



**HAL**  
open science

# Etude de la réaction d'intérêt astrophysique $^{60}\text{Fe}(n; \gamma)^{61}\text{Fe}$ par réaction de transfert (d,p) $\gamma$

Sandra Giron

► **To cite this version:**

Sandra Giron. Etude de la réaction d'intérêt astrophysique  $^{60}\text{Fe}(n; \gamma)^{61}\text{Fe}$  par réaction de transfert (d,p)  $\gamma$ . Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112336 . tel-00661697

**HAL Id: tel-00661697**

**<https://theses.hal.science/tel-00661697>**

Submitted on 20 Jan 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.

Ecole Doctorale Particules, Noyaux, Cosmos

Université Paris-Sud XI

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

## THESE

Soutenue le 16 décembre 2011

par

**Sandra GIRON**

pour l'obtention du grade de  
Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud XI (Orsay)

# Etude de la réaction d'intérêt astrophysique $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ par réaction de transfert (d,p $\gamma$ )

**Directeur de thèse :** Didier Beaumel (IPN Orsay)

**Co-Directrice de thèse :** Faïrouz Hammache (IPN Orsay)

### Composition du jury :

<i>Président du jury</i>	Elias KHAN	Université Paris-Sud XI IPN Orsay
<i>Rapporteurs</i>	Olivier SORLIN Wilton CATFORD	GANIL, Caen University of Surrey (UK)
<i>Co-Directrice</i>	Faïrouz HAMMACHE	IPN Orsay
<i>Examineurs</i>	Alain GILLIBERT François DE OLIVEIRA SANTOS	CEA-SPhN, Saclay GANIL, Caen
<i>Invité</i>	Nicolas DE SÉRÉVILLE	IPN Orsay





## *Remerciements*

Tout d'abord, je remercie Dominique Guillemaud-Müller et Faïçal Azaïez, directeurs successifs de l'IPN, de m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire.

Je tiens également à remercier tous les membres de mon jury et en particulier mes deux rapporteurs, Wilton Catford et Olivier Sorlin, pour leur lecture attentive et critique du manuscrit et dont les commentaires judicieux m'ont permis d'aller plus loin dans l'interprétation avant la soutenance. Merci également à Alain Gillibert et François de Oliveira pour leur intérêt pour mon travail, ainsi qu'à Elias Khan, président du jury et avant tout professeur hors pair.

Ensuite, je tiens à remercier vivement Faïrouz de m'avoir proposé ce sujet de thèse et de m'avoir encadrée tout au long de ce travail. Je suis contente d'avoir partagé avec toi cette aventure scientifique et humaine qu'est la thèse, qui m'a beaucoup appris sur moi-même. Merci pour ta disponibilité en toutes circonstances. Ton exigence et tes conseils, que ce soit dans l'analyse, la rédaction ou les présentations orales, m'ont permis de progresser et d'atteindre certains des objectifs fixés. Je regrette de ne pas avoir pu prendre part à la contribution astrophysique de mes résultats, mais j'espère que tu pourras bientôt en tirer parti.

Je remercie également Nicolas pour sa présence non moins importante dans cette thèse. Merci pour ta patience en toutes circonstances et tes explications détaillées sur tous les sujets (programmation, physique nucléaire ou astrophysique). J'ai beaucoup apprécié nos nombreuses discussions, très enrichissantes, notamment sur la problématique astrophysique. Merci également de m'avoir fait confiance pour ton expérience au Tandem dès mon arrivée en stage de M2.

Merci à Didier d'avoir accepté d'être le directeur officiel de cette thèse. Ton idée de déménagement à l'étage pour la rédaction m'a permis de trouver le calme nécessaire pour finir dans les temps. Merci également pour ton oreille attentive et tes encouragements dans certains moments de doute.

Merci aussi à Pierre Roussel pour ses conseils avisés tout au long de cette thèse. Ton expertise ainsi que ta forte implication dans mon travail de thèse m'ont parfois permis de gagner un temps précieux et de prendre du recul pour aborder les problèmes différemment.

Cette expérience n'aurait pas pu avoir lieu sans l'aide et le support des ingénieurs et techniciens du GANIL et de l'IPN. Je tiens donc à remercier Patrice Gangnant et Jean-François Libin pour leur soutien lors du montage des détecteurs, et Emmanuel Rindel pour avoir conçu cette mécanique complexe. Je remercie aussi toute l'équipe

LISE (S. Grévy, C. Stodel, J.-C. Thomas et L. Caceres) et les opérateurs faisceaux du GANIL sans qui l'expérience n'aurait pas été possible, ainsi que tous les chercheurs ayant contribué à sa réussite, et en particulier les collègues du CEA : Laurent Nalpas, Valérie Lapoux, Alexandre Obertelli, Alain Gillibert et Freddy Flavigny. Merci à Jean-Charles Thomas de m'avoir fait gagner un temps précieux lors de l'étalonnage des détecteurs EXOGAM.

Je fais une dédicace spéciale à Momo et ses couches mortes et à Jo pour avoir été mes compagnons de fortune dans cette analyse semée d'embûches !

Je tiens aussi à remercier Jean Duprat pour m'avoir éclairé sur les grains météoriques. Je n'aurais pas pu rédiger cette partie sans ton aide. Merci également à Vincent Tatischeff pour sa relecture rapide et pertinente d'une partie de mon manuscrit.

Je remercie aussi le reste du groupe NESTER et sa bonne humeur, et en particulier David et Iolanda, pour m'avoir initiée aux subtilités des calculs modèle en couches. Laurence, merci pour ta gentillesse et tes petites attentions qui rendent la vie plus facile.

Cette thèse n'aurait pas eu la même saveur sans les bons moments passés avec les autres thésards du groupe. Merci tout d'abord à Baptiste et à Mathieu qui ont partagé mon bureau pendant plus de 2 ans. Baptiste, merci de m'avoir initiée à Dropbox et pour nos nombreuses discussions. Un grand merci également à Adrien pour l'assistance NPTool 24h/24 et de m'avoir accueillie tant de fois dans ton bureau, que ce soit pour travailler ou faire des pauses, dans les bons et les mauvais moments. Merci aussi à Marine, Laurent et plus tard Pierre, qui sont venus égayer ma troisième année par leur bonne humeur et leur enthousiasme. Marine, je serai toujours disponible pour papoter en dehors du labo ! Bon courage pour la fin de la thèse, ainsi qu'à Karolina et Dmitry. Je remercie aussi Jean-Paul et Sébastien du groupe de théorie pour leur grain de folie !

Merci également à Corinne Augier sans qui je n'aurais peut-être pas fait de physique nucléaire, et Michael Heil pour m'avoir encadrée et fait confiance dès mon stage de M1 à GSI.

Je remercie également beaucoup Adrien, Soraya et Laurie d'avoir été là dans les moments les plus difficiles et à Matthieu, Eve, JB et Aurélie pour nos soirées débriefing de thèse. Un grand merci aussi à l'équipe de bras cassés du lycée, pour m'avoir fait décompresser si souvent. Malgré tout, ma thèse n'a jamais porté sur le boson de Higgs, et je n'ai jamais cherché d'étoiles !

Enfin, je tiens à remercier toute ma famille pour son soutien, et en particulier ma sœur, et mes parents qui m'ont toujours soutenu dans mes choix. Merci également à mon grand-père pour avoir développé sans le savoir ma curiosité et l'envie d'apprendre qui m'ont mené jusque là.



## Résumé

Le  $^{60}\text{Fe}$  présente un intérêt particulier en astrophysique nucléaire. En effet, la récente observation de ses raies gamma caractéristiques par les satellites RHESSI et INTEGRAL permet d'accéder au flux total de  $^{60}\text{Fe}$  intégré sur toute la Galaxie. De plus, l'observation d'un excès de  $^{60}\text{Ni}$  (noyau-fils du  $^{60}\text{Fe}$ ) dans les grains pré-solaires fournit des contraintes sur les conditions de formation du système solaire primitif. Cependant, les sections efficaces de certaines réactions intervenant dans la nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$  et incluses dans les modèles stellaires présentent encore des incertitudes. C'est le cas notamment de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  qui est responsable de la destruction du  $^{60}\text{Fe}$ . La section efficace totale de cette réaction peut être divisée en deux parties : la composante directe, impliquant les états situés sous le seuil de séparation neutron du  $^{61}\text{Fe}$ , et la composante résonante.

Nous avons amélioré les connaissances spectroscopiques du  $^{61}\text{Fe}$  afin d'évaluer la contribution de la capture directe au taux de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ . Pour cela, nous avons étudié la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  par la réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  à l'aide du dispositif expérimental CATS/MUST2/EXOGRAM sur la ligne LISE au GANIL. L'analyse en DWBA des distributions angulaires expérimentales des protons a permis d'extraire les moments angulaires et les facteurs spectroscopiques de différents états du  $^{61}\text{Fe}$  identifiés et peuplés sous le seuil de séparation neutron. Une comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour le  $^{61}\text{Fe}$  avec ceux de noyaux similaires et avec des calculs modèle en couches a également été effectuée.

## Abstract

$^{60}\text{Fe}$  is of special interest in nuclear astrophysics. Indeed the recent observations of  $^{60}\text{Fe}$  characteristic gamma-ray lines by the RHESSI and INTEGRAL spacecrafts allowed to measure the total flux of  $^{60}\text{Fe}$  over the Galaxy. Moreover the observation in presolar grains of an excess of the daughter-nuclei of  $^{60}\text{Fe}$   $^{60}\text{Ni}$ , gives constraints on the conditions of formation of the early solar system. However, the cross-sections of some reactions involved in  $^{60}\text{Fe}$  nucleosynthesis and included to stellar models are still uncertain. The destruction reaction of  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ , is one of them. The total cross-section can be separate into two contributions : the direct one, involving states below the neutron separation threshold of  $^{61}\text{Fe}$ , and the resonant one.

We improved  $^{61}\text{Fe}$  spectroscopy in order to evaluate the direct capture part of the  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  reaction cross-section.  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  was thus studied via  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  transfer reaction with the CATS/MUST2/EXOGRAM setup at LISE-GANIL. DWBA analysis of experimental proton differential cross-sections allowed to extract orbital angular momentum and spectroscopic factors of different populated states identified below the neutron threshold. A comparison of experimental results for  $^{61}\text{Fe}$  with experimental results for similar nuclei and with shell-model calculations was also performed.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Problématique du <math>^{60}\text{Fe}</math> et motivation astrophysique</b>	<b>13</b>
1.1 Introduction à la nucléosynthèse stellaire . . . . .	13
1.1.1 Les « conditions initiales » de la nucléosynthèse stellaire . . . . .	13
1.1.2 Production des différents éléments et isotopes au sein des étoiles . . . . .	14
1.1.3 Les ingrédients des modèles stellaires . . . . .	16
1.2 Intérêt des radio-isotopes . . . . .	17
1.3 Observations directes et indirectes du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	20
1.3.1 Astronomie gamma et modèles stellaires . . . . .	20
1.3.2 Présence dans les grains météoritiques et système solaire primitif . . . . .	24
1.3.3 Présence sur Terre du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	26
1.4 $^{60}\text{Fe}$ et processus $s$ . . . . .	28
1.4.1 Généralités sur le processus $s$ . . . . .	28
1.4.2 Nucléosynthèse du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	32
1.4.3 Incertitudes nucléaires spécifiques à la nucléosynthèse du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	36
1.5 Statut expérimental de la réaction $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ . . . . .	38
1.5.1 Mesure de la section efficace $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ par activation du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	38
1.5.2 Spectroscopie du $^{61}\text{Fe}$ et modèle en couches . . . . .	39
1.5.3 Etude de la réaction $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ et contribution de notre mesure . . . . .	41
<b>2 Méthode et dispositif expérimentaux</b>	<b>45</b>
2.1 Méthode expérimentale . . . . .	45
2.2 Production du faisceau de $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	46
2.2.1 Les deux types de production de faisceau radioactifs . . . . .	46
2.2.2 Production du faisceau de $^{60}\text{Fe}$ sur la ligne LISE au GANIL . . . . .	46

2.3	Dispositif expérimental . . . . .	50
2.3.1	Présentation générale . . . . .	50
2.3.2	Justification du positionnement des détecteurs et de la cible . . . . .	52
2.3.3	Les détecteurs CATS . . . . .	54
2.3.4	Les détecteurs MUST2 . . . . .	55
2.3.5	Le détecteur annulaire . . . . .	57
2.3.6	Les détecteurs EXOGAM . . . . .	57
2.3.7	La chambre d'ionisation . . . . .	58
2.3.8	Le scintillateur plastique . . . . .	59
2.4	Electronique et logique d'acquisition . . . . .	59
2.5	Mesure de l'épaisseur de cible . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>63</b>
3.1	Reconstruction du faisceau sur cible . . . . .	63
3.1.1	Etalonnage des détecteurs CATS . . . . .	63
3.1.2	Méthodes de reconstruction utilisées . . . . .	65
3.1.3	Reconstruction de la position d'impact du faisceau sur la cible . . . . .	69
3.2	Identification des particules aux angles arrières . . . . .	73
3.2.1	Etalonnage des détecteurs MUST2 . . . . .	73
3.2.2	Identification des particules dans les détecteurs MUST2 . . . . .	79
3.2.3	Etalonnage du détecteur annulaire . . . . .	80
3.2.4	Procédure d'analyse des détecteurs aux angles arrières . . . . .	84
3.3	Identification des fragments du faisceau et des éjectiles issus de la réaction . . . . .	87
3.4	Spectre en énergie d'excitation du $^{61}\text{Fe}$ . . . . .	88
3.4.1	Cinématique de la réaction . . . . .	88
3.4.2	Energie d'excitation . . . . .	91
3.4.3	Evaluation du fond carbone . . . . .	92
3.4.4	Evaluation du break-up du deuton . . . . .	94
3.4.5	Etats au-dessus du seuil . . . . .	95
3.4.6	Simulations . . . . .	97
3.5	Traitement des gammas . . . . .	100
3.5.1	Etalonnage des détecteurs EXOGAM . . . . .	100
3.5.2	Add-Back et détermination du segment touché . . . . .	102
3.5.3	Correction Doppler . . . . .	103
3.5.4	Efficacité de détection EXOGAM . . . . .	106
3.5.5	Sélection des événements d'intérêt . . . . .	107
3.6	Niveaux observés et déconvolution du spectre en énergie d'excitation . . . . .	108

---

3.6.1	Coïncidences entre protons et gammas . . . . .	108
3.6.2	Transitions gammas et niveaux observés . . . . .	109
3.7	Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés . . . . .	113
3.7.1	Déconvolution du spectre en énergie d'excitation . . . . .	113
3.7.2	Extraction des sections efficaces différentielles . . . . .	115
<b>4</b>	<b>Résultats et interprétation</b>	<b>125</b>
4.1	L'approximation DWBA . . . . .	125
4.1.1	Éléments de théorie de la diffusion et approximations de Born	126
4.1.2	Facteurs spectroscopiques . . . . .	129
4.1.3	Forme des potentiels optiques . . . . .	131
4.2	Analyse en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales	132
4.2.1	Influence et choix des potentiels optiques . . . . .	133
4.2.2	Détermination des moments angulaires des nouveaux états . .	136
4.2.3	Détermination des facteurs spectroscopiques neutrons . . . . .	139
4.2.4	Évaluation des incertitudes sur le facteur spectroscopique par étude Monte Carlo . . . . .	145
4.3	Interprétation des résultats et comparaison avec le modèle en couches	148
4.3.1	Comparaison avec des calculs du modèle en couches . . . . .	148
4.3.2	Présence d'un état à 1245 keV . . . . .	152
4.4	« Implications » astrophysiques . . . . .	154
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>155</b>
<b>A</b>	<b>Schémas électroniques</b>	<b>159</b>
A.1	CATS . . . . .	160
A.2	MUST2 . . . . .	161
A.3	EXOGAM . . . . .	162
A.4	Plastique . . . . .	163
<b>B</b>	<b>Potentiels optiques</b>	<b>165</b>
B.1	Potentiels optiques en voie d'entrée . . . . .	165
B.2	Potentiels optiques en voie de sortie . . . . .	165
<b>C</b>	<b>Calculs du modèle en couches</b>	<b>167</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>169</b>



# Introduction

Dans les années 1970, la détection du rayonnement gamma issu des radio-isotopes présents dans la Galaxie devint possible. En effet, il a fallu attendre l'envoi de ballons dans les hautes couches atmosphériques, puis de satellites dans l'espace pour détecter les premières raies gamma, puisque l'atmosphère est opaque à ce type de rayonnement. Les premières raies gamma à avoir été observées sont les raies caractéristiques de la décroissance de l' $^{26}\text{Al}$ , dont une cartographie a pu être réalisée grâce à l'instrument COMPTEL à bord du satellite CGRO. Récemment, les raies caractéristiques de la décroissance radioactive du  $^{60}\text{Fe}$  à 1.173 MeV et 1.333 MeV ont été détectées par les satellites RHESSI et INTEGRAL, confirmant que la nucléosynthèse de cet isotope est toujours active de nos jours. La comparaison des quantités de  $^{60}\text{Fe}$  observées avec les prédictions des modèles stellaires permet de contrôler la fiabilité des modèles stellaires et notre compréhension des sites astrophysiques. Ces observations dans le domaine des gamma permettent en effet d'accéder directement aux abondances des produits de la nucléosynthèse à l'œuvre dans les étoiles, et ainsi de vérifier la validité des modèles stellaires.

Le  $^{60}\text{Fe}$  a également été observé dans les grains pré-solaires par l'intermédiaire des noyaux-fils issus de sa décroissance radioactive. Effectivement, des techniques de séparation isotopique se sont développées durant ces 30 dernières années. Ces méthodes permettent d'analyser la composition isotopique des grains météoritiques. D'autres radio-isotopes tels que le  $^{10}\text{Be}$ , l' $^{26}\text{Al}$ , le  $^{41}\text{Ca}$  ou le  $^{53}\text{Mn}$  ont ainsi été mesurés. La détection de ces radio-isotopes à durée de vie relativement courte ( $\lesssim 100$  millions d'années) devant les échelles d'évolution chimique de la Galaxie ( $\sim$  quelques milliards d'années) a de nombreuses implications sur le contexte astrophysique de la formation du système solaire primitif.

Ces progrès concernant les techniques observationnelles doivent être suivis par une meilleure connaissance des sections efficaces des réactions mises en jeu lors des processus de nucléosynthèse. En effet, certaines réactions nucléaires liées à la nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$ , telles que ses réactions de production  $^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$ , de destruction  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  ainsi que le temps de vie du  $^{60}\text{Fe}$  impliquent dans les modèles de grandes incertitudes sur les quantités de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté dans le milieu interstellaire. Réduire les incertitudes nucléaires permet d'avoir plus confiance dans les taux de réaction utilisés par les modèles et de se concentrer sur les paramètres astrophysiques des modèles stellaires les moins bien maîtrisés, tels que le transport radiatif de

matière ou la convection. La section efficace de la réaction  $^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$  n'a jamais été mesurée expérimentalement, les différentes mesures de la durée de vie du  $^{60}\text{Fe}$  ne sont pas en accord, et la section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  est encore mal connue. Cette dernière réaction procède par deux mécanismes : la capture résonante, impliquant les états situés au dessus du seuil, et la capture neutronique directe, concernant les états excités du  $^{61}\text{Fe}$  situés sous le seuil de séparation neutron.

Pour évaluer la contribution directe de la section efficace  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  et améliorer les connaissances spectroscopiques du  $^{61}\text{Fe}$ , nous avons donc décidé d'utiliser la méthode de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  qui consiste à envoyer un faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  produit auprès de la ligne LISE du GANIL sur une cible de  $\text{CD}_2$ . Cette mesure est également l'occasion d'améliorer les connaissances spectroscopiques du  $^{61}\text{Fe}$ , qui n'ont jamais été mesurées par réaction de transfert.

La première partie de ce manuscrit sera consacrée à exposer l'importance de l'observation du  $^{60}\text{Fe}$  dans le contexte général des modèles stellaires, ainsi qu'à donner un aperçu des connaissances associées à la réaction  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  et à la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$ . Dans un deuxième temps, le dispositif expérimental utilisé pour cette expérience sera décrit. Ensuite, l'analyse des données associées à chacun des détecteurs du dispositif expérimental sera présentée. Le processus d'identification des états ainsi que l'extraction des distributions angulaires associées sera exposé. Enfin, dans une dernière partie, l'analyse en DWBA des distributions angulaires expérimentales ainsi que l'extraction des moments angulaires et des facteurs spectroscopiques correspondant à chaque état sera décrite. Une comparaison des résultats expérimentaux à des calculs de type « modèle en couches » sera également effectuée.

# Chapitre 1

## Problématique du $^{60}\text{Fe}$ et motivation astrophysique

Dans ce chapitre, différents aspects liés à la nucléosynthèse stellaire et en particulier à la nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$  sont détaillés. L'intérêt d'étudier les radio-isotopes plutôt que les éléments stables est mis en avant. Les différents types d'observations du  $^{60}\text{Fe}$  sont passés en revue. Enfin, le statut expérimental de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  et l'intérêt de notre mesure sont présentés.

### 1.1 Introduction à la nucléosynthèse stellaire

#### 1.1.1 Les « conditions initiales » de la nucléosynthèse stellaire

Les différentes étapes d'évolution ainsi que le destin final d'une étoile sont essentiellement gouvernés par sa masse initiale  $M$  et sa métallicité  $Z$  (i.e. la fraction de masse initiale d'éléments plus lourds que l'He). En pratique, les masses et métallicités des différentes étoiles sont données en unité de masse et de métallicité solaires<sup>1</sup>.

On sait que les étoiles se forment suite à l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. Or, en fonction de la composition du milieu interstellaire au moment de la formation de l'étoile, sa composition initiale est différente. En effet, les étoiles des générations précédentes ont contribué à l'enrichissement du milieu interstellaire, par perte de masse liée aux vents stellaires (pour les étoiles de type Wolf-Rayet ou AGB) ou lors de phases explosives (supernovae, novae). Les nouvelles étoiles profitent donc

---

1. On note  $M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{30}$  kg la masse du Soleil et  $Z_{\odot} = 0.02$  sa métallicité.

de cet enrichissement et leur métallicité initiale est plus élevée que celle des étoiles des générations précédentes (voir Fig. 1.1).

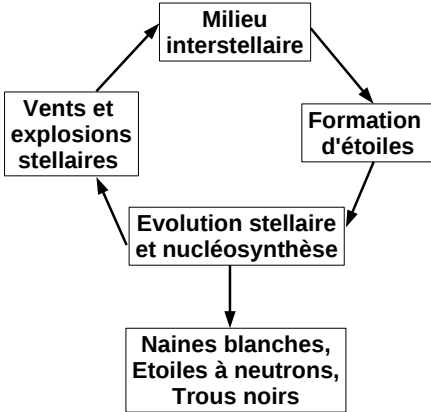


FIGURE 1.1 – Cycle d’enrichissement du milieu interstellaire qui permet la création d’étoiles dont la métallicité est de plus en plus élevée grâce à la contribution des étoiles des générations précédentes. Une partie de la matière synthétisée par ces étoiles ne participe pas à l’enrichissement du milieu interstellaire (naines blanches, étoiles à neutrons ou trous noirs).

En général, les naines blanches (résidus inertes des étoiles peu massives :  $M \lesssim 8M_{\odot}$ ), les étoiles à neutrons et les trous noirs (apparus à l’issue de l’explosion d’une supernova) ne participent plus à cet enrichissement. Cependant, dans certains cas, les naines blanches font partie d’un système binaire et sont liées à une étoile dite « compagnon ». Des phénomènes d’accrétion de l’étoile compagnon à la surface de la naine blanche se produisent alors, conduisant à des explosions thermonucléaires (novae ou supernovae de type Ia) qui contribuent à l’enrichissement du milieu interstellaire.

Afin de reproduire les abondances observées des éléments et isotopes, des modèles stellaires fiables de tous les sites astrophysiques cités précédemment sont nécessaires, et l’enrichissement progressif du milieu interstellaire par les étoiles des générations précédentes doit être pris en compte.

### 1.1.2 Production des différents éléments et isotopes au sein des étoiles

Au sein d’une étoile, les réactions thermonucléaires dégagent de l’énergie qui induit une pression tendant à son expansion et donc à une diminution de sa température, alors que la gravité tend à contracter l’étoile et tend donc à augmenter sa température et sa densité. On parle d’équilibre hydrostatique au sein d’une étoile lorsque que les forces de pression et de gravité se compensent. Les différentes phases de combustion nucléaire sont entrecoupées par des phases de contraction gravitationnelle qui font augmenter la densité et la température de l’étoile, ce qui relance



les réactions nucléaires dans la phase hydrostatique suivante [Arno 00].

Au cours de son évolution, une étoile commence par la combustion de l'hydrogène (H), qui représente la plus grande partie de sa composition initiale, pour former un cœur d'hélium (He). Lorsque la quantité d'hydrogène dans le cœur de l'étoile diminue, l'énergie nucléaire dégagée diminue également. La pression devient alors trop faible pour compenser la gravité et l'étoile se contracte. Si celle-ci est assez massive, la contraction du cœur d'hélium conduit à une augmentation suffisante de la température pour relancer les réactions nucléaires : il y a alors combustion de l'hélium. Les étoiles les plus massives ( $M \gtrsim 8M_{\odot}$ ) continuent leur évolution par les combustions successives du carbone, du néon, de l'oxygène puis du silicium, jusqu'à former un cœur de fer [Arno 00]. Les différentes phases de combustion sont de plus en plus courtes, et les densités et les températures mises en jeu augmentent (voir Tab. 1.1). On parle souvent de structure en « oignon » pour décrire les étoiles en phase de pré-supernova, les couches de combustion successives étant réparties de façon concentrique autour du cœur de fer.

Combustion	H	He	C	Ne	O	Si
Température centrale (K)	$6 \times 10^7$	$2 \times 10^8$	$9 \times 10^8$	$1,7 \times 10^9$	$2,3 \times 10^9$	$4 \times 10^9$
Densité centrale ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	5	700	$2 \times 10^5$	$4 \times 10^6$	$10^7$	$3 \times 10^7$
Temps caractéristique	$7 \times 10^6$ ans	$5 \times 10^5$ ans	600 ans	0.5 ans	6 jours	1 jour
Principaux produits de la combustion	He	C, O	O, Ne, Mg	O, Mg, Si	Si, S	Fe

TABLE 1.1 – Les différentes phases de combustion d'une étoile de  $25 M_{\odot}$  à géométrie sphérique [Arno 00].

Lorsque les réactions de fusion deviennent endo-énergétiques et demandent trop d'énergie pour pouvoir se produire (au-delà du Fe), les réactions nucléaires s'arrêtent et l'énergie nucléaire n'est plus suffisante pour que la pression du gaz compense la gravité : cela implique l'effondrement gravitationnel de l'étoile. La densité et la pression du cœur de Fe augmentent alors brusquement. Une onde de choc se propage en retour, expulsant violemment les couches externes dans le milieu interstellaire : on assiste à l'explosion d'une supernova dite « à effondrement gravitationnel » (de type Ib, Ic ou II). Lors de cette phase finale, une partie des isotopes issus de la combustion des différentes couches de l'étoile est éjectée dans le milieu interstellaire et d'autres isotopes sont produits : on parle alors de nucléosynthèse explosive.

