cet état dans le calcul est majoritairement proton $\pi$(2p-2h) par rapport aux autres états et sa fonction d'onde côté neutron est aussi fragmentée que les états excités voisins, comme on peut le voir sur la figure 5.6. Sur cette figure est représentée le nombre moyen de protons et de neutrons occupant les différentes orbitales. Côté neutrons, de manière générale pour l'ensemble des états présentés, leurs fonctions d'onde sont très fragmentées. L'état $0_2^+$ a un neutron de plus que l'état fondamental dans la couche $\nu 1g_{9/2}$. Cet état est dû à l'excitation d'un neutron dans la couche $\nu 1g_{9/2}$. L'état $0_3^+$ a quant à lui 0.5 neutrons dans la couche $\nu 2d_{5/2}$ contrairement aux deux premiers états $0^+$. L'état $2_1^+$ calculé à 1.78 MeV a des nombres d'occupation, côté neutrons, quasi-identiques à celui de l'état $0_2^+$. Tandis que, l'état $2_2^+$ à 2.66 MeV à une configuration identique à celle de l'état $0_3^+$. Les fonctions d'onde des états $2_2^+$ et $0_3^+$ sont très semblables, comme celles entre les états $2_1^+$ et $0_2^+$. Ce qui est d'ailleurs confirmé par le nombre d'occupation des protons pour les différents états. Comme pour les neutrons, les états $2_1^+$ et $0_2^+$ ont la même configuration proton ainsi que les états $2_2^+$ et $0_3^+$. Les états $2_2^+$ et $0_3^+$ ont deux protons de moins sur la couches $1f_{7/2}$ comparé aux autres états. Ces deux protons se fragmentent entre les orbitales $2p_{3/2}$ (0.5), $1f_{5/2}$ (1.0) et $2p_{1/2}$ (0.5). Ils sont majoritairement sur la couche $\pi 1f_{5/2}$. Les fonctions d'ondes des états $2_1^+$ et $0_3^+$ sont très différentes car, d'un côté, nous avons un état $0_3^+$ avec une configuration $(\pi 1f_{7/2})^{-2}$ et de l'autre un état $2_1^+$ avec une configuration $(\nu 1g_{9/2})^{+1}$. Cet aspect est mis en valeur par les probabilités de transition E2 calculées entre les différents états et présentées dans le tableau 5.2




(a) Modèle en couches (LNPS)

(b) QRPA calculations

FIG. *5.5: Schémas de niveaux théoriques obtenus pour le $^{68}$Ni à l'aide d'un calcul modèle en couches (a) et d'un calcul QRPA (b). Les probabilités de transition E2, les énergies de corrélations ainsi que la déformation obtenue pour les différents états sont également représentés sur la figure (a).*

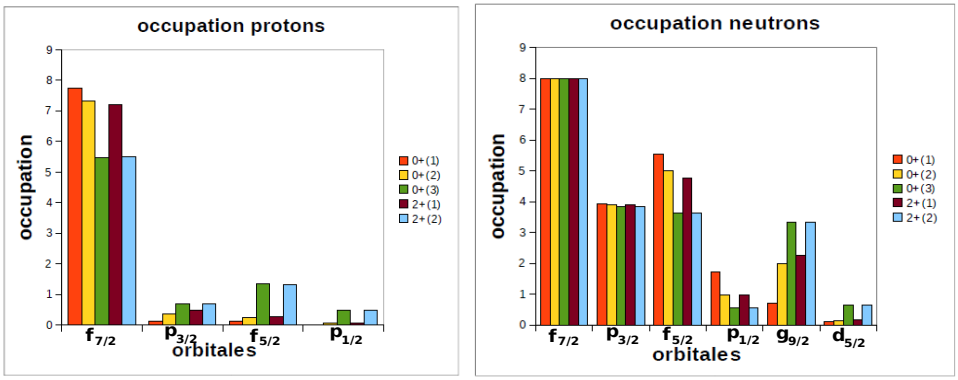



FIG. *5.6: Schéma représentatif des nombres moyens d'occupation dans chacune des orbitales protons et neutrons mises en jeu dans le calcul modèle en couches pour les trois états $0^+$ et pour les états $2^+_1$ et $2^+_2$.*

Le B(E2 ;$0^+_3 \rightarrow 2^+_1$) est de 0.9 W.u ce qui est en accord avec la valeur expérimentale inférieure à 1.4 W.u et qui montre que ces deux états ont une fonction d'onde différente. Par contre, la probabilité de transition entre les états $0^+_2$ et $2^+_1$ est en accord avec le fait que ces deux états ont une configuration identique. Le B(E2) entre les états $0^+_3$ et $2^+_2$ est de $\sim$ 46 W.u, ce qui montre le caractère très collectif de l'état $2^+_2$. De plus, le temps de vie théorique correspondant à cet état qui est prédit à 234 keV au-dessus de l'état $0^+_3$, est de 1 ns. Cela lui confère également un caractère d'isomère. A partir de ce calcul théorique de type modèle en couches, nous avons également accès aux énergies de corrélations

TAB. *5.2: Probabilités de transition réduites E2 obtenues avec le calcul modèle en couches (Cf texte) pour les différentes transitions dans le $^{68}$Ni.*

| Transition | B(E2 ;↓)$_{theo}$ ($e^2.fm^4$) | B(E2 ;↓)$_{exp}$ ($e^2.fm^4$ |
|---|---|---|
| $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 41.03 | 50.7(1.7) |
| $2_1^+ \rightarrow 0_2^+$ | 168.43 | |
| $0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ | 15.1 | <23.5 |
| $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 86.13 | |
| $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ | 0.31 | |
| $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ | 10.78 | |
| $2_2^+ \rightarrow 0_3^+$ | 757.17 | |

et aux règles de sommes qui permettent de calculer la déformation des différents états $0^+$. L'énergie de corrélation représente tout ce qui n'est pas monopolaire dans le calcul, c'est à dire les interactions quadrupolaires, l'appariement, etc... L'état fondamental a -7.6 MeV d'énergie de corrélation, une règle de somme de 899 $e^2.fm^4$ et une fonction d'onde composé à 61% de couches fermées ce qui lui donne une nature plutôt sphérique ($\beta$ ∼0.18). L'état $0_3^+$ a une énergie de corrélation de -30.9 MeV, une règle de somme quadrupolaire de 4520 $e^2.fm^4$ et une fonction d'onde très fragmentée. Son moment quadrupolaire intrinsèque est de $Q_{int} \sim 195\ e.fm^2$ ce qui correspond à une déformation $\beta_2 \sim 0.4$. Cet état est donc très déformé. C'est un état à très basse énergie d'excitation avec une très grande énergie de corrélation $\pi - \nu$ et très déformé.

Nous avons donc maintenant une représentation plus complète des états $0^+$ dans le $^{68}$Ni : les états $0_{2,4}^+$ sont dues à une excitation de paire de neutrons dans l'orbital $\nu 1g_{9/2}$ et l'état $0_3^+$ est due à l'excitation d'une paire de protons de l'orbital $\pi 1f_{7/2}$ vers les orbitales supérieures, comme on peut le voir sur les figures 5.6 et comme nous l'avons expliqué précédemment. La présence de cet état à très basse énergie d'excitation est unique et, est principalement due à une énergie de liaison très importante liée à une énergie de corrélation très grande.

Pour approfondir l'analyse des résultats expérimentaux, des calculs fondés sur l'approximation de champ moyen ont été réalisés par le groupe théorique de Bruyères-le-Châtel. Il s'agit de calculs QRPA en symétrie axiale (Quasi Particle Random Phase Approximation) [97] utilisant la force de Gogny D1S [98]. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.5 (b). Notons que ces calculs sont complémentaires de ceux réalisés récemment dans les isotones N=40 [18] à l'aide de l'approche 5DCH (Hamiltonien collectif à 5 dimensions) où seuls les états collectifs vibrationnels quadrupolaires et rotationnels ont pu être décrits. En effet, contrairement à l'approche 5DCH, la méthode QRPA permet de décrire à la fois les excitations collectives et les excitations intrinsèques. A partir de ces calculs QRPA, trois états $0^+$ excités ont pu être extraits à 2.14, 2.24 et 3.47 MeV. Il semble que les deux premiers correspondent en réalité à un seul et même état à 2.14 MeV - cette levée de dégénérescence étant probablement due à une approximation utilisée pour calculer les états (2p-2h) en QRPA. Cet état à 2.14 MeV est absent des calculs (p-h) RPA. Sa fonction d'onde indique un caractère purement proton. En effet la composante dominante est la configuration $(1\pi f_{7/2})^{-2}$ ce qui en accord avec notre précédente interprétation. Enfin les densités de probabilité de transition E0 calculées très faibles sont compatibles avec un caractère isomèrique. L'état $0^+$ à 3.47 MeV d'énergie d'excitation, est quant à lui, prédit par la QRPA comme étant

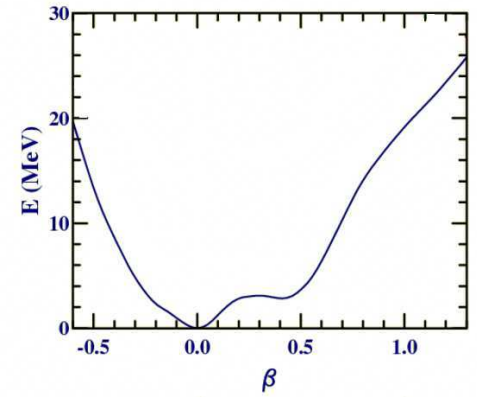



FIG. *5.7: Courbe d'énergie potentielle du $^{68}$Ni obtenue par des calculs HFB avec la force de Gogny D1S.*

une excitation pratiquement «pure neutron». Il peut donc être associé à l'état $0^+_2$ à 1.77 MeV mesuré expérimentalement.

De plus, les calculs champs moyen de type Hartree-Fock Bogolioubov (HFB) pour le $^{68}$Ni prédisent deux minima d'énergie à $\beta \sim 0.0$ et $\beta \sim 0.45$, comme on peut le voir sur la figure 5.7. (Ici $\beta$ est le paramètre de déformation exprimé comme étant $\beta$= $(5\pi/9)^{1/2}q_{20}/(AR_0^2)$, où A est la masse du noyau $R_0$ est le rayon du noyau et $q_{20}$ est le moment quadripolaire de masse.) Cette prédiction théorique de deux minima à $\beta \sim 0.0$ et $\beta \sim 0.45$ renforce le scénario de coexistence de formes dans le $^{68}$Ni. Dans ce cas, le nouvel état $0^+$ observé expérimentalement pourrait être localisé dans ce second minimum de déformation à $\beta \sim 0.45$.

Les deux types d'approches théoriques, - modèle en couches et approches fondées sur le champ moyen - sont donc complémentaires et en accord sur la nature de ce nouvel isomère $0^+$ à 2.2 MeV d'énergie d'excitation.

En conclusion, une nouvelle transition isomèrique de 168(1) keV a été mesurée dans le $^{68}$Ni avec un temps de vie de 216(66) ns. Au regard de la sensibilité de notre dispositif expérimental et de la ré-analyse d'une ancienne expérience de transfert [27], cet état a été placé au-dessus de l'état $2^+_1$, à 2.202 MeV d'énergie d'excitation, et a été interprété comme étant un état intrus proton $0^+$(2p-2h) au dessus du gap Z=28, d'après l'approche phénoménologique de Pauwels *et al.* [38]. La configuration de cet état $(\pi 1f_{7/2})^{-2}$ est semblable à celle de l'état intrus proton isomère de forme dans $^{67}$Co et à celle de l'état fondamental déformé du $^{66}$Fe. Cela semble indiquer une possible déformation de cet isomère $0^{+m}_3$ et suggère une coexistence de formes dans le $^{68}$Ni entre un état fondamental $0^+$ sphérique et un état excité $0^{+m}_3$ très déformé. La non observation de la transition à 168 keV dans certaines expériences pose toutefois la question de l'alimentation de l'état émetteur dans les différents mécanismes de réaction utilisés. Une confirmation de son placement dans le schéma de niveaux à l'aide de relation de coincidences prompte-retardée est nécessaire.

Des calculs théoriques de types modèle en couches et QRPA ont été réalisés pour comparer avec les résultats expérimentaux. Les calculs de type modèle en couches sont en accord avec la configuration proton de cet état, montrent que cet état a une très grande énergie de corrélation de 30 MeV et qu'il est très déformé ($\beta_2$=0.4). Les calculs QRPA prédisent également un état $0^+$ de configuration proton à basse énergie d'excitation dans le $^{68}$Ni.

Nous avons également vu que cette nouvelle pièce du puzzle permet de mettre en lumière une incohérence dans la chaine isobarique A=68 et particulièrement dans le noyau de $^{68}$Co. De nouvelles mesures expérimentales sont nécessaires pour comprendre la structure de l'isomère $\beta$ de ce noyau.

## 5.2 Les noyaux de masse impaire autour du $^{68}$Ni

Dans cette expérience, nous avons également peuplé des noyaux impairs de Co, de Fe et de Mn. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons successivement présenter les résultats obtenus ainsi que les interprétations théoriques que nous avons réalisées en utilisant des calculs de type modèle en couches ainsi que des calculs HFB.

### 5.2.1 Les isotopes de Cobalt

Dans les chapitres 3 et 4, la spectroscopie prompte des isotopes de $^{63,65,67,69}$Co ainsi que la durée de vie des états $(9/2^-_1)$ dans les noyaux de $^{63,65}$Co et $3/2^-$ dans le $^{63}$Co ont été mesurées. A partir des temps de vie mesurés, une probabilité de transition E2 a été extraite pour chacune des transitions en considérant que se sont de pures transitions E2. Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau 5.3

TAB. *5.3: Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus pour l'état $9/2^-_1$ dans les $^{63,65}$Co et l'état $3/2^-_1$ dans le $^{63}$Co.*

| | $J^\pi$ | $E_{\rm exp}$ (keV) | $\tau_{\rm exp}$ (ps) | $B(\mathrm{E2},\downarrow)_{\rm exp}$(W.u) |
|---|---|---|---|---|
| $^{63}$Co | $3/2^-_1$ | 995.1 | 15.4 (18) | 3.71 (43) |
| | $9/2^-_1$ | 1383.5 | 0.9 (4) | 12.2 (54)[a] |
| $^{65}$Co | $9/2^-_1$ | 1479.4 | $\leq 17.3$ | $\geq 0.43$[a] |

[a]Considérant une pure transition E2.

et les schémas de niveaux sont présentés sur la figure 5.8. L'assignement ainsi que l'interprétation des différents états vont maintenant être discutés. Expérimentalement, si on compare l'énergie de la transition $9/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ lorsque l'on augmente le nombre de neutrons avec l'énergie de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ des isotones de Ni voisins, on remarque qu'elles sont quasiment identiques à quelques dizaines de keV près, comme l'avait montré Pauwels *et al.* [42]. Cette remarque peut également être faite en comparant l'énergie de la transition $3/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ avec celle de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ des isotones de Fe voisins comme on peut le voir sur la figure 5.9 (a). A partir de cette figure, l'état $9/2^-_1$ peut être interprété comme étant un trou proton couplé à l'état $2^+_1$ du noyau de Ni voisin ($^{A+1}$Ni) et l'état $3/2^-_1$ comme étant un proton couplé à l'état $2^+_1$ du noyau de Fe voisin ($^{A-1}$Fe). Cette analogie permet d'identifier et d'assigner les

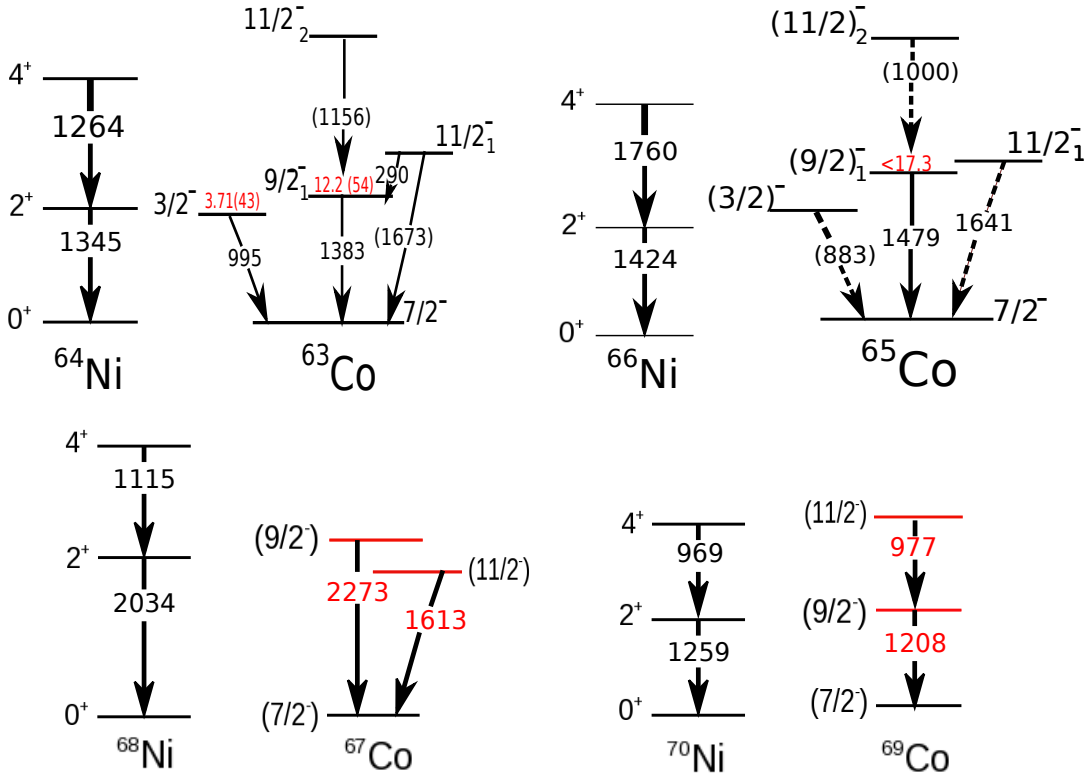



FIG. *5.8: Récapitulatif des mesures expérimentales (transitions, probabilités de transitions) attendues dans les isotopes de Co dans les expériences présentés. Les nouveaux résultats sont présentés en rouge sur la figure. Dans les noyaux de $^{63,65}$Co, les probabilités de transitions réduites mesurées ont également été ajoutées en rouge dans les schémas de niveaux.*

nouvelles transitions $\gamma$ promptes observées dans les noyaux de $^{67}$Co et $^{69}$Co. Mais cela ne nous donne aucune information sur l'état fondamental du noyau.

L'énergie d'excitation est un paramètre nécessaire mais non suffisant pour arriver à mettre en évidence de tels couplages. Pour conforter ces interprétations, il faut également mesurer la probabilité de transition entre ces états et l'état fondamental et comparer les différentes systématiques. C'est ce qui est montré sur la figure 5.9 (b). Sur cette figure, les B(E2) obtenues à partir de la mesure du temps de vie des états $9/2^-_1$ et $3/2^-_1$ sont comparées avec le B(E2) des transitions $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ dans les noyaux de Fe et de Ni pairs voisins. Expérimentalement, on remarque une similitude entre l'évolution des B(E2) de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ dans le Ni avec celle de l'état $9/2^-_1$ dans le Co. En revanche les probabilités de transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ dans le chaîne des Fe sont un facteur trois plus grande que celles de l'état $3/2^-_1$ dans les Co. Les B(E2) confirment donc l'interprétation de l'état $9/2^-_1$ comme étant un trou proton dans l'orbitale $\pi 1f_{7/2}$ couplé à l'état $2^+_1$ du noyau de Ni voisin ($^{A+1}$Ni). L'état fondamental du $^{63}$Co peut également être interprété comme un trou proton dans l'orbitale $\pi 1f_{7/2}$ couplé à l'état $0^+_{g.s}$ du noyau de Ni voisin. En revanche, ce recouvrement de l'état $3/2^-_1$ avec le fondamental n'est pas aussi simple à interpréter. Ces deux états ont clairement une structure différente, comme le montre la petite valeur du B(E2). Pour comprendre cette différence et pour aller plus loin dans l'interprétation des différents états des noyaux de Co impairs, nous avons réalisé des calculs théoriques.