La durée de vie d'une étoile sur la séquence principale (MS) est inversement proportionnelle à sa masse selon la relation simplifiée [Bohm 92] :

$$t_{MS} = \frac{10^{10}}{(M/M_{\odot})^{2.5}} \text{ ans} \quad (1.1)$$

Le Soleil, qui sert ici de référence ( $1M_{\odot}$ ), vivra 10 milliards d’années. Les étoiles auxquelles nous nous intéresserons par la suite sont les étoiles de masse intermédiaire ( $M \sim 0.6 - 8M_{\odot}$ ) passant par une phase AGB et les étoiles massives ( $M \gtrsim 8M_{\odot}$ ). Pour donner un ordre d’idée, une étoile de l’ordre de  $4M_{\odot}$  vivra environ 300 millions d’années alors qu’une étoile massive de  $25M_{\odot}$  vivra seulement 3.2 millions d’années.

### 1.1.3 Les ingrédients des modèles stellaires

Notre compréhension de l’évolution et de la nucléosynthèse stellaire passe par le développement de modèles complexes cherchant à reproduire les abondances observées dans différents contextes (voir §1.3). Ces modèles s’appuient sur la combinaison de quatre éléments principaux :

- l’hydrodynamique,
- les taux de réactions  $\langle\sigma v\rangle$  qui conduisent à la génération d’énergie par les réactions nucléaires et à la nucléosynthèse au sein de l’étoile,
- le transport radiatif au sein de l’étoile,
- les propriétés thermodynamiques de la matière.

Les nombreux phénomènes de transport de matière au sein d’une étoile tels que la convection, le mélange des différentes phases de l’étoile ou la perte de masse jouent un rôle crucial dans la nucléosynthèse des éléments. Ces phénomènes multi-dimensionnels sont difficiles à modéliser et sont encore mal maîtrisés. Ce sont les incertitudes astrophysiques les plus importantes des modèles.

On s’intéressera ici plus particulièrement au réseau de nucléosynthèse qui intervient dans les modèles stellaires. Les ingrédients nucléaires concernent les masses, les temps de vie des noyaux radioactifs et les taux des réactions nucléaires impliquées. Le taux de réaction est défini par l’expression 1.2 [Rolf 88] à partir de la section efficace  $\sigma(E)$  de la réaction considérée.

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E)E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \quad (1.2)$$

où  $\mu$  est la masse réduite des noyaux intervenant dans la réaction,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température (en K) de l’environnement stellaire. Il correspond donc à la section efficace de la réaction considérée intégrée sur la distribution en énergie des particules du milieu stellaire. Cette dernière est décrite par la distribution de Maxwell-Boltzmann.

De nombreuses études de sensibilités aux réactions mises en jeu sont réalisées pour déterminer les réactions « clés » pour la nucléosynthèse de certains isotopes [Hoff 99] [Tur 10]. Les sections efficaces de ces réactions « clés » (allant du fbarn

à quelques mbarn) sont les sources majeures des incertitudes nucléaires [Woos 03] [Raus 03]. En effet, la plupart de ces réactions n'a pas pu être mesurée à l'énergie où elles se produisent dans les étoiles car elles nécessitent des conditions expérimentales très difficiles à reproduire en laboratoire. D'une part, certaines réactions impliquent des particules chargées et ont des sections efficaces très faibles à cause de la barrière coulombienne : leur mesure aux énergies d'intérêt astrophysique est donc souvent très difficile voire impossible. Les données expérimentales sont donc mesurées à plus haute énergie puis extrapolées à l'énergie d'intérêt en utilisant le formalisme de matrice R [Desc 10]. D'autre part, certaines réactions impliquent des noyaux radioactifs (ex :  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ ), ce qui rend les mesures plus difficiles (faisceaux radioactifs peu intenses, difficulté pour produire des cibles radioactives denses pour les isotopes dont la durée de vie est suffisamment longue...). Le calcul du taux des réactions de type  $(n, \gamma)$  s'appuie donc sur des modèles nucléaires (comme le modèle en couches pour la capture directe [Raus 98] ou les calculs Hauser-Feshbach [Raus 00] pour la composante résonante), qui souffrent eux-même d'incertitudes.

Afin de mieux comprendre les différentes observations disponibles, il est donc nécessaire de réduire les incertitudes associées aux réactions nucléaires qui y sont liées, dont les caractéristiques peuvent être mesurées en laboratoire. Les avancées technologiques sur les faisceaux radioactifs de plus en plus exotiques permettent en effet d'étudier certaines des réactions intervenant dans le réseau de nucléosynthèse impliqué par les modèles stellaires.

## 1.2 Intérêt des radio-isotopes

Les pionniers de l'astrophysique nucléaire se sont attelés à comprendre l'origine des différents éléments présents dans le système solaire, dont les abondances (voir Fig. 1.2) pouvaient être mesurées par spectroscopie de la surface du Soleil et à partir des météorites [Ande 89] [Lodd 03].

Dans leur papier fondateur, Burbidge, Burbidge, Fowler et Hoyle ont instauré les bases sur les principaux processus de nucléosynthèse et identifié les sites responsables de la production des éléments à l'aide des observations d'abondances disponibles à l'époque [Burb 57]. Ces observations élémentaires ont également permis de tester les premiers modèles stellaires. Cependant, il est vite apparu que beaucoup de ces éléments stables ne pouvaient pas être produits sans un réseau de nucléosynthèse comprenant des isotopes radioactifs. Les cycles de combustion de l'hydrogène font ainsi intervenir des radio-isotopes tels que le  $^7\text{Be}$  ou l' $^{15}\text{O}$ , tout en apportant l'énergie nécessaire à l'étoile pour que la nucléosynthèse puisse suivre son cours [Clay 68].

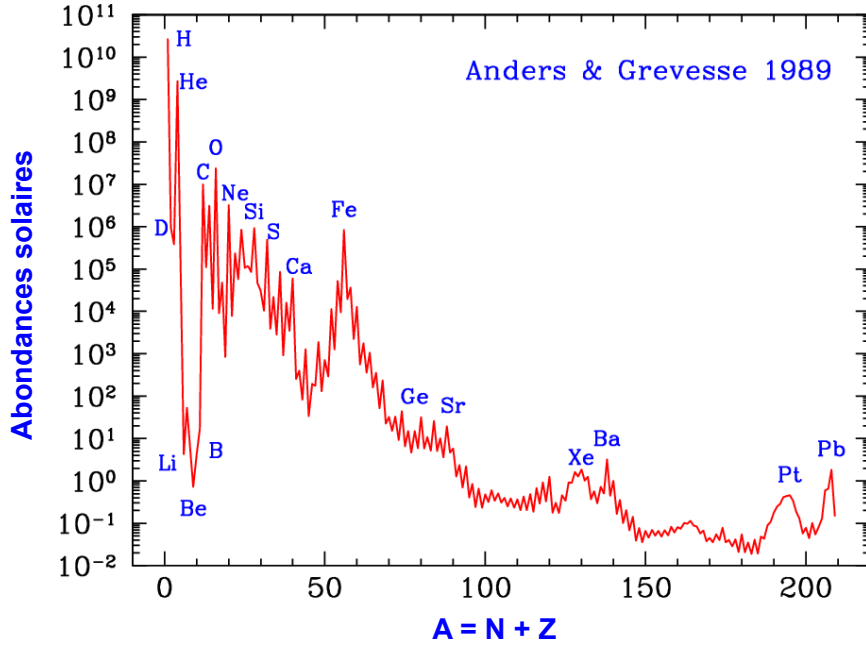


FIGURE 1.2 – *Abondances solaires déterminées par [Ande 89] et normalisées à  $10^6$  atomes de  $^{28}\text{Si}$  selon la convention usuelle.*

Les modèles stellaires mettant en jeu un réseau de nucléosynthèse très vaste, les abondances isotopiques y jouent un rôle très important.

Par ailleurs, l'observation de radio-isotopes, lorsqu'elle est possible, apporte des contraintes plus fortes sur les réseaux de nucléosynthèse des modèles stellaires. Dans les années 60-70, de nouvelles données astronomiques, concernant des isotopes radioactifs, devinrent accessibles. De nouveaux domaines, jusqu'alors inexplorés, se sont alors développés : la cosmo-chronologie (basée sur la datation radioactive qui permet de déterminer l'âge de certaines étoiles ou encore celui du système solaire), l'astronomie gamma, et la cosmochimie (permettant de mesurer l'excès de noyaux fils stables dans des solides contenant des radio-isotopes et formés aux débuts du système solaire, ou dans des solides issus de poussières condensées dans des sites stellaires). Certaines de ces observations, liées plus particulièrement au  $^{60}\text{Fe}$ , seront reprises au §1.3. La détection de ces isotopes radioactifs nous apporte des informations particulièrement importantes pour la compréhension de la nucléosynthèse stellaire. Ici, on discutera plus particulièrement de la détection des radio-isotopes en astronomie gamma.

Tout d’abord, la détection de la raie gamma à 1.809 MeV (la première à avoir été détectée dans notre Galaxie [Maho 84]) produite par la décroissance radioactive de l’ $^{26}\text{Al}$  dont la durée de vie est courte ( $\sim 7.5 \times 10^5$  ans) devant les échelles de temps d’évolution chimique de la Galaxie ( $\sim 10^9$  ans), a permis de confirmer que sa nucléosynthèse est toujours active de nos jours dans les étoiles. C’est également le cas du  $^{60}\text{Fe}$ , dont les raies gamma caractéristiques n’ont été détectées que plus tard (voir §1.3). Le  $^{44}\text{Ti}$  a également été observé via sa raie gamma caractéristique à 1.16 MeV. D’autres radio-isotopes, comme le  $^{56}\text{Co}$  ou le  $^{57}\text{Co}$  sont détectés de façon indirecte par l’intermédiaire de la courbe de lumière qu’ils produisent.

Les raies gamma ne peuvent être détectées que si les conditions sont favorables : le milieu stellaire étant opaque à ce rayonnement, il est nécessaire que les radio-isotopes soient éjectés de leur site de production dans le milieu interstellaire. Les sites stellaires privilégiés pour l’émission de raies gamma sont donc les étoiles massives de type Wolf-Rayet (dont la forte pression radiative et éventuellement la rotation induisent une grande éjection de matière dans le milieu interstellaire), les étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB), ou les sites explosifs tels que les supernovae ou les novae. D’autre part, ces radio-isotopes doivent être produits en quantité suffisante pour que les raies gamma associées soient mesurées de façon significative par les instruments embarqués à bord des satellites.

L’observation en gamma de l’explosion de la supernova SN1987A (à  $1.6 \times 10^5$  années-lumières de la Terre) a permis de gros progrès dans la compréhension de ces objets. Ainsi, la détection des rayons gamma tardifs (quelques mois après l’observation dans le visible) issus de la décroissance du  $^{56}\text{Co}$  et du  $^{56}\text{Ni}$  et liés à l’explosion de cette supernova ont permis de confirmer l’hypothèse que la radioactivité de ces isotopes étaient à l’origine de la courbe de luminosité en fonction du temps caractéristique des supernovae [Scha 90], et que le  $^{56}\text{Co}$  est la principale source d’énergie des restes de supernova [Knod 08]. Ces observations ont également mis en évidence le besoin d’introduire une convection importante lors de l’explosion pour transporter les isotopes produits à la surface de l’étoile, et ont permis d’évaluer les vitesses d’éjection grâce à la mesure de l’élargissement des raies [Knod 08].

Enfin, le flux de rayonnement de ces isotopes étant directement lié au taux de production par les différents sites astrophysiques mis en jeu, la confrontation de ces observations aux taux de radio-isotopes extraits des modèles stellaires permet de contraindre fortement ces derniers, comme on le verra au §1.3.1.

## 1.3 Observations directes et indirectes du $^{60}\text{Fe}$

Assez récemment, l'observation de radio-isotopes a été rendue possible par différentes méthodes. D'une part, l'astronomie gamma a pris son essor grâce aux différents satellites envoyés dans l'espace, qui ont permis la détection du rayonnement gamma caractéristique de différents radio-isotopes. D'autre part, la radio-chronologie s'est développée grâce au développement de nouvelles techniques de cosmochimie isotopique, apportant des informations sur le système solaire primitif. L'observation de traces isotopiques de restes de supernovae sur Terre a également suscité un grand intérêt. Les nombreuses observations concernant le  $^{60}\text{Fe}$  sont ainsi au cœur de la compréhension des étoiles et du système solaire primitif, puisqu'elles apportent de nouvelles contraintes aux modèles stellaires.

### 1.3.1 Astronomie gamma et modèles stellaires

L'astronomie gamma a pris son essor dans les années 1980, offrant des observations presque directes des produits de réaction issus des étoiles peuplant notre Galaxie. L'atmosphère étant imperméable aux raies gamma, il a fallu attendre l'envoi de ballons ou de satellites dans l'espace pour être en mesure de les détecter. Après décroissance radioactive, la désexcitation d'un des noyaux-fils vers son état fondamental est caractérisé dans certains cas par l'émission d'un rayonnement  $\gamma$  caractéristique d'une espèce isotopique. La mesure de ce rayonnement par les détecteurs embarqués à bord de satellites est directement reliée à l'abondance des isotopes radioactifs mis en jeu, et fournissent ainsi des contraintes fortes sur les modèles stellaires.

### Observations astronomique en rayonnement gamma du $^{60}\text{Fe}$

Les deux raies  $\gamma$  caractéristiques du  $^{60}\text{Fe}$ , à 1173.23 et 1333.44 keV, issues de la chaîne de décroissance isotopique  $^{60}\text{Fe} \xrightarrow{\beta} ^{60}\text{Co} \xrightarrow{\beta} ^{60}\text{Ni}$  (voir Fig. 1.3) ont été observées pour la 1<sup>ère</sup> fois en 2004 par le satellite RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) [Smit 04]. Ces observations ont été confirmées en 2006 par le spectromètre SPI (SPectrometer Integral) du satellite INTEGRAL (INTERNational Gamma Ray Astrophysics Laboratory) [Wang 07]. Le spectromètre SPI consiste en un ensemble de 19 détecteurs Germanium situés au fond d'un puits de boucliers actifs (contre les rayons cosmiques) constitués de scintillateurs BGO. Un masque codé en tungsten placé devant les détecteurs permet de déterminer la provenance du rayonnement et d'atteindre une résolution angulaire de  $\sim 3^\circ$ .

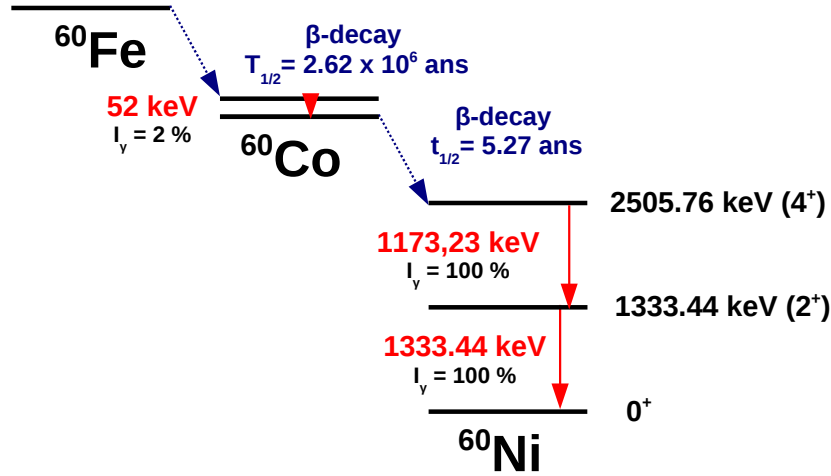


FIGURE 1.3 – Schéma de décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Fe}$  : les raies  $\gamma$  à 1173.23 keV et 1333.44 keV sont les raies caractéristiques du  $^{60}\text{Fe}$  observées par les satellites.

On peut voir sur la Fig. 1.4 les 2 raies gamma caractéristiques du  $^{60}\text{Fe}$  mesurées par le spectromètre SPI à bord d'INTEGRAL. Cette mesure est significative à  $4.9\sigma$  pour la combinaison des 2 raies [Wang 07]. On observe que le rapport signal-sur-bruit (de l'ordre de quelques %) est faible. Ce problème, général en astronomie gamma, nécessite un traitement complexe pour l'estimation du bruit de fond. La mesure présentée ici est intégrée sur toute la galaxie. Le rayonnement  $\gamma$  associé au  $^{60}\text{Fe}$  est probablement émis en grande majorité dans le plan galactique, où se trouvent la majorité des étoiles. Cependant, la quantité de  $^{60}\text{Fe}$  émise étant à la limite de sensibilité des détecteurs embarqués à bord des satellites, il n'est pas possible d'identifier une ou plusieurs directions privilégiées pour les sources de  $^{60}\text{Fe}$  (contrairement au cas de l' $^{26}\text{Al}$ ). Par exemple, les spectres de SPI/INTEGRAL cumulés sur 4 ans d'observation des raies à 1173.23 et 1333.44 keV dans la direction de la région du Cygne ne laissent apparaître aucune trace de  $^{60}\text{Fe}$  [Mart 10].

### Contraintes sur les modèles stellaires

Le  $^{60}\text{Fe}$  n'est pas le seul radio-isotope observable en astronomie gamma. La raie gamma caractéristique de l' $^{26}\text{Al}$  à 1.809 MeV a également été mesurée par INTEGRAL. Contrairement au cas du  $^{60}\text{Fe}$ , la quantité d' $^{26}\text{Al}$  détectée est suffisamment importante pour avoir pu réaliser avec l'instrument COMPTEL (Imaging Comp-

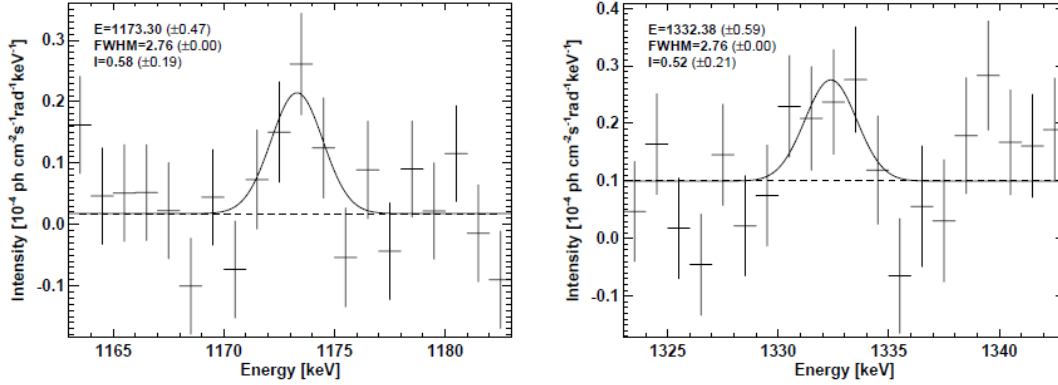


FIGURE 1.4 – Mesures du flux par le spectromètre SPI à bord du satellite INTEGRAL des raies caractéristiques du  $^{60}\text{Fe}$  à 1173.23 keV (à gauche) et 1333.44 keV (à droite). Figures extraites de [Wang 07].

ton Telescope) à bord du satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) une cartographie de la raie gamma à 1.809 MeV dans la Galaxie. Ces observations, comparées à celles de l'émission diffuse du milieu interstellaire, ont permis de corrélérer l'émission de la raie gamma caractéristique de l' $^{26}\text{Al}$  à la distribution spatiale des étoiles massives [Knod 99]. L' $^{26}\text{Al}$  est donc libéré dans le milieu interstellaire lors de l'explosion de supernovae de type II mais aussi par les vents stellaires lors des phases Wolf-Rayet des étoiles très massives [Pran 93] [Pran 04].

L'étude du rapport  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  présente un grand intérêt pour mieux contraindre les sites de production de ces deux isotopes [Pran 04] [Limo 05] [Dieh 06], d'autant plus qu'il a été mesuré par le spectromètre SPI à bord d'INTEGRAL à  $0,14 \pm 0,06$  par [Wang 07].

Le modèle de [Timm 95], qui ne prend en compte ni la rotation ni la perte de masse des étoiles massives, prédit un rapport  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  provenant de l'explosion de supernovae de 0.16, ce qui est très proche de la valeur mesurée par INTEGRAL. Cependant, les modèles récents, plus complets en ce qui concerne la convection, la rotation et la perte de masse [Woos 07] [Limo 06a] prédisent des valeurs trop élevées de ce rapport.

Pour comparer les observations aux modèles, on doit intégrer les quantités  $Y$  de chacun des isotopes prédites par les modèles stellaires en considérant la distribution de masse initiale, qui prend en compte le nombre d'étoiles de masse  $M$ . Dans le modèle de [Limo 06a], la forme de la distribution de masse initiale  $n(m)$  utilisée



est  $n(M) = K/M^{1+X}$ , où  $K$  est une constante de normalisation,  $M$  la masse de l'étoile et  $X$  un paramètre ajusté pour reproduire les distributions de population d'étoiles observées. La loi de Salpeter, fréquemment utilisée, prescrit une valeur de  $X = 1.35$ . Cependant, des études plus récentes [Krou 04], recommandent une valeur plus élevée de ce paramètre ( $X > 1.7$ ), pour tenir compte des systèmes binaires d'étoiles massives, ou même  $X \gtrsim 2.5$  pour les amas d'étoiles de différentes masses. Limongi et Chieffi [Limo 06a] ont choisi ces deux valeurs extrêmes pour leur étude du rapport  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ .

Sur la figure 1.5, sont représentés les rapports de flux  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  obtenus par [Limo 06a] pour une distribution de masse initiale avec  $X = 2.5$  (lignes épaisses) et pour  $X = 1.8$  (lignes plus fines) en fonction de la masse maximale  $M_{TOP}$  de la population d'étoiles considérée. Les courbes discontinues rouges (LA89) se réfèrent à une prescription de perte de masse importante [Lang 89a] lors de la phase Wolf-Rayet. Pour une perte de masse plus raisonnable (notée NL pour Nugis-Lamers [Nugi 00]), deux prescriptions pour la convection [Stot 92] dans la couche de combustion de l'He sont comparées : le critère de Ledoux, basé sur un gradient de densité (courbes pointillées bleues, NL00 Ledoux), et celui de Schwarzschild, basé sur un gradient de température (en traits pleins noirs, NL00).  $M_{TOP}$  se réfère à la masse limite utilisée pour estimer le taux de production de chacun des isotopes intégré sur une population d'étoiles selon la formule :

$$\Phi_{^{60}\text{Fe}} = \int_{11M_{\odot}}^{M_{TOP}} n(M) Y_{60}(M) dM \quad (1.3)$$

où  $Y_{60}(M)$  est la quantité de  $^{60}\text{Fe}$  produite par une étoile de masse  $m$ .

La Fig. 1.5 montre que le modèle NL00 (en noir), qui utilise le critère de Schwarzschild pour la convection, prédit un rapport  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  trop grand dans la gamme de masse explorée au-delà de  $75 M_{\odot}$  quelque soit la prescription de distribution de masse initiale utilisée ( $X = 1.8$  ou  $X = 2.5$ ). L'utilisation du critère de Ledoux pour la convection (NL00-Ledoux) permet de réduire la quantité de  $^{60}\text{Fe}$  produite dans la couche convective d'He dans les étoiles massives, et rend le rapport  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  compatible avec les mesures pour  $X = 2.5$  sur toute la gamme de masse étudiée (entre  $40$  et  $120 M_{\odot}$ ). Le modèle LA89 (en rouge), est en excellent accord avec la valeur mesurée pour toute la population d'étoiles considérées, pour les deux types de distribution de masse initiale ( $X = 1.8$  et  $X = 2.5$ ). Ceci est dû à la perte de masse importante qui réduit la production de  $^{60}\text{Fe}$  dans la couche convective d'He et de C, mais aussi dans la phase explosive [Limo 06a]. Cependant, dans ce modèle, les effets de rotation stellaire et de métallicité initiale n'ont pas été pris en compte, ce qui rend toute conclusion incertaine concernant les sites de production de ces

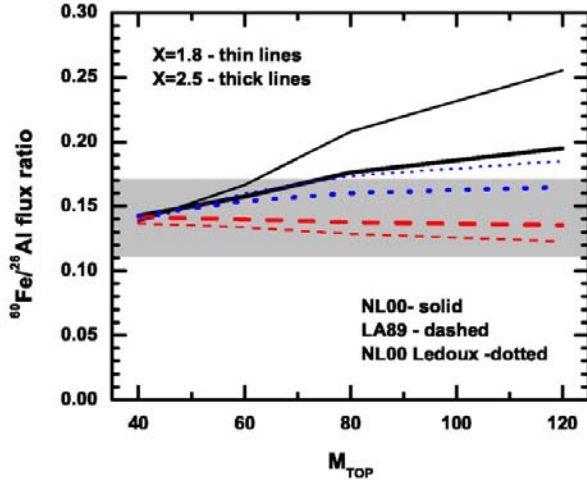


FIGURE 1.5 – Rapport des flux  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  obtenus par [Limo 06a] pour deux densités de masse initiales et trois critères différents : convection plus ou moins importante (critère de Ledoux en bleu, de Schwarzschild en noir) avec faible perte de masse et prise en compte d’une forte perte de masse (en rouge). La zone grisée correspond à la mesure de SPI/INTEGRAL.

isotopes [Knod 08].

Le  $^{60}\text{Fe}$  intervient donc dans la compréhension globale des observations astronomiques, puisqu’il contraint la nucléosynthèse d’un autre isotope, l’ $^{26}\text{Al}$ . Il est donc crucial de réduire au mieux les incertitudes concernant sa nucléosynthèse et en particulier ses incertitudes nucléaires.

### 1.3.2 Présence dans les grains météoritiques et système solaire primitif

Pour comprendre l’intérêt de l’étude des grains météoritiques, il est important de connaître les conditions de leur formation. Le système solaire résulte de l’effondrement gravitationnel d’un nuage moléculaire. Il est suivi de la formation d’une proto-étoile entourée d’un disque d’accrétion, dans lequel se condensent les premiers solides, à partir du gaz et des grains présents dans le disque. Les météorites ont conservé l’information isotopique du Système Solaire au moment de leur condensation. Un des enjeux consiste à déterminer les abondances isotopiques « à l’équilibre » dans le milieu interstellaire [Meye 00], afin de déterminer quels isotopes se trouvent en excès dans les grains météoritiques. On parle donc d’anomalies isotopiques par comparaison aux abondances que l’on peut trouver dans le système solaire et qu’on estime représentative de celles de notre Galaxie.