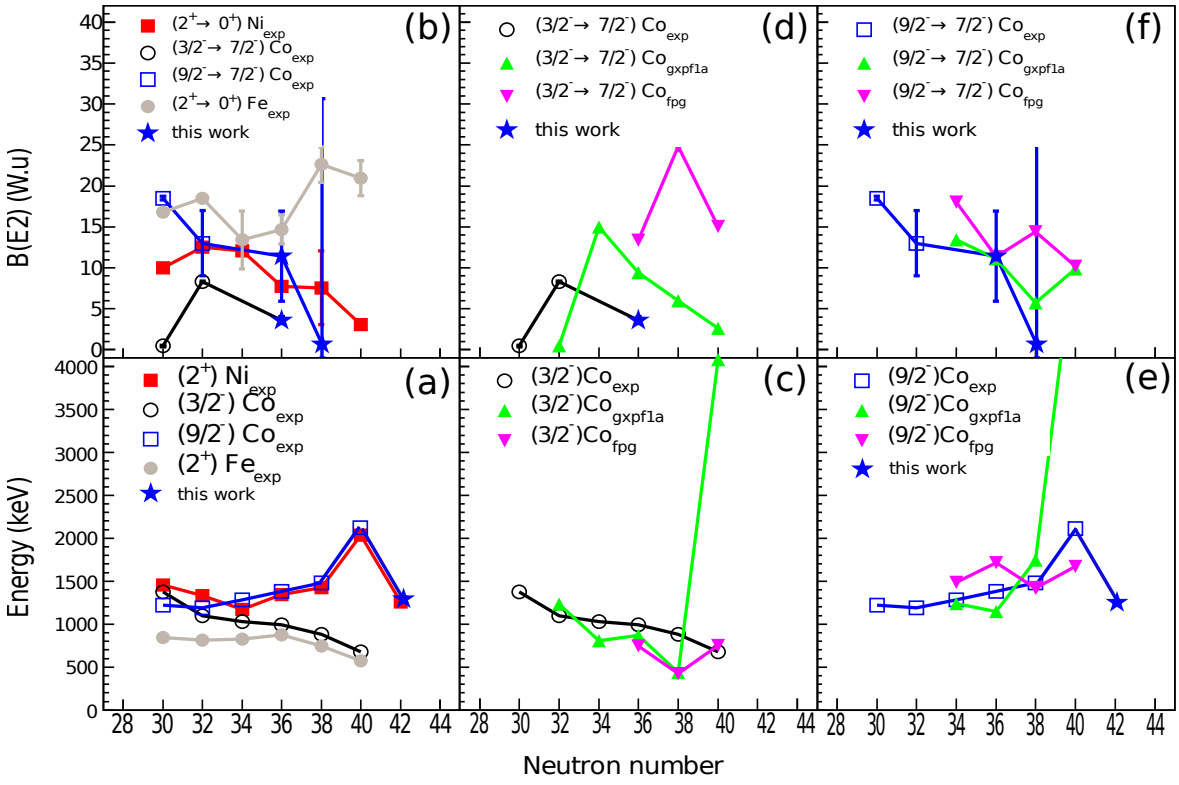
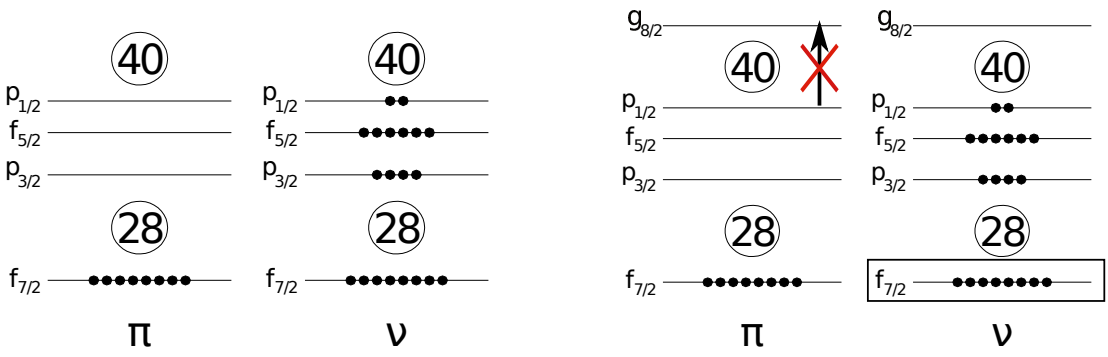



FIG. *5.9: Evolution de l'énergie (a) et de la probabilité de transition E2 (b) des premiers états excités des noyaux de Ni, Co et Fe obtenues expérimentalement et comparés aux calculs théoriques (c-f).*

Nous avons réalisé des calculs de type modèle en couches à l'aide du code ANTOINE [99]. Ce code permet de calculer différentes observables de physique nucléaire, tels que : les énergies, les probabilités de transition...etc. Pour ce faire, des interactions dédiées à une région de masse donnée sont utilisées : pour l'espace *sd* l'interaction *usd* [100], pour l'espace *fp* l'interaction *gxpf1a* [101], pour l'espace *fpg* l'interaction *fpg* [22] ou l'interaction *jun45* [102]... Les interactions *gxpf1a* et *fpg* vont être décrites en détails car elles sont utilisées pour réaliser les calculs sur les noyaux de Co. L'interaction *gxpf1a* a un espace de valence constitué des orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ avec des énergies simples particules de -8.624, -5.679, -1.383, -4.137 MeV respectivement, et un coeur inerte de $^{40}Ca$ (voir figure 5.10(a)). L'ensemble des noyaux de cobalt ont été calculés avec cette interaction en utilisant l'ensemble de l'espace de valence. L'interaction $fpg$ est constituée d'un espace de valence contenant les orbitales $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ (figure 5.10(b)), avec des énergies simple particules respectives de 0.0, 2.0, 6.5, 4.0 et 9.0 MeV d'énergie d'excitation. Pour réaliser les calculs, les excitations protons vers l'orbitale $\pi 1g_{9/2}$ sont bloquées ainsi que les neutrons à partir de la couche $\nu 1f_{7/2}$. Un calcul complet est impossible à réaliser parce que la taille de la matrice à diagonaliser devient trop grande. Pour calculer les probabilités de transitions électriques (E2), des charges effectives électriques standards de 0.5e et 1.5e sont utilisées respectivement pour les neutrons et les protons. De même, pour calculer les probabilités de transitions magnétiques (M1) des facteurs $g$ d'orbitale et de spin nus ($g_l(\nu) = 0$, $g_l(\pi) = 1$, $g_s(\nu) = -3.826$ et




(a) espace de valence pour l'interaction *gxpf1a* (b) espace de valence pour l'interaction *fpg*

FIG. *5.10: Représentation des espaces de valence utilisés dans les interactions gxpf1a et fpg.*

$g_s(\pi) = 5.586$, en magnéton nucléaire) ainsi que des facteurs $g$ de spin réduits par un facteur 0.7.

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques sont présentées sur les figures 5.9 (c-f). Sur les figures (c) et (e), les calculs théoriques reproduisent bien l'énergie mesurée des états $3/2^-$ et $9/2^-$ excepté dans le cas du $^{67}$Co où seule l'interaction *fpg* reproduit la valeur de l'énergie. Cela indique la nécessité d'inclure l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ dans le calcul pour reproduire les résultats expérimentaux lorsque l'on s'approche de N=40. Ceci s'explique simplement par le fait que l'espace *fp* n'est pas suffisant et qu'il faut utiliser un espace de valence plus grand du type *fpg* ou *fpgd*.

Le B(E2) de la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}$Co est très bien reproduit par les deux interactions alors que dans le $^{65}$Co les deux interactions prédisent une valeur différente d'un facteur 3. Lorsque l'on prend en compte l'orbitale $\nu 1g_{9/2}$ le B(E2) augmente fortement alors qu'il diminue dans le cas contraire. Cela avait déjà été mis en évidence dans le cas des isotopes de Fe par Ljungvall *et al.* [46]. Les B(E2) calculées pour la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ semblent néanmoins en accord avec les résultats expérimentaux, lorsque l'on considère que celle-ci est une pure transition E2. Ceci nous amène donc à la conclusion que la contribution M1 dans cette transition doit être très faible car la valeur du B(E2) expérimentale est obtenue à partir du temps de vie total.

Pourtant, une B(M1) de 0.36 W.u a été calculée pour la transition $(9/2^-) \rightarrow (7/2^-)$ dans le $^{63}$Co avec l'interaction *gxpf1a*. Si on tient compte de cette dernière valeur et de la valeur de la probabilité de transition E2, le temps de vie théorique de l'état $(9/2^-)$ est de 0.09 ps ce qui est un facteur 10 plus petit que la valeur expérimentale. Cette valeur de B(M1) est obtenue à partir de facteur $g$ nu et si l'on multiplie ceux-ci par un facteur de «quenching» de 0.7, on trouve une valeur de B(M1) de 0.34 W.u. Cela ne change pas la valeur du temps de vie théorique obtenu. Ce temps de vie théorique n'est donc pas en accord avec notre temps de vie expérimental. Un calcul identique pour la même transition dans le $^{61}$Co, mesurée précédemment par Honma *et al.* [101], donne un temps de vie de 0.08 ps. Cette valeur est également un facteur 10 plus petite que la valeur mesurée de 0.8 ps [103], tandis que la valeur de E2 est en accord avec l'expérience. Les valeurs des probabilités de transition M1 calculées avec l'interaction *gxpf1a* semblent donc surestimées.

Pour la transition $(3/2^-) \rightarrow (7/2^-)$, les B(E2) mesurées expérimentalement sont inférieures à celle obtenue à partir des deux interactions. Ce qui nous amène à la conclusion que dans les deux cas, les calculs de type modèle en couches surestiment la collectivité de l'état $3/2^-$.

A partir des différentes systématiques en énergie, on arrive à la conclusion que les états $7/2^-_{g.s}$ et

$9/2_1^-$ peuvent être interprétés comme étant un trou proton sur l'orbitale $(1\pi f_{7/2})^{-1}$ couplé aux états $0^+_{g.s}$ et $2_1^+$, respectivement, dans les isotones de Ni voisins, tels que :

$$\begin{aligned} |7/2_1^-(\mathrm{Co})\rangle &\approx |(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 0_1^+(\mathrm{Ni}); 7/2\rangle, \\ |9/2_1^-(\mathrm{Co})\rangle &\approx |(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 2_1^+(\mathrm{Ni}); 9/2\rangle, \end{aligned} \tag{5.1}$$

Tandis que, l'état $3/2_1^-$ est interprété comme étant un proton sur l'orbitale $1\pi f_{7/2}$ couplé à l'état $2_1^+$ dans l'isotone de Fe voisin, tel que :

$$|3/2_1^-(\mathrm{Co})\rangle \approx |1\pi f_{7/2} \times 2_1^+(\mathrm{Fe}); 3/2\rangle, \tag{5.2}$$

Concernant les transitions électromagnétiques entre les états $3/2^-$ et $7/2^-_{g.s}$ dans le $^{63}$Co (figure 5.9 (d)), le B(E2) mesuré est bien inférieur à celui calculé, ce qui n'est pas incohérent avec les interprétations données par 5.1 et 5.2. Si l'état $3/2^-$ est un proton de la couche $\pi$1f$_{7/2}$ couplé à l'état $2_1^+$ du noyau de Fe voisin et que l'état $7/2^-_{g.s}$ est un trou dans la couche $(\pi$1f$_{7/2})^{-1}$ couplé à l'état $0_1^+$ du noyau de Ni voisin, ces deux états ont des fonctions d'ondes très différentes. La probabilité de transition entre ces deux états est donc quasi nulle et très différente de celle entre l'état $2_1^+$ et l'état $0_1^+$ dans le noyau de Fe. Afin de comprendre l'origine microscopique du désaccord entre les probabilités de transition expérimentales et théoriques, nous avons étudié les configurations microscopiques calculées et les facteurs spectroscopiques des noyaux de Co, Ni et Fe.

Dans l'interprétation expérimentale décrite dans les équations 5.1 et 5.2, aucune transition (M1) ne serait permise entre l'état $9/2_1^-$ et l'état $7/2^-_{g.s}$ car cette transition serait directement équivalente à une transition entre l'état $2_1^+$ et l'état $0^+_{g.s}$. De plus, si on analyse la fonction d'onde calculée par le modèle en couches avec l'interaction *gxpf1a* de l'état $0^+_{g.s}$, dans le $^{64}$Ni par exemple, on trouve que les 8 protons au dessus du coeur ne sont pas confinés à la couche $\pi$1f$_{7/2}$ mais qu'ils peuvent aussi occuper les couches $\pi$2p$_{3/2}$, $\pi$1f$_{5/2}$ et $\pi$2p$_{1/2}$ avec une occupation fractionnée de 7.5, 0.37, 0.1 et 0.03 sur chacune des couches. De même, le nombre moyen de protons occupant ces mêmes orbitales pour l'état $2_1^+$ du $^{64}$Ni sont de 7.38, 0.48, 0.11 et 0.03. La complexité des fonctions d'ondes des états du coeur pair-pair associé aux états $7/2^-_{g.s}$ et $9/2_1^-$ implique que nous avons bien une contribution (M1) dans la transition entre ces deux états.

Dans le calcul de modèle en couches, les états dans les noyaux impairs formés à partir du couplage entre une particule sur une orbitale $j$ avec un état d'un coeur pair-pair $|L_k\rangle$, peuvent être obtenus à partir des facteurs spectroscopique, de la façon suivante :

$$|J_i\rangle = \sum_{jL_k} c^{J_i}_{jL_k} |j \times L_k; J\rangle, \tag{5.3}$$

où $|J_i\rangle$ est l'état du noyau impair et le coefficient $c^{J_i}_{jL_k}$ a été trouvé à partir de :

$$\left(c^{J_i}_{jL_k}\right)^2 \approx \frac{1}{\langle n_j \rangle} \frac{\langle J_i || a^\dagger_j || L_k \rangle^2}{2J+1}, \tag{5.4}$$

où l'élément de matrice réduit de l'opérateur création sur l'orbitale $j$ et le nombre d'occupation $\langle n_j \rangle$ de cette orbital pour l'état $|J_i\rangle$ sont donnés par le calcul. Si nous souhaitons exprimer un état $|J_i\rangle$ comme un trou sur l'orbitale $j$ couplé à un coeur pair-pair on utilise le formalisme suivant :

$$|J_i\rangle = \sum_{jL_k} c^{J_i}_{j^{-1}L_k} |j^{-1} \times L_k; J\rangle, \tag{5.5}$$

et l'expression pour les coefficients $c^{J_i}_{j^{-1}L_k}$ est

$$\left(c^{J_i}_{j^{-1}L_k}\right)^2 \approx \frac{1}{\langle \bar{n}_j \rangle} \frac{\langle L_k || a^\dagger_j || J_i \rangle^2}{2J+1}, \tag{5.6}$$

où $\langle \bar{n}_j \rangle$ est le nombre de trous sur l'orbitale $j$ pour l'état $|J_i\rangle$, $\langle \bar{n}_j \rangle = 2j+1-\langle n_j \rangle$.

A partir des facteurs spectroscopiques calculés avec l'interaction *gxpf1a* dans le $^{63}$Co et du formalisme décrit dans l'encadré ci-dessus, les fonctions d'ondes ont été obtenues pour les différents états, tels que :

$$\begin{aligned} |7/2^-_1\rangle \approx 0.62|(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 0^+_1(\mathrm{Ni}); 7/2\rangle \pm 0.38|(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 2^+_1(\mathrm{Ni}); 7/2\rangle \\ \pm 0.23|(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 2^+_2(\mathrm{Ni}); 7/2\rangle + \cdots, \\ |9/2^-_1\rangle \approx 0.61|(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 2^+_1(\mathrm{Ni}); 9/2\rangle \pm 0.31|(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 4^+_2(\mathrm{Ni}); 9/2\rangle \\ \pm 0.25|(1\pi f_{7/2})^{-1} \times 2^+_2(\mathrm{Ni}); 9/2\rangle + \cdots, \end{aligned} \tag{5.7}$$

et

$$\begin{aligned} |3/2^-_1\rangle \approx 0.55|1\pi p_{3/2} \times 0^+_1(\mathrm{Fe}); 3/2\rangle \pm 0.19|1\pi p_{3/2} \times 0^+_2(\mathrm{Fe}); 3/2\rangle \\ \pm 0.18|1\pi p_{1/2} \times 2^+_2(\mathrm{Fe}); 3/2\rangle + \cdots. \end{aligned} \tag{5.8}$$

Il est important de préciser que dans les équations précédentes, il est impossible de savoir si chacune des contributions est constructives ou destructives, c'est pourquoi un signe +/- apparaît.

Pour l'état 9/2$^-$, les différentes composantes présentées dans l'équation 5.7 représentent 50 à 60% de sa fonction d'onde totale. Ces trois états ont donc des fonctions d'ondes très fragmentées à contrario de ce que suggèrent les résultats expérimentaux. Ceci est d'autant plus important pour l'état 3/2$^-$ car les contributions majeures de sa fonction d'onde présentées dans l'équation 5.8 ne reprèsente que 37% de sa fonction d'onde totale.

Cette grande fragmentation des fonctions d'onde explique aussi les valeurs des probabilités de transition B(M1) obtenues dans le calcul entre les états $9/2^-$ et $7/2^-_{g.s}$.

Si aucune transition M1 n'est permise entre la composante principale des équations 5.7, la première composante de l'état $9/2^-$ et la deuxième composante de l'état $7/2^-_{g.s}$ sont connectées par la partie proton de l'opérateur M1. Comme cette dernière est loin d'être négligeable, elle donne une grande valeur calculée de B(M1). De la valeur mesurée du temps de vie, on peut déduire une valeur de B(M1) qui est 10 fois plus petite que la valeur calculée ce qui est compatible avec la très grande fragmentation des fonctions d'onde donnée par le calcul modèle en couches.

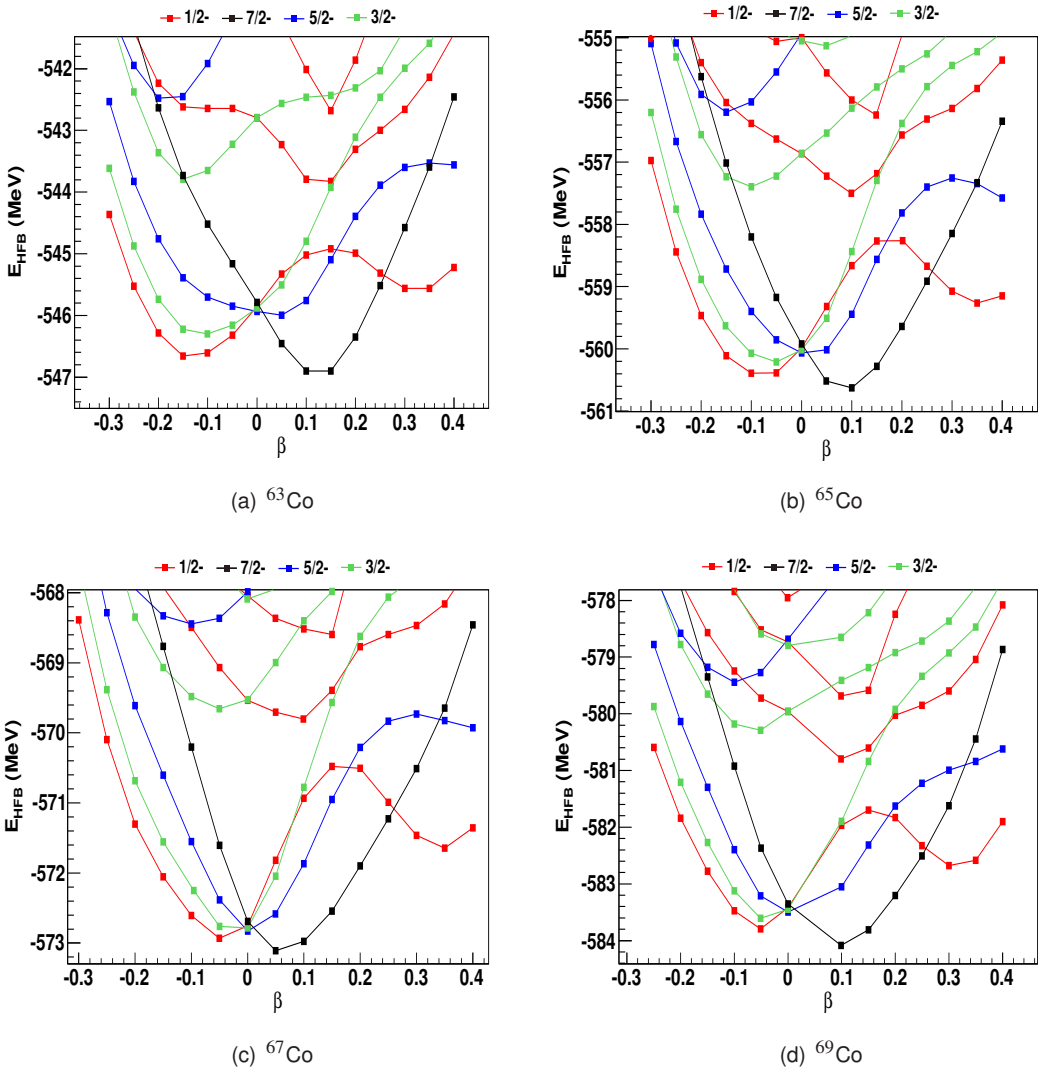
Pour compléter notre interprétation des différents états observés dans les noyaux impairs de cobalt, nous avons réalisé des calculs fondés sur l'approximation champ moyen.

Les solutions Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), en symétrie axiale, ont été obtenues en utilisant la procédure de blocking (Cf annexe A.4) pour tous les états à une quasi-particule (qp) proton provenant des orbitales $\pi 1f_{7/2}$, $\pi 2p_{3/2}$, $\pi 1f_{5/2}$, $\pi 2p_{1/2}$ et $\pi 1g_{9/2}$. Les calculs HFB axiaux ont ensuite été étendus en étudiant la rigidité des solutions labellées par les nombres quantiques K - la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie - et $\pi$ - la parité - vis-à-vis de la déformation. Les courbes d'énergie potentielle ainsi obtenues pour les différentes configurations bloquées sont présentées sur la figure 5.11 pour les noyaux de $^{63,65,67,69}$Co. Nous voyons, qu'à déformation nulle, comme attendu, les états bloqués issus d'une même orbitale sont dégénérés. Par exemple, sur la figure 5.11(a) du $^{63}$Co, les premières courbes - noire (état $K^\pi=7/2^-$), bleue (état $K^\pi=5/2^-$), rouge (état $K^\pi=1/2^-$) et verte (état $K^\pi=3/2^-$),- se regroupent à $\beta$=0 en un seul état qui correspond à l'orbitale $\pi 1f_{7/2}$. De plus, la figure 5.11 montre clairement que les différentes courbes d'énergie potentielle dépendent beaucoup des configurations bloquées. En effet, en fonction des configurations bloquées, les minima des différentes courbes sont prédits allongés, aplatis, voire sphériques.

Toutefois, l'état $K^\pi = 7/2^-$ semble être l'état fondamental pour les quatre isotopes de Co présentés puisque c'est dans les 4 cas, l'état $K^\pi$ de plus basse énergie. Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux et théoriques de modèle en couches. Dans les isotopes de $^{63}$Co et $^{69}$Co l'état fondamental $K^\pi=7/2^-$ est prédit légèrement déformé prolate avec une déformation $\beta$=0.1. Pour les noyaux de $^{65}$Co et $^{67}$Co, la déformation de l'état fondamentale est plus proche de zéro.

Des calculs de mélange de configurations ont ensuite été réalisés séparément pour chaque configuration bloquée en utilisant la méthode de la coordonnée génératrice à 1 dimension (GCM) à l'approximation de recouvrement Gaussien (GOA). Ceci revient à résoudre un Hamiltonien collectif à une dimension -la déformation quadrupolaire axiale-. Une telle approche avait déjà été utilisée dans le cas du $^{61}$Fe. Elle donne accès à différents états nucléaires labellés par les nombres quantiques K et $\pi$. L'état de plus basse énergie est l'état fondamental, les autres sont des états excités. Les schémas de niveaux obtenus sont présentés sur la figure 5.12.

Il apparait clairement que, tout comme dans le cas des calculs HFB, l'état fondamental pour les quatre isotopes de Co étudiés est prédit être un état $K^\pi=7/2^-$. Il a une déformation $\beta$=0.1 dans le $^{63}$Co, $\beta$=0.06 dans le $^{65}$Co puis il devient sphérique dans le noyau de $^{67}$Co pour redevenir déformé dans le $^{69}$Co. La théorie n'est donc pas inconsistante avec les résultats expérimentaux. Expérimentalement la notion de «couplage fort» dans le $^{63}$Co se manifeste par le fait que l'énergie de la transition $11/2^-_2 \rightarrow 9/2^-_1$ dans le $^{63}$Co est pratiquement identique à celle de la transition $4^+_1 \rightarrow 2^+_1$ dans le $^{64}$Ni (Cf figure 5.8). A partir de cette interprétation, nous pouvons assigner la transition à 977 keV dans le $^{69}$Co à la transition



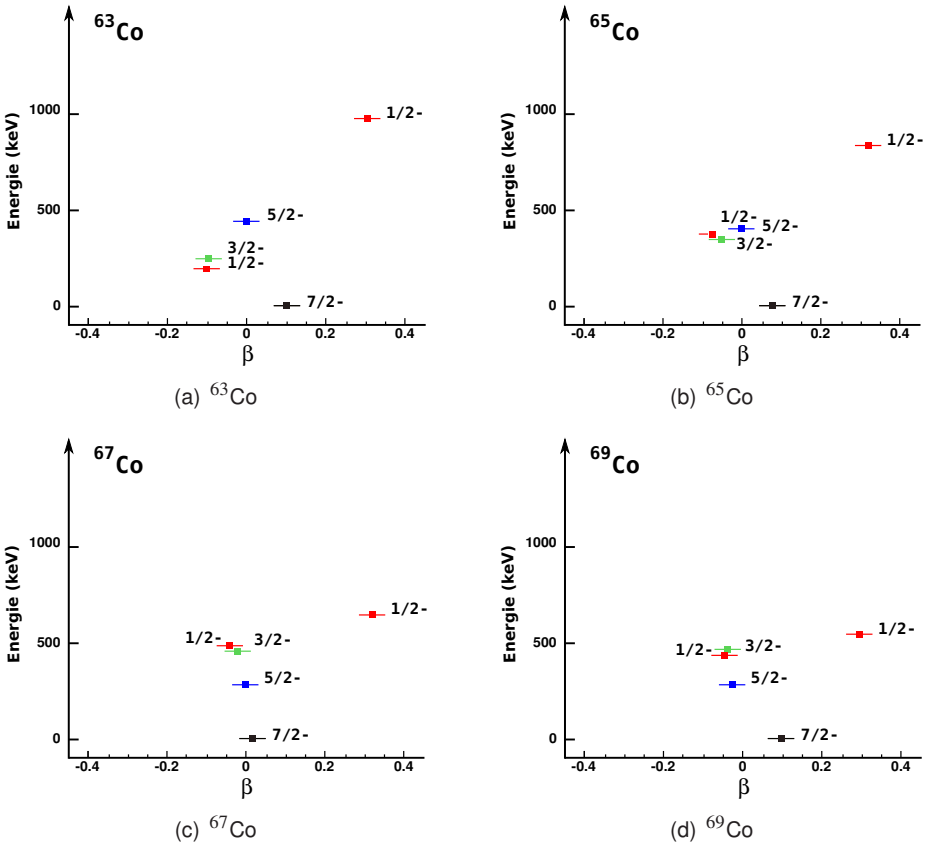

(a) $^{63}$Co (b) $^{65}$Co

(c) $^{67}$Co (d) $^{69}$Co

FIG. *5.11: Résultats de calculs «HFB + blocking» réalisés avec la force de Gogny dans des noyaux de Co impairs.*

$11/2^-_2 \rightarrow 9/2^-_1$, celle-ci étant très proche en énergie de la transition $4^+_1 \rightarrow 2^+_1$ dans le $^{70}$Ni. Les énergies de transition dans les noyaux impairs $^{65,67}$Co et les pairs-pairs voisins sont différentes, ce qui semble corroborer un couplage faible, et donc un état fondamental sphérique.

En ce qui concerne les états excités, les trois premières têtes de bandes $K^\pi=5/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$ sont prédites sphériques dans ces calculs GCM+GOA. Par contre la deuxième tête de bande $K^\pi=1/2^-$ à plus haute énergie d'excitation a une déformation $\beta$=0.3. C'est donc une tête de bande très déformée de nature allongée. Cette tête de bande $K^\pi=1/2^-$ correspond tout à fait à l'état intrus proton mesuré expérimentalement par Pauwels *et al.* [42] dans le $^{67}$Co comme étant un isomère de forme. On peut remarquer que dans ces calculs GCM+GOA, cet état descent en énergie entre le $^{63}$Co et le $^{69}$Co.




(a) $^{63}$Co (b) $^{65}$Co

(c) $^{67}$Co (d) $^{69}$Co

FIG. *5.12: Schémas de niveaux obtenus pour des noyaux de Co impairs à partir de calculs de mélange de configurations de type GCM+GOA à 1 dimension.*

En résumé, dans ces deux expériences, nous avons mesuré de nouvelles transitions $\gamma$ dans les noyaux de $^{67,69}$Co ainsi que les temps de vie des états $3/2^-_1$ et $9/2^-_1$ dans les noyaux de $^{63,65}$Co. A partir de l'énergie des transitions $3/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ et $9/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$, nous sommes arrivés à la conclusion que l'état $3/2^-_1$ dans les noyaux de Co impairs pouvait être interprété comme étant un proton couplé à l'état $2^+_1$ du noyau pair-pair de Fe voisin et, de même, l'état $9/2^-_1$ comme étant un trou couplé à l'état $2^+_1$ du noyau pair-pair de Ni voisin. La probabilité de transition B(E2 ;$9/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$) dans les noyaux de $^{63,65}$Co est compatible avec celle de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ dans les noyaux de $^{64,66}$Ni en considérant que cette transition est purement E2. Par contre, celle de la transition $3/2^-_1 \rightarrow 7/2^-_{g.s}$ est plus petite que celle de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ dans les noyaux de $^{62,64}$Fe. Ces résultats confortent l'interprétation basée sur les systématiques en énergies. Les états $9/2^-_1$ et $7/2^-_{g.s}$ sont respectivement interprétés comme un trou proton couplé à l'état $2^+$ et $0^+$ dans le noyau de $^{A+1}$Ni. Par conséquent, l'état $3/2^-_1$, interprété comme un proton couplé à l'état $2^+$ du $^{A-1}$Fe, a un recouvrement faible avec l'état fondamental compatible avec la faible valeur du B(E2).

Les calculs de type modèle en couches que nous avons réalisés pour corroborer ces résultats sont globalement en accord avec les résultats expérimentaux lorsque l'on isole les contributions quadrupolaire électrique (E2). Cependant, l'étude détaillée des contributions magnétiques (M1) montre quelques désaccords. En effet, la contribution de type M1 au temps de vie théorique conduit à un désaccord important avec les données expérimentales. L'analyse des fonctions d'onde a montré une grande fragmentation des états calculés qui conduit naturellement à des probabilités de transition M1 plus importantes. Cette comparaison apporte un éclairage sur un désaccord entre l'expérience et la théorie sur les contributions magnétique, et ce quelle que soit l'intéraction utilisée. Les contributions magnétiques doivent être mieux maîtrisées dans les calculs théoriques pour espérer pouvoir reproduire les résultats expérimentaux dans les noyaux impairs en nucléons dans cette région de masse.
Nous avons également réalisé des calculs de type GCM+GOA fondés sur des solutions issues de calculs HFB + blocking dans les isotopes de Co impairs. Ces calculs mettent en évidence l'évolution de la déformation de l'état fondamental $K^{\pi}= 7/2^{-}_{g.s}$ des noyaux de Co impairs qui passe d'une très faible déformation allongée ($\beta$=0.1) dans le noyau de $^{63}$Co, à une valeur pratiquement nulle dans les noyaux de $^{65,67}$Co, pour redevenir faiblement déformée ($\beta$=0.1) dans le noyau de $^{69}$Co. La spectroscopie des noyaux de $^{63}$Co et $^{69}$Co est compatible avec un schéma de couplage fort tel que décrit au chapitre 1. Cela suggère une déformation relativement plus élevée que celle obtenue dans le calcul de type GCM+GOA. De même, la spectroscopie des noyaux de $^{65}$Co et $^{67}$Co est compatible avec un schéma de couplage faible, synonyme d'une déformation quasi nulle compatible avec le calcul théorique. Enfin, ces calculs reproduisent l'apparition de l'état intrus proton $1/2^{-}$ très déformé ($\beta$=0.3) mesuré expérimentalement par Pauwels *et al.* [42]. Cet état descent en énergie lorsque le nombre de neutrons augmente.

### 5.2.2 Les isotopes de Manganèse

Dans le chapitre 3, la spectroscopie prompte des isotopes de $^{61,63,65}$Mn a été mesurée. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.13. Le schéma de niveaux du $^{61}$Mn est en accord avec celui

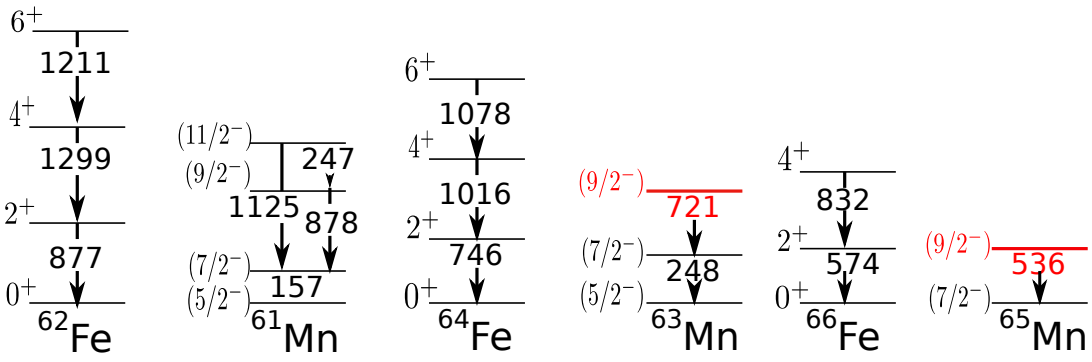



FIG. *5.13: Recapitulatif des mesures expérimentales faites sur les isotopes de Mn. Les autres schémas de niveaux viennent de notre interprétation (Cf texte).*

mesuré par Valiente *et al.* [56]. L'état fondamental proposé est un état $(5/2^{-})$ ce qui est compatible avec

les calculs théoriques jusqu'au $^{63}$Mn d'après Valiente *et al.* [56]. Le $^{63}$Mn a une structure très proche de celui du $^{61}$Mn, avec deux états (7/2$^-$) et (9/2$^-$) à basse énergie décroissants par des transitions en coincidence. Le schéma de niveaux du $^{65}$Mn est inconnu. Aucune transition de basse énergie (< 300 keV) n'a été identifié. A partir de la transition mesurée à 536 keV, deux scenarios sont possibles :

- soit l'état (7/2$^-$) devient l'état fondamental et la transition à 536 keV est la transition $(9/2^-_1) \rightarrow (7/2^-_{g.s})$. On a alors une inversion des états (7/2$^-$) et (5/2$^-$) ;
- soit la transition à 536 keV est la transition (7/2$^-_1$)$\rightarrow$(5/2$^-_{g.s}$).

En effet, d'après la systématique de la figure 1.12, à N=28, les états (5/2$^-$) et (7/2$^-$) s'inversent, le (7/2$^-$) devient l'état fondamental et le (5/2$^-$) le premier état excité dans les isotopes voisins. Cela marque le caractère magique de N=28. La question de l'évolution de ce schéma à N=40 se pose.

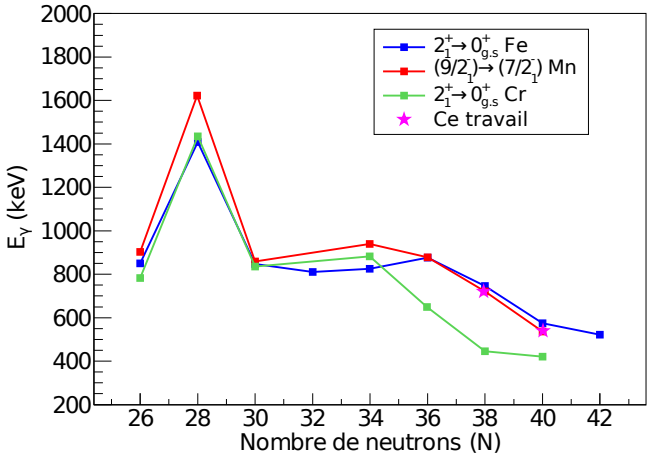



FIG. *5.14: Evolution des énergies des transitions entre le premier état excité et l'état fondamental en fonction du nombre de neutrons pour les noyaux de Fe, Mn et Cr.*

De plus, à partir des schémas de niveaux expérimentaux présentés sur la figure 5.13, la transition 9/2$^-_1$ $\rightarrow$7/2$^-_1$ dans les noyaux de $^{61,63}$Mn est très proche en énergie de la transition 2$^+_1$ $\rightarrow$0$^+_{g.s}$ dans les noyaux voisins de Fe pairs. Cela est également montré sur la figure 5.14. Sur cette figure, l'énergie de la transition (9/2$^-_1$)$\rightarrow$(7/2$^-_1$) est très proche de celles des transitions 2$^+_1$ $\rightarrow$0$^+_{g.s}$ dans les noyaux pair-pair de Cr, en dessous de N=34, et des noyaux pair-pair de Fe à partir de N=36. L'état 9/2$^-_1$ dans les noyaux de Mn de masse impaire peut être interprété comme étant un trou proton dans l'orbitale $\pi$1f$_{7/2}$ couplé à l'état 2$^+_1$ des noyaux de Fe voisins. Ces arguments vont plus dans le sens du premier scénario.

En comparant les transitions mesurées à 721 et 536 keV dans les noyaux de $^{63}$Mn et $^{65}$Mn avec la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ des noyaux pairs de $^{64}$Fe et $^{66}$Fe respectivement, il est possible d'assigner ces transitions $\gamma$ à la transition $(9/2^-_1) \rightarrow (7/2^-_1)$ dans ces deux isotopes de Mn.

Comme précédemment, les résultats expérimentaux sont comparés à des calculs théoriques de type modèle en couches. Dans la référence [56], les auteurs ont réalisé de tels calculs à l'aide des interactions *gxpf1a* [101] et *fpg* [22] pour les noyaux de Mn. A partir des résultats obtenus dans cette publication, on peut remarquer que, comme pour les noyaux de Co, l'interaction *gxpf1a* reproduit très bien les résultats expérimentaux jusqu'au $^{61}$Mn (N=36) mais qu'ensuite il faut inclure la couche $\nu$1g$_{9/2}$ et donc utiliser

l'interaction *fpg* pour retrouver le schéma de niveaux expérimental. Nous avons réalisé les calculs avec l'interaction *fpg* pour le $^{63}$Mn pour comprendre la configuration des différents états, puis les mêmes calculs ont été réalisés pour la première fois pour le $^{65}$Mn. L'ensemble de ces calculs ne peut se faire dans un espace de valence complet. Les neutrons de la couche $\nu 1f_{7/2}$ ont été bloqués et les protons ne peuvent être excités dans la couche $\pi 1g_{9/2}$, comme présenté précédemment dans la figure 5.10(b). Le nombre de sauts autorisés est limité à 5 protons et 6 neutrons. Les spectres en énergie obtenus pour les isotopes de $^{63,65}$Mn sont présentés sur la figure 5.15.

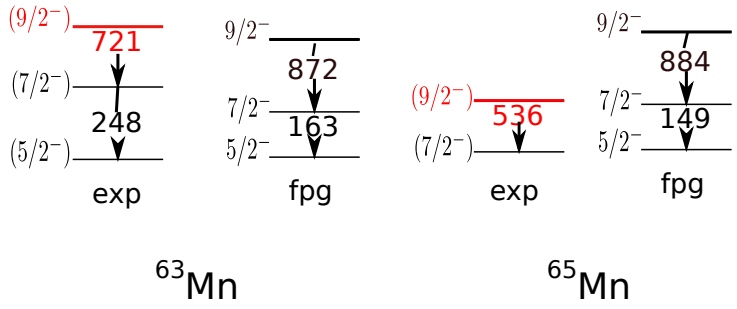



FIG. *5.15: Schéma de niveaux théoriques obtenus pour les $^{63,65}$Mn avec l'interaction fpg (Cf texte).*

Sur cette figure, le schéma de niveau théorique pour le $^{63}$Mn est en accord avec le schéma de niveau expérimental. Par contre, dans le cas du $^{65}$Mn, l'état fondamental est toujours l'état (5/2$^-$) et aucune transition obtenue n'a une valeur proche de 536 keV. Ce résultat de calcul doit toutefois être considéré avec prudence car seules les énergies des états ont convergé. En effet le nombre de sauts autorisés nous fait atteindre les limites de ce qu'il est possible de réaliser aujourd'hui au GANIL. Par la suite, nous ne discuterons pas les résultats obtenus pour ce noyau.

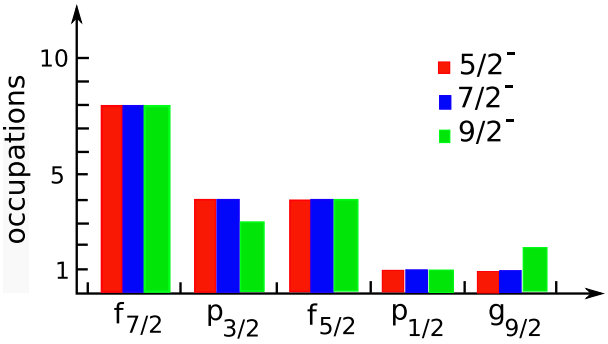
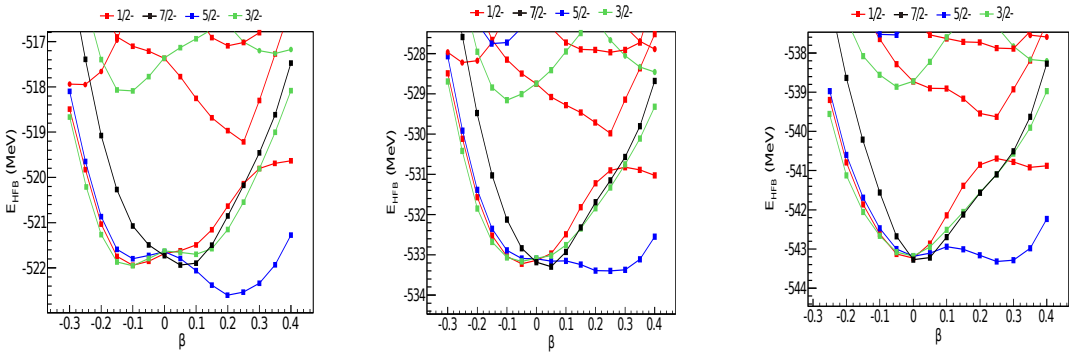



FIG. *5.16: Nombre d'occupation des couches neutrons pour les différents états du $^{63}$Mn.*

Dans le calcul, l'état fondamental dans le $^{63}$Mn est un état (5/2$^-$) qui a une configuration très fragmentée, majoritairement constituée de 4 protons dans la couche $\pi 1f_{7/2}$ et d'un proton célibataire qui se distribue dans les couches $\pi 2p_{3/2}$, $\pi 1f_{5/2}$ et $\pi 2p_{1/2}$. Les neutrons sont répartis sur les couches $\nu 2p_{3/2}$, $\nu 1f_{5/2}$, $\nu 2p_{1/2}$ et $\nu 1g_{9/2}$ de manière très fragmentée. La configuration de l'état (5/2$^-$) est donc $\nu(1f_{5/2}^{-2})(2p_{1/2}^{-1})(1g_{9/2}^{+1})$. L'état excité (7/2$^-$) a une configuration identique tandis que l'état (9/2$^-$) a une configuration en neutron $\nu(2p_{3/2}^{-1})(1f_{5/2}^{-2})(2p_{1/2}^{-1})(1g_{9/2}^{+2})$, comme on peut le voir sur la figure 5.16. La fragmentation des fonctions d'ondes suggère la collectivité de ces états. La probabilité de transition

entre l'état (9/2$^-$) et l'état (7/2$^-$) est très petite, de l'ordre 5.58 e$^2$.fm$^4$ (0.37 W.u), tandis que celle entre l'état (7/2$^-$) et l'état (5/2$^-$) est très grande, de l'ordre de 464.96 e$^2$.fm$^4$ (31.22 W.u). Ceci est en accord avec le fait que les états (7/2$^-$) et (5/2$^-$) ont des fonctions d'ondes identiques contrairement à l'état (9/2$^-$) qui a un neutron de plus dans l'orbital $\nu 1g_{9/2}$ et donc une fonction d'onde différente. Par comparaison avec l'état $3/2^-_1$ dans les noyaux de Co impairs, malgré la similarité en énergie entre la transition (9/2$^-$)$\rightarrow$(7/2$^-$) dans les noyaux de Mn et la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans les noyaux pair-pair de Fe voisins, les états (7/2$^-$) et (9/2$^-$) n'ont pas la même structure.