Les noyaux fils de certains radio-isotopes à courte durée de vie ( $\sim 10^6$  ans comme l’ $^{26}\text{Al}$  ou le  $^{60}\text{Fe}$ ), ont été observés en excès dans certaines phases minérales (de

quelques  $\mu\text{m}$  à quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ) trouvées dans les météorites ( $\sim$  quelques cm). On parle d'isotopes à durée de vie courte devant l'âge du système solaire ( $4.566 \pm 0.001 \times 10^9$  ans), qui a été déterminé à partir des isotopes à très longue durée de vie ( $\gtrsim 10^9$  ans) comme l'U ou le Pb [Alle 95].

### Le principe de radio-chronologie appliqué aux troïlites (FeS)

La radio-chronologie étudie la radioactivité éteinte d'un isotope à l'intérieur des grains météoritiques en mesurant l'excès de noyaux-fils par rapport à la quantité attendue. On ne parlera ici que du cas du  $^{60}\text{Fe}$ , que l'on trouve dans les phases minérales de sulfure de fer (FeS, appelés troïlites), mais le principe est le même pour d'autres isotopes dans d'autres types de grains. La quantité de  $^{60}\text{Ni}$  en excès dans les grains est comparée à celle de son isotope stable, le  $^{58}\text{Ni}$ . Les isotopes stables du noyau père et du noyau fils sont utilisés comme dénominateur des rapports isotopiques. On fait ici l'hypothèse que tous les grains présents se sont condensés au même moment, et que tous ces grains avaient le même rapport initial  $\frac{^{60}\text{Fe}}{^{56}\text{Fe}}$  et le même rapport initial  $\frac{^{60}\text{Ni}}{^{58}\text{Ni}}$ . On parle alors d'isochrones, et on peut écrire l'équation [Most 04] :

$$\left(\frac{^{60}\text{Ni}}{^{58}\text{Ni}}\right)_{\text{Pres}} = \left(\frac{^{60}\text{Ni}}{^{58}\text{Ni}}\right)_{\text{Init}} + \left(\frac{^{60}\text{Fe}}{^{56}\text{Fe}}\right)_{\text{Init}} \times \left(\frac{^{56}\text{Fe}}{^{58}\text{Ni}}\right)_{\text{Pres}}$$

Les rapports  $^{60}\text{Ni}/^{58}\text{Ni}$  et  $^{56}\text{Fe}/^{58}\text{Ni}$  ont été mesurés par la technique NanoSIMS (qui consiste à séparer les espèces présentes dans les grains par spectrométrie de masse secondaire avec une très grande transmission et résolution spatiale) au Max Planck Institut de Mayence [Hopp 04]. Une étude menée sur la météorite Sermakona par [Most 04], a montré un excès de  $^{60}\text{Ni}$  dans trois de ses agrégats de FeS ou troïlite (voir Fig. 1.6 à droite), conduisant à un rapport initial  $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$  de  $(7, 3 \pm 2, 6) \times 10^{-7}$  comme on peut le voir sur la Fig. 1.6 à gauche.

L'observation d'une corrélation linéaire entre l'anomalie isotopique de  $^{60}\text{Ni}$  et le rapport  $^{56}\text{Fe}/^{58}\text{Ni}$  dans les grains présents dans les météorites implique l'incorporation de  $^{60}\text{Fe}$  dans le système solaire juste avant la condensation des premiers solides. L'événement nucléosynthétique qui a synthétisé le  $^{60}\text{Fe}$  a nécessairement eu lieu dans les quelques  $10^6$  ans précédant la condensation des premiers solides. L'étude du  $^{60}\text{Fe}$  dans les météorites présente donc un intérêt particulier dans la compréhension globale du système solaire primitif et la maîtrise des modèles stellaires en accord avec les observations.

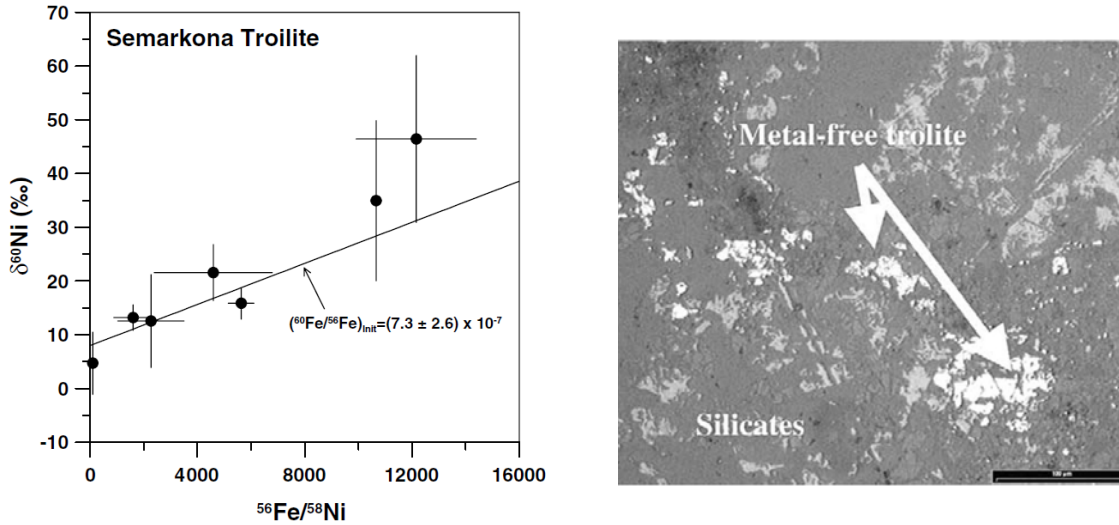


FIGURE 1.6 – A gauche : Corrélation entre les rapports  $\delta^{60}\text{Ni} = {}^{60}\text{Ni} / {}^{58}\text{Ni}$  et  ${}^{56}\text{Fe}/{}^{58}\text{Ni}$  dans trois grains de troilite de la météorite Sermakona. Figure extraite de [Most 04]; à droite : image au microscope optique de la météorite Sermakona contenant des troïlites (échelle : 100  $\mu\text{m}$ ).

De nombreux scénarios cherchent à reproduire par un événement spécifique les abondances isotopiques observées dans ces phases minérales, formées lors de la condensation des premiers solides dans le disque proto-planétaire. L’attribution de cet événement à une supernova massive [Wass 98] [Came 95] ou à une étoile AGB [Wass 06] [Trig 09] n’est pas encore claire. La possibilité d’une production « locale » par réactions de spallation a également été soulevée, mais n’est pas envisageable dans le cas du  $^{60}\text{Fe}$ , les cibles possibles ( $^{62}\text{Ni}$  ou  $^{64}\text{Ni}$ ) étant trop peu abondantes dans les météorites [Lee 98]. L’origine stellaire du  $^{60}\text{Fe}$  dans les grains météoritiques paraît donc bien établie. Pourtant, on ne dispose pas à l’heure actuelle d’un scénario astrophysique cohérent permettant d’expliquer l’ensemble des anomalies isotopiques observées dans les grains météoritiques ( $^{26}\text{Al}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{53}\text{Mn}$ ...) tout en conservant les abondances isotopiques moyennes du système solaire.

### 1.3.3 Présence sur Terre du $^{60}\text{Fe}$

Différentes études ont montré la présence de  $^{60}\text{Fe}$  "vivant" dans la croûte ferromanganèse océanique (FeMn) [Knie 04] et dans les sédiments marins [Fito 08]. Par opposition à l’observation du  $^{60}\text{Fe}$  dans les grains pour laquelle on parle de radioac-

tivité éteinte puisqu'on détecte un des noyaux fils du  $^{60}\text{Fe}$ , les mesures effectuées sur Terre concernent du  $^{60}\text{Fe}$  « vivant ».

Une première étude a permis de mesurer par spectroscopie de masse par accélérateur (AMS) la concentration de  $^{60}\text{Fe}$  relative au  $^{56}\text{Fe}$  dans la croûte ferro-manganèse océanique (FeMn) que l'on trouve au milieu de l'océan Atlantique et dont la composition est presque exclusivement extra-terrestre. Le taux de croissance de la croûte océanique est de l'ordre de  $2.5 \text{ mm}/10^6 \text{ ans}$ , ce qui limite à une résolution temporelle de l'ordre de 0.1 million d'années. Un excès de  $^{60}\text{Fe}$  a été observé et daté à 2.8 millions d'années. Cet excès a été interprété comme une indication de l'explosion d'une supernova au voisinage ( $\sim 40 \text{ pc}$ ) de la Terre il y a 2.8 millions d'années [Knie 04] (voir Fig. 1.7).

Une étude similaire dans les sédiments marins a été menée par la suite par [Fito 08]. Le taux d'accumulation des sédiments marins est beaucoup plus rapide ( $\sim 3 \text{ cm}/10^3 \text{ ans}$ ) puisque ceux-ci se déposent au voisinage des continents et contiennent également des ingrédients « terrestres ». Leur étude permet d'obtenir une résolution temporelle bien meilleure que dans la croûte océanique. Les résultats de l'étude de [Knie 04] ont bien été retrouvés par [Fito 08] dans la croûte océanique (voir Fig. 1.7). Cependant, cet excès n'a pas été observé dans les sédiments marins.

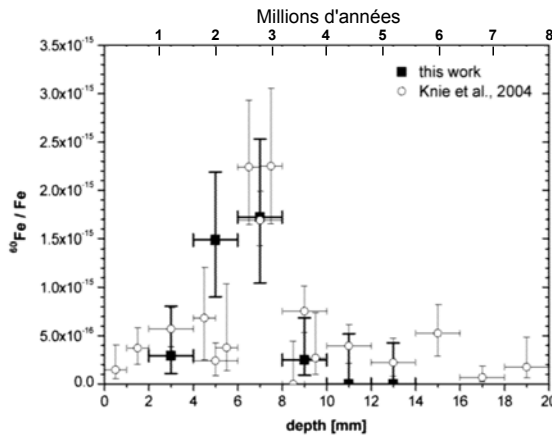


FIGURE 1.7 – Mesure du rapport  $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$  en fonction de la profondeur (en mm) et de l'âge de la croûte océanique par [Knie 04] (cercles vides) et confirmation par [Fito 08] (carrés pleins). Le niveau de bruit a été estimé à  $2.4 \times 10^{-16}$ .

Une des explications à ce désaccord serait que le  $^{60}\text{Fe}$ , étant un isotope de fer, a été plus propice à se fixer sur la croûte de FeMn que dans les sédiments marins. En effet, une fois le  $^{60}\text{Fe}$  sur Terre, il est soumis à des phénomènes physico-chimiques océaniques complexes. L'interprétation de telles données n'est donc pas simple et directe. L'origine du  $^{60}\text{Fe}$  dans la croûte océanique terrestre fait toujours à ce jour l'objet de controverses.

## 1.4 $^{60}\text{Fe}$ et processus $s$

On distingue deux processus de capture neutronique à l'origine de la nucléosynthèse des isotopes plus lourds que le Fe : le processus  $r$  et le processus  $s$ . Ces deux processus résultent de la compétition entre la décroissance  $\beta^-$  et la capture neutronique. Contrairement au processus  $r$  (pour « rapid »), les temps caractéristiques de capture neutronique  $\tau_n$  pour le processus  $s$  (pour « slow ») sont beaucoup plus longs ( $\sim 10 - 10^4$  ans) que les temps  $\tau_{\beta^-}$  liés à la décroissance  $\beta^-$  :  $\tau_n \gg \tau_{\beta^-}$ . De plus, alors que le chemin du processus  $r$  permet de peupler des isotopes très riches en neutrons, le processus  $s$  s'éloigne très peu de la vallée de la stabilité. On s'intéressera ici uniquement au processus  $s$ , qui conduit à la nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$ .

### 1.4.1 Généralités sur le processus $s$

La processus  $s$  est à l'origine de la production de la moitié des abondances des éléments plus lourds que le fer (voir un exemple sur la Fig. 1.8). Le processus  $s$  présente 2 composantes : la composante principale, qui permet de produire les noyaux les plus lourds ( $90 < A < 209$ ), et la composante dite « faible », qui est à l'origine des noyaux plus légers ( $A < 90$ ). Les noyaux cibles pour la progression du processus  $s$  sont les éléments et isotopes issus de l'enrichissement du milieu interstellaire par les générations d'étoiles précédentes.

Les noyaux ayant atteint un nombre de neutrons égal aux nombres « magiques »  $N = 50, 82$  ou  $126$  peuvent difficilement capturer de nouveaux neutrons et continuer à participer au processus  $s$ . Le processus  $s$  est « en attente » à ces points, ce qui se traduit par une sur-abondance autour de ces noyaux. On peut ainsi voir sur la Fig. 1.9 les pics du Sr, du Ba et du Pb [Ande 89]. En effet, ces noyaux étant extrêmement stables, les sections efficaces de capture neutronique sont très faibles.

Le processus  $s$  est à l'œuvre dans deux sites astrophysiques : les étoiles massives et les étoiles AGB (qui sont des étoiles de faible masse initiale :  $0.6 \lesssim M \lesssim 8M_\odot$ ). L'observation d'éléments de type  $s$  (et en particulier du technetium (Tc) dont il n'existe pas d'isotopes stables) par spectroscopie de la surface des étoiles AGB en ont fait les premières candidates [Gori 00]. Elles produisent la composante principale ( $M \lesssim 4M_\odot$ ) et une partie de la composante faible ( $M \gtrsim 4M_\odot$ ) du processus  $s$ . Cependant les modèles stellaires décrivant le processus  $s$  dans les étoiles AGB ne suffisent pas à reproduire les observations des éléments de type  $s$ . Par la suite, les étoiles massives ( $M \gtrsim 8M_\odot$ ) ont également été associées à la composante faible du processus  $s$  [Lang 89b] [Pran 90]. Pour que ce processus s'établisse, il est nécessaire qu'une source de neutrons soit disponible. On va voir dans la suite comment les

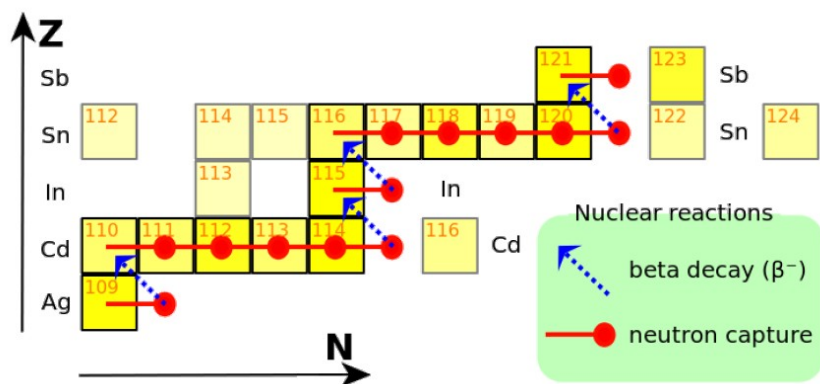


FIGURE 1.8 – Exemple du processus s à l'origine de la nucléosynthèse des isotopes de cadmium (Cd) et d'étain (Sn) par captures neutroniques successives en compétition avec les décroissances  $\beta^-$  de chacun des isotopes. En jaune sont représentés les isotopes stables. On remarque qu'on s'éloigne très peu de la vallée de la stabilité au cours du processus s.

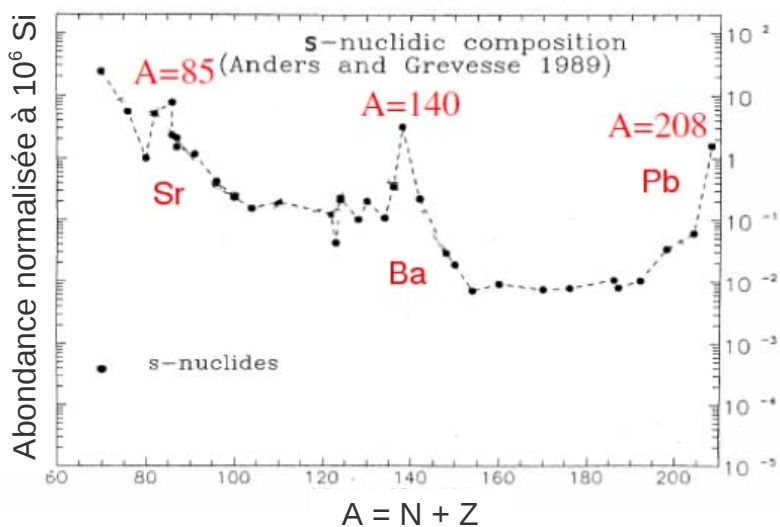


FIGURE 1.9 – Abondance des éléments identifiés comme étant produits par le processus s, normalisée à  $10^6$  noyaux de Si.

neutrons sont produits dans ces deux sites astrophysiques.

## Les étoiles dans la phase AGB

Les étoiles AGB étant de masse faible, elles n’atteindront jamais une température suffisante pour engendrer les phases de combustion du carbone (C) et de l’oxygène (O). Lors de la combustion de l’hélium, un cœur inerte de C-O va se former au centre de l’étoile, entourée de la couche d’hélium et d’hydrogène. Toute l’énergie de l’étoile est donc produite lors de la combustion des couches d’hydrogène et d’hélium. La caractéristique principale des étoiles AGB est l’apparition répétée d’instabilités thermiques, appelées « pulses thermiques », au sein de la couche intermédiaire d’hélium (voir Fig. 1.10). Lorsque l’énergie produite par la réaction  $3\alpha$  ne peut plus être évacuée efficacement par rayonnement, une zone convective apparaît et croît rapidement vers l’extérieur de l’étoile, permettant l’évacuation de l’excès d’énergie vers la surface. Plus tard, un nouvel excès d’énergie s’accumulera dans la couche d’hélium et un nouveau « pulse thermique » sera initié. La source d’énergie de l’étoile passe donc de la couche d’hydrogène à la couche d’hélium. La fin du pulse thermique peut être suivie par la pénétration de l’enveloppe convective d’hydrogène vers l’intérieur de l’étoile : ce phénomène est appelé « 3<sup>ème</sup> dredge-up ». Si cette manifestation est assez violente, certains isotopes produits par le processus  $s$  dans les couches internes de l’étoile peuvent remonter à la surface [Gori 00]. La pression de radiation de l’étoile peut alors entraîner des vents stellaires suffisants pour éjecter dans le milieu inter-stellaire les isotopes ayant été produits dans la couche intermédiaire d’hélium.

Au cours des « pulses thermiques », les neutrons sont principalement produits par la réaction  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , efficace à  $T \sim 10^8$  K. A cette température, les neutrons peuvent atteindre la densité nécessaire ( $\rho_n \gtrsim 10^8$  n/cm<sup>3</sup>) pour engendrer le processus  $s$ . Dans ces étoiles, le  $^{13}\text{C}$  est synthétisé dans la couche intermédiaire d’hélium par les réactions  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^- \nu)^{13}\text{C}$  [Stra 09], les protons étant transportés par convection de la couche externe d’hydrogène vers la couche intermédiaire d’hélium. Ceci mène à la formation de poches de  $^{13}\text{C}$  au sommet de la couche d’hélium où les neutrons nécessaires au processus  $s$  sont produits, par capture d’un  $\alpha$  sur le  $^{13}\text{C}$ . Cette source de neutrons est à l’origine de la composante principale du processus  $s$ .

Une autre source de neutrons apparaît dans la couche de combustion d’He lors des périodes d’inter-pulses. C’est la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Cette dernière permet la production de la composante faible du processus  $s$  dans les étoiles AGB les plus massives ( $M \gtrsim 4M_{\odot}$ ).



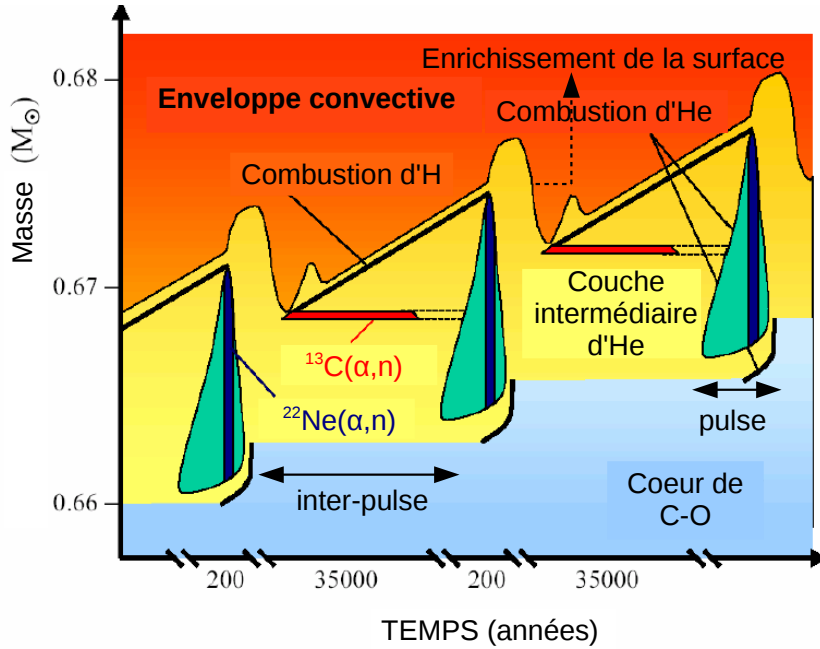


FIGURE 1.10 – Représentation schématique du phénomène des « pulsations thermiques » au sein d’une étoile de type AGB : les instabilités thermiques de la couche intermédiaire d’He conduisent à un enrichissement de la surface par les produits isotopiques formés dans la couche convective d’hélium. Les temps caractéristiques de ces pulsations sont courts ( $\sim 200$  ans) devant l’intervalle de temps qui les sépare ( $\sim 3.5 \times 10^4$  ans).

### Les étoiles massives ( $M \gtrsim 8M_{\odot}$ )

La composante faible du processus  $s$  est aussi le résultat de la combustion convective de l’He dans les étoiles massives pour lesquelles les hautes températures rencontrées ( $T \geq 4 \times 10^8$  K) permettent d’atteindre une densité de neutrons élevée ( $\rho_n \sim 6 \times 10^{10} - 10^{12}$  n/cm<sup>3</sup>), produite par la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Cette réaction intervient également dans la couche convective de carbone pour des températures  $T \geq 1.3 \times 10^9$  K, induisant une densité de neutrons de  $6 \times 10^{11} - 6 \times 10^{12}$  n/cm<sup>3</sup> [Limo 06b]. Le  $^{22}\text{Ne}$  est issu de la chaîne de réactions  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ , tandis que le  $^{14}\text{N}$  nécessaire pour initier cette chaîne de réaction résulte de la combustion antérieure de l’H lors du cycle CNO (combustion de l’H par catalyse du  $^{12}\text{C}$ ).

Lors de l’explosion (qui dure seulement quelques centaines de ms), le cœur se contracte jusqu’à atteindre la densité maximale que peut atteindre la matière nu-

cléaire. Il s'ensuit un rebond qui projette les différentes isotopes (dont les éléments s) produits dans les couches de l'étoile dans le milieu interstellaire. Cette explosion est également le siège d'une nucléosynthèse dite « explosive ». En particulier, les flux de neutrons mis en jeu sont assez importants pour produire de nouveaux isotopes.

Pour les étoiles de masse initiale  $M \gtrsim 30M_{\odot}$  dans la phase Wolf-Rayet, qui sont le siège de forts vents stellaires, de nombreux produits de nucléosynthèse sont également répandus dans le milieu interstellaire avant leur explosion.

### 1.4.2 Nucléosynthèse du $^{60}\text{Fe}$

Le  $^{60}\text{Fe}$  est issu de la composante faible du processus s ( $A = 60$ ). Il est produit par captures neutroniques successives sur des isotopes du Fe en partant du  $^{56}\text{Fe}$  (voir Fig. 1.11). Dans le cas du  $^{60}\text{Fe}$ , les neutrons sont issus de la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Comme on va le voir par la suite, les modèles indiquent que sa nucléosynthèse a lieu principalement dans les étoiles massives, et dans une moindre mesure dans les étoiles AGB.

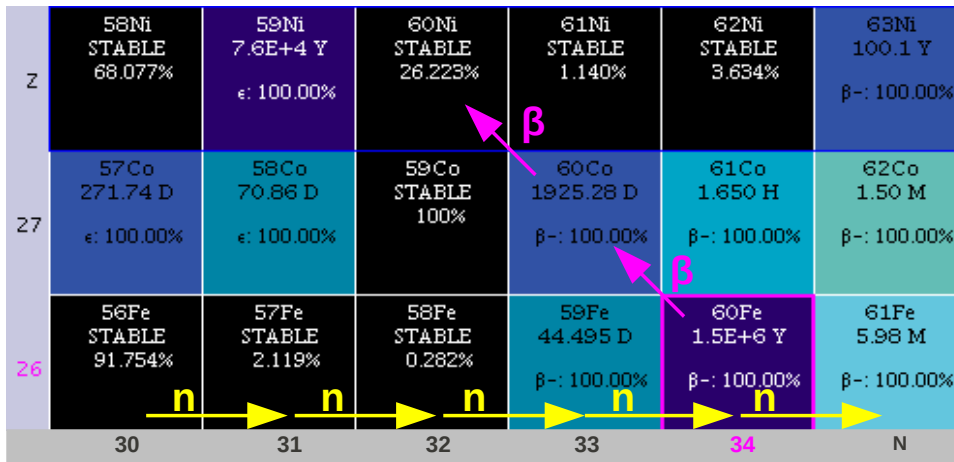


FIGURE 1.11 – Réseau de nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$  : le  $^{60}\text{Fe}$  est produit par capture neutronique et détruit par capture neutronique et désintégration  $\beta$ .

#### $^{60}\text{Fe}$ dans les étoiles massives

Le  $^{60}\text{Fe}$  est principalement produit dans les étoiles massives, lorsque la densité de neutrons produite par la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  devient suffisamment élevée pour

que la capture neutronique soit prépondérante par rapport à la désintégration  $\beta$  du  $^{59}\text{Fe}$ . Cela se produit dans les couches de combustion de l'He et du C. Ces couches étant convectives, cela permet au  $^{60}\text{Fe}$  de s'extraire de ces régions « chaudes » et de ne pas être détruit systématiquement par une capture neutronique supplémentaire. Dans les phases de combustion suivantes (celles de l'oxygène et du silicium), la température est trop élevée ( $T \gtrsim 2 \times 10^9$  K) pour qu'une quantité significative de  $^{60}\text{Fe}$  soit produite. En effet, tout le  $^{60}\text{Fe}$  produit y est immédiatement détruit par photo-désintégration ou par des réactions de type (p,n). La nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$  peut également avoir lieu lors de la phase explosive de combustion de la couche O-Ne, mais sa production dépend fortement de la masse et de la composition de l'étoile au moment de l'explosion de la supernova. Il faut également que les températures mises en jeu soient inférieures à  $2^9$  K [Limo 06b]. Finalement, la quantité totale de  $^{60}\text{Fe}$  produite par une étoile massive provient d'une part des couches de combustion de l'He et du C, dont les produits seront éjectés lors de la phase explosive, et d'autre part de la nucléosynthèse explosive.