Nous avons réalisé des calculs de type champ moyen (et au-delà) pour les isotopes de Mn et particulièrement pour le $^{65}$Mn. Comme précédemment pour les noyaux de Co, nous avons réalisé des calculs HFB en bloquant différents états de quasi particules proton pour différentes déformations axiales de $\beta$ = -0.3 à $\beta$ = 0.4. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.17. Il apparait que dans les trois



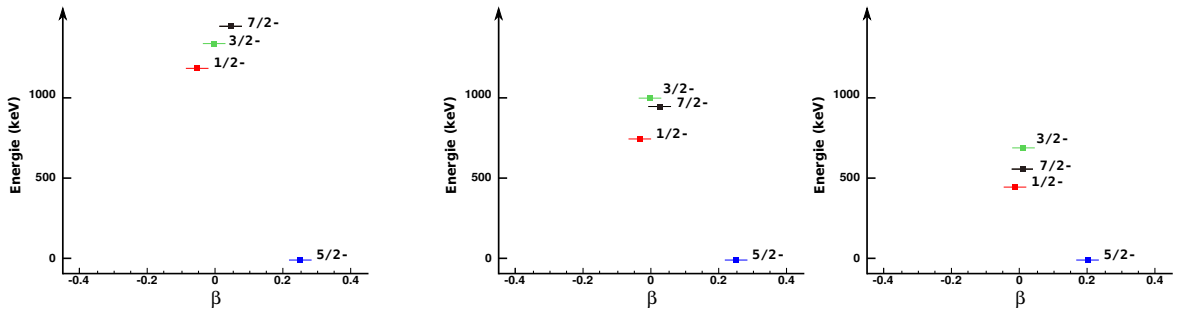

(a) $^{61}$Mn (b) $^{63}$Mn (c) $^{65}$Mn

FIG. *5.17: Résultats de calculs HFB + blocking obtenus pour les noyaux de Mn impairs.*

noyaux, l'état fondamental est prédit comme étant un état K$^\pi$= $5/2^-$. Ceci est en accord avec les calculs théoriques de type modèle en couches. Cet état est déformé avec une déformation allongée $\beta$=0.2 dans les trois cas.

Tout comme dans le cas des isotopes de cobalt, nous avons complété cette analyse en réalisant des calculs de mélange de configuration. Les schémas de niveaux obtenus sont présentés sur la figure 5.18. L'état fondamental K$^\pi$=5/2$^-$ est un état très déformé, avec une déformation autour de $\beta$=0.2, contrairement aux autres têtes de bandes qui sont plutôt sphériques, autour de $\beta$=0. On a donc ici un exemple de coexistence de formes entre un état fondamental déformé plutôt *prolate* et des premiers états excités plutôt sphériques. Une telle conclusion a été déduite de la spectroscopie des isotopes impair-impair de Mn [91]. Notons que dans le cas du $^{61}$Mn, les premiers états excités sont prédits à plus de 1 MeV d'énergie d'excitation. Cette énergie d'excitation diminue lorsque l'on considère le $^{63}$Mn puis le $^{65}$ Mn. Elle n'est en effet plus que de 500 keV dans le $^{65}$Mn.

Enfin, le caractère sphérique de l'état K$^\pi$=7/2$^-$, qui n'évolue pas avec le nombre de neutrons, est parfaitement en accord avec le schéma de couplage faible que nous avons identifié expérimentalement entre les isotopes de Mn impairs et leurs voisins de Fe pairs pour la bande construite au dessus de cet état.




(a) $^{61}$Mn (b) $^{63}$Mn (c) $^{65}$Mn

FIG. *5.18: Schémas de niveaux obtenus pour des noyaux de Mn impairs à partir de calculs de mélange de configurations de type GCM+GOA à 1 dimension.*

En conclusion, dans les noyaux de Mn impairs, nous avons mesuré de nouvelles transitions $\gamma$ qui nous ont permis d'interpréter l'état $9/2^-_1$ comme étant un proton trou couplé à l'état $2^+_1$ des noyaux pair-pair de Fe voisins. Ce qui donne à cet état une structure identique à celle de l'état $3/2^-$ dans les noyaux de Co impairs. Une mesure des probabilités de transitions s'impose pour vérifier cette hypothèse. L'ensemble des calculs théoriques que nous avons réalisés sont en accord avec les résultats expérimentaux excepté à N=40, c'est à dire dans le cas du $^{65}$Mn. Une origine probable de ce désaccord est la limitation de l'espace de valence et le contrôle de la convergence du calcul tronqué. Les calculs de type champs moyen ne sont pas incompatibles avec les conclusions expérimentales. En effet, le calcul prédit un état fondamental $5/2^-$ pour les isotopes de masse 61, 63 et 65 tel que suggéré par l'expérience pour les $^{61,63}$Mn. La déformation calculée pour l'état fondamental est $\beta \simeq 0.2$. L'observation d'un état excité $7/2^-$ à une énergie inférieure à 300 keV dans les $^{61,63}$Mn est compatible avec ce calcul. Par conséquent, l'état $7/2^-$ expérimental ne peut correspondre à l'état sphérique $7/2^-$ prédit à plus haute énergie d'excitation. L'étude expérimentale suggère une inversion entre les états $7/2^-$ et $5/2^-$ dans le $^{65}$Mn qui n'est pas observé dans le calcul. Le premier état excité à 536 keV est compatible avec la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le $^{66}$Fe. L'observation de la bande collective construite au dessus de cet état déterminerait la nature du couplage et par la même le type de déformation à comparer au calcul.

### 5.2.3 Les isotopes de Fer

Dans le chapitre 3, la spectrocopie des isotopes de Fe impairs a été mesurée. Les résultats obtenus sont résumés dans la figure 5.19 et l'assignement des états est expliqué dans le paragraphe suivant.

Du $^{61}$Fe au $^{65}$Fe, l'état isomère $9/2^+$ est alimenté par l'état $13/2^+$ en prompt et sa décroissance est mesurée dans le spectre retardé. Les transitions mesurées précédemments par Hoteling *et al.* et Block *et al.* [62, 64] ont toutes été identifiées. Le placement des transitions et l'assignement des états dans le cas du $^{61}$Fe sont tirés de Hoteling *et al.* [62] qui a interprété la bande construite au dessus de l'isomère comme étant une bande découplée. La bande construite au-dessus de l'isomère du $^{61}$Fe est identique à la bande rotationnelle construite au dessus de l'état fondamental du $^{60}$Fe. Cette interprétation a été

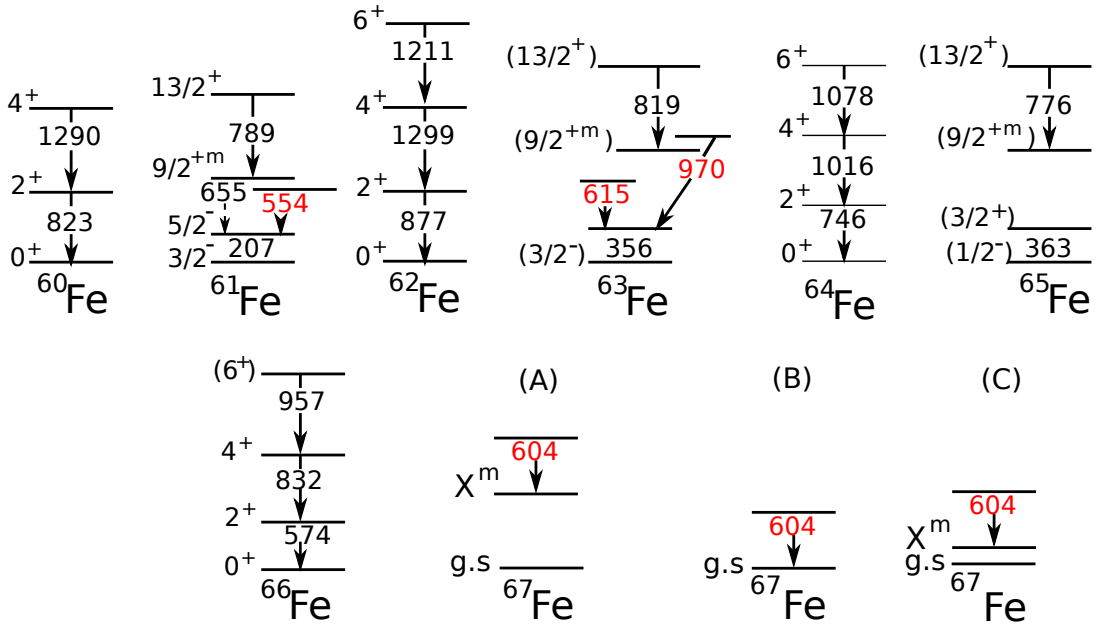



FIG. *5.19: Récapitulatif des mesures expérimentales faites sur les isotopes de Fer impairs. Les transitions marquées par des flèches pleines (en pointillées) représentent des transitions observées dans le spectre prompt (retardé). L'assignement est expliqué dans le texte.*

suggérée par systématique pour le $^{63}$Fe et le $^{65}$Fe car les transitions de 819 et 776 keV correspondent aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ des noyaux de $^{62}$Fe et $^{64}$Fe respectivement. Cette interprétation n'est valable que dans le cas où l'on considère que la structure de ces noyaux n'est pas trop différente de celle du $^{61}$Fe. Une bande découplée est donc proposée au-dessus de l'isomère des noyaux de Fe impairs.

Cette interprétation est en accord avec les calculs de type modèle couches réalisés par Lunardi *et al.* [63] sur les isotopes de $^{61-65}$Fe avec l'interaction *fpg* [22]. Ce calcul montre que l'état 9/2$^+$ dans le $^{61}$Fe a un moment quadrupolaire consistant avec une déformation *prolate* et la bande rotationnelle construite au dessus est découplée. Dans les noyaux de $^{63}$Fe et $^{65}$Fe, la bande construite au dessus de l'état 9/2$^+$ a également été interprétée comme une bande découplée mais dans le $^{63}$Fe, l'état 9/2$^+$ est devenu dans le calcul l'état fondamental avec un état 3/2$^-$ à 150 keV au-dessus. Dans le cas du $^{65}$Fe, ces états arrivent dans le même ordre mais ne sont séparés que de 11 keV. Les auteurs suggèrent que cette différence entre les calculs théoriques et les résultats expérimentaux est due premièrement aux limites imposées par le calcul sur le nombre de sauts possible des neutrons et des protons, et deuxièmement, à la taille de l'espace de valence et à la nécessité d'inclure des orbitales telles que l'orbitale $\nu 2d_{5/2}$ pour reproduire les résultats expérimentaux.

Dans cette thèse, le noyau de $^{67}$Fe a également été peuplé. Aucune transition $\gamma$ n'a été mesurée dans le spectre retardé mais une nouvelle transition a pu être identifiée dans le spectre prompt. Cette nouvelle transition mesurée correspond à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ dans le noyau de $^{66}$Fe. Trois possibilités existent alors :

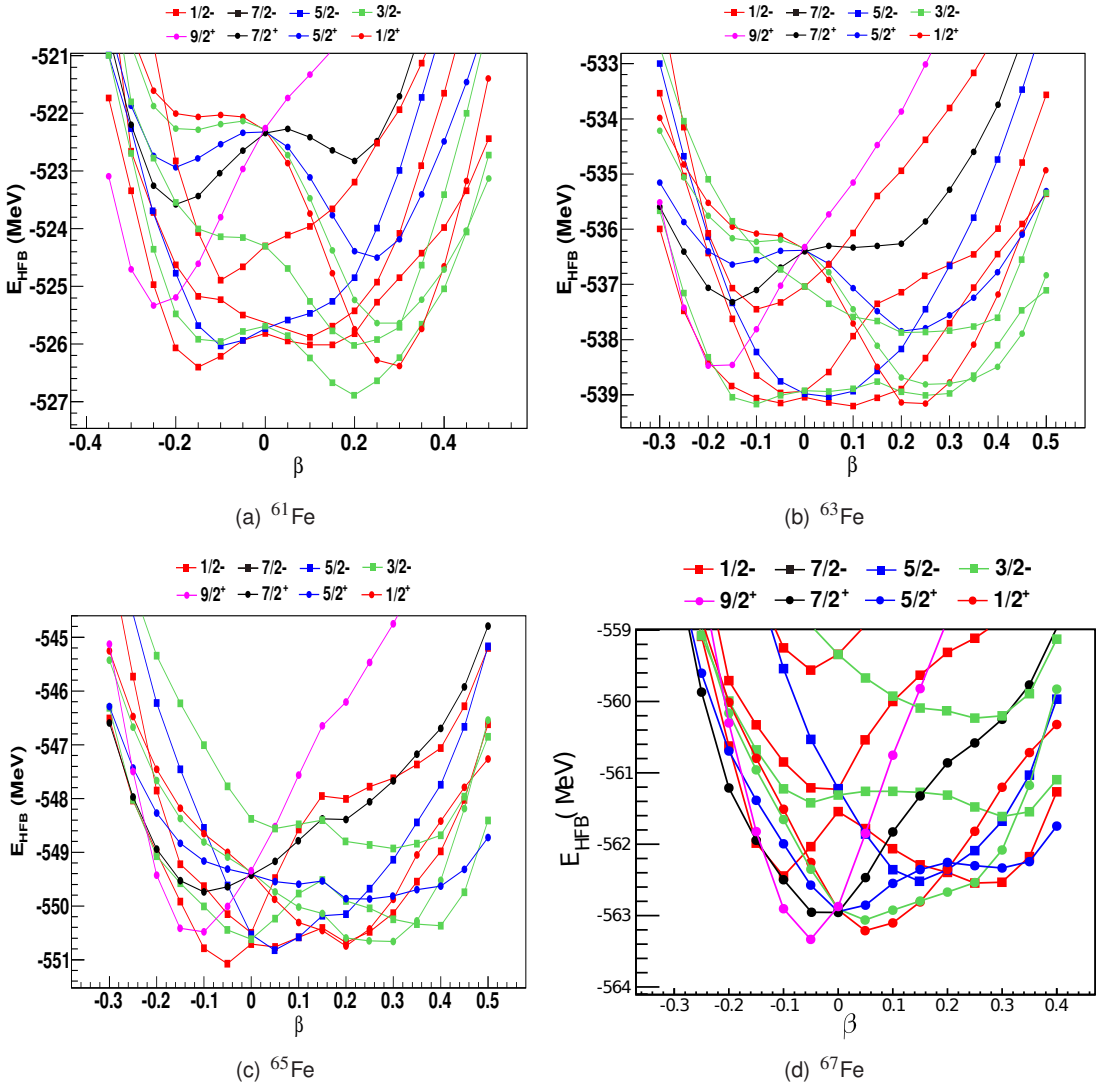
- soit cette transition correspond à celle au-dessus de l'état isomère dans le $^{67}$Fe mais sa décroissance ne peut être observée, car la statistique est trop faible (figure 5.19 cas A),
- soit cette transition est au-dessus de l'état fondamental et la bande similaire à la bande rotation-

nelle du noyau de $^{66}$Fe est construite sur l'état fondamental (figure 5.19 cas B),

– soit l'état isomère est à seulement quelques keV (<50 keV) de l'état fondamental, donc en dessous de notre limite de mesure, rendant impossible la mesure de sa décroissance. L'état fondamental et l'état isomère seraient alors déformés (figure 5.19 cas C).

Récemment, Daugas *et al.* [65] a mis en évidence la présence d'un état isomère de 64.4 $\mu$s dans le $^{67}$Fe mais la transition à 604 keV n'a pas été observée. Cette précédente mesure ne permet donc pas de conclure entre les trois hypothèses énoncées précédemment.

Une manière de clarifier la situation serait de réaliser un calcul théorique pour comparer avec ces résultats expérimentaux. Hors les interactions actuellement disponibles utilisées dans les calculs modèle




(a) $^{61}$Fe (b) $^{63}$Fe

(c) $^{65}$Fe (d) $^{67}$Fe

FIG. *5.20: Résultats de calculs HFB + blocking réalisés avec la force de Gogny D1S dans des isotopes de Fe impairs.*

en couches ne permettent pas d'aller plus loin dans l'interprétation que ceux déjà réalisés par Lunardi *et al.* [63].

Nous avons donc réalisé des calculs HFB pour des déformations quadrupolaires axiales de $\beta$=-0.3 à 0.4, comme précédemment mais cette fois en bloquant des quasi particules neutron. Les résultats sont présentés sur la figure 5.20. Pour le $^{61}$Fe, on peut clairement identifier un minimum correspondant à l'état $K^{\pi}$ =3/2$^{-}$ avec une déformation $\beta$=0.2. Les autres états sont situés au moins à 500 keV au dessus.

Par contre, pour les noyaux de $^{63}$Fe et $^{65}$Fe, il est difficile de clairement identifier l'état fondamental. En effet, i) plusieurs états sont dégénérés, et ii) les courbes d'énergie potentielle ne présentent pas de minimum bien prononcé en fonction de la déformation. Ces calculs HFB ne sont donc pas suffisants pour interpréter les résultats expérimentaux. Des calculs au-delà du champ moyen sont indispensables. Dans ce cas très compliqué, les calculs GCM+GOA à 1D effectués dans les noyaux de Co et Mn ne nous sont d'aucune aide, et nous ne les présentons pas ici (pour une discussion sur l'état isomère dans le $^{61}$Fe voir [60]). En effet, contrairement aux noyaux de Co et Mn étudiés précédemment, les différentes courbes de même $K^{\pi}$ sont très proches en énergie sur une large gamme de déformation. De nombreux développements théoriques restent à faire pour traiter de tels cas et prendre en compte de façon rigoureuse le couplage entre plusieurs excitations intrinsèques, les vibrations collectives et la rotation.

En conclusion, si la spectroscopie du noyau de $^{61}$Fe est assez claire, celle des autres isotopes de Fe impairs l'est beaucoup moins. Les résultats expérimentaux ne permettent pas d'établir des schémas de niveaux fiables. Des mesures de spin et de parité de l'état fondamental et des premiers états excités sont alors nécessaires pour pouvoir conclure sur l'évolution de l'état isomère et de sa déformation dans la chaîne des isotopes de Fe impairs. Les modèles théoriques actuels ne nous permettent pas d'aller plus loin dans l'interprétation de ces noyaux et dans l'assignement des nouvelles transitions $\gamma$ que nous avons mesurées même s'ils montrent l'influence de l'orbitale intruse $\nu 1g_{9/2}$ dans la structure des noyaux de Fe impairs.

# Conclusions et perspectives

La structure des noyaux pairs et impairs autour du $^{68}$Ni a été étudiée dans une série d'expériences de transfert de plusieurs nucléons réalisée au GANIL. Les résultats expérimentaux ont permis d'apporter de nouvelles informations sur l'apparition de la collectivité et de la déformation dans la région de masse autour du $^{68}$Ni.

Dans la première expérience réalisée au cours de ce travail de thèse, une configuration spécifique du spectromètre VAMOS en coïncidence avec le multidétecteur EXOGAM a permis de mesurer pour la première fois des rayonnements $\gamma$ prompts et retardés en coïncidence.

Une nouvelle transition isomèrique a été mesurée à 168 keV dans le noyau emblématique de $^{68}$Ni. Au regard de la sensibilité de notre dispositif expérimental et de la ré-analyse d'une ancienne expérience de transfert [27], cet état a été placé au-dessus de l'état $2_1^+$, à 2.202 MeV d'énergie d'excitation, et a été interprété comme étant un état intrus proton $0^+$(2p-2h) au dessus du gap Z=28, d'après l'approche phénoménologique de Pauwels *et al.* [38]. La position de cet état ne peut être comprise que par une interaction résiduelle proton-neutron très importante soulignant le caractère ouvert de $N = 40$. La systématique des états intrus proton a été dressée conduisant à un scénario de coexistence de formes dans le $^{68}$Ni. La non observation de la transition à 168 keV dans certaines expériences pose toutefois la question de l'alimentation de l'état émetteur dans les différents mécanismes de réaction utilisés. Une confirmation de son placement dans le schéma de niveaux à l'aide de relation de coincidences prompte-retardée est nécessaire. Des calculs théoriques de types modèles en couches et QRPA ont été réalisés et comparés avec les résultats expérimentaux. Ces deux approches ont toutes les deux suggéré le caractère proton du nouvel état isomère dans le $^{68}$Ni. Le calcul modèle en couches prédit une grande énergie de corrélation associée à une grande déformation de cet état isomérique. Une bande collective de grande déformation construite au-dessus de cet isomère est prédite. Les études théoriques et expérimentales convergent vers un scénario de coexistence de formes dans le $^{68}$Ni. Ce résultat a été publié dans Dijon *et al.* [104]. Néanmoins, pour confirmer cette interprétation, il sera nécessaire de prouver la coincidence entre cette transition à 168 keV et la transition $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ dans le $^{68}$Ni.

Cette expérience a également permis de mesurer de nouvelles transitions $\gamma$ dans les noyaux impairs de Zn, Cu, Co, Mn et Fe autour du $^{68}$Ni. L'interprétation des différents états mesurés dans les noyaux de Co, Mn et Fe est réalisée au travers de différents modes de couplages entre les noyaux pair-pair voisins et une particule/trou célibataire. Nous avons étendu cette systématique au delà de N=40. Une telle analyse peut être entreprise ici car il s'agit de la première région de masse dans la carte des noyaux où va intervenir une orbitale de grand $j$, l'orbitale $\nu g_{9/2}$. La présence de cette orbitale gouverne l'apparition

d'états intrus isomères dans les noyaux de Fe impairs sur lesquels des structures collectives ont été identifiées dans ce travail. Elle est également à l'origine de la déformation qui se développe dans les noyaux pair-pair autour du $^{68}$Ni, comme par exemple dans les noyaux de Fe et de Cr pair-pair.

Dans les noyaux de Co impairs, nous avons mesuré de nouvelles transitions $\gamma$ dans les noyaux de $^{67,69}$Co ainsi que les temps de vie des états $3/2^-_1$ et $9/2^-_1$ dans les noyaux de $^{63,65}$Co. L'ensemble de ces résultats ont été publiés dans Dijon *et al.* [105]. Nous sommes arrivés à la conclusion que l'état $3/2^-_1$ dans les noyaux de Co impairs pouvait être interprété comme étant un proton couplé à l'état $2^+_1$ du noyau pair-pair de Fe voisin et, de même, les états $7/2^-_{g.s}$ et $9/2^-_1$ comme étant un trou couplé à l'état $2^+_1$ du noyau pair-pair de Ni voisin. Les calculs de type modèle en couches que nous avons réalisés sont partiellement en accord avec les résultats expérimentaux lorsque l'on isole les contributions de type quadrupolaire électrique (E2). Cependant, l'étude détaillée des contributions magnétiques (M1) apporte un éclairage sur un désaccord entre l'expérience et la théorie, et ce quelle que soit l'intéraction utilisée. Les contributions magnétiques dans le calcul théorique de type modèle en couches doivent être clarifiées dans le but de reproduire les résultats expérimentaux dans les noyaux impairs en nucléons dans cette région de masse. Les calculs de type GCM+GOA fondés sur des solutions issues de calculs HFB + blocking dans les isotopes de Co impairs mettent en évidence l'évolution de la déformation de l'état fondamental $K^\pi = 7/2^-_{g.s}$ des noyaux de Co impairs. Néanmoins, la déformation prédite par les calculs semble sous-estimée par rapport aux résultats expérimentaux.

Dans les noyaux de Mn impairs, nous avons mesuré de nouvelles transitions $\gamma$ qui nous ont permises d'interpréter l'état $9/2^-_1$ comme étant un proton trou couplé à l'état $2^+_1$ des noyaux pairs-pairs de Fe voisins. Les schémas de niveaux proposés suggérent une possible inversion des états $7/2^-_1$ et $5/2^-_1$. L'ensemble des calculs théoriques de type modèles en couches que nous avons réalisé est en accord avec les résultats expérimentaux excepté à N=40, c'est à dire dans le cas du $^{65}$Mn. Une origine probable de ce désaccord est l'espace de valence utilisé. Les calculs de type champ moyen ne sont pas incompatibles avec les conclusions expérimentales. L'état fondamental des isotopes $^{61,63}$Mn est prédit déformé en accord avec l'expérience. Néanmoins, à N=40, un désaccord semble apparaitre sur la déformation et le spin/parité de l'état fondamental.

Pour les isotopes de Fe impairs, nous avons observé pour la première fois un état excité dans le noyau de $^{67}$Fe. Il est cependant difficile à positionner de façon fiable dans le schéma de niveaux. Des mesures complémentaire de spin et de parité de l'état fondamental et des premiers états excités sont nécessaires pour pouvoir conclure sur l'évolution de l'état isomère et de sa déformation dans la chaîne des isotopes de Fe impairs. Les modèles théoriques actuels ne nous permettent pas d'aller plus loin dans l'interprétation de ces noyaux et dans l'assignement des nouvelles transitions $\gamma$ que nous avons mesurées même s'ils montrent l'influence de l'orbitale intruse $\nu g_{9/2}$ dans la structure des noyaux de Fe impairs.

Pour confirmer le scénario de coexistence de formes dans le $^{68}$Ni, il est nécessaire de mesurer la bande collective construite au dessus de l'état isomère et de mesurer la probabilité de transition E0 révélant le mélange des fonctions et/ou les différences de déformation avec l'état fondamental sphérique. De même, la description de l'évolution de la déformation au dessus et en dessous des isomères dans les masses impaires dépend, selon le modèle proposé, de l'assignement en spin/parité des états excités. Pour cela, des mesures de grande statistique sont nécessaire. Le dispositif expérimental utilisé peut être amélioré, en particulier sur la mesure de la masse avec une MWPC au niveau du système de détection pour améliorer la mesure du temps de vol. Au niveau des détecteurs $\gamma$, la combinaison d'AGATA au

point cible du spectromètre et d'EXOGAM au plan focal pourrait permettre d'augmenter l'efficacité de détection et de faire des coïncidences $\gamma$ entre prompt et retardés. Cela nous permettrait entre autre chose de confirmer le placement et l'assignement de notre nouvel isomère dans le $^{68}$Ni. La sensibilité d'AGATA va également permettre de déterminer les spin/parité des états peuplés.

Avec le développement de nouvelles installations délivrant des faisceaux radioactifs relativement intenses, telles que SPIRAL2, il sera bientôt possible de produire des noyaux encore plus exotiques et d'aller vers le $^{78}$Ni. Cela nous permettrait d'explorer l'évolution de la déformation et la collectivité des noyaux impairs de Cu, Co et Mn autour de N=50. Mais il sera également possible de faire des mesures plus précises dans les noyaux présentés dans ce travail, par la mesure des spins et parité des différents états ainsi que par d'autres mesures de temps de vie permettant de clarifier certains points restés sans réponse définitive. De plus, avec les développements de nouveaux faisceaux ($^{124}$Cd, $^{123}$Ag), nous pourrons mesurer la structure des noyaux impairs restés inaccessibles jusqu'à présent tels que les noyaux de Pd très riches en neutrons en dessous de l'Sn par fission. Ce type de mesures nous permettra de savoir si les modèles collectifs des noyaux impairs restent valables lorsque deux orbitales de grand $j$ entrent en jeu (pour le cas des noyaux de Pd).

# Annexe A

# Eléments théoriques sur les modèles utilisés

L'hypothèse de base du modèle en couches est, dans une première approximation, que les nucléons bougent indépendamment les uns des autres dans un potentiel. L'observation des nombres magiques a conduit à l'image selon laquelle le noyau pouvait se décrire à partir d'une structure en oignon dans laquelle les nucléons seraient répartis sur plusieurs couches. Dans une approximation non relativiste, les propriétés nucléaires sont décrites par l'équation de Schrödinger pour A nucléons :

$$\hat{H}\Psi(1,....,A) = E\Psi(1,....,A), \tag{A.1}$$

où $\hat{H}$ contient un terme d'énergie cinétique et des termes d'interaction à 2 et 3 corps entre les nucléons, tel que :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^{A}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i\right) + \sum_{i<j=1}^{A} W(i,j) + \sum_{i<j<k=1}^{A} W(i,j,k), \tag{A.2}$$

où $i$ et $j$ dénombrent les particules et $m$ est la masse.

Nous pouvons réécrire l'Hamiltonien de l'équation (A.2) en ne considérant qu'une interaction à deux corps (par mesure de simplicité, car nous savons maintenant qu'il faut inclure une interaction à trois corps pour reproduire au mieux les données expérimentales), et en ajoutant et soustrayant un potentiel de champ moyen à un corps de manière à minimiser l'expression, de la façon suivante :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^{A}\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i + U(i)\right] + \sum_{i<j=1}^{A} W(i,j) - \sum_{i=1}^{A} U(i) = \hat{H}^{(0)} + \hat{V}, \tag{A.3}$$

où $\hat{H}^{(0)}$ est la somme d'Hamiltoniens à un corps qui s'écrit :

$$\hat{H}^{(0)} = \sum_{i=1}^{A}\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i + U(i)\right] \equiv \sum_{i=1}^{A}\hat{h}(i) \tag{A.4}$$

et $\hat{V}$ est l'interaction résiduelle effective. Elle est composée d'une partie centrale qui dépend seulement du spin et de l'isospin, d'une force tenseur à deux corps et d'une partie spin-orbite. A tout cela on peut ajouter une interaction d'appariement.

Dans le modèle en couches, nous prenons comme potentiel $U(i)$, un potentiel connu du type oscillateur harmonique ou Woods-Saxon. Les solutions obtenues à partir de l'Hamiltonien à un corps $\hat{h}$ avec ce potentiel, nous donnent les énergies simple particule et les fonctions d'onde associées, qui vont ensuite être utilisées pour construire une base sur laquelle on va chercher à diagonaliser l'interaction résiduelle $\hat{V}$. Il existe deux types de bases : une base en schéma $m$ et une base de couplage $J(T)$.

## A.1 Modèle en couches sphérique :

L'Hamiltonien est constitué d'un simple potentiel harmonique auquel sont ajoutés deux termes : l'un contient les opérateurs de moment cinétique orbital et de spin (C $\overrightarrow{l}.\overrightarrow{s}$), l'autre est une correction de la forme du potentiel (D$\overrightarrow{l^2}$). Le terme (D$\overrightarrow{l^2}$) est purement phénoménologique et a pour conséquence de baisser les énergies des particules individuelles occupant les orbites de grand $\overrightarrow{l}$. Le terme de couplage spin-orbite quand à lui est nécessaire pour reproduire la structure en couches et trouve son origine dans la nature de l'interaction nucléon-nucléon, qui dépend non seulement de la distance entre les nucléons et de leur état de spin, mais aussi de leur vitesse relative. L'hamiltonien s'écrit alors :

$$H_{sph} = \frac{|p|^2}{2\mu} + \frac{\mu}{2}\omega^2|r|^2 - D\overrightarrow{l^2} - C\overrightarrow{l}.\overrightarrow{s}, \tag{A.5}$$

où $\mu$ est la masse réduite du noyau et $\omega$, la fréquence de l'oscillateur harmonique. La mesure de moments quadrupolaires de certains noyaux a cependant réfuté les prédictions du modèle en couches sphérique, ce qui a conduit à un modèle en couches déformé.

## A.2 Modèle en couches déformé :

Le modèle en couches de Nilsson propose d'utiliser un potentiel avec trois degrès de liberté. Dans le cas de la symétrie axiale l'hamiltonien utilisé dans ce modèle est de la forme :

$$H_{def} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2m}\left[\omega_\perp^2(x^2+y^2) + \omega_z^2 z^2\right] - C\overrightarrow{l}.\overrightarrow{s} - D\overrightarrow{l^2}. \tag{A.6}$$

Cette formulation de l'hamiltonien, notamment le terme en $D\overrightarrow{l^2}$, provoque pour les couches de grand N, un déplacement trop important des orbites de grand $l$, ainsi qu'un déplacement global du centre de gravité de toute la couche considérée.

Le noyau a la forme d'une éllipsoïde et l'axe de symmétrie est ici l'axe *z*. On a alors $\omega_x$=$\omega_y$=$\omega_\perp$. Les fréquences de rotation $\omega_{x,y,z}$ sont inversement proportionnelles aux longueurs des demi-axes de l'éllipsoïde et s'expriment en fonction du paramètre de déformation $\varepsilon$ comme :

$$\begin{aligned} \omega_\perp &= \omega_0(1+2/3\varepsilon)^{1/2}, \\ \omega_z &= \omega_0(1-4/3\varepsilon)^{1/2}, \end{aligned} \tag{A.7}$$

avec $\omega_0$ qui ne dépend de $\varepsilon$ qu'au second ordre. Pour les faibles déformations (<0.3), les paramètres de déformations $\varepsilon$ et $\beta$ sont reliés par la relation : $\varepsilon$= $\beta$/1.057.

L'introduction de ce paramètre de déformation dans l'hamiltonien va permettre de lever la dégénérescence en 2j+1 par rapport au modèle sphérique. Les valeurs propres des états vont être caractérisées

par $\Omega$ qui est la projection de $\overrightarrow{j}$ sur l'axe de symétrie du noyau. De même, $\Lambda$ est la projection du moment orbital $\overrightarrow{l}$ et $\Sigma$, la projection du spin $\overrightarrow{s}$ avec $\Sigma+\Lambda=\Omega$. Chaque couche du modèle de Nilsson décrit deux états de spins opposés définis par les nombres quantiques [N $n_z$ $\Lambda]\Omega^{\pi}$ avec :

- N, la couche de l'oscillateur harmonique,
- $n_z$, le nombre quantique principal sur l'axe de symétrie,
- $\Lambda$, la projection de $\overrightarrow{l}$ sur l'axe de symétrie,
- $\Omega$, la projection de $\overrightarrow{j}$ sur l'axe de symétrie,
- $\pi$, la parité de l'état, $\pi$=(-1)$^N$.

La figure 1.2 du chapitre 1 donne l'évolution des orbitales pour des déformations positives et négatives, pour un nombre de neutrons et de protons inférieur à 50. On constate que pour des faibles déformations, il y a peu de mélange entre les différentes couches N de l'oscillateur harmonique. Par contre, pour des valeurs croissantes de la déformation, la levée de dégénerescence fait disparaître les nombres magiques du modèle en couches sphérique. Pour certaines valeurs de déformation apparaissent des nouveaux gaps en énergie, laissant sous entendre une stabilité du noyau.

## A.3 Modèle en couches tournant ou modèle de Cranking :

En 1954, D.R. Inglis propose un modèle à particules indépendantes dans un potentiel tournant autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau déformé. Ce modèle rend compte de l'évolution du moment d'inertie du noyau et de l'énergie d'excitation lors de la rotation. La méthode consiste à calculer les énergies individuelles à partir d'un hamiltonien lié au référentiel tournant. L'opérateur de rotation de l'angle $\omega$t est :

$$R_x = e^{-i\widehat{I_x}\omega t}. \tag{A.8}$$

Il permet de changer de référentiel et l'Hamiltonien dans le référentiel tournant peut s'écrire :

$$H_{rot} = H_0 - \hbar\omega\widehat{I_x}, \tag{A.9}$$

où $H_0$ est l'hamiltonien décrivant le mouvement des nucléons en l'absence de rotation ; le second terme, soit $\hbar\omega\widehat{I_x}$, provient de la dérivation de l'opérateur rotation et représente l'interaction de Coriolis. Le calcul des états propres de cet hamiltonien montre que l'action de Coriolis donne lieu à des forces de signe opposé suivant le sens de rotation du nucléon. Ceci conduit à une levée de dégénerescence en moment cinétique dans le modèle en couche de Nilsson ( dégénérescence de Kramers). Il y a alors un nucléon par orbitale caractérisé par les nombres $\pi$ et $\alpha$, qui sont respectivement la parité et le nombre quantique relié aux valeurs propres $r_x$ de l'opérateur de rotation $r_x$=$exp(-i\pi\alpha)$ que l'on appelle la signature.

## A.4 Les approches de champs moyens :

Dans le modèle en couches, on a défini le potentiel moyen généré par tous les autres nucléons et auquel est soumis chaque nucléon. On agit donc à priori sur la densité et la forme du potentiel. En réalité, la distribution en densité des nucléons adopte des formes variés rendant extrèmement compliquée la paramètrisation du potentiel moyen. Les modèles macroscopiques permettent de contourner le problème en calculant cette distribution de densité et le champ moyen qui en résulte, à l'aide d'une intéraction nucléon-nucleon effective.

Cette approche utilise un hamiltonien microscopique qui gouverne la dynamique des nucléons individuels en interaction selon les lois de la mécanique quantique :

$$H = \sum_{i=1}^{A} \frac{p_i^2}{2m} + 1/2 \sum_{i \neq j=1}^{A} v_{ij}^{eff} \tag{A.10}$$

où m et p sont respectivement la masse et l'impulsion du nucléon ; le second terme est construit avec la force effective de l'interaction nucléon-nucléon $v_{ij}^{eff}$.

Plusieurs interactions effectives phénoménologiques ont été conçues pour les approches microscopiques. Les forces contiennent différentes quantités qui doivent être ajustées sur des observations et évidemment fixées une fois pour toutes. Une bonne interaction nucléon-nucléon doit être applicable à tout système de A nucléons. Les deux forces les plus utilisées actuellement sont les forces de Skyrme et les forces de Gogny, dont la différence réside dans la portée de la force. La première est de portée nulle alors que la seconde est de portée finie.

Dans ce travail de thése, nous avons fait des calcul HFB pour calculer la position des différentes têtes de bandes dans les noyaux en faisant du blocking. La méthode HFB +«blocking» que nous utilisons ici consiste à contraindre tour à tour les quasi-particules sur une orbite. L'état le plus bas en énergie correspond à l'état fondamental et ceux de plus haute énergie proviennent d'excitations à 1,3,5,...quasi-particules.

# Annexe B

# Les transitions électromagnétiques

Les propriétés statiques et dynamiques des noyaux atomiques sont étudiées expérimentalement en mesurant les éléments de matrice du type : $|M_\alpha|^2 = |\langle \phi_f \| h_\lambda \| \phi_i \rangle|^2$, où $h_\lambda$ est l'hamiltonien de l'interaction, $\phi_i$ et $\phi_f$ sont les fonctions d'onde initiale et finale du système. Il n'y a aucune raison de se limiter dans le choix de l'interaction mais l'interaction électromagnétique a le grand avantage d'être bien connue et de plus, son intensité est à la fois suffisamment importante pour produire des effets observables dans le noyau et suffisamment faible, en regard de l'interaction nucléaire, pour être traité en théorie des perturbations. La mesure des réponses d'un noyau à un champ électromagnétique permet d'accéder à des informations fondamentales sur la structure interne par l'intermédiaire d'éléments de matrice de transition ou de moment multipolaire. Leurs valeurs mesurées dépendent à la fois de propriétés individuelles, telles que les orbites occupées par des particules de valence, et de comportements collectifs. Les noyaux peuvent être étudiés par l'interaction électromagnétique dans les processus d'émission et d'absorption de radiations $\gamma$, de diffusion de particules chargées, d'excitation coulombienne...

## B.1 Transitions électromagnétiques

Dans le cas des transitions radiatives entre deux états nucléaires caractérisés par un moment cinétique total $J$ et une parité $\pi$, les lois de conservation du moment cinétique total et de la parité imposent que la radiation électromagnétique associée à la transition considérée emporte la différence de moment et de parité entre les états. Dans la transition électromagnétique $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$, le photon aura un moment $L$ et une parité $\pi$ tel que :

$$\pi = \pi_i \pi_f, \tag{B.1}$$

et

$$\overrightarrow{L} + \overrightarrow{J}_i + \overrightarrow{J}_f = 0. \tag{B.2}$$

Les transitions $\gamma$ peuvent être de nature électrique E ou magnétique M. La parité associée à une transition électrique $E_L$ sera $(-1)^L$ et celle associée à une transition magnétique $M_L$ sera $(-1)^{L+1}$. Il n'existe pas de transition radiative à $L = 0$. Les particules associées au champ électromagnétique étant des photons leur spin intrinsèque $\overrightarrow{S} = \overrightarrow{1}$ (boson vecteur de l'interaction) donc la radiation emporte au minimum un moment cinétique total $\overrightarrow{L} = \overrightarrow{1}$.

## B.2 Probabilité de transition

La probabilité de transition entre deux états nucléaires, associée à la composante multipolaire d'ordre $(LM)$ et de parité $\sigma$ est définie par :

$$P^{\sigma}_{LM} = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} |\langle I_f M f | M^{\sigma}_{LM} | I_i M_i \rangle|^2. \tag{B.3}$$

Le théorème de Wigner-Eckart appliqué à l'élément de matrice permet de la factoriser sous la forme :

$$\langle I_f M_f | M^{\sigma}_{L,M} | I_i M_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_i+1}} (I_f M_f LM | I_f L I_i M_i) \langle I_f \| M^{\sigma}_L \| I_i \rangle, \tag{B.4}$$

où le coefficient de Clebsch-Gordan est un facteur purement géomètrique.

## B.3 Probabilité de transition avec éléments de matrice réduits

On peut également définir la probabilité de transition avec un élément de matrice réduit comme étant :

$$B(\sigma, L; I_i \to I_f) = \frac{\delta(\overrightarrow{L}, \overrightarrow{I}_i, \overrightarrow{I}_f)}{2I_i+1} |I_f \| M^{\sigma}_L \| I_i|^2. \tag{B.5}$$

On a alors :

$$P_{\sigma L}(I_i \to I_f) = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B(\sigma, L; I_i \to I_f), \tag{B.6}$$

avec $k = \frac{E_\gamma}{\hbar c}$ et $E_\gamma$ est l'énergie du photon en MeV. De plus, les probabilités de transition ont une dimension du type $e^2.(fm/\mu n)^{2L}$ et les probabilités ont donc bien comme dimension l'inverse d'un temps (son unitée est $s^{-1}$). Donc a partir du temps de vie de l'état et de l'énergie de la transition $\gamma$ découlant de cet état, on peut déterminer la probabilité de transition réduite $B(\sigma, L; I_i \to I_f)$.