Sur la Fig. 1.12 à gauche sont représentées les contributions des différentes phases de l'évolution d'une étoile massive à la production du  $^{60}\text{Fe}$  en fonction de la masse initiale de l'étoile [Limo 06b]. On observe que la plupart du temps, la contribution de la composante explosive au taux de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté dans le milieu interstellaire est bien plus faible que celle des couches hydrostatiques d'hélium et du carbone. On remarque également que pour les étoiles de masse initiale inférieure à  $40M_{\odot}$ , la contribution de la couche de carbone domine celle de la couche d'hélium, et que la tendance s'inverse au-delà de  $40 M_{\odot}$ .

Le taux de  $^{60}\text{Fe}$  produit par les étoiles massives puis éjecté dans le milieu interstellaire lors de l'explosion de la supernova dépend de la masse initiale de l'étoile. Sur la Fig. 1.12 à droite sont comparés les modèles LC06 de [Limo 06b] représenté par des cercles rouges, WH07 de [Woos 07] représenté par des triangles violets et MMP05 représenté par des carrés bleus. Ce dernier modèle s'appuie sur un cœur de CO provenant du modèle de [Limo 06a] et utilise les prescriptions de perte de masse de [Pala 05].

Pour les étoiles d'une masse initiale supérieure à  $40M_{\odot}$ , les différents traitements de la perte de masse dans la phase Wolf-Rayet conduisent à des variations dans les quantités de  $^{60}\text{Fe}$  prédites de plus d'un facteur 10. En effet, la prescription utilisée par [Woos 07] pour le traitement de la perte de masse [Lang 89a] conduit à des taux de production de  $^{60}\text{Fe}$  moins importants que chez [Limo 06a] ou que pour le modèle de [Limo 06a] qui utilise les pertes de masse données par [Pala 05]. Les différences observées pour des masses initiales plus faibles sont plus difficiles à expliquer, les taux de réaction jouant un rôle important étant les mêmes chez [Limo 06a] et [Woos 07],

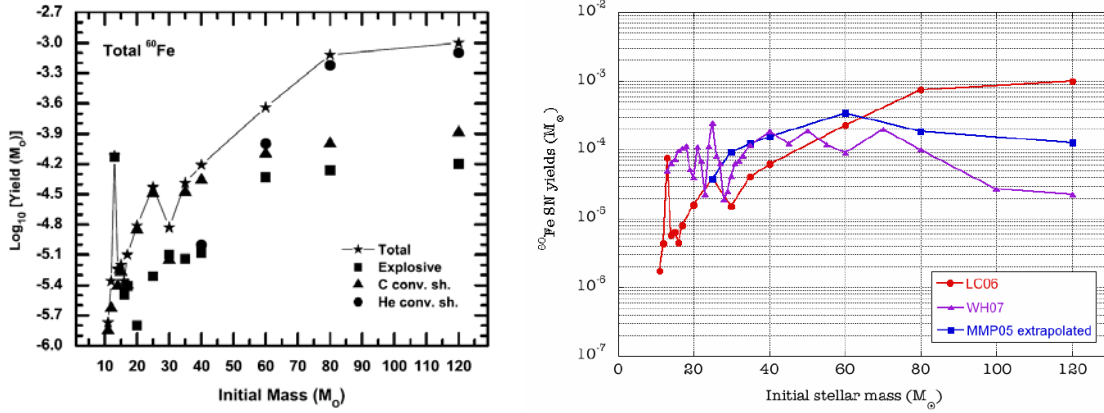


FIGURE 1.12 – *A gauche* : Taux de production total de  $^{60}\text{Fe}$  produit au cours des différentes phases d'évolution d'une étoile massive en fonction de sa masse initiale (étoiles) comparé aux contributions de la couche hydrostatique de combustion de l'hélium (cercles) et du carbone (triangles) et à la contribution explosive (carrés) (figure extraite de [Limo 06b]) ; *à droite* : taux de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté par une supernovae en fonction de la masse initiale de l'étoile (figure extraite de [Mart 10]) : comparaison des modèles LC06 de [Limo 06a], WH07 de [Woos 07] et MMP05 de [Limo 06a] extrapolé pour des pertes de masses données par [Pala 05].

mais pourraient venir d'un traitement différent d'un ingrédient de physique stellaire, tel que la convection ou le mélange [Mart 10].

### $^{60}\text{Fe}$ dans les étoiles AGBs

Le  $^{60}\text{Fe}$  est aussi produit dans une moindre mesure dans les étoiles AGB de masse  $M \gtrsim 4M_{\odot}$  [Luga 08]. Le  $^{60}\text{Fe}$  y est principalement produit grâce au flux de neutrons issu de la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  dans la couche intermédiaire riche en He de l'étoile. Les « pulses thermiques » provoqués par les instabilités thermiques au sein de l'étoile permettent d'extraire le  $^{60}\text{Fe}$  produit dans la couche intermédiaire d'He vers la surface. Ensuite, l'enveloppe externe contenant le  $^{60}\text{Fe}$  remonté à la surface après le « 3<sup>ème</sup> dredge-up » est éjectée dans le milieu interstellaire par les vents stellaires. La quantité de  $^{60}\text{Fe}$  éjectée dans le milieu interstellaire par une étoile AGB est entièrement reliée à l'efficacité du « 3<sup>ème</sup> dredge-up » : en effet, les modèles n'incluant pas cet épisode ne produisent pas du tout de  $^{60}\text{Fe}$  [Luga 11]. Le nombre de « pulses thermiques » et d'épisodes de « 3<sup>ème</sup> dredge-up » influencent ainsi beaucoup

les modèles de description d'AGB. Le taux final de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté dépend également beaucoup des prescriptions de perte de masse utilisées.

On peut voir sur la Fig. 1.13 en haut que la quantité de  $^{60}\text{Fe}$  produite par une étoile AGB dépend de la masse et de la métallicité initiales de l'étoile [Kara 07]. Les ronds correspondent à une métallicité initiale solaire :  $Z_{\odot} = 0.02$ . Les pentagones correspondent à une métallicité initiale de  $Z_{\odot}/3$ , les carrés à  $Z_{\odot}/5$  et les triangles à  $Z_{\odot}/200$ . Il faut noter que la métallicité initiale de l'étoile est directement liée à sa « date de naissance ». Plus la métallicité est petite, plus l'étoile est vieille : en effet, elle n'a pas pu bénéficier de l'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds par les étoiles précédentes. Sur la Fig. 1.13 en bas, les cercles et les pentagones vides sont issus des calculs d'évolution d'étoiles AGB de [Wass 06] avec la même convention pour les métallicités que pour les symboles pleins.

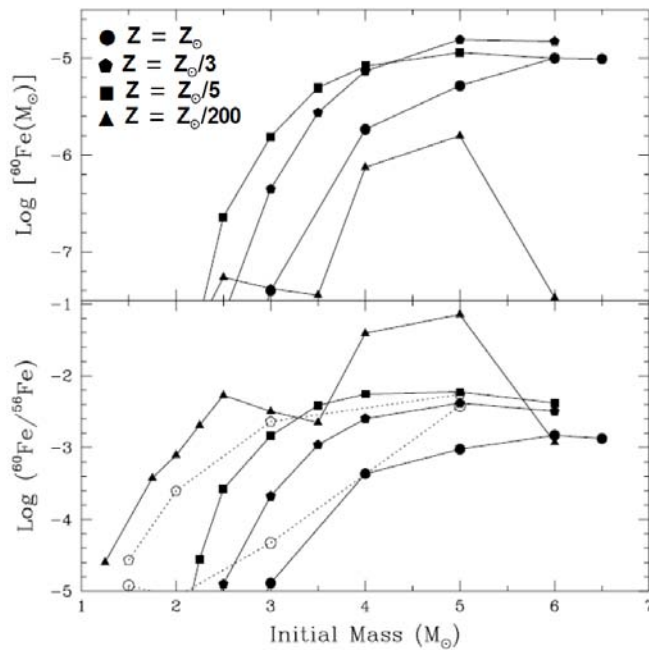


FIGURE 1.13 – Quantité de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté dans le milieu interstellaire après production par une étoile AGB en fonction de sa masse initiale pour différentes métallicités; en haut : en unité de masse solaire [Kara 07]; en bas : quantité de  $^{60}\text{Fe}$  comparée à celle du  $^{56}\text{Fe}$  pour les modèles de [Kara 07] (symboles pleins) et de [Wass 06] (symboles vides).

Il existe également des étoiles cataloguées comme Super-AGB. Ces étoiles ont une masse initiale suffisante pour atteindre la phase de combustion du C, mais pas assez massives pour initier la combustion du Ne. Il se forme alors un cœur dégénéré d'ONeMg avant que l'étoile subisse les « pulses thermiques ». La contribution en  $^{60}\text{Fe}$  par les étoiles super-AGB n'a pas encore été déterminée, bien que des études concernant l'évolution et la nucléosynthèse dans ces étoiles aient déjà été menées [Sies 06] [Sies 07].

## Etoiles massives versus étoiles AGB

Pour pouvoir comparer les contributions des étoiles massives et des AGB au taux de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté dans le milieu interstellaire, il est nécessaire de prendre en compte la fonction de masse initiale (voir §1.3.1). La contribution liée à l'éjection du  $^{60}\text{Fe}$  dans le milieu interstellaire lors de l'explosion de supernova ( $2 \times 10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$ ) est dominante, mais la contribution des étoiles AGB, bien plus faible ( $10^{-7} - 10^{-5} M_{\odot}$  de  $^{60}\text{Fe}$ ) n'est pourtant pas négligeable. En effet, on compte beaucoup plus d'étoiles de faible masse passant par la phase AGB ( $\sim 94\%$  d'étoiles de masse  $M < 8 M_{\odot}$ ) que d'étoiles massives ( $\sim 6\%$  d'étoiles de masse  $8 M_{\odot} < M < 100 M_{\odot}$ )<sup>2</sup>!

### 1.4.3 Incertitudes nucléaires spécifiques à la nucléosynthèse du $^{60}\text{Fe}$

Le taux de  $^{60}\text{Fe}$  éjecté dans le milieu interstellaire est évalué à partir de différents modèles stellaires [Timm 95] [Raus 00] [Raus 02] [Limo 06b] [Luga 08] qui nécessitent une bonne connaissance des sections efficaces liées à sa nucléosynthèse pour reproduire les observations. On a vu au §1.1.3 que de nombreux facteurs influent sur les résultats fournis par les modèles décrivant l'évolution des étoiles, dont certaines réactions nucléaires « clés ». Plusieurs réactions impliquées dans la nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$  sont sujettes à des incertitudes importantes. Ces dernières conduisent à des prédictions très incertaines sur les quantités de  $^{60}\text{Fe}$  éjectées dans le milieu interstellaire.

Les incertitudes liées aux réactions de production  $^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$  et de destruction  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  du  $^{60}\text{Fe}$  peuvent conduire à des variations de la production totale de  $^{60}\text{Fe}$  allant jusqu'à un facteur 5 [Thie 11]. Jusqu'à récemment les valeurs des taux de réactions associées à ces deux réactions étaient en effet uniquement basées sur des calculs théoriques. Les sections efficaces de ces réactions étaient donc estimées à partir de calculs de type modèle en couches pour la partie directe (concernant les états sous le seuil de séparation neutron  $S_n$ ), et de calculs Hauser-Feschbach pour la composante résonante (concernant la haute densité d'états située au dessus de  $S_n$ ). Des mesures expérimentales des sections efficaces de ces deux réactions permettraient donc de déterminer ces taux de réactions sur une base plus solide, et ainsi de réduire les incertitudes sur les abondances prédites par les modèles stellaires.

Le temps de demi-vie de décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Fe}$  est aussi très important pour contrôler la quantité de  $^{60}\text{Fe}$  produite et comprendre les observations disponibles. Jusqu'en 2009, la valeur couramment utilisée était de  $1.49 \pm 0.27 \times 10^6$  ans [Kuts 84].

---

2. Les valeurs sont données pour une distribution de masse de Salpeter, i.e.  $M \sim M^{-2.35}$ .

Une mesure plus récente et plus précise a mené à un temps de vie plus long :  $2.62 \pm 0.04 \times 10^6$  ans [Ruge 09]. On remarquera que les deux mesures présentent un désaccord important. Une nouvelle mesure est donc prévue [Coll 09] pour tenter de confirmer ou d’infirmer l’un de ces résultats. Ces mesures concernent des temps de vie « terrestres » : il est à noter que les temps de vie des différents isotopes dans le milieu stellaire peuvent être modifiés par les hautes températures au sein des étoiles. En effet, les noyaux étant excités dans des états de spins différents que celui du fondamental, les transitions entre ce spin et celui du noyau fils peut être plus favorable, autorisant des désintégrations  $\beta$  bien plus rapides que sur Terre [Heil 08a]. Dans la référence [Limo 06a], les auteurs ont évalué que le temps de vie du  $^{60}\text{Fe}$  dans le milieu stellaire reste le même que le temps de vie terrestre jusqu’à  $\log T \sim 8.6$ , puis est réduit drastiquement à 0.5 ans pour  $\log T \sim 9$ , puis à 1.5 jours pour  $\log T \sim 9.2$  et enfin à 14 minutes pour  $\log T \sim 9.4$ . Des variations similaires ont été évaluées pour le  $^{59}\text{Fe}$ . Cependant, aucune évaluation de ces temps de vie dans le milieu stellaire n’est possible expérimentalement. En effet, ce type de mesure nécessite de faire varier le degré d’ionisation des noyaux, ce qui n’est pas réalisable sur de grandes quantités.

La section efficace de la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  (à l’origine de la production des neutrons nécessaires à la production de  $^{60}\text{Fe}$ ) souffre elle-même de grandes incertitudes, liées à la barrière coulombienne qui rend difficile les mesures aux énergies d’intérêt astrophysique [Kapp 94] [Ugal 08]. De même, la quantité de  $^{22}\text{Ne}$  disponible dans les étoiles AGB et les étoiles massives est très incertaine.

De plus, une récente étude [Tur 10] a montré que la production totale de  $^{60}\text{Fe}$  est très sensible aux réactions de destruction d’He dans les étoiles massives : en effet, les réactions  $3\alpha$  et  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  entrent successivement en compétition avec la réaction de production de neutrons  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Par exemple, pour une étoile de  $25M_{\odot}$ , le taux de production de  $^{60}\text{Fe}$  varie d’un facteur 5.0 pour une variation de  $\pm 1\sigma$  du taux de réaction triple  $\alpha$  et d’un facteur 3.4 pour une variation de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  de  $\pm 1\sigma$ . Les taux de réaction nucléaires sont donc des ingrédients cruciaux des modèles stellaires dont certains n’ont pas encore été mesurés expérimentalement et sont donc source de grandes incertitudes.

Nous avons choisi d’étudier la composante directe de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  par la méthode de transfert (voir §1.5.3), afin de quantifier la contribution de la composante directe à la section efficace totale de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ . En effet, le taux de cette réaction est plus incertain que celui de la réaction  $^{59}\text{Fe}(n, \gamma)^{60}\text{Fe}$  [Kell 05], et le seuil de séparation neutron  $S_n$  étant plus bas pour le  $^{61}\text{Fe}$  ( $S_n = 5.58$  MeV) que pour le  $^{60}\text{Fe}$  ( $S_n = 8.82$  MeV), on s’attend à une composante directe non négligeable pour la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ , comme ce fut le cas pour la réaction  $^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$  ( $S_n = 5.15$  MeV) [Krau 96].

## 1.5 Statut expérimental de la réaction $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$

La section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  se décompose en une composante directe provenant des états sous le seuil de séparation neutron  $S_n = 5.58$  MeV du  $^{61}\text{Fe}$ , et une composante résonante provenant de la contribution des états au-dessus du seuil neutron. Cette réaction se produit dans le milieu stellaire à des énergies de l'ordre de  $k_B T \sim 90$  keV [Heil 08b]. Jusqu'à présent, le taux de réaction pour la composante résonante avait toujours été déterminé par des calculs Hauser-Feshbach (car une densité de niveaux élevée a été prédite au dessus du seuil) et la contribution directe par des calculs du modèle en couches. La contribution de la composante directe est calculée à partir des énergies des états excités sous le seuil ainsi que des spins-parités et des facteurs spectroscopiques associés. Notre expérience vise donc à déterminer ces caractéristiques spectroscopiques du  $^{61}\text{Fe}$ . On peut noter que récemment, la section efficace totale de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  a été déterminée par méthode d'activation. L'état actuel des connaissances concernant la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  ainsi que la spectroscopie de  $^{61}\text{Fe}$  sont présentés.

### 1.5.1 Mesure de la section efficace $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ par activation du $^{60}\text{Fe}$

Récemment, une mesure de la section efficace totale de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  a été réalisée par activation d'une cible de  $^{60}\text{Fe}$  [Uber 09]. Ce type de mesure consiste à déterminer les sections efficaces en produisant un spectre en énergie neutron correspondant à une température  $k_B T = 25$  keV, proche des conditions de températures intervenant lors du processus  $s$ . Il s'agit de la première détermination expérimentale de la section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ .

La cible de  $^{60}\text{Fe}$  provient de l'Institut P. Scherrer en Suisse. Elle est issue de l'irradiation d'un absorbeur de faisceau en Cu par un faisceau de protons à haute énergie. Les contaminants principaux de l'absorbeur étaient le  $^{60}\text{Co}$ , le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{55}\text{Fe}$ . Le nombre de noyaux de  $^{60}\text{Fe}$  dans l'échantillon créé a été estimé à  $(7,8 \pm 1,6) \times 10^{15}$  à partir de la mesure de l'augmentation de l'activité du  $^{60}\text{Co}$ .

La cible de  $^{60}\text{Fe}$  a été bombardée par un flux de neutrons collimaté de  $2 - 4 \times 10^9$  pps. Ces neutrons ont été produits par bombardement d'une cible de  $^7\text{Li}$  par un faisceau de protons à 1.9 MeV délivré par l'accélérateur Van de Graff de Karlsruhe, suivant la réaction  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ . Cette réaction permet d'obtenir un spectre en énergie des neutrons proche du spectre en énergie des neutrons stellaires (distribution de Maxwell-Boltzmann à  $k_B T = 25$  keV pour cette expérience).

Le temps de vie du  $^{61}\text{Fe}$  étant court ( $t_{1/2} = 5.98 \pm 0.06$  min), l'expérience a été



divisée en 47 irradiations de 15 min de la cible de  $^{60}\text{Fe}$  par les neutrons, suivies de mesures d'activité de 10 min. Le dispositif expérimental, exclusivement composé de clovers HPGe avec une très grande efficacité de détection, a permis d'identifier les raies gamma émises par le  $^{61}\text{Co}$  après désintégration  $\beta$  du  $^{61}\text{Fe}$  lors des mesures d'activité. La contamination de l'échantillon par le  $^{55}\text{Fe}$  ayant introduit un fond gamma important, la détection directe de la transition  $\gamma$  à 298 keV du  $^{61}\text{Co}$  était impossible. De plus, la faible efficacité à plus haute énergie ne permettait pas de détecter suffisamment les raies à 1027 et 1205 keV vers l'état fondamental. Des coïncidences ont donc été requises entre les transitions en cascade à 298 et 1027 keV pour s'assurer de la présence de  $^{61}\text{Fe}$ , ce qui a beaucoup réduit la statistique.

Après correction des efficacités gamma, la section efficace totale de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  a été estimée à  $\sigma_{n,\gamma} = 10.2 \pm 2.9$  (*syst*)  $\pm 1.4$  (*stat*) mbarn, en considérant une durée de vie du  $^{60}\text{Fe}$  de 1.5 Millions d'années [Kuts 84]. Cette mesure dépendant linéairement de la valeur du temps de demi-vie du  $^{60}\text{Fe}$  utilisée.

La section efficace moyennée par la distribution réelle des neutrons dans l'environnement stellaire à  $k_B T = 25$  keV a été estimée à  $9.9 \pm 2.8$  (*syst*)  $\pm 1.4$  (*stat*) mbarn. Cette valeur est très proche de la section efficace mentionnée précédemment, car la distribution en énergie des neutrons lors de l'expérience était très proche de la distribution des neutrons stellaires. Les valeurs des sections efficaces ont également été extrapolées à plus hautes températures ou énergies ( $25 < k_B T < 100$  keV) à partir de calculs Hauser-Feschbach, et comparées aux calculs de [Raus 00] et [Woos 78]. Les valeurs obtenues expérimentalement sont systématiquement supérieures aux valeurs théoriques de [Raus 00] d'environ 40% et de [Woos 78] d'environ 50%.

### 1.5.2 Spectroscopie du $^{61}\text{Fe}$ et modèle en couches

Plusieurs travaux visant à étudier la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$  ont été réalisés avec des techniques différentes ces dernières années. Malgré cela, la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$  est encore incomplète. Plusieurs états excités du  $^{61}\text{Fe}$  ont été observés (voir Fig. 1.14 à gauche), mais les spins-parités associés  $J^\pi$  n'ont pas tous pu être déterminés ([Runt 85] [Luna 07] [Hote 08b]) et aucun facteur spectroscopique n'a été mesuré.

L'étude de la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$  a débuté par une expérience de décroissance  $\beta$  du  $^{61}\text{Mn}$ . Ce dernier, produit par une expérience de transfert de plusieurs nucléons à partir d'un faisceau de  $^{82}\text{Se}$  et d'une cible de W, a été sélectionné par spectrométrie de masse au GSI à Darmstadt. Cette expérience a permis de mesurer l'énergie des états à 207, 391 et 629 keV [Runt 85] pour la première fois, à partir de mesures

des raies gamma émises par des détecteurs Ge. L'expérience de [Grzy 98] a permis d'observer et de mesurer le temps de vie de l'état isomérique à 861 keV par collisions de  $^{86}\text{Kr}$  sur une cible de Ni naturel.

Dans les expériences de [Luna 07] [Hote 08b], le  $^{61}\text{Fe}$  a été produit par collisions profondément inélastiques d'un faisceau de  $^{64}\text{Ni}$  sur une cible de  $^{238}\text{U}$ . En utilisant un spectromètre pour identifier le noyau produit et un ensemble de détecteurs Germanium (EuroBall dans un cas, Gammasphere dans l'autre), de nombreuses coïncidences  $\gamma - \gamma$  issues de la décroissance des états très excités du  $^{61}\text{Fe}$  ont pu être détectées en particulier à très haut spin.

On peut observer sur le schéma de niveaux expérimental compilé par [Hote 08b] et présenté sur la Fig. 1.14, la présence d'un niveau isomère  $9/2^+$  à 862 keV, sur lequel se construit une bande rotationnelle jusqu'à un niveau  $21/2^+$  à 4675 keV. Le moment magnétique de cet état isomérique a été déterminé [Mate 04]. D'autres niveaux de parité négative sont également observés. L'état fondamental  $3/2^-$  correspond à la promotion d'un neutron de la couche  $1p_{3/2}$  sur la couche  $1f_{5/2}$ , qui minimise l'énergie du noyau par appariement.

Une expérience exploratoire réalisée par excitation coulombienne du  $^{61}\text{Fe}$  par source laser à Rex-ISOLDE au CERN a également étudié la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$  [Van 09] et détecté l'état fondamental et ceux à 207, 861, 959 et 1649 keV d'énergie ainsi que tous les  $J^\pi$  associés. Pour mesurer l'énergie des rayons gamma émis par les isotopes produits après passage dans un piège de Penning (REXTRAP), l'ensemble de détecteurs Germanium MINIBALL a été utilisé.

Les calculs de type modèle en couches effectués par [Hote 08b] pour reproduire ces données sont des calculs de matrice G [Hote 08a], se basant sur un cœur de  $^{48}\text{Ca}$  et un espace de valence contenant les couches p, f et g. Les transitions et les spins-parités des niveaux impliqués dans la cascade partant de l'état à 960 keV jusqu'au fondamental sur le spectre expérimental sont plutôt bien reproduites. Cependant, l'état de particule individuelle du  $^{48}\text{Ca}$  correspondant à la couche  $g_{9/2}$  a été diminué de près de 2.4 MeV pour bien reproduire les énergies des états impliqués dans la bande rotationnelle. Cette diminution n'affecte que très peu les états de parité négative. Des niveaux à haut spin sont également prédits et pourraient correspondre aux différents états mesurés qui cascadedent sur le niveau  $13/2^+$  à 1650 keV. L'ensemble de ces états de parité positive à haut spin correspondent à des états dits « yrast » et « proches d'yrast », i.e. à des décroissances du noyau en rotation très excité. En revanche, un niveau  $1/2^-$  est attendu à basse énergie (à 4 keV dans le cadre de ces calculs modèle en couches) et n'a pas encore été observé.

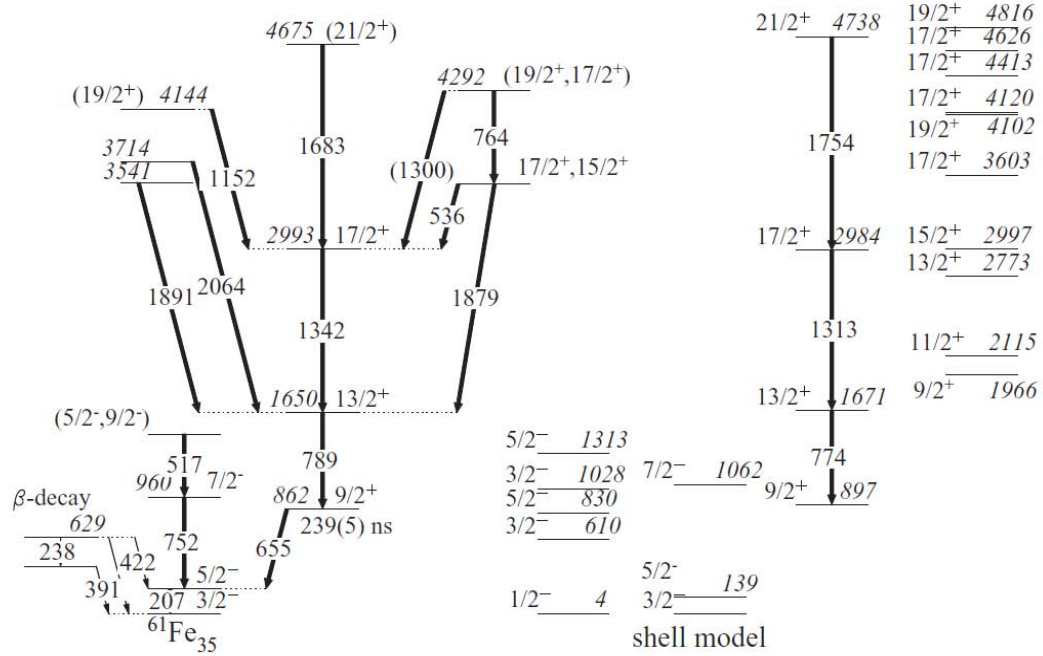


FIGURE 1.14 – Schéma de niveaux expérimental du  $^{61}\text{Fe}$  à gauche, comparé à des calculs de modèle en couches (Figure extraite de [Hote 08b]). Le seuil de séparation neutron se situe à 5.58 MeV.