On a alors les relations suivantes pour les transitions électromagnétiques :

$$B(E1) = 6.3012 \times 10^{-16} E_\gamma^{-3} P(E1) \tag{B.7}$$

$$B(E2) = 8.1766 \times 10^{-10} E_\gamma^{-5} P(E2) \tag{B.8}$$

$$B(E3) = 1.755 \times 10^{-3} E_\gamma^{-7} P(E3) \tag{B.9}$$

$$B(M1) = 5.6211 \times 10^{-14} E_\gamma^{-3} P(M1) \tag{B.10}$$

$$B(M2) = 7.2939 \times 10^{-8} E_\gamma^{-5} P(M2) \tag{B.11}$$

$$B(M3) = 1.5657 \times 10^{-1} E_\gamma^{-3} P(M3) \tag{B.12}$$

Ces probabilités de transition réduites sont en général exprimées en fonction d'éléments de matrice à une particule (unité de Weisskopf W.u). Cette unité est définie comme étant le rapport entre la valeur expérimentale et la valeur calculée par l'estimation Weisskopf :

$$B(\sigma, L)(W.u) = \frac{B_{exp}(\sigma, L)}{B_w(\sigma, L)}, \tag{B.13}$$

où

$$B_w(EL) = \frac{1}{4\pi}(\frac{3}{3+L})^2(1-2A^{1/3})^{2L}, \tag{B.14}$$

et

$$B_w(ML) = \frac{10}{\pi}(\frac{3}{3+L})^2(1+2A^{1/3})^{2L+2}, \tag{B.15}$$

où A reprèsente la masse du noyau en unité de masse atomique (u.m.a). Dès lors, dans une transition entre deux états nucléaires (liés) de spin et parité respectifs $I_i$, $\pi_i$ et $I_f$,$\pi_f$, la probabilité totale de transition électromagnétique est :

$$P = \sum_{\sigma,L} P_{\sigma,L}. \tag{B.16}$$

La demi-vie partielle (décroissance $\gamma$) de l'état initial dont découle la transition est donc donnée par :

$$T(I_i \to I_f)_{1/2} = ln2/P. \tag{B.17}$$

Pour un même ordre L, le rapport d'une transition magnétique $M_L$ sur une transition électrique $E_L$ est fixé approximativement par :

$$(\frac{M^M_{LM}}{M^E_{LM}})^2 \sim 0.3A^{-1/3} \tag{B.18}$$

## B.4 Estimations de Weisskopf

Les estimations de Weisskopf permettent d'estimer à quelle type de transitions (électrique ou magnétique, ou les deux) correspond une transitions $\gamma$. Ce sont des estimations et de ce fait on ne s'attend pas à ce qu'elles soient en accord avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, elles permettent d'avoir une bon ordre de grandeur du temps de vie d'un état.

TAB. *B.1: Tableau recapitulatif des différentes estimations de Weisskopf pour les temps de vie en fonction de la masse A et de l'énergie de la transition $\gamma$.*

| | |
|---|---|
| $\tau$(E1)=(1.02e$^{14}$ A$^{2/3}$ E$_\gamma^3$)$^{-1}$ | $\tau$(M1)=(3.12e$^{13}$ E$_\gamma^3$)$^{-1}$ |
| $\tau$(E2)=(7.23e$^{7}$ A$^{4/3}$ E$_\gamma^5$)$^{-1}$ | $\tau$(M2)=(2.21e$^{7}$ A$^{2/3}$ E$_\gamma^5$)$^{-1}$ |
| $\tau$(E3)=(3.37e$^{1}$ A$^{2}$ E$_\gamma^7$)$^{-1}$ | $\tau$(M3)=(1.03e$^{1}$ A$^{4/3}$ E$_\gamma^7$)$^{-1}$ |
| $\tau$(E4)=(1.06e$^{-5}$ A$^{8/3}$ E$_\gamma^9$)$^{-1}$ | $\tau$(M4)=(3.25e$^{-6}$ A$^{2}$ E$_\gamma^9$)$^{-1}$ |

# Bibliographie


[1] A.Maesschalck. *The changing mean field in exotic nuclei : a shell-model point of view*. Phd thesis, Universiteit Gent, FaculteitWetenschappen (2006). 4

[2] M. G. Mayer. *Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. i. empirical evidence*. Phys. Rev. 78, 16 (1950). 4

[3] R.F.Casten. *Nuclear structure from a simple perspective.* Oxford University Press (2000). 6, 15

[4] G. Neyens, M. Kowalska, D. Yordanov, K. Blaum, P. Himpe, P. Lievens, S. Mallion, R. Neugart, N. Vermeulen, Y. Utsuno and T. Otsuka. *Measurement of the spin and magnetic moment of* $^{31}\mathrm{Mg}$ *: Evidence for a strongly deformed intruder ground state*. Phys. Rev. Lett. 94, 022501 (2005). 7

[5] T. Motobayashi, Y. Ikeda, K. Ieki, M. Inoue, N. Iwasa, T. Kikuchi, M. Kurokawa, S. Moriya, S. Ogawa, H. Murakami, S. Shimoura, Y. Yanagisawa, T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Ishihara, T. Teranishi, H. Okuno and R. Casten. *Large deformation of the very neutron-rich nucleus* $^{32}\mathrm{Mg}$ *from intermediate-energy coulomb excitation*. Physics Letters B 346, 9 (1995). 7

[6] R. W. Ibbotson, T. Glasmacher, B. A. Brown, L. Chen, M. J. Chromik, P. D. Cottle, M. Fauerbach, K. W. Kemper, D. J. Morrissey, H. Scheit and M. Thoennessen. *Quadrupole collectivity in* $^{32,34,36,38}\mathrm{Si}$ *and the* $\mathrm{N}$*=20 shell closure*. Phys. Rev. Lett. 80, 2081 (1998). 7

[7] B. V. Pritychenko, T. Glasmacher, B. A. Brown, P. D. Cottle, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, L. A. Riley and H. Scheit. *First observation of an excited state in the neutron-rich nucleus* $^{31}\mathrm{Na}$. Phys. Rev. C 63, 011305 (2000). 7

[8] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki and M. Honma. *Extreme location of f drip line and disappearance of the* $\mathrm{N}$*=20 magic structure*. Phys. Rev. C 64, 011301 (2001). 7

[9] K. Heyde, P. V. Isacker, M. Waroquier, J. Wood and R. Meyer. *Coexistence in odd-mass nuclei*. Physics Reports 102, 291 (1983). 7, 15

[10] E. K. Warburton, J. A. Becker and B. A. Brown. *Mass systematics for A=29–44 nuclei : The deformed A*$\sim$*32 region*. Phys. Rev. C 41, 1147 (1990). 7

[11] J. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse and P. van Duppen. *Coexistence in even-mass nuclei*. Physics Reports 215, 101 (1992). 7, 10, 15

[12] K. Heyde, J. Jolie, J. Moreau, J. Ryckebusch, M. Waroquier, P. V. Duppen, M. Huyse and J. Wood. *A shell-model description of* $0^+$ *intruder states in even-even nuclei*. Nuclear Physics A 466, 189 (1987). 7, 8

[13] K. Heyde, J. Jolie, J. Moreau, J. Ryckebusch, M. Waroquier and J. Wood. *A new prescription for determining particle-hole interactions near closed shells*. Physics Letters B 176, 255 (1986). 7

[14] P. Walker and G. Dracoulis. *Energy traps in atomic nuclei*. Nature 399, 35 (1999). 9, 153

[15] G. Audi et al. *The* N *evaluation of nuclear and decay properties*. Nuclear Physics A 624, 1 (1997). 10

[16] F. Sarazin et al. *Shape coexistence and the* N*=28 shell closure far from stability*. Phys. Rev. Lett. 84, 5062 (2000). 10

[17] L. Gaudefroy et al. *Structure of the* $\mathrm{N} = 27$ *isotones derived from the* $^{44}\mathrm{Ar}(d, p)^{45}\mathrm{Ar}$ *reaction*. Phys. Rev. C 78, 034307 (2008). 10

[18] L. Gaudefroy, A. Obertelli, S. Péru, N. Pillet, S. Hilaire, J. P. Delaroche, M. Girod and J. Libert. *Collective structure of the* $\mathrm{N} = 40$ *isotones*. Phys. Rev. C 80, 064313 (2009). 10, 115

[19] A. de Shalit. *Core excitations in nondeformed, odd-*A*, nuclei*. Phys. Rev. 122, 1530 (1961). 11

[20] F. S. Stephens. *Coriolis effects and rotation alignment in nuclei*. Rev. Mod. Phys. 47, 43 (1975). 11, 22

[21] R. Broda et al. $\mathrm{N} = 40$ *neutron subshell closure in the* $^{68}\mathrm{Ni}$ *nucleus*. Phys. Rev. Lett. 74, 868 (1995). 13, 75

[22] O. Sorlin et al. $^{68}_{28}\mathrm{Ni}_{40}$ *: Magicity versus superfluidity*. Phys. Rev. Lett. 88, 092501 (2002). 13, 14, 119, 127, 131

[23] C. Mazzocchi. *Low energy structure of even-even ni isotopes close to* $^{78}\mathrm{Ni}$. Physics Letters B 622, 45 (2005). 13, 153

[24] O. Perru et al. *Enhanced core polarization in* $^{70}\mathrm{Ni}$ *and* $^{74}\mathrm{Zn}$. Phys. Rev. Lett. 96, 232501 (2006). 13, 153

[25] N. Bree et al. *Coulomb excitation of* $^{68}_{28}\mathrm{Ni}_{40}$ *at "safe" energies*. Phys. Rev. C 78, 047301 (2008). 13, 153

[26] M. Bernas et al. *Magic features of* $^{68}\mathrm{Ni}$. Physics Letters B 113, 279 (1982). 13, 74

[27] M. Girod, P. Dessagne, M. Bernas, M. Langevin, F. Pougheon and P. Roussel. *Spectroscopy of neutron-rich nickel isotopes : Experimental results and microscopic interpretation*. Phys. Rev. C 37, 2600 (1988). 13, 14, 72, 74, 84, 116, 135, 157

[28] C. Guénaut et al. *High-precision mass measurements of nickel, copper, and gallium isotopes and the purported shell closure at* $\mathrm{N} = 40$. Phys. Rev. C 75, 044303 (2007). 13

[29] R. Grzywacz et al. *New island of* $\mu s$ *isomers in neutron-rich nuclei around the* $\mathrm{Z} = 28$ *and* $\mathrm{N} = 40$ *shell closures*. Phys. Rev. Lett. 81, 766 (1998). 13, 14, 22, 70, 71, 78, 80, 84

[30] M. Hannawald et al. *Decay of neutron-rich* Mn *nuclides and deformation of heavy* Fe *isotopes*. Phys. Rev. Lett. 82, 1391 (1999). 13

[31] W. F. Mueller et al. $\beta$ *decay of* $^{66}\mathrm{Co}$, $^{68}\mathrm{Co}$ *and* $^{70}\mathrm{Co}$. Phys. Rev. C 61, 054308 (2000). 14, 15, 76, 111, 112, 159

[32] H. Grawe et al. *Nuclear structure in the vicinity of shell closures far from stability*. AIP Conf. Proc. 561, 287 (2000). 14

[33] K. Kaneko, M. Hasegawa, T. Mizusaki and Y. Sun. *Magicity and occurrence of a band with enhanced* $\mathrm{B(E2)}$ *in neutron-rich nuclei* $^{68}\mathrm{Ni}$ *and* $^{90}\mathrm{Zr}$. Phys. Rev. C 74, 024321 (2006). 14, 15

[34] K. Langanke, J. Terasaki, F. Nowacki, D. J. Dean and W. Nazarewicz. *How magic is the magic* $^{68}$Ni *nucleus ?* Phys. Rev. C 67, 044314 (2003). 14

[35] *National nuclear data center* . 15

[36] W. Alford, R. Lindgren, D. Elmore and R. Boyd. $J^{\pi} = 0^{+}$ *states in the (fp) shell excited in the* ($^{3}$He,*n) reaction*. Nuclear Physics A 243, 269 (1975). 15

[37] A. Passoja, R. Julin, J. Kantele and M. Luontama. *High-resolution study of* E0 *internal pair decay of excited* $0^{+}$ *states in* $^{58,60,62}$Ni. Nuclear Physics A 363, 399 (1981). 15

[38] D. Pauwels, J. L. Wood, K. Heyde, M. Huyse, R. Julin and P. Van Duppen. *Pairing-excitation versus intruder states in* $^{68}$Ni *and* $^{90}$Zr. Phys. Rev. C 82, 027304 (2010). 16, 109, 116, 135, 161

[39] P. Van Duppen, E. Coenen, K. Deneffe, M. Huyse, K. Heyde and P. Van Isacker. *Observation of low-lying* $J^{\pi} = 0^{+}$ *states in the single-closed-shell nuclei* $^{192-198}$Pb. Phys. Rev. Lett. 52, 1974 (1984). 16

[40] B. Zeidman and J. A. Nolen. *Mass and low-lying energy levels of* $^{69}$Cu. Phys. Rev. C 18, 2122 (1978). 16

[41] I. Stefanescu et al. *Interplay between single-particle and collective effects in the odd-*A Cu *isotopes beyond* $N = 40$. Phys. Rev. Lett. 100, 112502 (2008). 16, 18, 19, 154

[42] D. Pauwels et al. *Shape isomerism at* $N = 40$ *: Discovery of a proton intruder state in* $^{67}$Co. Phys. Rev. C 78, 041307 (2008). 16, 19, 111, 117, 124, 126

[43] N. Hoteling et al. *Yrast structure of* $^{64}$Fe. Phys. Rev. C 74, 064313 (2006). 17

[44] N. Bendjaballah, J. Delaunay, A. Jaffrin, T. Nomura and K. Ogawa. *The level structure of* $^{56}$Fe. Nuclear Physics A 284, 513 (1977). 17

[45] A. M. Nathan, J. W. Olness, E. K. Warburton and J. B. McGrory. *Yrast decay schemes from heavy-ion +* $^{48}$Ca *fusion-evaporation reactions. iii.* $^{57,58}$Fe, $^{54,55}$Cr, *and* $^{57,58}$Mn. Phys. Rev. C 17, 1008 (1978). 17, 22

[46] J. Ljungvall et al. *Onset of collectivity in neutron-rich* Fe *isotopes : Toward a new island of inversion ?* Phys. Rev. C 81, 061301 (2010). 17, 120, 153

[47] W. Rother et al. *Enhanced quadrupole collectivity at* $N = 40$ *: The case of neutron-rich* Fe *isotopes*. Phys. Rev. Lett. 106, 022502 (2011). 17, 153

[48] S. M. Lenzi, F. Nowacki, A. Poves and K. Sieja. *Island of inversion around* $^{64}$Cr. Phys. Rev. C 82, 054301 (2010). 18, 113, 159

[49] O. Sorlin et al. *New region of deformation in the neutron-rich* $^{60}_{24}Cr_{36}$ *and* $^{62}_{24}Cr_{38}$. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 16, 55 (2003). 10.1140/epja/i2002-10069-9. 18

[50] A. Gade et al. *Collectivity at* $N = 40$ *in neutron-rich* $^{64}$Cr. Phys. Rev. C 81, 051304 (2010). 18

[51] K. Kaneko, Y. Sun, M. Hasegawa and T. Mizusaki. *Shell model study of single-particle and collective structure in neutron-rich* Cr *isotopes*. Phys. Rev. C 78, 064312 (2008). 18

[52] S. Franchoo et al. *Beta decay of* $^{68-74}$Ni *and level structure of neutron-rich* Cu *isotopes*. Phys. Rev. Lett. 81, 3100 (1998). 18

[53] S. Franchoo et al. *Monopole migration in* $^{69,71,73}$Cu *observed from* $\beta$*-decay of laser-ionized* $^{68-74}$Ni. Phys. Rev. C 64, 054308 (2001). 18

[54] K. T. Flanagan et al. *Nuclear spins and magnetic moments of* $^{71,73,75}$Cu *: Inversion of* $\pi 2p_{3/2}$ *and* $\pi 1f_{5/2}$ *levels in* $^{75}$Cu. Phys. Rev. Lett. 103, 142501 (2009). 19

[55] N. Puttaswamy et al. *Structure of the energy levels of* $^{53,55,57}$Mn *from the (d,* $^3$He*) reaction on iron isotopes at 80* MeV. Nuclear Physics A 401, 269 (1983). 20, 21, 154

[56] J. J. Valiente-Dobón et al. *Spectroscopy of neutron-rich* $^{59-63}$Mn *isotopes*. Phys. Rev. C 78, 024302 (2008). 20, 21, 84, 126, 127, 154

[57] S. N. Liddick et al. *Shape coexistence along* $N = 40$. Phys. Rev. C 84, 061305 (2011). 20

[58] E. Runte et al. *Decay studies of neutron-rich isotopes of manganese, iron, cobalt, nickel, copper and zinc*. Nuclear Physics A 441, 237 (1985). 21

[59] I. Matea et al. *Magnetic moment of the fragmentation-aligned* $^{61}$Fe *(9/2*$^+$*) isomer*. Phys. Rev. Lett. 93, 142503 (2004). 21

[60] N. Vermeulen et al. *First isomeric quadrupole moment measured in fragmentation reactions : The case of* $^{61}$Fe$^m(9/2^+)$. Phys. Rev. C 75, 051302 (2007). 21, 133

[61] J. Libert, M. Girod and J.-P. Delaroche. *Microscopic descriptions of superdeformed bands with the gogny force : Configuration mixing calculations in the* $A \sim$ *190 mass region*. Phys. Rev. C 60, 054301 (1999). 21

[62] N. Hoteling et al. *Rotation-aligned coupling in* $^{61}$Fe. Phys. Rev. C 77, 044314 (2008). 22, 130

[63] S. Lunardi et al. *Spectroscopy of neutron-rich* Fe *isotopes populated in the* $^{64}$Ni+$^{238}$U *reaction*. Phys. Rev. C 76, 034303 (2007). 22, 82, 131, 133

[64] M. Block et al. *Discovery of a nuclear isomer in* $^{65}$Fe *with penningtrap mass spectrometry*. Phys. Rev. Lett. 100, 132501 (2008). 22, 130

[65] J. M. Daugas et al. $\beta$*-decay measurements for* $N = 40$ Mn *nuclei and inference of collectivity for neutron-rich* Fe *isotopes*. Phys. Rev. C 83, 054312 (2011). 22, 83, 132, 157

[66] S. M. et al. *Isomeric decay of* $^{67}$Fe *–evidence for deformation*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 16, 51 (2003). 22

[67] S. Pullanhiotan, M. Rejmund, A. Navin, W. Mittig and S. Bhattacharyya. *Performance of vamos for reactions near the coulomb barrier*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 593, 343 (2008). 26, 27, 34, 90

[68] S.Pullanhiotan. *Characterization of large spectrometer and its application of exotic nuclei*. Phd thesis, Inter University of Accelerator center and Andhra university (2008). 26

[69] H. Savajols. *VAMOS : a variable mode high acceptance spectrometer for identifying reaction products induced by SPIRAL beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms 204, 146 (2003). 26, 27, 29

[70] M. Rejmund et al. *Performance of the improved larger acceptance spectrometer : Vamos++*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 646, 184 (2011). 27, 55

[71] E.Bougamont. *Drift chambers : Technical report*. Technical report, DSM-Dapnia (2002). 28, 89

[72] A. Drouart, C. Mazur, P. Bourgeois, E. Bougamont, A. Gillibert, V. Lapoux, L. Nalpas, E. Pollacco and M. Riallot. *Very large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 579, 1090 (2007). 28, 34

[73] M. Rejmund et al. *Shell evolution and the* $\mathrm{N} = 34$ *"magic number"*. Phys. Rev. C 76, 021304 (2007). 30, 102

[74] S. L. Shepherd, P. J. Nolan, D. M. Cullen, D. E. Appelbe, J. Simpson, J. Gerl, M. Kaspar, A. Kleinboehl, I. Peter, M. Rejmund, H. Schaffner, C. Schlegel and G. de France. *Measurements on a prototype segmented clover detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 434, 373 (1999). 30, 34

[75] J.Simpson et al. *The exogam array : A radioactive beam gamma-ray spectrometer*. Acta Physica Hungarica, New Series, Heavy Ions Physics 11, 159 (2000). 30, 34

[76] J.Pancin. Communication privée . 37

[77] O.B.Tarasov and D.Bazin. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 266, 4657 (2008). 39, 41, 44, 50, 92

[78] J.Frankland . 39, 44, 50

[79] W. A. program GRAZING . 54

[80] T. I. Kunihiro SHIMA and T. MIKUMO. *Empirical formula for the average equilibrium charge-state of heavy ions behind various foils*. Nuclear Instruments and Methods 200, 605 (1982). 55

[81] D.Radford. Physics Division at Oak Ridge National Laboratory (2011). 58, 62

[82] G.Georgiev. *Magnetic moments of isomers and ground states of exotic nuclei produced by projectile fragmentation.* Phd thesis, Institut voor Kern- en Stralingsfysica and Katholieke Universiteit Leuven (2001). 67, 84

[83] J. Bleck, R. Butt, K. Lindenberger, W. Ribbe and W. Zeitz. *Magnetic moments, lifetimes and* $\gamma$*-decay of the lowest* $6^-$ *states in* $^{64}\mathrm{Cu}$ *and* $^{66}\mathrm{Cu}$. Nuclear Physics A 197, 620 (1972). 69, 84

[84] T. Ishii, M. Itoh, M. Ishii, A. Makishima, M. Ogawa, I. Hossain, T. Hayakawa and T. Kohno. *Isomerscope : A new instrument for in-beam* $\gamma$*-ray spectroscopy through deep inelastic collisions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 395, 210 (1997). 69, 84

[85] T. Ishii, M. Asai, M. Matsuda, S. Ichikawa, A. Makishima, I. Hossain, P. Kleinheinz and M. Ogawa. *nano-second isomers in neutron rich* $\mathrm{Ni}$ *region produced by deep-inelastic collisions.* Acta Physica Polonica B 32, 739 (2001). 69