### 1.5.3 Etude de la réaction $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ et contribution de notre mesure

Le calcul de la contribution directe du taux de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  nécessite de connaître la position, les spins-parités et les facteurs spectroscopiques des états liés du  $^{61}\text{Fe}$ . La contribution de la capture directe à la section efficace s'exprime en effet sous la forme [Raus 98] :

$$\sigma_{tot}^{DC} = \sum_i C_i^2 S_i \sigma_i^{DC} \quad (1.4)$$

où la somme s'établit sur tous les états finaux  $i$  (états fondamental et excités) du noyau de  $^{61}\text{Fe}$ . La section efficace de capture directe  $\sigma_i^{DC}$  est décrite par l'élément de matrice  $|\int_{r=0}^{\infty} \phi_f \theta_{em} \phi_i d\vec{r}|^2$ , où  $\theta_{em}$  est l'opérateur de transition électromagnétique

et  $\phi_i$  et  $\phi_f$  sont respectivement les fonctions d'ondes de diffusion en voie d'entrée et les fonctions d'onde des états liés dans la voie de sortie. Ces sections efficaces de capture directe sont généralement calculées en utilisant le code TEDCA [Grun 95] [Krau 95].

Le moment angulaire orbital  $\ell$  d'un état donne une indication sur son importance à la contribution du taux de réaction final. En effet, dans le cas des réactions  $(n, \gamma)$ ,  $\sigma_\ell \propto (1/v^2)\Gamma_\ell$ , où  $\Gamma_\ell(E)$  est la largeur partielle d'émission d'un neutron. Or, à basse énergie,  $\Gamma_\ell(E) \sim (vR)^{2\ell+1} \sim E^{\ell+1/2}$ . En reprenant l'Eq. 1.2, on peut donc écrire :

$$\langle \sigma v \rangle \sim \int_0^\infty E^{\ell+1/2} e^{-E/k_B T} dt \quad (1.5)$$

On peut voir sur la Fig. 1.15 que la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  a plus de chance de se produire pour de faibles valeurs de moment angulaire orbital  $\ell$ . En effet, à  $k_B T = 90 \text{ keV}$ , température caractéristique pour la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  [Heil 08b], on peut voir que l'énergie du neutron pour laquelle la probabilité de réaction est maximale augmente rapidement avec le moment orbital  $\ell$  et que la fenêtre en énergie dans laquelle la réaction est la plus probable diminue avec la valeur de  $\ell$ . La composante directe sera donc plus importante pour des valeurs de moment orbital petites que pour de grandes valeurs de moment orbital.

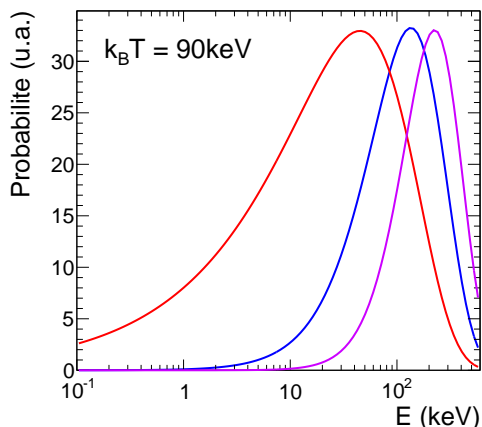


FIGURE 1.15 – Facteur  $E^{\ell+1/2}e^{-E/k_B T}$  en fonction de l'énergie  $E$  d'un neutron, montrant la fenêtre d'énergie dans laquelle la réaction à la plus de chances de se produire dans le milieu stellaire à  $k_B T = 90 \text{ keV}$  pour différents moment angulaires :  $\ell = 0$  (en rouge),  $\ell = 1$  (en bleu) et  $\ell = 2$  (en violet).

Notre approche expérimentale pour étudier la composante directe de la réaction de capture neutronique  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  est de peupler les états excités du  $^{61}\text{Fe}$  par la réaction de transfert d'un neutron  $^{60}\text{Fe}(d, p)$ . Les niveaux peuplés par cette méthode ne seront a priori pas tous les mêmes que ceux peuplés par collisions profondément inélastiques ou excitation coulombienne, et des états différents sont susceptibles

d'être observés. Cette méthode nous permettra d'améliorer une partie de la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$  en mesurant les énergies des états peuplés en transfert du  $^{61}\text{Fe}$  et en déterminant les moments angulaires associés. D'autre part, les facteurs spectroscopiques des états peuplés par la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  seront mesurés pour la première fois.

Des calculs de modèle en couches utilisant une interaction sur un espace de valence comprenant les couches f et p ont été réalisés avant notre expérience<sup>3</sup> et utilisés par [Raus 00] pour calculer la composante directe de la section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ . Ces calculs permettraient non-seulement de déterminer les états excités du  $^{61}\text{Fe}$  mais également les facteurs spectroscopiques prédictifs associés. Les états prédits ainsi que leurs facteurs spectroscopiques sont répertoriés Tab. 1.2 lorsque les facteurs spectroscopiques ont été estimés à plus de 0.05. On a bien un état proche de l'état à 207 keV avec un spin-parité de  $5/2^-$ , avec un facteur spectroscopique suffisant pour être observé. Des états  $1/2^-$ , importants pour la section efficace de capture directe, sont prédits à 702 keV (avec un grand facteur spectroscopique) et 1440 keV (avec un facteur spectroscopique faible), mais n'ont pas été observés expérimentalement jusqu'à présent. On déterminera par la suite expérimentalement l'énergie d'une orbitale  $p_{1/2^-}$ . On remarque que ces calculs ne reproduisent pas bien les niveaux observés sur la Fig. 1.14, puisqu'ils n'incluaient pas la couche g qui est peuplée au bas de la bande rotationnelle par l'état à 862 keV.

Energie (keV)	Spin-Parité	$C^2S$
0 (fond.)	$3/2^-$	0.14
250	$5/2^-$	0.3
702	$1/2^-$	0.6
1440	$1/2^-$	0.08
2160	$5/2^-$	0.16

TABLE 1.2 – *Etats excités du  $^{61}\text{Fe}$  prédits par des calculs de modèle en couches pour les couches s, f et p, et ayant des facteurs spectroscopiques supérieurs à 0.05.*

L'ensemble des nouvelles informations spectroscopiques expérimentales concernant le  $^{61}\text{Fe}$  (éventuels nouveaux états excités, assignation de leurs spins-parités et facteurs spectroscopiques) permettra de contraindre les calculs de modèle en couches qui sont nécessaires pour le calcul de la composante directe de la section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ .

3. Ces calculs ont été réalisés par G. Martinez-Pinedo, du GSI-Darmstadt.

On a vu précédemment l'importance cruciale de cette réaction dans le réseau de nucléosynthèse qui intervient dans les modèles stellaires. L'étude de la composante directe de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  par réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  permet de s'affranchir des problèmes inhérents à la production d'une cible radioactive de  $^{60}\text{Fe}$ , et de la durée de vie du  $^{60}\text{Fe}$  (voir 1.5.1). Cette méthode alternative permettra éventuellement d'évaluer la proportion et les caractéristiques de la composante directe par rapport à la composante résonante dans la région d'énergie d'intérêt astrophysique ( $E_{cm} = 90$  keV). En particulier, la contribution à la section efficace des états sous le seuil de séparation neutron  $S_n = 5.58$  MeV pourra être calculée.

Notre mesure de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  par réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  sera donc complémentaire de la mesure d'activation réalisée précédemment [Uber 09]. En effet, elle permettra non seulement d'évaluer la contribution à la section efficace de la composante directe de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ , mais aussi d'améliorer la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$  (voir §1.5.2) pour contraindre le modèle en couches dans cette région de masse.

# Chapitre 2

## Méthode et dispositif expérimentaux

Dans ce chapitre, la méthode utilisée pour étudier la réaction  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$  est exposée. Le dispositif expérimental est également présenté, et les différents détecteurs utilisés sont décrits.

### 2.1 Méthode expérimentale

Afin d'évaluer la composante directe de la section efficace de la réaction astrophysique  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$  responsable de la destruction du  ${}^{60}\text{Fe}$ , et d'améliorer les connaissances sur la spectroscopie du  ${}^{61}\text{Fe}$ , nous avons utilisé une méthode indirecte, la méthode de transfert. Cette dernière consiste à étudier la réaction  ${}^{60}\text{Fe}(d, p){}^{61}\text{Fe}$  en cinématique inverse, en envoyant un faisceau radioactif de  ${}^{60}\text{Fe}$  à haute énergie sur une cible de  $\text{CD}_2$ . Ainsi, un neutron de la cible peut être transféré au noyau incident pour produire le  ${}^{61}\text{Fe}$  en émettant un proton.

La mesure des énergies et des angles d'émission des protons dans la voie de sortie permet d'accéder aux énergies d'excitation des états peuplés du  ${}^{61}\text{Fe}$  ainsi qu'aux distributions angulaires des protons associés. L'analyse de ces distributions avec le formalisme de la DWBA (voir Chap. 4) permet d'extraire certaines propriétés spectroscopiques du  ${}^{61}\text{Fe}$ . Ainsi, les moments angulaires des états peuplés seront déterminés en comparant la forme des distributions angulaires expérimentales à celle des distributions angulaires théoriques et, pour la première fois, les facteurs spectroscopiques correspondant à ces états seront extraits, par normalisation des distributions expérimentales aux distributions théoriques. Ces facteurs spectroscopiques ainsi que les moments angulaires seront utilisés par la suite pour le calcul de la composante directe de la section efficace de la réaction  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$ .

## 2.2 Production du faisceau de $^{60}\text{Fe}$

### 2.2.1 Les deux types de production de faisceau radioactifs

Il existe principalement deux modes de production pour les faisceaux radioactifs. La première, dite méthode « ISOL » (Isotope Separation On Line), permet de produire un faisceau radioactif par spallation ou fission d'un projectile avec une cible épaisse. Les produits de ces réactions qui diffusent hors de la cible sont ionisés, séparés en ligne, puis ré-accélérés jusqu'à l'aire expérimentale. Cette méthode est utilisée sur des accélérateurs tels qu'ISOLDE au Cern, SPIRAL au GANIL ou TRIUMPH à Vancouver. Dans le futur, cette méthode sera également utilisée sur SPIRAL2 au GANIL.

La deuxième méthode consiste à produire le faisceau d'ions radioactifs par fragmentation. A partir d'un faisceau d'ions stables, accélérés et projetés sur une cible, un faisceau « cocktail » est produit, contenant plusieurs isotopes de différents éléments. Le noyau d'intérêt est alors sélectionné en masse et en charge à l'aide d'un spectromètre. Composé de plusieurs éléments (dipôles magnétiques pour la purification du faisceau, quadripôles pour sa focalisation, et filtres de Wien pour une sélection des noyaux en vitesse), le spectromètre permet de conserver dans le faisceau uniquement les espèces de même rigidité magnétique :

$$B\rho = \frac{\gamma Mv}{q}$$

où  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  est le facteur de Lorentz et  $M$ ,  $v$  et  $q$  sont respectivement la vitesse, la masse et la charge électrique de l'ion considéré, et de focaliser le faisceau sur la cible.

### 2.2.2 Production du faisceau de $^{60}\text{Fe}$ sur la ligne LISE au GANIL

Notre expérience a été réalisée en avril 2009 au GANIL. Un plan général du GANIL est donné sur la Fig. 2.1, sur lequel on peut voir les trois cyclotrons C01, CSS1 et CSS2, permettant d'augmenter progressivement l'énergie du faisceau. Ce dernier passe ensuite par le spectromètre  $\alpha$  avant d'être dirigé vers « l'arête de poisson » et les différentes aires expérimentales.

Pour notre expérience, le faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  a été produit par fragmentation. Le faisceau primaire de  $^{64}\text{Ni}$  a été produit par une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) qui porte à l'état de plasma un gaz, formé à partir de nickelocène solide



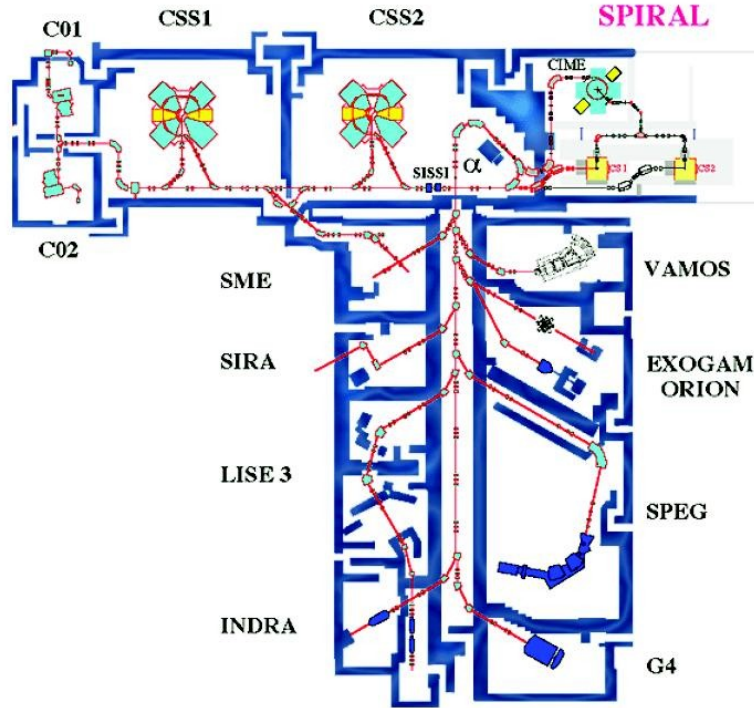


FIGURE 2.1 – Schéma général du GANIL.

enrichi en  $^{64}\text{Ni}$  dans notre cas. Le faisceau primaire a ensuite été pré-accélééré dans le cyclotron C0 puis accéléré dans les deux cyclotrons CSS1 et CSS2 jusqu'à une énergie de 54,6 MeV/u. Il a ensuite été dirigé vers la ligne LISE [Anne 87] pour la production du faisceau secondaire de  $^{60}\text{Fe}$  par fragmentation du  $^{64}\text{Ni}$  sur une cible de  $^9\text{Be}$  de 545  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Un faisceau « cocktail » est alors produit, avant d'être purifié par le spectromètre LISE, présenté schématiquement sur la Fig. 2.2.

Le spectromètre LISE est composé de deux dipôles magnétiques principaux. Un dégradeur achromatique de Be de 568  $\mu\text{m}$  d'épaisseur a été placé entre les deux dipôles pour purifier le faisceau initialement composé d'ions de différents états de charge et ralentir le faisceau jusqu'à 27.2 MeV/u (correspondant à une valeur de  $B\rho_2 = 1.742 \text{ T}\cdot\text{m}$  ouvert à  $\pm 0.04 \text{ Tm}$ ). Le 3<sup>ème</sup> dipôle est utilisé principalement pour le transport du faisceau. Le filtre de Wien est habituellement utilisé comme un filtre en vitesse [Anne 92]. Pour notre expérience, il a été utilisé à de très faibles valeurs de champs électriques et magnétiques à cause de problèmes techniques ( $E = 800 \text{ kV/m}$ ,

$B = 131 \text{ G}$ ), et n'a donc servi qu'à une purification supplémentaire en charge.

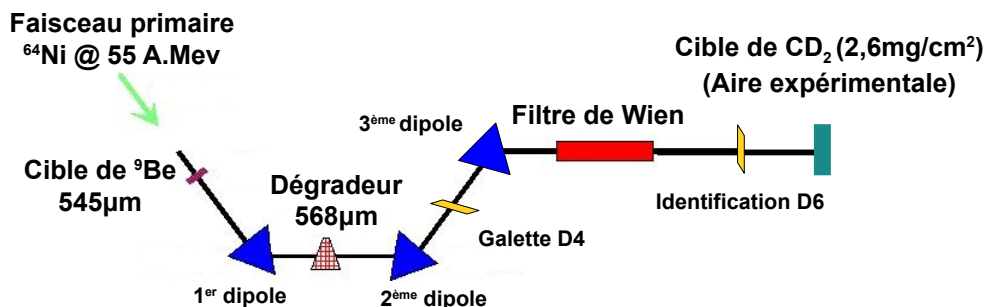


FIGURE 2.2 – Schéma de la ligne LISE utilisée pour produire le faisceau secondaire de  $^{60}\text{Fe}$  par fragmentation sur la cible de Be et séparer les contaminants à l'aide des dipôles et du filtre de Wien.

Sur la Fig. 2.3 à gauche, on peut observer les différents noyaux présents dans le faisceau en D4, après production par la cible de Be et sélection par le spectromètre LISE. La nature des différents contaminants a été identifiée grâce à la corrélation entre l'énergie mesurée par des détecteurs Silicium placés sur la ligne en D4 pour un faisceau à basse intensité, et le temps de vol entre le signal de Haute Fréquence (HF) du faisceau pulsé et une galette à micro-canaux située en D4 (voir Fig. 2.3 à gauche). Un détecteur Germanium situé en D4 permettait également de détecter les photons gammas émis à l'arrêt dans le Silicium placé en D4 en coïncidence avec les noyaux détectés dans le Silicium. Le niveau isomérique à 861 keV du  $^{61}\text{Fe}$  a pu être clairement identifié en coïncidence avec la tâche du  $^{61}\text{Fe}$  de la Fig. 2.3 à gauche. On peut en effet observer sur la Fig. 2.3 (à droite) une coïncidence entre la transition gamma à 655 keV (correspondant à la décroissance du niveau isomérique à 861 keV vers le 1<sup>er</sup> état excité à 207 keV) et la décroissance du 1<sup>er</sup> état excité vers le fondamental. Le  $^{61}\text{Fe}$  étant produit en amont de la ligne faisceau, seul son état isomérique permet de clairement l'identifier par détection des gammas. Cet isotope a donc servi de point de calibration pour identifier les différents constituants du faisceau incident. On peut ainsi voir sur cette figure que les contaminants présents dans le faisceau en D4 sont le  $^{64}\text{Ni}$ , le  $^{62}\text{Co}$  et le  $^{58}\text{Mn}$ , ainsi que le  $^{61}\text{Fe}$  et le  $^{61}\text{Co}$ .

Un système de fentes selon les axes X et Y (perpendiculaires au faisceau) entre D4 et D6 permet une sélection supplémentaire des fragments présents. Les fentes F31, situées entre les deux premiers dipôles étaient ainsi positionnées en  $-9 + 5$ . Le faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  produit et identifié a alors été envoyé dans l'aire expérimentale

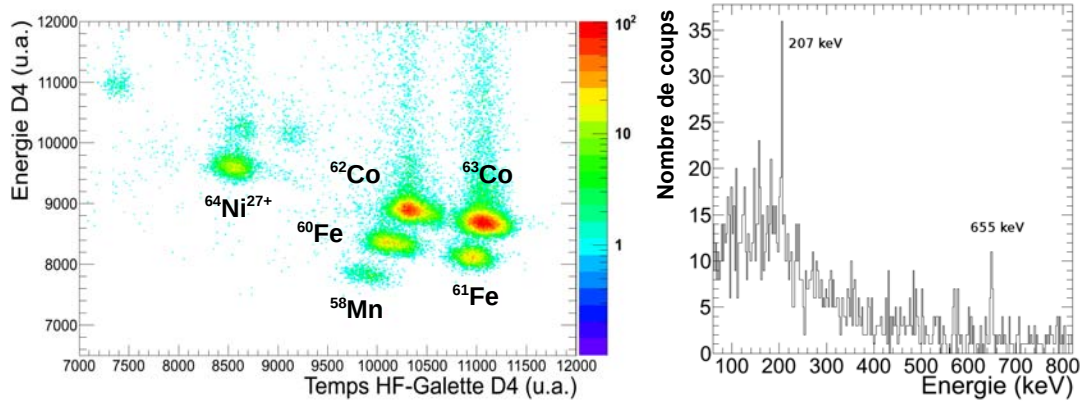


FIGURE 2.3 – *A gauche : Matrice d'identification Energie-Temps de vol (HF-GALETTE) des fragments produits après fragmentation du faisceau primaire et sélection par le spectromètre LISE D4; A droite : Spectre gamma permettant d'identifier les fragments de  $^{61}\text{Fe}$ .*

avec une intensité de  $10^5$  pps et 55% de pureté. La Fig. 2.4 montre l'énergie déposée dans le plastique en bout de ligne expérimentale en fonction du temps de vol des fragments entre CATS2 et le plastique. On peut voir sur cette figure que le  $^{62}\text{Co}$  et le  $^{58}\text{Mn}$  sont des contaminants non séparables en temps de vol. Avec une base de temps de vol plus grande (en utilisant par exemple le temps de vol entre la HF et le plastique) on aurait éventuellement été capable de séparer ces contaminants, mais le codeur utilisé pour ce dernier temps de vol n'ayant pas fonctionné correctement, il n'a pas pu être utilisé.

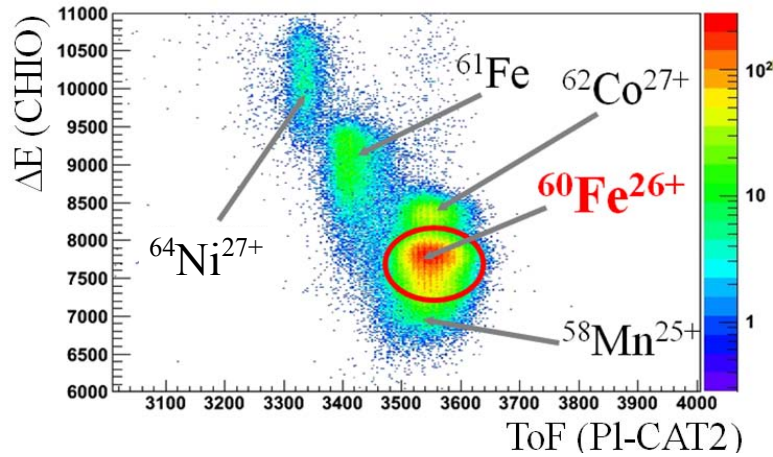


FIGURE 2.4 – Figure d’identification du faisceau en  $\Delta E$ -TOF en bout de ligne (chambre d’ionisation + plastique) à basse intensité.

## 2.3 Dispositif expérimental

### 2.3.1 Présentation générale

Le faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  à 27 MeV/u a été envoyé sur une cible de  $\text{CD}_2$  de 2.6 mg/cm<sup>2</sup> d’épaisseur.

Les détecteurs de particules MUST2 (MUR à STrips de 2<sup>ème</sup> génération) ainsi qu’un détecteur annulaire en Silicium S1 ont été placés aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire pour détecter les protons émis lors de la réaction (voir Fig. 2.5).

Le faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  étant produit par fragmentation, il a une grande émittance. Il est donc nécessaire de déterminer avec précision la position d’interaction et l’angle du faisceau sur la cible pour déterminer l’angle d’émission des protons issus de la réaction. Pour cela, deux détecteurs de faisceaux CATS (Chambre à Trajectoire de Saclay) ont été placés sur le passage du faisceau à 95.6 et 45.6 cm en amont de la cible.

Des détecteurs Germanium EXOGAM (EXOtIC & GAMMA) ont été placés autour de la cible pour détecter les photons  $\gamma$  émis en coïncidence avec les protons lors de la réaction. La détection des différentes raies gamma permet en effet d’identifier les états peuplés non résolus en particules et ainsi de s’affranchir de la résolution en énergie d’excitation obtenue avec les détecteurs MUST2 et l’annulaire S1. La chambre à réaction Tiara, en forme de diabolos, et vue en coupe sur la Fig. 2.5, permet

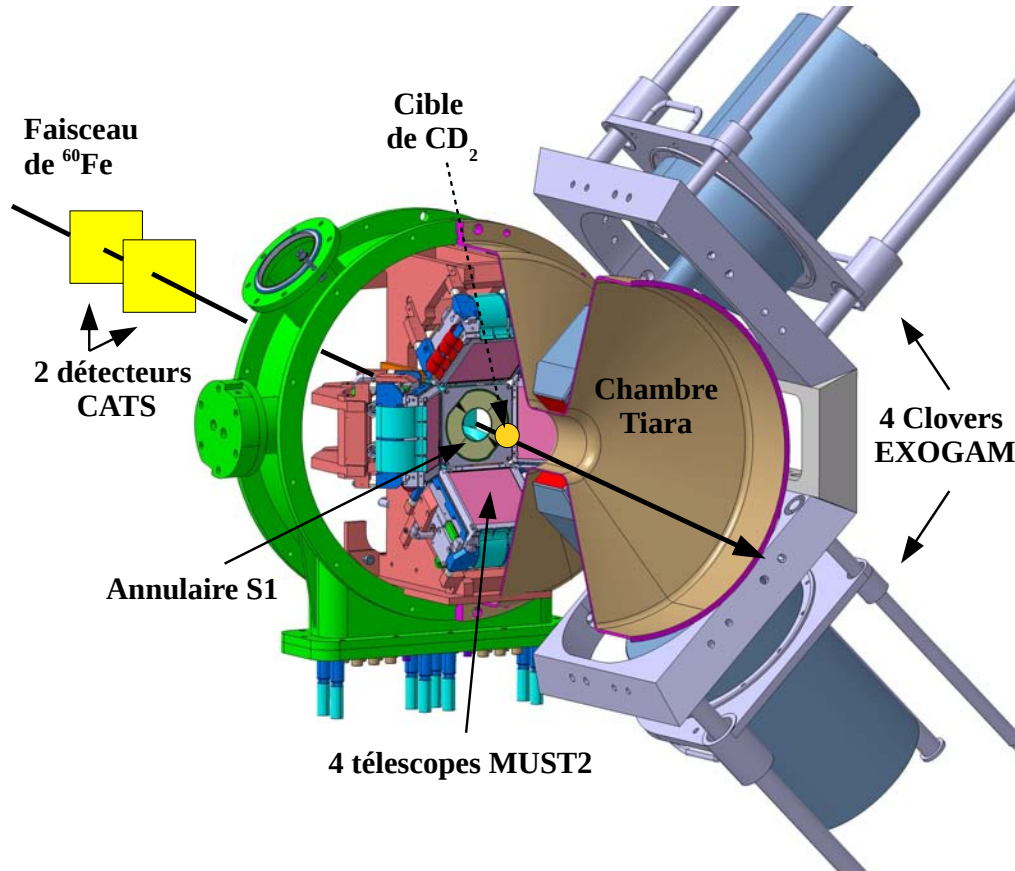


FIGURE 2.5 – Schéma du dispositif expérimental : les détecteurs MUST2 sont situés aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire à l'intérieur de la chambre Tiara, permettant d'approcher les détecteurs EXOGAM à courte distance de la cible.

d'approcher les détecteurs Germanium au plus proche de la cible ( $\sim 5$  cm) et ainsi d'optimiser l'efficacité de détection des gammas.