[86] T. Burrows et al. Nuclear Data Sheets 97 (2002). 72

[87] T. Ishii, M. Asai, A. Makishima, I. Hossain, M. Ogawa, J. Hasegawa, M. Matsuda and S. Ichikawa. *Core-excited states in the doubly magic* $^{68}\mathrm{Ni}$ *and its neighbor* $^{69}\mathrm{Cu}$. Phys. Rev. Lett. 84, 39 (2000). 75

[88] T. Ishii et al. *Gamma-ray spectroscopy of the neutron-rich* $\mathrm{Ni}$ *region through heavy-ion deep-inelastic collisions*. Eur. Phys. J. A 13, 15 (2002). 75

[89] J. Daugas. PhD Thesis GANIL T99 05 (1999). 75, 76, 157

[90] J. M. Daugas et al. *Interplay between angular momentum transfer and nuclear structure in the production of isomers at intermediate energies*. Phys. Rev. C 63, 064609 (2001). 76

[91] S. N. Liddick et al. *Low-energy structure of* $^{66}_{27}\mathrm{Co}_{39}$ *and* $^{68}_{27}\mathrm{Co}_{41}$ *populated through* $\beta$ *decay*. Phys. Rev. C 85, 014328 (2012). 76, 111, 112, 129, 159

[92] M. Lewitowicz et al. *Study of* $\mu$*s-isomers in neutron-rich nuclei around* $\mathrm{Z}$*=28 and* $\mathrm{N}$*=40 shell closures*. Nuclear Physics A 654, 687c (1999). 78, 84

[93] F. Recchia et al. *Spectroscopy of odd-mass cobalt isotopes toward the* $n = 40$ *subshell closure and shell-model description of spherical and deformed states*. Phys. Rev. C 85, 064305 (2012). 80

[94] A. Dewald, S. Harissopulos and P. von Brentano. *The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance doppler-shift data*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 334, 163 (1989). 10.1007/BF01294217. 98, 100, 106

[95] J. J. Valiente-Dobón et al. *Lifetime measurements of the neutron-rich* $\mathrm{N} = 30$ *isotones* $^{50}\mathrm{Ca}$ *and* $^{51}\mathrm{Sc}$ *: Orbital dependence of effective charges in the* $fp$ *shell*. Phys. Rev. Lett. 102, 242502 (2009). 102

[96] D. Mengoni et al. *Lifetime measurements of neutron-rich nuclei around* $^{48}\mathrm{Ca}$ *with the clara-prisma setup*. The European Physical journal A 42, 387 (2009). 102

[97] S. Péru and H. Goutte. *Role of deformation on giant resonances within the quasiparticle random-phase approximation and the gogny force*. Phys. Rev. C 77, 044313 (2008). 115

[98] J. Dechargé and D. Gogny. *Hartree-fock-bogolyubov calculations with the* $d1$ *effective interaction on spherical nuclei*. Phys. Rev. C 21, 1568 (1980). 115

[99] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves and A. P. Zuker. *The shell model as a unified view of nuclear structure*. Rev. Mod. Phys. 77, 427 (2005). 119

[100] B. A. Brown and W. A. Richter. *New "usd" hamiltonians for the sd shell*. Phys. Rev. C 74, 034315 (2006). 119

[101] B. A. B. M. Honma, T. Otsuka and T. Mizusaki. *Shell-model description of neutron-rich pf-shell nuclei with a new effective interaction gxpf 1*. The European Physical journal A 25, s1.499 (2005). 119, 120, 127

[102] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki and M. Hjorth-Jensen. *New effective interaction for* $f_5pg_9$*-shell nuclei*. Phys. Rev. C 80, 064323 (2009). 119

[103] P. H. Regan et al. *Yrast* $\gamma$*-ray spectroscopy of the neutron rich isotopes* $^{61,63}\mathrm{Co}$. Phys. Rev. C 54, 1084 (1996). 120

[104] A. Dijon et al. *Discovery of a new isomeric state in* $^{68}\mathrm{Ni}$ *: Evidence for a highly deformed proton intruder state.* Phys. Rev. C(R) (2012). 135

[105] A. Dijon et al. *Lifetime measurements in* $^{63}\mathrm{Co}$ *and* $^{65}\mathrm{Co}$. Phys. Rev. C 83, 064321 (2011). 136

# Table des figures


1.1 *Représentation du modèle en couches sphérique. La première colonne représente les orbitales obtenues à partir du potentiel de l'oscillateur harmonique et les colonnes suivantes montrent les levées de dégénérescences lorsqu'un terme orbite-orbite $l^2$ puis un terme spin-orbite $l.s$ sont ajoutés. Cette thèse se concentre autour de $N = 40$, un gap de l'oscillateur harmonique, et de $Z = 28$, le premier gap en énergie créé par la levée de dégénérescence du terme spin-orbite.* . . . . . 5

1.2 *Représentation de l'évolution des orbitales de Nilsson pour $Z$, $N \leq 50$ dans le cas du modèle en couches déformé présenté dans l'annexe A.* . . . . . 6

1.3 *Energie d'excitation en fonction de différents paramètres nucléaires. Le deuxième minimum en énergie correspond aux différents types d'isomères : (a) Isomère de forme, (b) isomère de spin, (c) isomère K. Dans chaque cas, la forme du noyau est illustrée et le vecteur de moment angulaire est représenté par une flèche. Pour les isomères de spin et les isomères K, le moment angulaire vient d'un petit nombre de nucléons sur une orbite (deux sont représentés en rouge dans chaque cas). Cette figure est tirée de la référence [14].* . . . 9

1.4 *Les trois cas limites du couplage particule-coeur. A gauche, le cas du couplage faible (cas A), au milieu le couplage fort (cas B) et à droite, le cas de l'alignement en rotation (cas C). Le cas A est pour les noyaux proches d'une forme sphérique. Le cas B survient pour des noyaux fortement déformés. Le cas C survient pour des noyaux faiblement déformés.* . . . . 11

1.5 *Schéma représentatif du couplage du moment angulaire de la particule avec le coeur pair-pair. En (a) une représentation du couplage fort montrant que le mouvement de la particule célibataire est déterminé par la forte déformation du coeur. En (b), le découplage de la particule par rapport à la déformation du coeur. Celle-ci à un mouvement qui suit la rotation du coeur.* . . . . . 12

1.6 *Evolution de l'énergie d'excitation du premier état $2_1^+$ (a) et de la probabilité de transition E2 (b) pour les isotopes de Ni riches en neutrons. Les données ont été prises à partir de [23, 24, 25].* . . . . . 13

1.7 *Schéma de niveaux expérimental du $^{68}$Ni.* . . . . . 14

1.8 *Systématique en énergie des états exités $0^+$, $2^+$ et $4^+$ dans les isotopes de Ni.* . . . . . 15

1.9 *Systématique des B(E2 ;$2^+ \rightarrow 0^+$) pour les noyaux de Fe pair-pair autour du $^{68}$Ni obtenue de Ljungvall et al. [46]. Les B(E2) expérimentaux représentés par des ronds roses sont ceux mesurés par Rother et al. [47]. La figure de gauche montre des résultats expérimentaux et sur celle de droite, les résultats expérimentaux sont comparés à des calculs théoriques.* . . . . . 17

1.10 *Evolution de l'énergie d'excitation des premiers états excités et de la probabilité de transition E2 pour les états $1/2^-$, $5/2^-$ et $7/2^-$ dans les noyaux de $^{63-73}Cu$ comparée à celle du premier état $2^+$ dans les noyaux de Ni voisins [41].* . . . . . 19

1.11 *Evolution de l'énergie d'excitation des premiers états excités dans les noyaux impairs de Co comparée à celle du premier état excité $2^+$ dans les noyaux pair-pair de Ni voisins.* . . 20

1.12 *Évolution des premiers états excités des noyaux impairs de Mn de la masse $A = 51$ à la masse $A = 63$. Les données sont tirées des références [55, 56].* . . . . . 21

1.13 *Comparaison de la bande yrast dans les noyaux de Fe pairs avec la bande construite au dessus de l'isomère dans les noyaux de Fe impairs jusqu'au $^{61}$Fe.* . . . . . 22

2.1 *Photographie du spectromètre VAMOS, de ces différents éléments magnétiques et du caisson contenant le système de détection.* . . . . . 27

2.2 *Schéma représentatif des deux scénarios possibles et utilisables pour la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre. Le premier scénario est celui relatif à l'expérience présentée au chapitre 3 et le second à celle du chapitre 4.* . . . . . 29

2.3 *Schéma récapitulatif du principe de reconstruction des différents paramètres dans le spectromètre VAMOS.* . . . . . 30

2.4 *Photographie du détecteur EXOGAM (à gauche) et de la segmentation en 4 cristaux (à droite).* . . . . . 31

2.5 *Schéma des différents boucliers anti-Compton autour du cryostat.* . . . . . 31

3.1 *Schéma du dispositif expérimental utilisé dans l'expérience $^{238}U$+$^{70}Zn$ à 6.33 AMeV. Le détecteur EXOGAM est positionné au point cible de VAMOS qui est composé de différents éléments magnétiques (Q1, Q2, dipôle). Au bout du spectromètre le système de détection des noyaux de recul est composé de deux SeD, d'un ensemble ChIo+Si autour duquel sont placés 4 détecteurs germanium pour mesurer les isomères.* . . . . . 35

3.2 *Vue avant (à gauche) et arrière (à droite) de la petite chambre à fils située à l'avant du spectromètre à l'entrée du premier quadrupôle.* . . . . . 36

3.3 *Principe de fonctionnement d'un détecteur à électrons secondaires (à gauche) et photographie d'un des deux SeD installé (à droite).* . . . . . 37

3.4 *Photographie de la chambre à ionisation (à gauche) et des quatre Si situés à l'arrière de celle-ci (à droite).* . . . . . 38

3.5 *Représentation en 3D du mur de Si.* . . . . . 38

3.6 *Schéma d'électronique représentant la logique utilisée pour les différents signaux venant des SeD et des détecteurs germanium placés au bout du spectromètre (appelés OSCAR).* 40

3.7 *Schéma d'électronique représentant la logique utilisée pour les différents signaux venant de la chambre à ionisation, des Si et du MWPC.* . . . . . 41

3.8 *Matrice combinant la perte d'énergie déposée dans la ChIo en fonction de l'énergie résiduelle dans un Si, sans et avec une condition sur une position reconstruite dans les SeD.* . 42

3.9 *Représentation des signaux envoyés par le time calibrator (a) dans un des TAC avec une période de 40 ns et correction de la linéarité du TAC (b).* . . . . . 42

3.10 *Graphique représentant la charge déposée dans les pistes du premier SED pour différentes amplitudes du générateur d'impulsions injectées sur la grille avant (a) et après (b) étalonnage. Le première ligne en bas de la figure de gauche représente le piédestal pour chacune des pistes.* . . . . . 44
3.11 *Etalonnage de la chambre à ionisation à partir de l'angle d'incidence des noyaux de* $^{70}Zn$ *et de* $^{65}Cu$*.* . . . . . 45
3.12 *Représentation de l'énergie déposée dans le silicium numéro 1 après étalonnage en énergie absolue en fonction du temps de vol entre la MWPC et le Si. L'alignement en temps est réalisé en prenant la diffusion élastique comme référence située dans la partie bleue clair de l'histogramme.* . . . . . 46
3.13 *Matrice* $\Delta E$*-*$E$ *pour le dernier Si et la grille d'identification correspondante ajustée pour les différents Z identifiés.* . . . . . 47
3.14 *Résultats de l'identification en* $Z$ *(à gauche) pour chaque évènement de la matrice* $\Delta E$*-*$E$ *d'un Si et de l'identification en* $A$ *pour* $Z = 29$ *(à droite), pour la réaction* $^{238}U + ^{65}Cu$*. Les résultats sont obtenus avec deux pressions différentes dans la ChIo.* . . . . . 48
3.15 *Distribution du* $pid$ *après identification en* $Z$ *des évènements de la réaction* $^{238}$*U+*$^{70}$*Zn observés dans la matrice* $\Delta E$*-*$E$ *pour un Si. Les* $Z$ *au-dessus de l'élastique ne sont pas identifiables.* . . . . . 49
3.16 *Variation de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction du numéro du run. L'évolution en dents de scie vient des variations de température entre le jour et la nuit, et la croissance de cette évolution vient de la variation de la température au cours de la semaine de façon générale.* . . . . . 49
3.17 *Représentation schématique de la ChIo. Les distances entre les différentes parties sont indiquées ainsi que la déformation de la fenêtre d'entrée.* . . . . . 50
3.18 *Correction à apporter à l'énergie totale, calculée à partir de l'équation 3.4 en fonction du* $Z$ *du noyau (a) et la distribution en masse finale obtenue à partir de cette énergie corrigée (b). Sur cette figure le* $\Delta E_{corr}$ *correspond au* $\delta E$ *de l'équation 3.4.* . . . . . 51
3.19 *Représentation des taux de reconstruction des positions X et Y dans le SeD1 et dans le SeD2 pour les noyaux allant du Zn au Mn.* . . . . . 53
3.20 *Nombre d'évènements pour lesquels la distance a été reconstruite à partir des positions et ceux pour lesquels la distance* $D$ *est fixée en considérant que les noyaux sont passés au centre du spectromètre.* . . . . . 53
3.21 *Identification en masse pour chaque Z réalisée à partir de l'énergie cinétique totale reconstruite et le temps mesuré entre le MWPC et les Si.* . . . . . 55
3.22 *Section efficace différentielle calculée pour la réaction* $^{70}$*Zn(*$^{238}$*U,*$^{240}$*Pu*$^{*}$*)*$^{68}$*Ni. Les deux flèches reflètent l'acceptance angulaire des quadrupôles du spectromètre VAMOS.* . . . . 56
3.23 *Caractéristiques du mode solénoïde du spectromètre VAMOS. Sur la figure (a), l'abscisse représente l'angle de diffusion reconstruit au point cible du spectromètre et l'ordonnée montre l'énergie cinétique totale des produits de recul. A un angle loin de l'axe optique des quadrupôles (*$\sim$*45°), la sélection en rigidité magnétique (i.e. en état de charge) apparaît. Sur la figure (b), nous avons la comparaison en transmission entre les deux modes de fonctionnement du spectromètre. En noir, le mode dispersif et en couleur le mode solénoïde.* 56

3.24 *Spectre γ obtenu avec une source de $^{60}Co$ en fin d'expérience représentant les différentes corrections appliquées et décrites dans le texte. Tous les pics présents entre 100 et 1100 keV sont dues à la contamination des détecteurs par un ensemble de noyaux en fin d'expérience.* . . . 57
3.25 *Courbe d'efficacité absolue obtenue pour le détecteur EXOGAM réalisée à partir d'une source de $^{60}Co$ et $^{152}Eu$.* . . . 58
3.26 *Spectre γ brut (en noir) corrigé de l'effet Doppler à partir de la vitesse du noyau léger (en bleu) et corrigé Doppler à partir de la vitesse du noyau lourd (en vert).* . . . 60
3.27 *Vérification des angles de diffusions reconstruits pour la correction de l'effet Doppler pour le noyaux de $^{72}Zn$. L'énergie mesurée des γ avant correction Doppler est représentée en fonction des angles calculés pour chacun des cristaux. La courbe théorique représentative de cette relation pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ à 654 keV du $^{72}Zn$, est également tracée en rouge sur la figure permettant de confirmer la validité des angles calculés. La zone blanche au milieu de la figure correspond aux angles mort de la structure.* . . . 61
3.28 *Efficacité relative obtenue pour l'ensemble des détecteurs γ au plan focal du spectromètre (a) et pour chaque détecteur (b).* . . . 62
3.29 *En noire, la courbe d'efficacité relative obtenue à partir de la source d'europium, en vert, les transitions du $^{71}Cu$, en rose, celles du $^{66}Cu$, en rouge, celles du $^{69}Cu$ et en bleue, celles du $^{67}Ni$.* . . . 63
3.30 *Simulation de la décroissance d'un état de 200 ns de durée de vie mesurée avec des détecteurs de 80 ns de résolution. L'ajustement vert est obtenue à partir de la fonction de convolution décrite dans le texte et le temps de vie mesurée est alors de 199.6 (4) pour un tirage de 10000 coups.* . . . 64
3.31 *Courbe de décroissance du 511 keV présent dans le spectre retardé du $^{68}Ni$. Les lignes en pointillés rouge et bleue représentent la convolution effectuée pour le calcul de l'erreur du temps de vie.* . . . 64
3.32 *Spectre γ prompt du $^{71}Zn$. Les transitions de la même couleur sont en coïncidence.* . . . 65
3.33 *Le spectre retardé du $^{71}Zn$ est présenté sur la figure (a). Le temps de vie mesuré pour l'isomère est présenté sur la figure (b).* . . . 66
3.34 *Schéma de niveaux expérimental obtenu pour le noyau de $^{71}Zn$. En rouge et en bleu sont représentés les deux bandes de décroissance observées dans le spectre γ prompt et en rose la transition observée dans le spectre retardé.* . . . 66
3.35 *Spectres γ prompt du $^{71}Zn$ obtenu après sélection sur les transitions à 197, 986 et 1006 keV respectivement.* . . . 67
3.36 *Spectre γ prompt obtenu pour le $^{73}Zn$. Les transitions à 309 et 448 keV correspondent aux transitions $(5/2_1^-) \rightarrow (1/2_{g.s}^-)$ et $(3/2_1^-) \rightarrow (1/2_{g.s}^-)$.* . . . 68
3.37 *Spectre γ prompt (a) et retardé (b) obtenu pour le $^{66}Cu$. Dans le spectre retardé, les transitions marquées par des étoiles sont des transitions γ identifiées dans les noyaux voisins. Sur le figure (c), la courbe de décroissance de l'isomère est représentée ainsi que le temps de vie associé.* . . . 68
3.38 *Spectre prompt (a) et retardé (b) pour le $^{69}Cu$. La transition en bleu dans le spectre prompt est également observée dans le spectre retardé.* . . . 69
3.39 *Spectre de demi-vie pour chaque bande de décroissance d'un isomère identifié dans le spectre retardé.* . . . 70

3.40 *Spectre prompt (a) et retardé (b) du $^{71}$Cu. Sur la figure (c), le temps de vie extrait pour l'isomère (19/2$_1^{-m}$) dans le spectre retardé.* . . . . . 71
3.41 *Spectre retardé et schéma de niveaux obtenus pour le $^{67}$Ni.* . . . . . 71
3.42 *Spectres γ prompt (a) et retardé (b) obtenus pour le $^{68}$Ni. Dans le spectre retardé, les diamants bleus, les trèfles verts et les pics violets indiquent les décroissances des isomères du $^{69}$Cu, $^{67}$Ni et $^{69}$Ni respectivement. Les coeurs rouges correspondent aux transitions qui appartiennent au $^{68}$Ni. La figure (c) correspond au spectre temps en coïncidence avec la transition à 168 keV.* . . . . . 72
3.43 *Distribution en masse en coïncidences avec : (a) les transitions 313 et 694 keV du $^{67}$Ni, (b) la transition à 168 keV, (c) les transitions du $^{69}$Cu représentés par des diamants sur la figure 3.42 et (d) les transitions à 143 et 593 keV du $^{69}$Ni.* . . . . . 73
3.44 *Distribution angulaire de l'état fondamental et de l'état à 2200 keV mesuré dans l'article [27] en fonction de l'angle θ de diffusion de la particule dans le centre de masse. Sur la deuxième figure (b) nous avons superposé la courbe de tendance pour un ΔL=0 obtenue pour le premier état.* . . . . . 74
3.45 *Nouveau schéma de niveaux obtenu pour le $^{68}$Ni à partir des données recueillies dans cette expérience.* . . . . . 75
3.46 *Spectre γ du $^{68}Ni$ obtenu à partir des données de J.M Daugas et al. [89]. Dans ce spectre, une contamination du $^{40}$K est présente en plus des trois transitions du $^{68}$Ni.* . . . . . 76
3.47 *Spectre γ du $^{68}Ni$ obtenu à partir des donnés de E. Khan et al.. Dans ce spectre, deux transitions ont pu être observées à 511(2) keV et 171(2) keV.* . . . . . 77
3.48 *Spectres γ prompt (a) et retardé (b) obtenus pour le $^{69}$Ni ainsi que le schéma de niveaux associé.* . . . . . 77
3.49 *Spectre temps de l'état isomère du $^{69}$Ni.* . . . . . 78
3.50 *Spectre γ retardé obtenu pour le $^{70}$Ni.* . . . . . 79
3.51 *Spectres γ prompts obtenus en coïncidence avec les noyaux de $^{65}$Co (a), $^{67}$Co (b) et $^{69}$Co (c). Les schémas de niveaux associés à chacun des noyaux sont également représentés. Les transitions en rouges correspondent à de nouvelles transitions γ.* . . . . . 79
3.52 *Spectre γ prompt obtenu pour le noyau $^{69}$Co pour une multiplicité clovers égale à 2.* . . . . 80
3.53 *Spectre γ prompt (a) et retardé (b) du $^{61}Fe$. Sur la figure (c), le temps de vie de l'état isomère du $^{61}Fe$ a été représenté. Le schéma de niveaux du $^{61}Fe$ est également représenté avec en rose les transitions observées dans le spectre retardé.* . . . . . 81
3.54 *Spectres γ prompts (a) du $^{63}Fe$ et le schéma de niveaux associé. Sur les figures (b), (c) et (d) sont représentés les spectres γ en coïncidence avec les transitions à 356, 615 et 970 keV respectivement. Les énergies indiquent les positions des pics connus et /ou observés dans le spectre prompt.* . . . . . 81
3.55 *Spectre γ prompt (a) et retardé (b) du $^{65}$Fe et le schéma de niveaux associé.* . . . . . 82
3.56 *Spectre γ prompt du $^{67}Fe$ et schéma de niveaux connu de celui-ci [65].* . . . . . 83
3.57 *Spectres γ prompts obtenus pour les noyaux de $^{61}$Mn (a), $^{63}$Mn (b) et $^{65}$Mn (c). Les schémas de niveaux associés sont également présentés avec en rouge les nouvelles transitions γ identifiées. Le placement et l'interprétation de ces transitions sera discuté dans le chapitre 5.* . . . . . 83