Une chambre d'ionisation et un plastique ont été placés en bout de ligne pour identifier les fragments issus de la réaction par la méthode  $\Delta E - E$  (perte d'énergie dans la chambre d'ionisation versus énergie déposée dans le plastique) et en Energie-Temps de vol (énergie déposée dans le plastique versus temps de vol entre le détecteur CATS le plus proche de la cible et le plastique).

### 2.3.2 Justification du positionnement des détecteurs et de la cible

La section efficace de la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  étudiée est maximale aux angles avant dans le référentiel du centre de masse, qui correspondent aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire : les quatre télescopes MUST2 et le détecteur annulaire ont donc été placés aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire.

Pour favoriser les moments angulaires faibles, il est préférable d'utiliser des énergies de faisceau typique de  $\sim 10$  MeV/u. Or, la production à ces énergies d'un faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  par fragmentation puis ralentissement par un dégradeur réduit considérablement l'intensité du faisceau à cause de la dispersion angulaire très importante dans le dégradeur. De plus, des calculs DWBA ont montré que pour pouvoir distinguer aux angles couverts dans le référentiel du laboratoire la forme des distributions angulaires pour différents moments angulaires, l'énergie du faisceau devait être assez élevée ( $\sim 20 - 27$  MeV/u). On a donc préféré une énergie de faisceau plus grande. La méthode de production du  $^{60}\text{Fe}$  par fragmentation du  $^{64}\text{Ni}$  auprès de LISE et son ralentissement avec un dégradeur a permis d'atteindre une énergie de faisceau secondaire de  $^{60}\text{Fe}$  de 27 MeV/u. Cette énergie était l'énergie minimale possible pour obtenir une intensité acceptable ( $I \sim 10^5$  pps).

Afin d'optimiser le dispositif expérimental, des simulations Monte Carlo utilisant l'environnement Geant4 ont été réalisées pour l'ensemble des détecteurs MUST2 et l'annulaire. Une fois l'énergie du faisceau et l'épaisseur de cible déterminées, ainsi que les sections efficaces différentielles théoriques des états à considérer intégrées au programme de simulation, on a accès à la couverture angulaire des différents détecteurs, mais aussi au spectre en énergie d'excitation simulé du  $^{61}\text{Fe}$ . On peut donc évaluer l'effet de différents paramètres sur le spectre en énergie d'excitation attendu.

La position de la cible décentrée par rapport au centre de la chambre Tiara a été déterminée en faisant un compromis entre une très grande couverture angulaire des détecteurs MUST2 et une bonne efficacité de détection pour les gammas. La position de la cible a été déterminée par des simulations afin d'optimiser la couverture angulaire des détecteurs MUST2 et du détecteur annulaire. En effet, la valeur des sections efficaces différentielles aux très petits angles dans le référentiel du centre de masse est importante pour déterminer les facteurs spectroscopiques des états peuplés par la réaction. La cible a donc été positionnée pour notre expérience à -42 mm du centre de la chambre Tiara, ce qui permet de couvrir la zone angulaire  $121^\circ$ - $171^\circ$  dans le référentiel du laboratoire correspondant aux angles  $2, 51^\circ$ - $22, 77^\circ$  dans le centre de masse pour l'état fondamental (voir Fig. 2.6). Cette position de cible permet de

ne pas trop réduire l'efficacité de détection des gammas. L'épaisseur de la chambre Tiara traversée par les gammas étant beaucoup plus épaisse sur la zone conique que sur le tronçon central, l'efficacité de détection des gammas est beaucoup détériorée si la cible est trop loin du centre de la chambre Tiara. De plus, dans le cas où la cible est loin du centre de la chambre Tiara, la correction Doppler fait intervenir des angles beaucoup plus grands, ce qui dégrade fortement la résolution en énergie des spectres en énergie gammas.

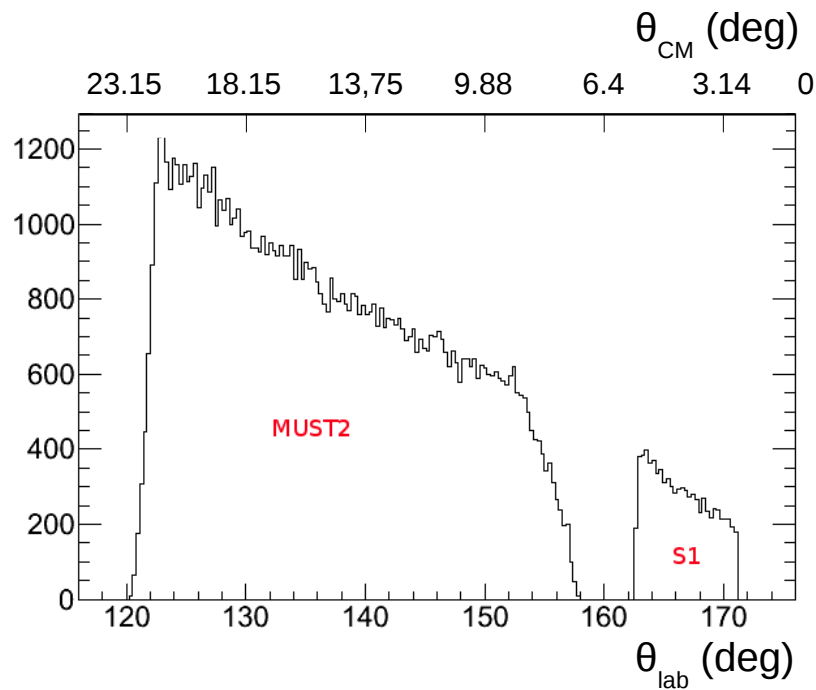


FIGURE 2.6 – Couverture angulaire des détecteurs *MUST2* et de l'annulaire *S1* obtenue par simulations Monte Carlo pour une source de protons de 5,5 MeV placée à 4,2 cm du centre de la chambre Tiara. Les angles CM sont donnés à titre indicatif pour l'état fondamental du  $^{61}\text{Fe}$ .

L'épaisseur de la cible a été choisie de façon à faire un compromis entre le taux de comptage et la résolution en énergie d'excitation. En effet, plus la cible est épaisse, plus le taux de comptage est important, mais moins la résolution en énergie d'excitation est bonne puisque les pertes d'énergie du faisceau dans la cible et celles des protons dans la cible sont soumises à de plus grandes variations. Pour déterminer l'effet de l'épaisseur de la cible sur la résolution en énergie d'excitation, on a simulé

la réaction à l'aide de Geant4 pour l'état fondamental du  $^{61}\text{Fe}$  avec différentes épaisseurs de cible (entre 1 et 2  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , voir Chap. 3, §3.4.6). La section efficace totale de la réaction étudiée étant assez faible (quelques centaines de  $\mu\text{barn}/\text{sr}$ ), on a choisi une cible plutôt épaisse ( $\sim 2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) pour favoriser le taux de comptage. Cela permettra de peupler suffisamment certains états dont les facteurs spectroscopiques prédits sont faibles. L'effet des pertes d'énergie dans la cible et dans les différentes couches mortes des détecteurs sur la résolution en énergie d'excitation a également pu être évaluée par notre programme de simulation.

### 2.3.3 Les détecteurs CATS

Les faisceaux produits par fragmentation ont une grande émittance et conduisent souvent à de larges taches faisceau sur la cible (de l'ordre du cm). Afin de connaître avec une précision suffisante la position d'interaction du faisceau et son angle d'incidence sur la cible événement par événement ( $\lesssim 1 \text{ mm}$ ), on utilise des détecteurs de faisceaux. Ces détecteurs fournissent également une information temporelle sur le passage des ions du faisceau.

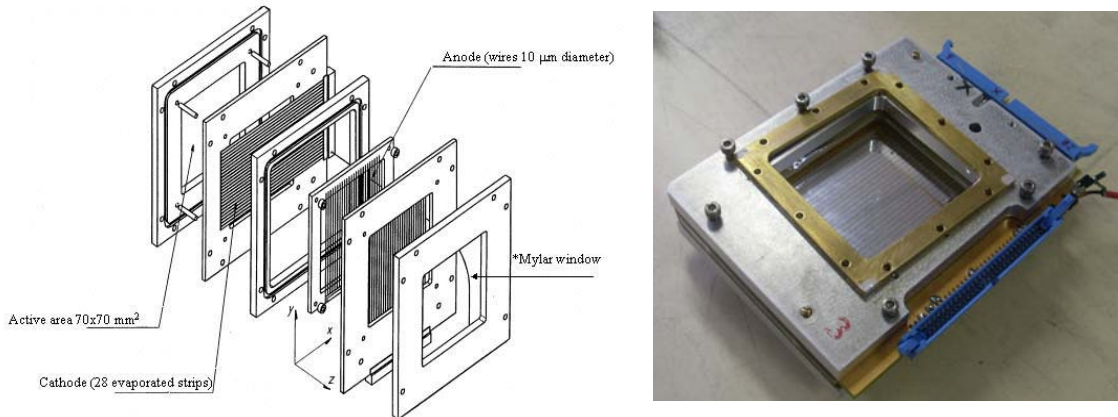


FIGURE 2.7 – Caractéristiques d'un détecteur CATS : à gauche, vue éclatée ; à droite, photo de l'intérieur d'un détecteur CATS.

Les détecteurs CATS (Chambres à Trajectoire de Saclay) [Otti 99] sont des chambres à fils à basse pression (cf vue éclatée en Fig. 2.7 à gauche, et photo à droite). Le gaz utilisé est de l'isobutane ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) entre 6 et 15 Torr en fonction de l'ion incident, et à une pression de 10 mbar (soit 7.5 Torr) pour notre expérience. Deux feuilles de Mylar de  $1.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur maintiennent le gaz dans l'enceinte du détecteur. Chaque détecteur CATS est composé d'un plan de 71 fils d'anodes en tungstène



espacés de 1 mm et d'un diamètre de 10  $\mu\text{m}$ . La haute tension qui leur est appliquée peut varier entre 600 et 800 V. Deux plans de cathodes sont situés de part et d'autre du plan de fils à une distance de 3.2 mm. Ils sont constitués de 28 pistes horizontales et verticales en aluminium doré évaporé sur une feuille de Mylar de 1.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ces pistes ont une largeur de 2.34 mm et sont espacées de 0.2 mm.

La zone active de ces détecteurs est de 70  $\times$  70  $\text{mm}^2$  et le taux de comptage maximum accepté est de l'ordre de  $2 \times 10^5$  pps pour un faisceau peu focalisé au niveau du détecteur.

### 2.3.4 Les détecteurs MUST2

Les détecteurs MUST2 (MURs à STRips de 2<sup>ème</sup> génération) sont utilisés pour la détection de particules chargées [Poll 05]. Ce sont des télescopes de 10  $\times$  10  $\text{cm}^2$ . Ils sont composés de trois étages (cf Fig. 2.8), permettant l'identification en  $\Delta E$ -E des particules assez énergétiques pour traverser le 1<sup>er</sup> étage, et en énergie-temps de vol pour les autres. Il fonctionne sous un vide de  $10^{-5}$  mbar au minimum.

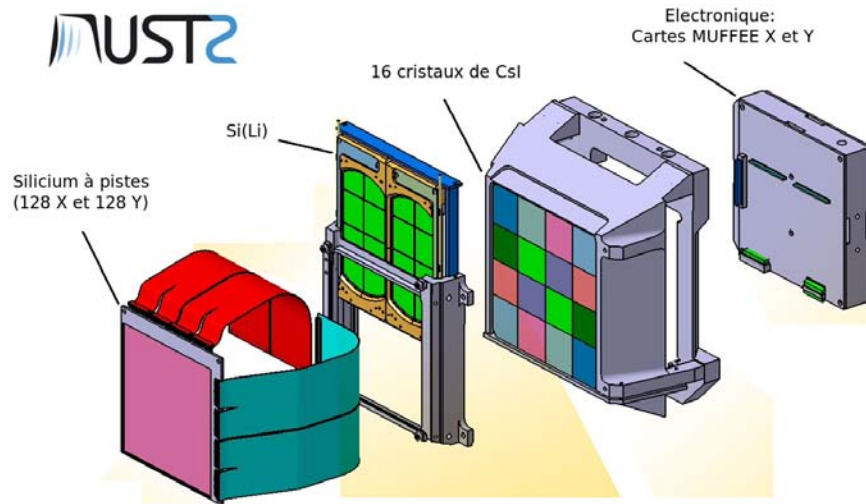


FIGURE 2.8 – Vue éclatée d'un télescope MUST2.

Le premier étage est constitué d'un détecteur silicium à pistes double face (DSSD pour Double Sided Silicon Detector) de  $300 \pm 5 \mu\text{m}$  construit par la société Micron. Les deux faces sont perpendiculaires et chacune comporte 128 pistes de 0.7 mm de large séparées d'un intervalle de 0.06 mm. Selon le constructeur, elles sont recou-

vertes d'une couche morte d'Al de  $400 \pm 100$  nm. La résolution en énergie de ce détecteur est de l'ordre de 40 keV pour une source  $3 - \alpha$  (Pu-Am-Cm). Cet étage permet de mesurer l'énergie, le temps et la position des particules incidentes, grâce aux 128 pistes en X et en Y.

Le deuxième étage est constitué de deux détecteurs de Si(Li) de 5 mm d'épaisseur, segmentés chacun en 8 pads de  $2.5 \times 2.5$  mm<sup>2</sup>. Ils sont placés à 17 mm du premier étage. Cet étage permet de déterminer l'énergie résiduelle des particules ayant traversé le premier étage avec une résolution d'environ 80 keV (déterminée avec une source  $3-\alpha$ ). Deux types de détecteurs Si(Li) sont utilisés sur les détecteurs MUST2 : les premiers ont été fabriqués par Juelich ForschungZentrum, et les autres par l'IPN d'Orsay. La géométrie de ces deux types de détecteurs Si(Li) est légèrement différente. L'électronique des détecteurs Juelich est entièrement intégrée à l'électronique de MUST2, alors qu'il faut utiliser une électronique standard pour les Si(Li) Orsay. De plus, leur résolution en énergie est sensiblement meilleure que celle des Si(Li) Orsay. Au moment de notre expérience, le 4<sup>ème</sup> Si(Li) Juelich n'étant pas encore disponible, un détecteur Si(Li) d'Orsay a été utilisé pour l'un des télescopes.

Le troisième étage est composé de 16 cristaux de CsI de 4 cm d'épaisseur. Il se situe à 3 cm du deuxième étage. Chaque cristal a une face d'entrée est de  $30 \times 30$  mm<sup>2</sup>. Le signal reçu est collecté par une photo-diode située à l'arrière de chacun des cristaux. Il permet de mesurer l'énergie complémentaire des particules incidentes jusqu'à 200 MeV. Cet étage n'a pas été utilisé pour notre expérience, les protons d'intérêt n'ayant pas une énergie suffisante pour traverser le deuxième étage.

L'électronique embarquée des détecteurs MUST2 est constituée de plusieurs unités électroniques. Deux cartes MUFEE (MUST Front End Electronics), situées à l'arrière de chaque télescope, permettent de traiter les 128 pistes X et les 128 pistes Y des DSSD, ainsi que les 16 voies correspondant aux Si(Li) et aux 16 voies des CsI (le cas échéant). Pour cela, chaque carte MUFEE contient 9 ASICs (Application-Specific Integrated Circuit) appelés MATE (MUST2 Asic Time and Energy), traitant chacune 16 voies (temps et énergie) délivrées par le détecteur. Les informations relatives à l'énergie et au temps d'arrivée de la particule ainsi qu'un signal de déclenchement au dessus d'un seuil programmable par l'utilisateur sont multiplexées et transmises en dehors de la chambre à réaction vers une carte MUVI (MUST in VXI). La carte MUVI sert d'interface avec le système d'acquisition [Baro 03] et traite les données des 4 télescopes. Les détecteurs sont reliés aux cartes par des nappes de câbles appelés kaptons. Un système de refroidissement est également intégré à chaque télescope afin de réduire à 5°C la température de l'électronique embarquée (qui produit beaucoup de chaleur).

### 2.3.5 Le détecteur annulaire

Le détecteur annulaire (voir Fig. 2.9) est un détecteur Silicium double face de  $500\ \mu\text{m}$  d'épaisseur de la société Micron. Son diamètre externe est de 96 mm et son diamètre interne de 48 mm. Il est segmenté en  $16 \times 4$  arcs de cercle de 1.4 mm de large à  $0.96\ \mu\text{m}$  d'intervalle sur la face avant, et en 16 secteurs angulaires séparés de  $80\ \mu\text{m}$  sur la face arrière, ce qui permet d'accéder à la position d'impact des protons émis. L'énergie des particules incidentes est mesurée avec une résolution de 50 keV environ pour une source  $3 - \alpha$ .

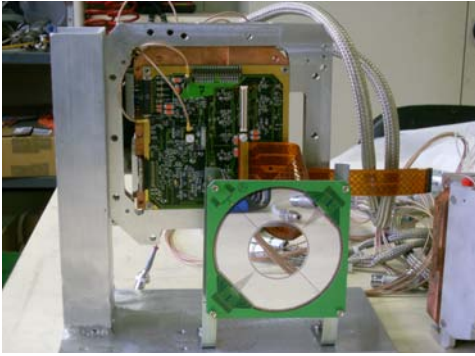


FIGURE 2.9 – *Détecteur annulaire S1 (au 1<sup>er</sup> plan) et sa carte électronique sur un banc de test.*

Il possède deux connecteurs (un par face) qui ont été reliés pour notre expérience à une carte MUFEE identique à celles utilisées pour les détecteurs MUST2.

### 2.3.6 Les détecteurs EXOGAM

EXOGAM [Simp 00] est un multi-détecteur de rayonnement gamma de haute résolution (environ 3 keV pour une source de  $^{152}\text{Eu}$ ) conçu pour les expériences de spectroscopie utilisant les faisceaux radioactifs du GANIL. Dans sa forme complète, il est constitué de 16 détecteurs Germanium, appelés clovers, pour couvrir un domaine angulaire le plus proche possible de  $4\pi$ . Pour notre expérience, seuls 4 des clovers ont été utilisés. Un système de remplissage automatique du circuit de refroidissement des cristaux de Ge à l'azote liquide a permis de maintenir les clovers à basse température tout au long de l'expérience.

Chacun des clovers est composé de 4 cristaux de Germanium (voir Fig. 2.10). Chaque cristal (A, B, C, D), de 90 mm de long et 60 mm de diamètre avant usinage, est segmenté électriquement en quatre segments (1, 2, 3, 4) et possède 5 contacts connectés chacun à un pré-amplificateur de charge. Le pré-amplificateur du contact central délivre le signal donnant l'énergie totale déposée dans le cristal, et les 4 pré-amplificateurs des contacts extérieurs mesurent l'énergie déposée dans chacun des

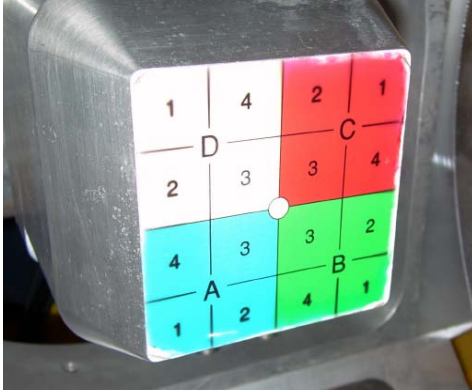


FIGURE 2.10 – *Segmentation d'un clover EXOGAM en 4 cristaux A, B, C, D; chaque cristal est segmenté électriquement en 4 segments (1, 2, 3, 4).*

segments. La grande taille des cristaux améliore l'efficacité de détection. Cependant, les gammas détectés étant émis en vol, une correction de l'effet Doppler est nécessaire, ce qui diminue la résolution en énergie d'autant plus que l'angle couvert par le cristal est grand. Les cristaux sont donc segmentés pour augmenter la granularité du détecteur. L'information en énergie délivrée par les segments permet de déterminer la position d'interaction du gamma détecté. Un dispositif de bouclier anti-compton peut également être utilisé pour augmenter le rapport signal sur bruit mais la place occupée limite le rapprochement des détecteurs. Cette solution n'a pas été utilisée, la géométrie de la chambre Tiara ne permettant pas cette configuration.

### 2.3.7 La chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation est un détecteur gazeux de 12 cm de long. Des fenêtres d'entrée et de sortie ( $60 \times 60 \text{ cm}^2$ ) en Mylar de  $7 \mu\text{m}$  d'épaisseur maintiennent l'isobutane dans l'enceinte du détecteur à une pression de 70 mbar. La cathode et l'anode sont soumises respectivement à un potentiel de +600 et -600V. Une grille de Frisch est située 2 cm au dessus de l'anode et portée à un potentiel de 0 V. Les parois latérales de la chambre comportent plusieurs bandes conductrices perpendiculaires au champ électrique (voir Fig. 2.11 à gauche).

La chambre d'ionisation est reliée à une électronique classique, permettant d'accéder à la charge totale déposée dans une fenêtre de temps fixe. Un module électronique spécifique a également été utilisé pour échantillonner le signal reçu, afin de s'affranchir du phénomène d'empilement. Cette chambre d'ionisation permet ainsi de mesurer la perte d'énergie du fragment lourd. Pour notre expérience, elle pouvait supporter un taux de comptage de l'ordre de quelques  $10^4$  pps seulement et n'a donc pas été utilisée à intensité nominale du faisceau ( $\sim 10^5$  pps).

### 2.3.8 Le scintillateur plastique

Le plastique est un bloc de Ne104, de  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  et de 2 cm d'épaisseur, relié à guide de lumière suivi d'un photo-multiplicateur (voir Fig. 2.11 à droite). Il permet une mesure de l'énergie restante du fragment lourd, et sa bonne résolution en temps est utilisée pour déterminer le temps de vol entre l'un des détecteurs CATS et le bout de la ligne. Cette information est utilisée pour l'identification en bout de ligne du faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  et de ses contaminants.

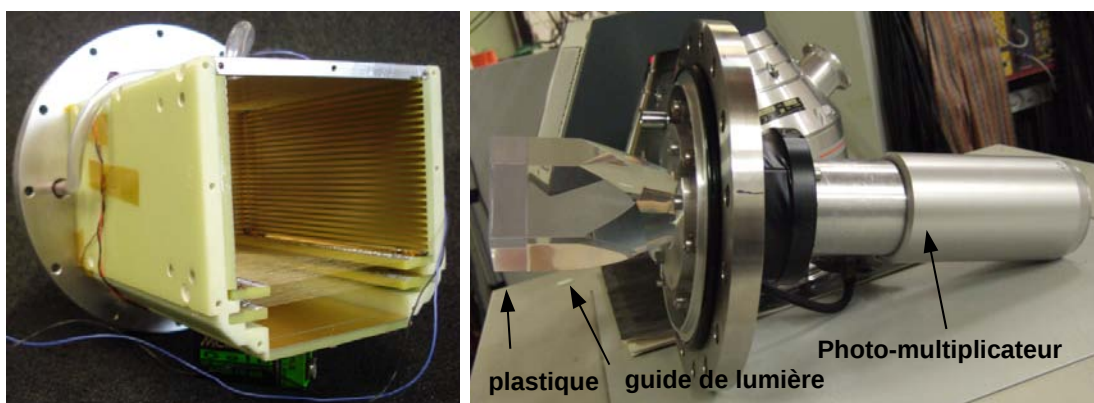


FIGURE 2.11 – *A gauche : la chambre d'ionisation, où l'on aperçoit les bandes conductrices latérales ; à droite : le plastique, suivi de son guide de lumière et de son photo-multiplicateur.*

## 2.4 Electronique et logique d'acquisition

Pour ne pas être submergé par le flux de données arrivant de l'ensemble des détecteurs au cours de l'expérience, on doit mettre en place une logique de décision et définir les événements « intéressants » à traiter. Dans notre cas, il s'agit des événements détectés dans les télescopes MUST2 et dans le détecteur annulaire.

Pour sélectionner les événements d'intérêt, un module de déclenchement spécifique, le GMT (Ganil Master Trigger) est utilisé pour autoriser le traitement, l'acquisition et l'enregistrement des données. Le module GMT accepte en entrée jusqu'à 16 signaux logiques en déclenchement.

Pour notre expérience, les signaux logiques en entrée du GMT étaient les suivants :

- chacun des détecteurs MUST2 et le détecteur annulaire,
- une partie des événements correspondant aux détecteurs CATS1, CATS2 et au plastique (division 1/3000).
- une partie des événements gammas détectés par EXOGAM (division 1/200).

Lorsque l'un des signaux logiques est présent à l'entrée du GMT, il génère un signal logique FAG (Fenêtre d'Acquisition Ganil). Pour qu'un événement soit traité, le signal en temps associé au détecteur touché doit arriver en coïncidence avec la FAG. Le signal stop commun à l'ensemble des détecteurs est le signal logique de CATS2 retardé et validé par la FAG, et le signal start est le signal logique du détecteur qui a déclenché (provenant de la carte MUVI pour les détecteurs MUST2). Une fois le signal accepté, il est codé par une électronique spécifique à chaque détecteur et enregistré. L'amplitude ou la charge du signal est lue et traitée par un module électronique adapté permettant de coder l'énergie ou le temps associé. Le schéma électronique du câblage des différents détecteurs est donné en Annexe A.

La configuration du matériel (ADC, QDC, TDCs, MATEs) se fait par l'intermédiaire d'une interface graphique appelé DAS (Data Acquisition System). Elle permet d'effectuer les réglages de l'électronique associée aux détecteurs MUST2, S1 et EXOGAM et d'acquérir les données. Une interface de visualisation permet également de contrôler le bon fonctionnement des détecteurs, ainsi que de visualiser les spectres analysés en ligne.

## 2.5 Mesure de l'épaisseur de cible

La cible de  $\text{CD}_2$  a été fabriquée par le service des cibles du Tandem d'Orsay. Son épaisseur de  $2 \text{ mg/cm}^2$  a été déterminée initialement par simple pesée. Une autre mesure de l'épaisseur de la cible par perte d'énergie de particules  $\alpha$  a été réalisée après l'expérience. En effet, la connaissance de l'épaisseur de la cible est très importante pour l'analyse (perte d'énergie dans la cible pour la résolution en énergie et normalisation des sections efficaces différentielles).