4.1 *Principe de mesure de la durée de vie d'un état à l'aide de la technique de plunger.* . . . . 88

4.2 *Schéma du dispositif expérimental regroupant le spectromètre VAMOS, le détecteur de rayonnements γ EXOGAM et le système de détection au bout du spectromètre. Le système de coordonnées utilisés lors de l'analyse est également représenté.* . . . . . 90
4.3 *Schéma du principe de fonctionnement d'une chambre à dérive.* . . . . . 91
4.4 *Variation du $\chi^2$ en fonction de la position de référence $X_{ref}$, pour chaque état de charge, pour la première DC (a) et pour la deuxième DC (b). La courbe représentative de la variation du $\chi^2$ moyennée sur l'ensemble des états de charges est représentée en noire.* . . . . 92
4.5 *Variation du $\chi^2$ pour chaque état de charge dans la première DC après avoir avancé celle-ci de 90 mm vers la deuxième DC.* . . . . . 93
4.6 *Représentation en 3D du $\chi^2$ total en fonction de la position $X_{ref}$ de la première et de la deuxième DC, une fois la position $Z_{ref}$ optimisée.* . . . . . 93
4.7 *Distribution des états de charge obtenue pour le $^{64}$Ni avant (a) et après (b) optimisation de la position de référence des DC.* . . . . . 94
4.8 *Matrice d'identification en Z représentant l'énergie perdue dans la ChIo en fonction de l'énergie totale du système reconstruite à l'aide de l'énergie résiduelle déposée dans un Si (ici le Si central).* . . . . . 95
4.9 *La séparation entre les différentes masses reconstruites (a) à partir de l'énergie totale et la séparation en masse à partir du M/Q (b) pour les noyaux de Ni.* . . . . . 95
4.10 *Matrice permettant d'identifier les différents états de charge pour un Si donné. Elle représente la masse $M$ du noyau reconstruite à partir de l'énergie cinétique totale en fonction du rapport $M/Q$ reconstruit à partir du $B\rho$ et de la vitesse.* . . . . . 96
4.11 *Matrice d'identification obtenue à l'aide du spectromètre VAMOS montrant l'énergie perdue en fonction du rapport M/Q. Ce graphique est représentatif d'un seul silicium et d'un seul état de charge.* . . . . . 96
4.12 *Matrice d'identification représentant le Z en fonction de la masse des noyaux après correction de la perte d'énergie dépendant de Z et de A. Ce graphique est représentatif d'un seul silicium et d'un seul état de charge.* . . . . . 97
4.13 *Schémas de niveaux obtenus à partir des spectres γ mesurés pour les $^{63,65}$Co. Les flèches pleines représentent les transitions pour lesquelles un temps de vie a pu être extrait. Des flèches en pointillés ont été utilisées dans le cas contraire.* . . . . . 98
4.14 *Spectre γ obtenu en coïncidence avec le $^{63}$Co à la distance d=40 $\mu m$ pour un angle d'émission des rayonnements γ supérieur à 135°. Les symboles $I^r$ et $I^l$ font référence, respectivement, à la composante rapide et lente de la transition.* . . . . . 99
4.15 *Spectre γ en coïncidence avec le noyau de $^{65}$Co à la distance d=40 $\mu m$ pour un angle d'émission des rayonnements γ supérieur à 135°. Les symboles $I^r$ et $I^l$ font référence, respectivement, à la composante rapide et lente de la transition.* . . . . . 99
4.16 *Spectres γ obtenus pour les distances x=40, 350 et 750 $\mu m$. Le pic à plus basse (haute) énergie correspond à la composante rapide (lente) de la transition $3/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}Co$.* . . . . . 101
4.17 *Figure de gauche : la courbe de décroissance obtenue pour la transition $3/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}$Co et, figure de droite : le temps de vie mesuré en fonction de la distance. La ligne continue représente l'ajustement avec un polynôme d'ordre zéro pour obtenir un temps de vie moyen. Les lignes en pointillés représentent l'erreur mesurée sur le temps de vie moyen.* . . . . . 101

4.18 *Spectres γ obtenus pour les distances x=40, 350 et 750 $\mu m$. Le pic à plus basse (haute) énergie correspond à la composante rapide (lente) de la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{63}Co$.* . . . 102
4.19 *Représentation de l'énergie totale du $^{63}$Co en fonction de l'angle d'émission de celui-ci dans le laboratoire (a) et représentation de la sélection en énergie d'excitation dans le schéma de niveaux du $^{63}$Co (b). Différentes lignes correspondant à différentes énergies de dissipation sont également représentées.* . . . 103
4.20 *Figure de gauche : représentation de l'énergie cinétique totale du $^{64}$Ni en fonction de l'angle θ de diffusion de la particule dans le spectromètre. Les trois sélections en noire sont représentatives de trois sélections différentes en énergie dissipée dans le système : (a) ∼60 MeV, (b) ∼90 MeV et (c) ∼130 MeV. Figure de droite : spectres γ correspondants aux trois différentes sélections en énergie et en encart un zoom sur la transition 11/2$^-_2$ →9/2$^-_1$ qui l'alimente l'état 9/2$^-_1$ . Dans le zoom de la figure (a), une nouvelle transition γ apparait également à 1187 keV.* . . . 104
4.21 *Représentation de l'évolution de l'intensité de la composante lente et rapide de la transition $(9/2^-_1) \rightarrow (7/2^-_{g.s})$ dans le $^{63}$Co à partir d'une sélection à faible énergie d'excitation (haut) et à grande énergie d'excitation (bas). La sélection à faible énergie d'excitation est comprise entre 505 et 2312 keV.* . . . 105
4.22 *Evolution de l'intensité de la composante lente et rapide en fonction de la sélection en énergie dissipée. Les sélections sont identiques et trois d'entre elles sont présentées sur la figure 4.20.* . . . 105
4.23 *Courbe de décroissance obtenue pour la transition $(9/2^-_1) \rightarrow (7/2^-_{g.s})$ dans le $^{63}$Co après une sélection en faible énergie d'excitation.* . . . 106
4.24 *Spectres γ obtenus pour les distances x=40, 350 et 750 $\mu m$. Le pic à plus basse(haute) énergie correspond à la composante rapide (lente) de la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ dans le $^{65}Co$.* . . . 107

5.1 *Schéma de niveaux du $^{68}Ni$ obtenu dans l'expérience du chapitre 3. En rouge est représenté le nouvel isomère ($0^{+m}_3$)* . . . 110
5.2 *Schéma représentatif de l'évolution en énergie de l'état intrus proton lorsque le nombre de protons diminue.* . . . 111
5.3 *Schéma de décroissance β du $^{68}Co$ vers le $^{68}Ni$ présenté dans la référence [31] et de décroissance β du $^{68}Fe$ vers le $^{68}Co$ présenté dans la référence [91].* . . . 112
5.4 *Représentation shématique de l'espace de valence utilisé dans l'interaction LNPS [48].* . . . 113
5.5 *Schémas de niveaux théoriques obtenus pour le $^{68}$Ni à l'aide d'un calcul modèle en couches (a) et d'un calcul QRPA (b). Les probabilités de transition E2, les énergies de corrélations ainsi que la déformation obtenue pour les différents états sont également représentés sur la figure (a).* . . . 114
5.6 *Schéma représentatif des nombres moyens d'occupation dans chacune des orbitales protons et neutrons mises en jeu dans le calcul modèle en couches pour les trois états $0^+$ et pour les états $2^+_1$ et $2^+_2$.* . . . 114
5.7 *Courbe d'énergie potentielle du $^{68}$Ni obtenue par des calculs HFB avec la force de Gogny D1S.* . . . 116

5.8 *Récapitulatif des mesures expérimentales (transitions, probabilités de transitions) attendues dans les isotopes de Co dans les expériences présentés. Les nouveaux résultats sont présentés en rouge sur la figure. Dans les noyaux de $^{63,65}$Co, les probabilités de transitions réduites mesurées ont également été ajoutées en rouge dans les schémas de niveaux.* . . . . . 118
5.9 *Evolution de l'énergie (a) et de la probabilité de transition E2 (b) des premiers états excités des noyaux de Ni, Co et Fe obtenues expérimentalement et comparés aux calculs théoriques (c-f).* . . . . . 119
5.10 *Représentation des espaces de valence utilisés dans les interactions gxpf1a et fpg.* . . . . . 120
5.11 *Résultats de calculs «HFB + blocking» réalisés avec la force de Gogny dans des noyaux de Co impairs.* . . . . . 124
5.12 *Schémas de niveaux obtenus pour des noyaux de Co impairs à partir de calculs de mélange de configurations de type GCM+GOA à 1 dimension.* . . . . . 125
5.13 *Recapitulatif des mesures expérimentales faites sur les isotopes de Mn. Les autres schémas de niveaux viennent de notre interprétation (Cf texte).* . . . . . 126
5.14 *Evolution des énergies des transitions entre le premier état excité et l'état fondamental en fonction du nombre de neutrons pour les noyaux de Fe, Mn et Cr.* . . . . . 127
5.15 *Schéma de niveaux théoriques obtenus pour les $^{63,65}$Mn avec l'interaction fpg (Cf texte).* . 128
5.16 *Nombre d'occupation des couches neutrons pour les différents états du $^{63}$Mn.* . . . . . 128
5.17 *Résultats de calculs HFB + blocking obtenus pour les noyaux de Mn impairs.* . . . . . 129
5.18 *Schémas de niveaux obtenus pour des noyaux de Mn impairs à partir de calculs de mélange de configurations de type GCM+GOA à 1 dimension.* . . . . . 130
5.19 *Récapitulatif des mesures expérimentales faites sur les isotopes de Fer impairs. Les transitions marquées par des flèches pleines (en pointillées) représentent des transitions observées dans le spectre prompt (retardé). L'assignement est expliqué dans le texte.* . . . . . 131
5.20 *Résultats de calculs HFB + blocking réalisés avec la force de Gogny D1S dans des isotopes de Fe impairs.* . . . . . 132

# Liste des tableaux


1.1 *Les énergies d'excitation des états intrus $0^+$ ($E_{intr}(0^+)$) dûs à une excitation $\pi$(2p-2h) au-dessus des gaps neutron et proton dans les noyaux de $^{68}$Ni et de $^{90}$Zr sont comparées. L'énergie des gaps proton et neutron $\varepsilon_p$-$\varepsilon_h$, l'énergie d'appariement proton-neutron $\Delta E_{appariement}$ et l'énergie de corrélation proton-neutron $\Delta E_{\pi\nu}$ sont également indiquées. Ce tableau est tiré de la référence [38]* . . . . . 16

3.1 *Dans ce tableau, les différents temps de vol utilisés lors de cette expérience sont présentés ainsi que leur résolution obtenue à l'aide d'un faisceau direct.* . . . . . 43

3.2 *Les différentes résolutions en masse obtenues selon différents temps de vol.* . . . . . 52

3.3 *Tableau récapitulatif de l'évolution de la résolution en masse ($\sigma$) des noyaux de $^{70}$Zn pour les différentes corrections appliquées lors de la reconstructions des événements.* . . . . . 54

3.4 *Tableau récapitulatif des rayonnements $\gamma$ et $X$ émis par les sources de $^{207}Bi$, $^{133}Ba$ et $^{109}Cd$ utilisées pour calibrer les détecteurs germaniums au plan focal à basse énergie.* . . 61

3.5 *Tableau présentant les estimations de Weisskopf pour différentes multipolarités associés à la transition à 168 keV dans le $^{68}$Ni.* . . . . . 74

3.6 *Liste des isomères observés dans cette expérience. $E_i^\gamma$ est l'énergie des transitions $\gamma$, $T_{1/2}$, la demi-vie de l'état. $I^\pi$ une tentative d'assignement de spin de l'état et Mult, la multipolarité de la transition. Les transitions indiquées en gras sont celles qui décroissent directement de l'état isomère.* . . . . . 84

3.7 *Tableau récapitulatif des nouvelles transitions $\gamma$ observées dans les différents noyaux en prompt.* . . . . . 85

4.1 *Tableau récapitulatif des résultats obtenus à partir des sélections en énergie d'excitation pour les différentes transitions du $^{63}$Co. Les trois dernières colonnes représentent le nombre total de coups pour chacune des transitions liés aux sélections (a), (b) et (c) de la figure 4.20.* . . . . . 103

4.2 *Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus pour l'état $9/2^-_1$ dans les $^{63,65}$Co et l'état $3/2^-_1$ dans le $^{63}$Co.* . . . . . 107

5.1 *Tableau récapitulatif des énergie résiduelles proton-neutron pour les états intrus proton dans le $^{68}$Ni et dans la chaine des isotopes de Ca et Sn.* . . . . . 110

5.2 *Probabilités de transition réduites E2 obtenues avec le calcul modèle en couches (Cf texte) pour les différentes transitions dans le $^{68}$Ni.* . . . . . 115

5.3 *Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus pour l'état* $9/2_1^-$ *dans les* $^{63,65}$*Co et l'état* $3/2_1^-$ *dans le* $^{63}$*Co.* . . . . . 117

B.1 *Tableau recapitulatif des différentes estimations de Weisskopf pour les temps de vie en fonction de la masse A et de l'énergie de la transition* $\gamma$*.* . . . . . 145

# Remerciements

Pour commencer, je tiens à remercier les directeurs du GANIL, Mr S.Gales pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et, Mr F.Staley pour avoir été présent lors de ma soutenance de thèse. Je remercie également le Conseil Régional de Basse Normandie et le CEA pour leur contribution financière apportée à ces travaux de recherches.

Ensuite, j'aimerai remercier l'ensemble des membres de mon jury. Tout d'abord, je tiens à remercier Wolfram Korten et Piet Van Duppen d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail et d'avoir réussi à décortiquer l'ensemble de mon discours. Ensuite, j'aimerai remercier les examinateurs Dominique Guillemaud-Mueller, Yorick Blumenfeld et Silvia Lenzi pour leurs commentaires et leurs remarques constructives. Une mention toute particulière pour Silvia avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discutions au cours de ma thèse. Je voudrais aussi remercier la présidente de mon jury Francesca Gulminelli pour ces commentaires sur le manuscrit.

Et bien sûr, je garde les meilleurs pour la fin... Je voudrais remercier mon trio de directeurs de thèse Piet, Gilles et Manu pour tout ce qu'ils m'ont appris pendant ces trois années dans tous les domaines. Il aurait été difficile de trouver meilleurs encadrants de thèse et j'espère bien continuer ma collaboration avec eux dans le futur.

Un grand merci ensuite à tous ceux avec qui j'ai pu travailler : la super équipe EXOGAM Jean et Laurent, George, Bruno, Charles, Samuel et Johan pour leur aide sur VAMOS. Merci aussi à Julien pour nos discutions détecteurs et consommation bio, et à Bertrand pour m'avoir montrer quelques rudiments des réglages faisceau, je vais rêvé pendant longtemps des Q21 et Q22.

J'aimerai ensuite remercier l'ensemble des physiciens du GANIL que j'ai pu cotoiller tous les jours : Lucia, François, Fanny, Hervé, Christelle, Eric, John, Abdou, Thomas, Jean-Charles et tout particulièrement Héloïse pour m'avoir appris quelques principes de base des calculs champs moyens et aussi pour son soutien à la fin de ma thèse. Ainsi que l'ensemble du personnel administratif qui m'ont aidé pendant ces trois années dans toutes les démarches que j'ai entreprises.

Ensuite j'aimerai remercier l'ensemble des mes amis thésards et post-doc. Tout d'abord, mon co-pilote de bureau Igor pour sa joie de vivre inébranlable et pour nos grandes parties de fous rires. Je te souhaite bon courage pour cette dernière année, garde bien le moral et je te souhaite plein de bonheur dans ton jolie pays qu'est la Serbie. J'aimerai ensuite remercier mes compères de troisième année, Yannen et Olivier pour nos pauses café de l'après-midi et nos sorties... tenez bon, c'est bientôt fini ! et on

se reverra bientôt. Merci aussi aux petits nouveaux thésards, Guillaume, Kevin et Diego pour leur gentillesse et aux nouveaux post-docs, Julien, Carme, Paola et Danielo pour les soirées passées ensembles.

Et en trois ans, il s'en passe des choses et on en voit passer des têtes... alors merci aussi à tous ceux qui sont déjà partis, Alex, Antoine, Guillaume, Kasia, Pedja, Pu, Marc-Olivier et Jo pour les bons moments passés ensembles. Cette thèse a aussi été une aventure humaine de l'extrême, l'explosion d'un record, me supporter 24h/24, presque 7j/7 pratiquement 2 ans, merci à mon colloque et collègue de bureau Jo...franchement chapeau, tu aurais dû avoir une médaille pour ça ! Et merci aussi à mon deuxième colloque Marc-Olivier pour avoir mis une note outre Atlantique dans notre maison très nordiste. Mes pensées se tournent maintenant vers une personne qui m'a profondément marqué par son naturelle et sa joie de vivre malgré son court passage au GANIL, Doro merci d'avoir croisé mon chemin.

Et presque pour finir, je voudrais remercier ceux qui ont fait que la vie au GANIL et à Caen était très sympa pendant ces trois années. Merci à Manu, Nassima, Lucia, Eric et Amélie pour toutes les soirées et les bons moments passés ensemble. Et un petit merci tout particuliers à Nassima pour tous les bons petits plats et pour le coatching tenue pour ma soutenance car c'était pas facile de relever le défi du «petit bidou»...et à Manu d'avoir été un «grand frère spirituel» pendant ces trois années et un ami.

Pour finir, j'aimerai remercier ma famille et particulièrement mes parents qui ne m'ont jamais laissé tombé et m'ont toujours soutenus dans les choix que j'ai fait.

Mes derniers mots vont vers celui qui partage ma vie, Guilain. Il s'en ait passé des choses durant toutes ces années, merci pour ton soutien et tout ton amour dans les bons comme les mauvais moments. Et maintenant que nous sommes Docteurs (et deux et demi), c'est une épreuve encore plus grande qui nous attends !

Aurore

**Résumé :**
L'évolution des nombres magiques en fonction du nombre de neutrons est aujourd'hui un axe de recherche majeur en physique nucléaire. Cette évolution qui se traduit par des modifications profondes de la structure de ces noyaux exotiques, se manifeste expérimentalement par des changements rapides de collectivité et de forme. Dans cette thèse nous avons étudié les noyaux situés autour du $^{68}$Ni produits par collisions dites profondément inélastiques au GANIL. Les noyaux d'intérêts ont été sélectionnés et identifiés grâce au spectromètre VAMOS. Les rayonnements gamma permettant d'étudier leur structure ont été détectés par EXOGAM autour du point cible ainsi que par un dispositif spécifique installé au plan focal de VAMOS afin d'identifier les isomères pour une des deux expériences. Dans la première, nous avons observé un nouvel état isomère dans le $^{68}$Ni dont la configuration basée sur un état intrus proton nous renseigne sur les effets de couches Z=28 et N=40. De nouvelles transitions ont également été identifiées dans les noyaux de Co, Fe et Mn de masse impaire. Dans la seconde expérience, nous avons mesuré la durée de vie des premiers états excités des noyaux $^{63,65}$Co en utilisant une méthode utilisant l'effet Doppler. La mesure de ces temps de vie nous permet d'accéder aux probabilités de transitions électromagnétiques, donc à la collectivité. Des comparaisons avec différents modèles théoriques (modèle en couches et champs moyen) nous permettent d'aller plus loin dans l'interprétation et d'avoir des informations supplémentaires sur l'interaction entre les protons et les neutrons ainsi que sur l'évolution de la collectivité dans cette région de masse.
**Mots clés :** Structure Nucléaire ; Spectrométrie Gamma ; Isomérie ; Modèles en couches (physique nucléaire).

---

**Evolution of the Collectivity around $^{68}$Ni : role of intruder states**

**Abstract :**
The evolution of magic numbers as a function of the neutron number for a given chain of isotopes is one of the major goals of nuclear physics today. Changing magic numbers may lead to profound modifications in the structure of exotic nuclei and manifest themselves experimentally in rapid changes of collectivity and shapes. In this thesis we have studied nuclei around $^{68}$Ni produced in deep inelastic collisions at GANIL. The nuclei of interest were selected and identified by the large acceptance VAMOS recoil spectrometer. Their structure was studied via the detection of the gamma rays emitted at the target point by the EXOGAM array. In one of the two experiments we also installed a specific setup dedicated to the measurements of the delayed gamma rays emitted by the nuclei after their implantation at the focal plane of VAMOS. In the first experiment we have observed a new isomeric state in $^{68}$Ni with a proton intruder configuration at an excitation energy which sensitively depends on the Z=28 and N=40 shell gaps. New transitions were also identified in odd-mass isotopes of Co, Fe and Mn. In the second experiment we have measured the lifetimes of the first-excited states in $^{63,65}$Co using the recoil distance Doppler shift method. From these lifetimes electromagnetic transition probabilities could be deduced, which in turn shed light on the collectivity of the studied isotopes. Comparisons with the shell model and with mean field calculations were carried and provided additional information on the proton-neutron interaction as well as on the evolution of the collectivity in this mass region.
**Key words :** Nuclear structure ; Gamma ray spectrometry ; Isomerism ; Nuclear shell Theory.

---

**Discipline :** Constituants élémentaires et physique théorique

---

**Grand Accélérateur National d'Ions Lourds**
**Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 05**