Pour effectuer cette mesure, une source de  $^{241}\text{Am}$  collimatée ( $E_\alpha = 5.485 \text{ MeV}$ ) d'un diamètre de 3 mm a été placée devant une diode en silicium, pour déterminer l'énergie du pic « de référence ». Au préalable, on a réalisé un étalonnage de la diode en utilisant une source  $3-\alpha$  (Am-Pu-Cm). Après insertion de la cible entre la source et la diode, l'énergie mesurée est plus faible et l'écart  $\Delta E$  en énergie observé correspond à la perte d'énergie des  $\alpha$  dans la cible. En utilisant une table de perte d'énergie des  $\alpha$  dans le  $\text{CD}_2$  [Zieg 77], l'épaisseur de la cible peut-être déterminée. La cible étant épaisse, l'approximation d'une perte d'énergie constante avec l'énergie

n'est pas valable. La relation entre l'épaisseur en microns et l'épaisseur en  $\text{mg}/\text{cm}^2$  est donnée par :

$$e(\text{mg}/\text{cm}^2) = e(\mu\text{m}) \times 10^{-1} \times \rho_{\text{CD}_2} \quad \text{où} \quad \rho_{\text{CD}_2} = 1,06 \text{ g}/\text{cm}^3$$

La cible étant relativement épaisse, on constate que la résolution en énergie est fortement dégradée lorsqu'on insère la cible entre le détecteur et la source (voir Fig. 2.12) : on passe de 30 keV de résolution pour un  $\alpha$  détecté sans avoir traversé la cible, à 450 keV pour un  $\alpha$  ayant traversé la cible et ayant perdu une énergie de l'ordre de 2715 keV dans la cible de  $\text{CD}_2$ .

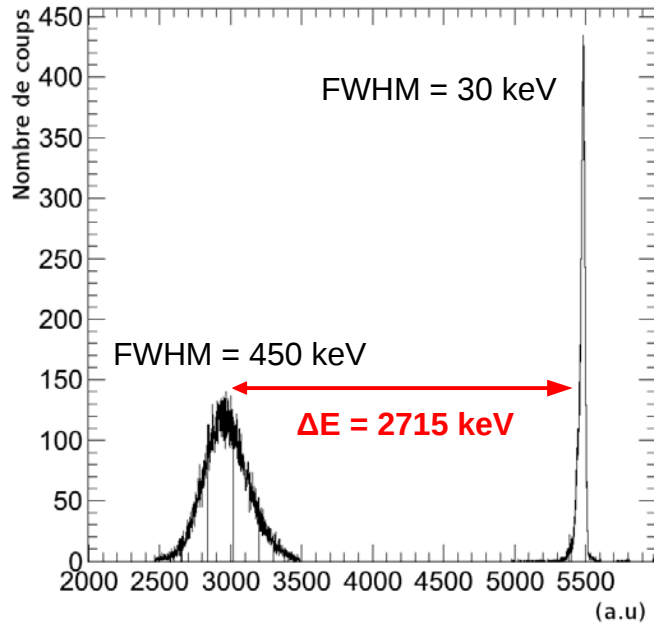


FIGURE 2.12 – *Ecart en énergie entre le pic de référence sans cible (autour du canal 5500) et le pic lorsque les  $\alpha$  ont traversé la cible (autour du canal 3000).*

L'épaisseur a été mesurée en plusieurs points de la cible pour étudier d'éventuelles inhomogénéités. On a ainsi obtenu une épaisseur moyenne de la cible de  $2.61 \pm 0.13 \text{ mg}/\text{cm}^2$ , avec des inhomogénéités très faibles (6% au maximum). L'incertitude liée à la détermination du centroïde du pic après insertion de la cible est de l'ordre de 10 keV, ce qui conduit à une incertitude de  $\sim 0.01 \text{ mg}/\text{cm}^2$ . Le choix de la table de perte d'énergie ([Zieg 77] ou Geant4) conduit à une incertitude systématique de  $\sim 0.01 \text{ mg}/\text{cm}^2$ . Par la suite, les pertes d'énergie utilisées pour l'analyse seront toujours les pertes d'énergies de LISE [Zieg 77].





# Chapitre 3

## Traitement des données

Dans ce chapitre, les différentes étapes de l'analyse de données sont décrites. L'ensemble de l'analyse et des simulations présentées ici ont été réalisées en utilisant le code NPTool (Nuclear Physics Tool) développé à l'IPN [Matt 12].

### 3.1 Reconstruction du faisceau sur cible

Afin de déterminer avec précision la position d'impact du faisceau sur la cible ainsi que la direction d'incidence du faisceau avant interaction, on a placé en amont de la cible deux détecteurs CATS décrits dans le chapitre précédent.

#### 3.1.1 Etalonnage des détecteurs CATS

Pour obtenir l'information concernant la position du faisceau sur chacun des détecteurs CATS, il est nécessaire de calibrer la charge déposée sur chacune des pistes. En effet, chacune d'elle possède une voie électronique indépendante. Ainsi, chacune des pistes est calibrée individuellement à l'aide d'un générateur d'impulsions délivrant sur les fils d'anode un signal d'amplitude donnée, qui engendre lui-même un signal sur les pistes. On obtient alors une série de pics régulièrement espacés (voir Fig. 3.1 à gauche).

Lorsqu'une piste est touchée, les voies électroniques correspondant à toutes les autres pistes sont également codées, même si aucun signal n'a été vu. Dans ce cas, la porte de codage est donc située dans une zone contenant uniquement du bruit de fond : la valeur codée est alors proche du canal zéro. L'accumulation « d'événements » de ce type forme un pic proche de zéro : c'est le piédestal.

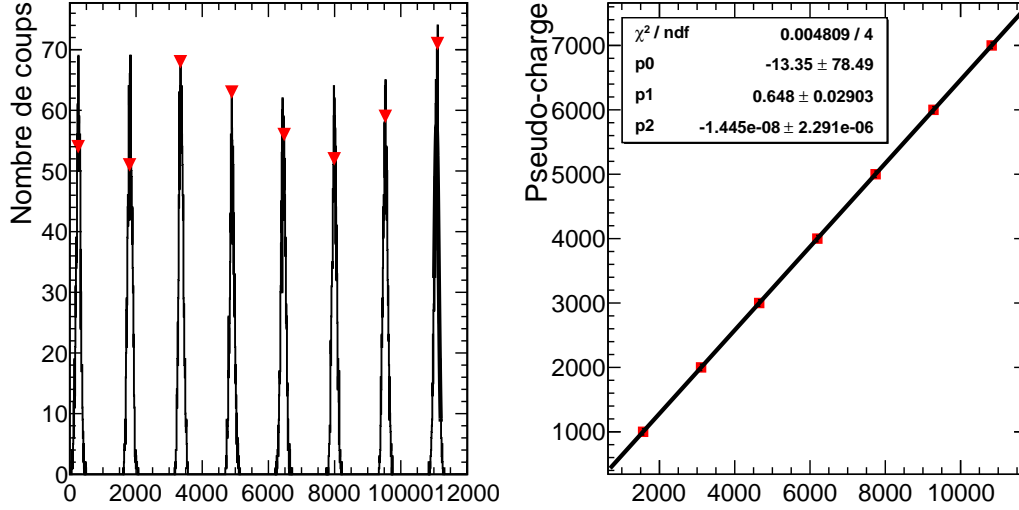


FIGURE 3.1 – Etalonnage de la piste 4 du plan de cathodes  $Y$  du détecteur CATS 2; à gauche : pics provenant du générateur d’impulsion; à droite : courbe d’étalonnage à l’ordre 2. La pseudo-charge correspond aux valeurs générées par le générateur d’impulsions.

Les coefficients de calibration  $a_i$  et  $b_i$  sur la voie  $i$  sont déterminés par un ajustement d’ordre 2 (expression 3.1) sur la position des pics (voir Fig. 3.1), à laquelle on a soustrait la position du piédestal  $P_i$  de la voie  $i$ .

$$Q_i^{cal} = a_i(Q_i^{brut} - P_i)^2 + b_i(Q_i^{brut} - P_i) + c_i \quad (3.1)$$

où  $Q_i^{brut}$  et  $Q_i^{cal}$  sont respectivement les charges brutes et calibrées déposées sur la piste  $i$ .

Pour séparer les charges significatives du bruit lié à l’électronique, on applique un seuil  $s_i$  associé à chacune des voies  $i$  lors du traitement des données. Ce seuil est déterminé à partir de la position du piédestal  $P_i$  :  $s_i = P_i + 3 * \sigma_i$ , où  $\sigma_i$  représente le sigma de la gaussienne qui ajuste le piédestal.

### 3.1.2 Méthodes de reconstruction utilisées

Pour avoir une précision suffisante sur la position d'impact du faisceau sur la cible événement par événement, la précision sur la position de passage de l'ion incident doit être meilleure que la largeur d'une piste. Pour déterminer le point de passage de l'ion, on utilise des méthodes de reconstruction, qui prennent en compte la répartition des charges sur plusieurs pistes. En pratique, la charge de 5 pistes au maximum est utilisée, ce qui est suffisant pour reconstruire correctement la position de passage de l'ion, sans introduire un biais lié au bruit de fond des pistes n'ayant pas participé à l'événement. Plusieurs méthodes de reconstruction ont été étudiées et comparées avant de faire l'analyse.

#### Méthodes barycentriques

La méthode barycentrique est une méthode classique de reconstruction, qui consiste à effectuer un barycentre des charges des pistes principales touchées lors d'un événement. La formule suivante donne la reconstruction barycentrique sur  $M$  pistes consécutives, réparties de part et d'autres de la piste ayant emporté le maximum de charge.

$$\text{bar}X = \frac{\sum_{i=1}^M iQ_i}{\sum_{i=1}^M Q_i} \quad (3.2)$$

où  $Q_i$  est la charge déposée sur la piste  $i$ , et  $i$  le numéro de piste touchée. Les barycentres à 3, 4 et 5 bandes ont été étudiés. Le résultat obtenu pour  $\text{bar}X$  est donné en numéro de piste non entier. On convertit la position en mm en utilisant la largeur  $\omega = 2.54$  mm correspondant à la somme de la largeur d'une piste (2.34 mm) et d'un inter-piste (0.2 mm) à partir de la formule 3.3.

$$X(\text{mm}) = X_i(\text{mm}) + \omega \times \text{Dec}(\text{bar}X) \quad (3.3)$$

où  $X_i$  correspond à la position en mm du centre de la piste touchée, et  $\text{Dec}(\text{bar}X)$  correspond à la partie décimale du numéro de la piste obtenu.

Les méthodes barycentriques engendrent une discontinuité en position dont la position dépend du nombre de pistes utilisées [Otti 98][Pyr1 95]. Pour un nombre impair de pistes, on aura une discontinuité à l'inter-piste et pour un nombre pair de pistes, la discontinuité sera située au milieu d'une piste. L'utilisation d'une méthode avec un nombre impair de pistes est donc plus adaptée aux événements « de milieu de piste », et les méthodes utilisant un nombre pair de pistes aux événements pour lesquels l'ion passe par l'inter-piste. Pour remédier à ce décalage systématique en

position, il existe des corrections dont les expressions ont été déterminées expérimentalement lors d'une précédente étude [Otti 99] [Otti 98].

Pour le barycentre à 3 bandes, on utilise la correction donnée par l'équation 3.4. Le coefficient  $a$  est déterminé à partir d'une mesure du profil faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  en cours d'expérience, de façon à obtenir une distribution de charge continue sur l'ensemble du détecteur (voir Fig. 3.2).

$$X_3^{cor} = \frac{X_3 - X_{max}}{a} + X_{max} \quad (3.4)$$

où  $X_3$  est la position (en mm) obtenue pour un barycentre à 3 bandes avant correction et  $X_{max}$  est la position (en mm) de la piste ayant emporté la charge maximale.

Pour le barycentre à 4 bandes, on utilise une correction différente selon que la deuxième piste maximum est à droite ( $X_4^{droite}$ ) ou à gauche ( $X_4^{gauche}$ ) de la piste ayant emporté la charge maximale (voir Eq. 3.5).

$$X_4^{gauche} = \frac{X_4 - (X_{max} - \omega/2)}{b} + X_{max} - \frac{\omega}{2} \quad (3.5)$$

$$X_4^{droite} = \frac{X_4 - (X_{max-1} - \omega/2)}{b} + X_{max-1} - \frac{\omega}{2} \quad (3.6)$$

où  $X_4$  est la position (en mm) obtenue pour un barycentre à 4 bandes avant correction et  $X_{max}$  est la position (en mm) de la piste ayant emporté la charge maximale.

Les valeurs de  $a$  et  $b$  obtenues sont données dans la table 3.1. On remarque que pour un même détecteur, les valeurs de  $a$  et  $b$  sont similaires.

	cats 1X	cats 1Y	cats 2X	cats 2Y
a	0.6	0.6	0.53	0.57
b	0.77	0.75	0.67	0.7

TABLE 3.1 – Coefficients correctifs utilisés pour les méthodes barycentriques à 3 (a) et 4 (b) bandes

Il n'existe pas de correction pour le barycentre à 5 bandes, car les déviations liées à cette méthode sont faibles et ne suivent pas une loi simple.

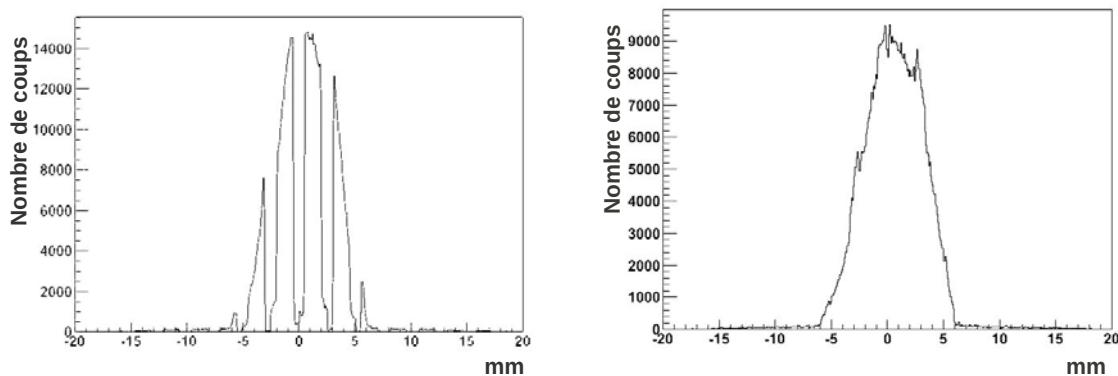


FIGURE 3.2 – *Distribution en position sur un détecteur CATS déterminée par la méthode du barycentre à 3 bandes sans correction (à gauche) et avec correction (à droite).*

### Méthodes analytiques

Une autre approche permettant de décrire la distribution de charges déposées sur le plan de cathodes au cours d'un événement est d'utiliser une fonction analytique. On compare ici deux fonctions analytiques qui donnent la position du centroïde en fonction des charges déposées sur la piste qui emporte la charge maximale et ses pistes voisines. On utilise le même nombre de charges qu'il y a de paramètres libres dans les fonctions utilisées.

La fonction *sécante hyperbolique*, couramment utilisée pour les détecteurs CATS donne la position du centroïde (en mm) sous la forme :

$$sechs = \frac{a_3}{\pi} \tanh^{-1} \left( \frac{\sqrt{Q_1/Q_3} - \sqrt{Q_1/Q_2}}{2 \sinh \left( \frac{\pi\omega}{a_3} \right)} \right) \quad (3.7)$$

avec

$$a_3 = \frac{\pi\omega}{\cosh^{-1} \left( \frac{1}{2} (\sqrt{Q_1/Q_3} + \sqrt{Q_1/Q_2}) \right)} \quad (3.8)$$

Par convention, on note  $Q_1$  la charge de la piste N ayant emporté la charge la plus grande,  $Q_2$  la charge sur la piste N+1 et  $Q_3$  la charge de la piste N-1.

Cette méthode a l'avantage d'éviter les effets de discontinuité engendrés par les méthodes barycentriques. Cependant, elle a l'inconvénient d'être inutilisable quand une piste centrale est détériorée, ce qui fut le cas du détecteur CATS2 lors de notre expérience.

La fonction *gaussienne* peut être utilisée afin de reconstruire la position lorsque la charge de l'une des pistes est inutilisable. La position du centroïde (en mm) est donnée par :

$$gauss = \frac{1}{2} \frac{\ln\left(\frac{Q_1}{Q_2}\right)(X_3^2 - X_1^2) - \ln\left(\frac{Q_1}{Q_3}\right)(X_2^2 - X_1^2)}{\ln\left(\frac{Q_1}{Q_2}\right)(X_3 - X_1) - \ln\left(\frac{Q_1}{Q_3}\right)(X_2 - X_1)}$$

Par convention,  $Q_1$  est la charge maximale et  $Q_2$  et  $Q_3$  les charges respectivement à droite et à gauche de la piste ayant emporté la charge maximale. Lors de l'utilisation de cette fonction, on précise que si la charge emportée par la piste située immédiatement à droite (respectivement à gauche) est nulle, on utilise la charge de la piste suivante pour  $Q_2$  (respectivement  $Q_3$ ). Les  $X_i$  sont les positions en mm des centres des pistes associées aux charges  $Q_i$ . Cette méthode est valable jusqu'à 2 pistes manquantes [Gaud 05]. Lors de notre expérience, l'une des pistes centrales d'un des détecteurs (la piste 15 du détecteur CATS2) a été progressivement détériorée, ce qui nous a amené à utiliser cette méthode. La charge codée pour cette piste est alors souvent non nulle mais beaucoup plus faible que la charge attendue. Afin d'éviter de prendre en compte une charge non significative pour les événements impliquant la piste 15, sa charge a été mise à zéro par défaut.

### Vérification de la reconstruction en position

Au début et à la fin de l'expérience, on a placé devant l'un (puis l'autre) des détecteurs CATS un « masque » constitué d'une plaque métallique trouée à des endroits spécifiques de façon asymétrique (voir Fig. 3.3 au centre). Les trous ont un diamètre de 1 mm sont espacés de 2 mm. Ce masque permet de s'assurer de la bonne reconstruction en position du passage du faisceau, et également de déterminer d'éventuelles inversions de pistes ou du plan de pistes dans les détecteurs CATS. Ces mesures avec les masques permettent également de valider les différentes méthodes de reconstruction. Les images des reconstructions de la position du faisceau sur les détecteurs CATS1 et CATS2 sont présentées sur la Fig. 3.3 à gauche et à droite respectivement. On constate que la reconstruction sur CATS1 reproduit très bien l'image du masque avec la méthode de la sécante hyperbolique. Le détecteur CATS2 ayant été endommagé (piste 15 défectueuse), plusieurs traitements ont été réalisés pour améliorer la reconstruction. Tout d'abord, la charge de la piste Y15 a été mise systématiquement à zéro. De plus, un ajustement des coefficients d'étalonnage des pistes Y14 et Y16 a été réalisé. En effet, les coefficients d'étalonnage de ces pistes

étaient plus faibles que celles des autres pistes du détecteur (incidence de la piste Y15 sur les pistes voisines). Ils ont donc été ajustés de façon à « s'aligner » sur les coefficients des autres pistes. Malgré cela, l'image du masque sur le détecteur CATS2 reconstruite par la méthode de la gaussienne reste déformée.

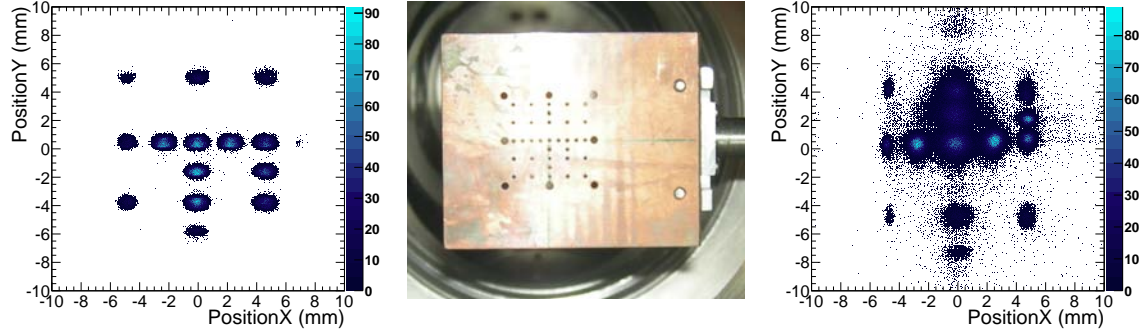


FIGURE 3.3 – *Reconstruction du faisceau sur CATS1 avec le masque par méthode de la sécante hyperbolique (à gauche) ; photographie du masque utilisé sur CATS1 (au centre) ; reconstruction du faisceau sur CATS2 avec le masque par la méthode de la gaussienne après la perte de la piste Y15 (à droite). Le masque sur CATS2 est inversé par rapport à celui de CATS1.*

### 3.1.3 Reconstruction de la position d'impact du faisceau sur la cible

A partir des positions d'impact du faisceau reconstruites sur CATS1 et CATS2 (voir Fig. 3.4 à gauche et au centre), on peut calculer la position d'interaction du faisceau sur la cible. En effet, en utilisant la distance  $l = 500$  mm entre CATS1 et CATS2 et la distance  $L = 562.5$  mm entre CATS2 et la cible (rapport de proportionnalité), on peut reconstruire l'image du faisceau au niveau de la cible (voir Fig. 3.4 à droite). On peut noter que le faisceau est très étendu selon les deux directions au niveau de CATS1, puis se focalise au niveau de la cible selon la direction verticale, mais reste large (presque 1 cm) selon la direction horizontale. De plus, on remarque que la reconstruction du faisceau au niveau du détecteur CATS2 (Fig. 3.4 au centre) présente des structures. Celles-ci traduisent la déformation de la reconstruction de l'image du faisceau au niveau de CATS2 liée à la piste endommagée.

Sur la Fig. 3.5, on a représenté la reconstruction du faisceau par les CATS dans le plan du détecteur annulaire. Cette figure a été obtenue avec un déclenchement par

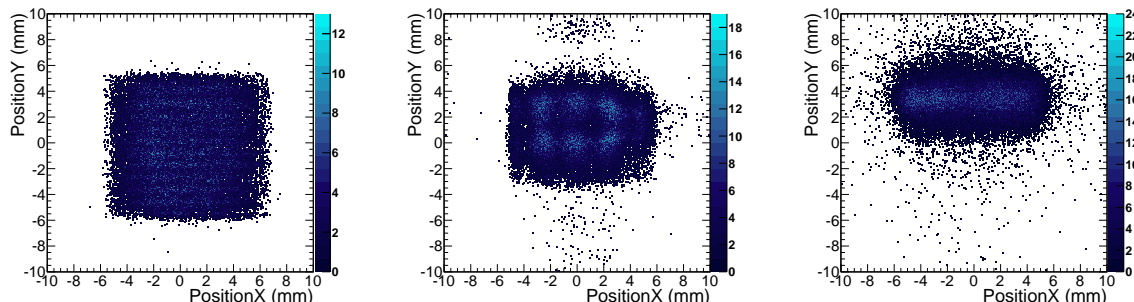


FIGURE 3.4 – Reconstruction du faisceau sur CATS1 (à gauche), sur CATS2 avec des structures liées à la piste Y15 (au centre) et sur la cible (à droite)

le plastique, ce qui permet d’observer également les événements probablement liés à la diffusion du faisceau sur les CATS qui ont interagi avec le détecteur annulaire (à l’extérieur du cercle régulier correspondant au rayon interne de l’annulaire). On peut ainsi vérifier le centrage de la reconstruction sur cible dans un plan perpendiculaire au faisceau. Un décalage horizontal du détecteur de l’ordre de +1 mm pour CATS1 et de -1 mm pour CATS2 a ainsi été ajouté pour que le centre du détecteur annulaire corresponde à la position donnée par le géomètre ( $X = 0.2 \pm 0.15$  mm ;  $Y = 0.1 \pm 0.15$  mm). Ces valeurs ont été déterminées à partir des reconstructions des masques sur les deux détecteurs : en effet, les trous des masques sur CATS1 et CATS2 étaient décalés de +1 mm et -1 mm selon l’axe X respectivement. Ce décalage peut s’expliquer par un mauvais re-positionnement des détecteurs CATS dans leur emplacement après des réglages du faisceau. La position du détecteur annulaire est plus fiable car il est fixé sur un socle mécanique fixe dont les coordonnées ont été déterminées très précisément. Aucun décalage vertical n’a été introduit pour la reconstruction sur cible.

La détermination de la position du faisceau sur la cible et de la direction d’incidence du faisceau nous permet également de reconstruire l’angle d’émission des protons après interaction du faisceau dans la cible. La position du proton associé à l’événement après interaction est en effet bien déterminée grâce à la granularité du plan de pistes des détecteurs MUST2. La relation 3.9 donne la position d’interaction du faisceau sur la cible (théorème de Thalès). L’angle entre la direction d’incidence du faisceau et l’axe z est obtenu (avec une incertitude de  $0.2^\circ$ ) à partir d’un produit scalaire entre la direction du faisceau et l’axe z.



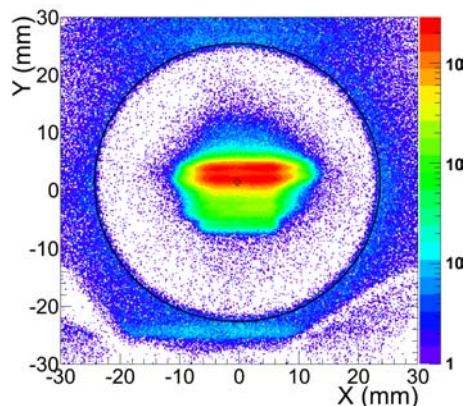


FIGURE 3.5 – *Reconstruction du faisceau dans le plan de l'annulaire S1 pour déterminer le centrage de la cible. Le cercle noir correspond au rayon interne du détecteur S1 ( $R = 48$  mm).*

$$\begin{pmatrix} X_{cible} \\ Y_{cible} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{CATS1} \\ Y_{CATS1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_{CATS2} - X_{CATS1} \\ Y_{CATS2} - Y_{CATS1} \end{pmatrix} \times t \quad \text{où } t = (l + L)/l \quad (3.9)$$

Dans toute l'analyse, seuls les événements dont le faisceau a réellement traversé les deux détecteurs CATS ont été traités. Une condition sur la position d'interaction du faisceau avec la cible (en X et Y) a également été imposée pour éviter de traiter des événements pour lesquels le faisceau est reconstruit en dehors de la cible.

Afin de déterminer la résolution de la reconstruction en position des détecteurs CATS, l'idéal aurait été d'utiliser un faisceau ayant une faible divergence. Dans notre cas, pour déterminer cette résolution, on a utilisé une mesure effectuée avec les masques, pour laquelle on a réduit les angles du faisceau par rapport à l'axe Z pour s'affranchir de la divergence angulaire du faisceau (voir Fig. 3.6 à gauche). De plus, pour éviter d'être sensible aux effets de bords liés à la forme circulaire des trous du masque, une coupure a été appliquée autour des « tâches » formées par le faisceau au niveau des trous du masque. Sur la Fig. 3.6 à droite, on peut voir l'image selon l'axe X du faisceau qui a traversé le masque après la coupure angulaire et les coupures en position. La forme permettant d'ajuster ces pics est la convolution d'un créneau (traduisant les bords francs des trous des masques) et d'une gaussienne. La résolution globale obtenue est de 0.6 mm (moyenne des largeurs à mi-hauteur) en X (voir §3.4.2).

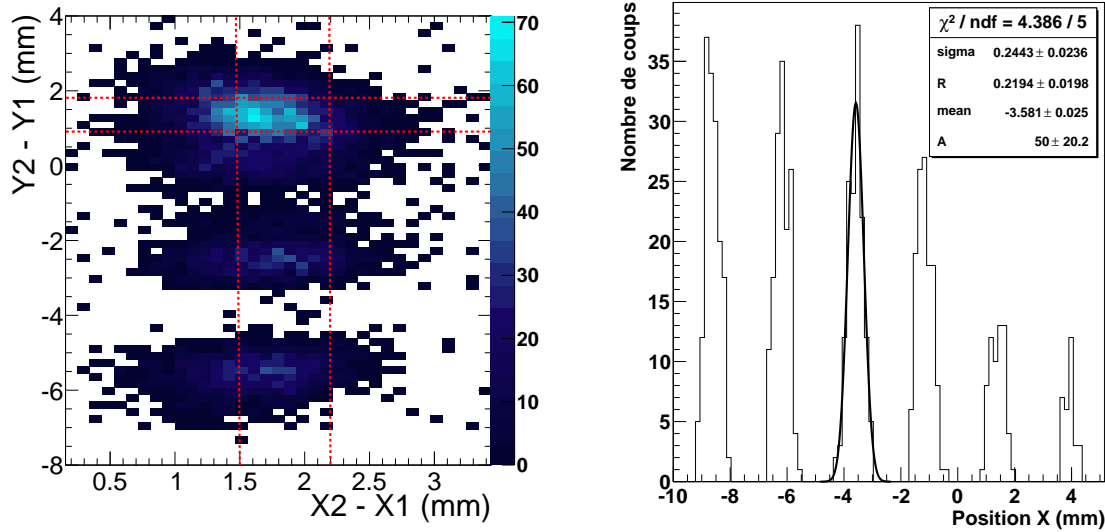


FIGURE 3.6 – *A gauche : Soustraction des positions en Y des deux détecteurs CATS, en fonction de la soustraction des positions en X des deux détecteurs CATS, qui permet une sélection en angle du faisceau par rapport à l'axe Z (droites en rouge); à droite : après sélection sur les angles faisceau, une coupe à l'intérieur des tâches faites par le faisceau à travers le masque a été employée pour déterminer la résolution sur chacun des détecteurs CATS : on montre ici la figure obtenue pour CATS2.*

L'erreur sur la détermination en position a été estimée à partir des mesures utilisant les masques. On remarque que l'erreur sur la détermination en position sur CATS2 est 2 fois plus grande ( $\pm 1$  mm) que sur CATS1 ( $\pm 0.5$  mm). Ceci est dû à la piste manquante en Y sur CATS2. En effet, malgré l'utilisation d'une méthode de reconstruction appropriée et l'ajustement des coefficients d'étalonnage des pistes voisines, la forme des tâches après reconstruction reste déformée (voir Fig. 3.4 au centre) et induit une erreur plus grande sur la détermination de la position au niveau de CATS2. La propagation d'erreur au niveau de la cible en utilisant les formules de reconstruction sur cible donne une erreur de l'ordre de 4.2 mm. Cette erreur conduit à une erreur sur l'angle d'émission des protons après réaction de l'ordre de  $1.5^\circ$ . L'ensemble des erreurs et des résolutions concernant les détecteurs CATS sont regroupés dans la Tab. 3.2.

## 3.2. Identification des particules aux angles arrières

	cats 1	cats 2	cible	angle faisceau	angle protons
erreur	$\pm 0.5$ mm	$\pm 1$ mm	$\pm 4.2$ mm	$0.2^\circ$	$1.5^\circ$
résolution	$\pm 0.6$ mm	$\pm 0.6$ mm			

TABLE 3.2 – *Récapitulatif des erreurs et résolutions liées à la reconstruction en position des événements pour les détecteurs CATS*

## 3.2 Identification des particules aux angles arrières

### 3.2.1 Etalonnage des détecteurs MUST2

Afin de déterminer l'énergie et le temps d'arrivée des particules chargées incidentes dans les détecteurs MUST2 en unités physiques, il est nécessaire d'établir une correspondance entre les canaux électroniques et l'information physique recherchée. Pour déterminer l'énergie mesurée par les plans de pistes Silicium ou par les détecteurs au Si(Li), on utilise une source 3 ou 4- $\alpha$ , dont les énergies d'émission sont connues avec précision. Cette source est le plus souvent placée en position cible.

#### Etalonnage en énergie des plans de pistes Silicium

Deux cartes MUFEE sont reliées respectivement aux voies X et aux voies Y. Chacun des MATE constituant ces cartes envoie le signal analogique à la carte MUVI qui permet de les coder sur 16384 canaux. Les voies Y sont codées entre 8192 et 0 et les voies X entre 8192 et 16384. Le canal correspondant à l'énergie nulle est donc le canal 8192. Avant de commencer l'expérience, les piédestaux des différentes voies ont donc été mesurés et alignés entre eux dans le DAS (Data Acquisition System) autour du canal 8192.

La source 3- $\alpha$  ( $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$ ) a été utilisée en début d'expérience pour étalonner les plans de pistes. Cette source comporte des isotopes radioactifs qui se désintègrent en émettant des  $\alpha$  selon 3 raies d'énergie principales, ainsi qu'à des énergies secondaires proches, appelés pics satellites (voir Tab. 3.3). Chaque pic et ses satellites ont été ajustés par des gaussiennes (voir Fig. 3.7) pour chacune des pistes du 1<sup>er</sup> étage. Les satellites ont été pris en compte dans l'ajustement des pics car ils ont une influence sur le centroïde du pic principal. La résolution en énergie obtenue sur l'ensemble des plans de pistes des télescopes MUST2 est de l'ordre de 35 keV.

Un générateur d'impulsion a été utilisé pour injecter des signaux d'amplitude connue sur les détecteurs. La linéarité du codeur a ainsi pu être vérifiée entre 0 et 10

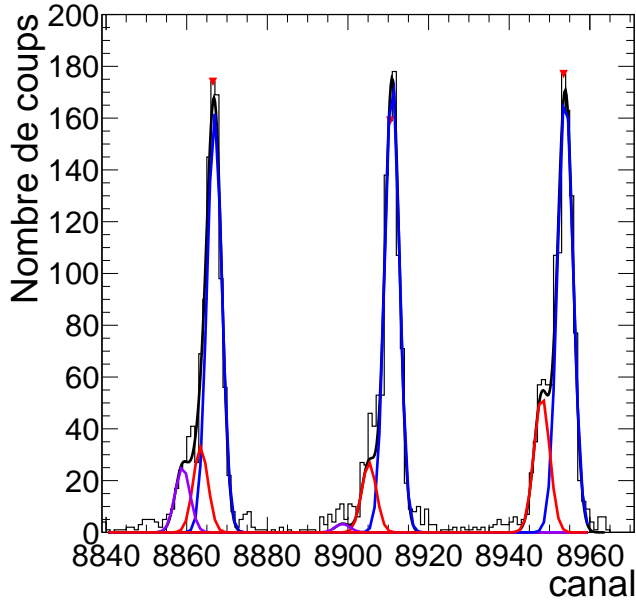


FIGURE 3.7 – Ajustement des 3 pics  $\alpha$  et de leurs satellites sur la piste 25 en X du télescope 1 pour déterminer la résolution en énergie des plans de pistes. Sur cette piste, la résolution moyenne est de 33 keV.

MeV, qui correspond à la gamme d'énergie des particules détectées dans le premier étage pour notre expérience. Un ajustement à l'ordre 1 des canaux déterminés avec la source  $\alpha$  pour les différents pics est donc suffisant.

	$E_\alpha$	$I_\alpha$ (%)	$T_{1/2}$ (ans)
$^{239}\text{Pu}$	5156.59 (14)	70.77 (14)	$2.411(3) \cdot 10^4$
	5144.3 (8)	17.11 (14)	
	5105.5 (8)	11.94 (7)	
$^{241}\text{Am}$	5485.56 (12)	84.8 (5)	432.6(6)
	5442.80 (13)	13.1 (3)	
	5388.23 (13)	1.6 6 (2)	
$^{244}\text{Cm}$	5804.77 (5)	76.40 (12)	18.1(1)
	5762.16 (3)	23.60 (12)	

TABLE 3.3 – Energies des 3 pics  $\alpha$  et de leurs satellites

Le détecteur est recouvert d'une fine couche d'Al (de l'ordre de 400 nm selon le constructeur), afin d'éviter que la forme du signal dépende de la position d'impact de la particule sur le plan de pistes. Quand la perte d'énergie des  $\alpha$  dans cette couche

morte (et donc l'épaisseur de couche morte traversée) est bien ajustée, la position du piédestal est bien reproduite (puisque l'électronique est linéaire).

L'épaisseur de couche morte qui recouvre le détecteur a donc été déterminée par minimisation de l'écart entre la position calculée du piédestal à partir de l'ajustement et le piédestal aligné au canal 8192 pour les 4 télescopes (voir Tab.3.4). On constate que les épaisseurs obtenues sont systématiquement plus grandes que celles données par le constructeur Micron. Le processus de fabrication du détecteur par dopage induit l'apparition de Si sur les pistes et conduit donc à faire augmenter la couche morte équivalente d'Al à la surface du détecteur. C'est la couche morte déterminée à partir des pistes X qui a été utilisée dans l'analyse.

	T1	T2	T3	T4
$e_X(\mu\text{m})$	$0.52 \pm 0.05$	$0.53 \pm 0.05$	$0.54 \pm 0.05$	$0.51 \pm 0.05$
$e_Y(\mu\text{m})$	$0.66 \pm 0.07$	$0.66 \pm 0.07$	$0.69 \pm 0.07$	$0.63 \pm 0.06$

TABLE 3.4 – *Épaisseurs des couches mortes d'Al équivalent obtenus pour les plans de pistes des 4 télescopes MUST2 en utilisant les voies X ou les voies Y.*

Les inhomogénéités de l'épaisseur de la couche morte ont été estimées à partir de l'écart maximal entre le canal associé au (piédestal - 8192) et zéro. Elles sont de l'ordre de 20%. Les erreurs sur l'épaisseur des couches mortes ont été estimées à partir des différences observées pour la couche morte déterminée avec cette méthode pour un même télescope sur différentes expériences (de l'ordre de 10% [Matt 12]). L'angle moyen sous lequel est vu le détecteur (et chacune des pistes indépendamment) influe sur la détermination de l'épaisseur de la couche morte par cette méthode, ce qui peut expliquer les variations en épaisseur observées. Une erreur systématique peut s'y ajouter puisqu'on a déterminé une épaisseur effective d'Al correspondant à une couche de Si plus une couche d'Al.

Les dispersions obtenues autour de la valeur du piédestal après ajustement de la couche morte sont de  $\pm 10$  keV au maximum (voir Fig. 3.8 à gauche). On peut observer sur la Fig. 3.8 à droite que l'alignement des différentes pistes au niveau des  $\alpha$  est satisfaisant. Afin de vérifier la stabilité de l'électronique en cours d'expérience, on a analysé les mesures d'étalonnage réalisées en fin d'expérience avec les coefficients d'étalonnage obtenus avec les mesures du début de l'expérience. Ainsi, on a pu constater que l'électronique des télescopes est restée très stable au cours du temps.

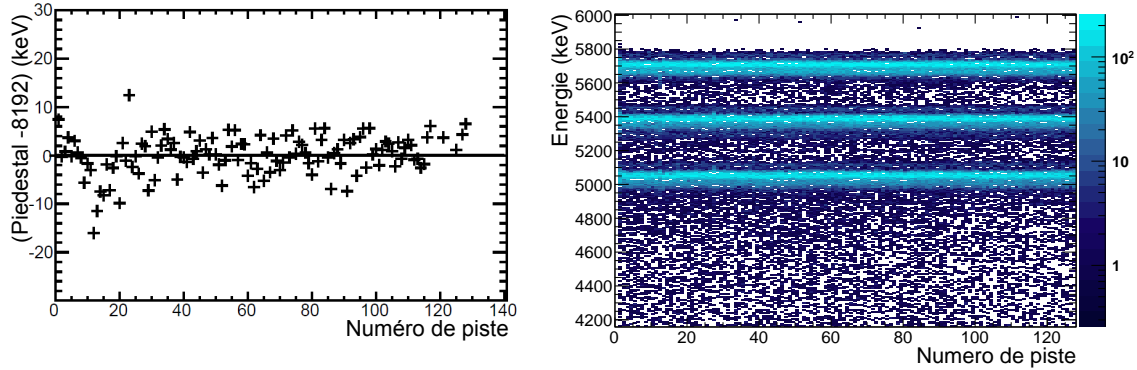


FIGURE 3.8 – *A gauche : écart, après ajustement de la couche morte, du pedestal aligné (8192) au pedestal reconstruit; à droite : alignement des 128 pistes X d’un des télescopes MUST2.*

### Étalonnage en temps des plans de pistes Silicium

L’étalonnage en temps des pistes du premier étage des télescopes MUST2 a été réalisé à l’aide d’un module électronique appelé « Time Calibrator » branché en entrée de la carte d’électronique de chaque télescope. Le signal start et le signal stop sont générés par ce module, le signal stop étant généré à partir du signal start retardé. En envoyant une série d’impulsions à intervalle de temps régulier couvrant la gamme dynamique du codeur utilisée (300 ns ou 600 ns), on peut déterminer une correspondance entre le canal du codeur et le temps d’arrivée relatif sur le télescope. Pour bien aligner les différents MATE d’un même télescope, un ajustement par un polynôme d’ordre 2 de la rampe des pics en temps est nécessaire (voir Fig. 3.9). Les différents télescopes ne sont pas nécessairement alignés entre eux après étalonnage, puisqu’on n’a pas de référence temporelle absolue. On a donc fait des sélections temporelles différentes pour chacun des télescopes par la suite (voir §3.2.2).

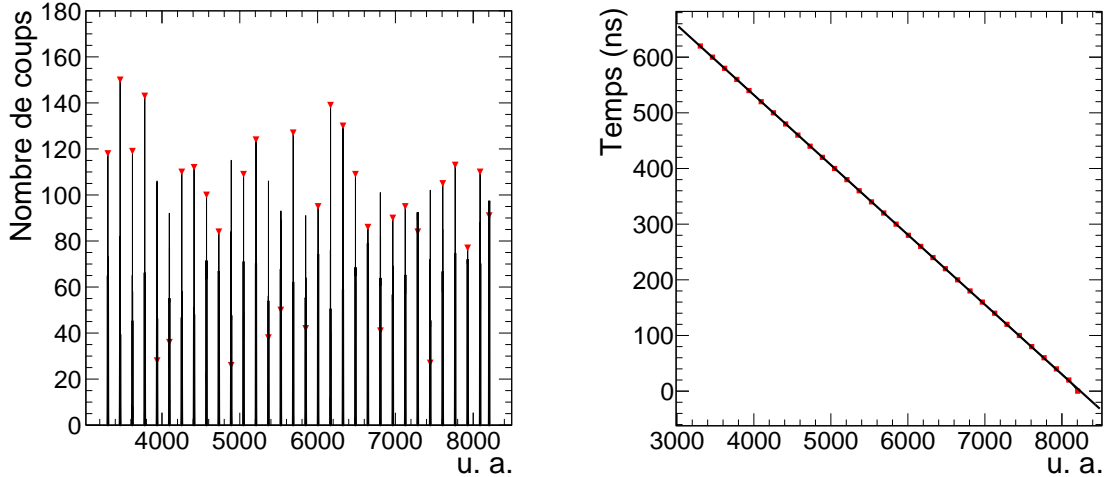


FIGURE 3.9 – *Etalonnage en temps de la piste 101 du plan de pistes X du télescope 1 ; à gauche : série de pics générée par un générateur d’impulsions en temps ; à droite : ajustement par un polynôme d’ordre 2 sur toute la gamme.*

### Etalonnage des Si(Li) Juelich

Trois des quatre télescopes utilisés étaient munis de Si(Li) dits « Juelich ». L’étalonnage des Si(Li) a été réalisé en plaçant une source  $\alpha$  devant les télescopes MUST2. Cependant, les  $\alpha$  étant trop peu énergétiques pour traverser le plan de pistes Silicium, ces mesures d’étalonnage ont été réalisées avant le montage du 1<sup>er</sup> étage pour les 3 télescopes munis de Si(Li) Juelich à l’aide d’une source  $3\text{-}\alpha$ .

L’étalonnage de ces détecteurs est similaire à celui des plans de pistes Silicium. La résolution attendue (de l’ordre de 80 keV au minimum) ne permet pas de séparer les pics satellites, comme on peut le voir sur la Fig. 3.10 à gauche. Chacun des 3 pics principaux a donc été ajusté par une gaussienne (avec des bornes asymétriques) pour déterminer la position du centroïde. Une régression linéaire sur les points correspondant aux  $\alpha$  (canal, énergie) est alors réalisée. De la même façon que pour les plans de Silicium, la linéarité des codeurs a été vérifiée à partir de mesures effectuées avec un générateur d’impulsions injectées sur toute la gamme du codeur. On peut voir sur la Fig. 3.10 à droite que l’alignement entre les différents pads de Si(Li) est satisfaisant.

L’épaisseur de la couche morte de Si présente sur chaque détecteur a été déterminée par minimisation de l’écart entre la position attendue du piedestal (8192), et la position calculée du piedestal à partir du résultat de la régression linéaire. Les

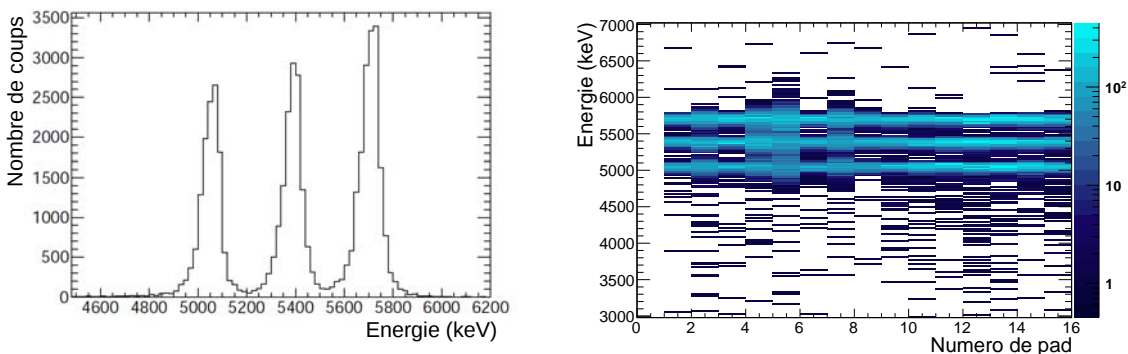


FIGURE 3.10 – Spectre  $3\alpha$  pour le  $\text{Si}(\text{Li})$  du télescope 3 (à gauche) ; alignement des  $3\alpha$  pour les  $\text{Si}(\text{Li})$  du télescope 3 (à droite).

épaisseurs obtenues sont données dans la Table 3.5.

	T1		T2		T3	
$e$ ( $\mu\text{m}$ )	$0.5 \pm 0.2$	$0.65 \pm 0.2$	$1. \pm 0.2$	$0.5 \pm 0.2$	$0.65 \pm 0.2$	$0.65 \pm 0.2$

TABLE 3.5 – Épaisseurs des couches mortes de  $\text{Si}$  équivalent obtenus pour les détecteurs  $\text{Si}(\text{Li})$  Juelich montés sur 3 des télescopes MUST2.

L'épaisseur de toutes les couches mortes issues de la fabrication du détecteur (implantation de bore et  $\sim 0.3\mu\text{m}$  d'Al) est donnée par le constructeur comme équivalente à  $1\mu\text{m}$  de  $\text{Si}$  pour tous les détecteurs  $\text{Si}(\text{Li})$ , sans préciser de barre d'erreur. On remarque que les épaisseurs obtenues par notre méthode sont plutôt homogènes mais légèrement inférieures aux valeurs attendues. La raison de cet écart peut provenir du processus de fabrication. Il est important de bien prendre en compte ces différences d'épaisseurs lors de l'étalonnage, mais aussi à l'analyse (voir paragraphe 3.2.2).

La résolution obtenue pour l'ensemble des pads des détecteurs  $\text{Si}(\text{Li})$  Juelich est de l'ordre de 85 keV.

### Etalonnage des $\text{Si}(\text{Li})$ Orsay

L'un des quatre télescopes était équipé d'un étage de  $\text{Si}(\text{Li})$  dit « Orsay ». L'électronique utilisée pour le  $\text{Si}(\text{Li})$  de ce télescope est une électronique « classique », non intégrée à la carte MUFEE du télescope. Des problèmes de fonctionnement de ce détecteur ont été constatés au cours de l'expérience : la statistique observée était



beaucoup plus faible que sur les 3 autres télescopes et les courbes d'identification  $\Delta E$ - $E$  étaient beaucoup plus difficiles à observer. Les données de ce télescope n'ont donc pas été exploitées au cours de cette analyse.

#### 3.2.2 Identification des particules dans les détecteurs MUST2

Afin d'étudier la réaction d'intérêt, il est nécessaire d'identifier les protons issus de la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  correspondants aux différents états peuplés du  $^{61}\text{Fe}$ . La sélection des protons peu énergétiques qui s'arrêtent dans le premier étage de MUST2 est réalisée en utilisant les corrélations énergie-temps de vol, alors que les protons assez énergétiques pour atteindre le deuxième étage de détection de MUST2 sont sélectionnés par corrélations entre pertes d'énergie dans le 1<sup>er</sup> étage et énergie déposée dans le 2<sup>ème</sup> étage.

Dans toute l'analyse, on a choisi de toujours utiliser les énergies provenant des voies X et les temps provenant des voies Y. En effet, les couches mortes utilisées pour les pistes X et Y étant celles obtenues à partir des pistes X, la précision de l'étalonnage des pistes X est supposée être meilleure. De même, la résolution en temps obtenue sur les pistes Y est meilleure que celle des pistes X.

#### Identification des particules en Energie - Temps de Vol

Les protons de basse énergie ( $E < 6$  MeV) s'arrêtent dans le plan de pistes Silicium. On peut les distinguer des autres particules incidentes en corrélant le temps de vol (entre le second détecteur CATS et les temps individuels des différentes voies des télescopes MUST2) et l'énergie totale déposée dans le plan de pistes Si (voir Fig. 3.11 à gauche). Cela permet de sélectionner les masses des particules incidentes. Sur la Fig. 3.11 à gauche, on observe 2 structures correspondant aux protons (la courbe en forme de banane la plus intense) et aux deutons (la courbe au dessus). Plus l'énergie déposée dans le plan de pistes est faible, plus le temps de vol pour atteindre le détecteur est long. Sur cette figure, le temps de vol n'a pas été étalonné en ns. Le temps de vol étant mesuré entre le détecteur MUST2 touché (signal START) et le signal CATS2 retardé (signal STOP), l'échelle de temps est inversée, et les temps les plus courts correspondent aux canaux les plus grands. Le point de rebroussement au canal 397 en temps de vol et à 6 MeV d'énergie ainsi que la ligne verticale correspondent aux protons qui avaient assez d'énergie pour traverser le premier étage. On l'appelle « punch-through ». Les deutons qui ont traversé le premier étage peuvent se mélanger aux protons au niveau de la ligne verticale.

### Identification des particules en transmission

L'identification des particules ayant assez d'énergie pour traverser le premier étage est réalisée grâce à la corrélation entre l'énergie perdue dans le plan de pistes Silicium et l'énergie résiduelle déposée dans l'étage de Si(Li) (voir Fig. 3.11 à droite). La perte d'énergie  $\Delta E$  d'une particule est directement reliée à son énergie  $E$  par la relation :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E}, \quad (3.10)$$

où  $A$  est la masse de la particule considérée et  $Z$  sa charge. Cette relation permet de sélectionner les particules en fonction de leur charge.

Les protons qui traversent le 1<sup>er</sup> étage ont une énergie de 6 MeV au minimum. Les protons les plus énergétiques sont ceux qui déposent le moins d'énergie dans le 1<sup>er</sup> étage, d'après la relation (3.10). La courbe en forme de banane correspondant aux protons est donc la plus basse. Les deux « bananes » du dessus correspondent respectivement aux deutons et aux tritons. La ligne à très basse énergie correspond aux électrons.

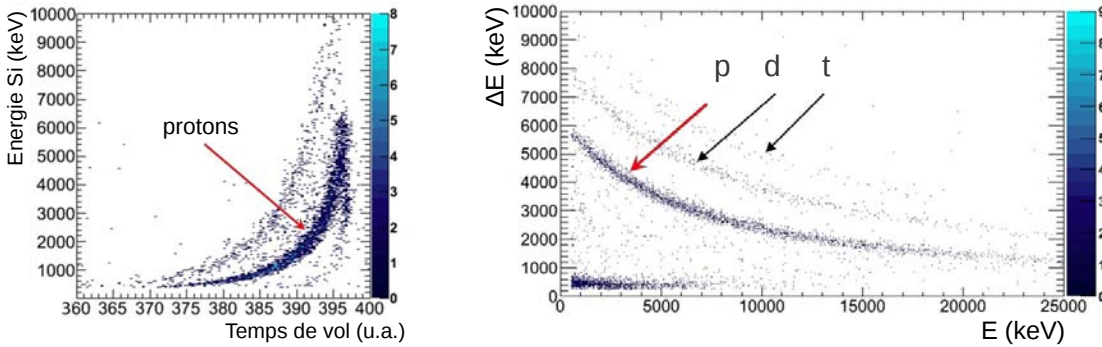


FIGURE 3.11 – Identification des particules qui s'arrêtent dans le 1<sup>er</sup> étage (à gauche) et en transmission dans les télescopes MUST2 (à droite).

### 3.2.3 Etalonnage du détecteur annulaire

Pour le détecteur annulaire, la même correspondance entre canaux et énergie doit être effectuée. On a utilisé pour cela la même source 3- $\alpha$  qu'auparavant.

### Etalonnage en énergie

Le détecteur annulaire a été relié pour notre expérience à une carte MUFEE identique à celle utilisée pour MUST2. Seuls 6 MATE ont été utilisés : 4 pour la face dont les 64 pistes sont des anneaux (on l'appellera face « theta » car elle permet de déterminer l'angle theta d'émission du proton) et 2 pour la face dont les 16 pistes sont des quadrants (qu'on appellera face « phi » car elle donne l'angle phi d'émission du proton). Les voies theta sont équivalentes aux voies X (codées entre 8192 et 16384) et les voies phi (codées entre 8192 et 0) aux voies Y sur les MATE utilisés. Les pieds-taux sont alignés entre eux sur la valeur 8192 de la même façon que pour les MUST2.

La procédure suivie par la suite pour l'étalonnage est exactement la même que pour les télescopes MUST2 (voir §3.2.1). L'annulaire est également recouvert d'une couche morte équivalente d'Al à déterminer. Les épaisseurs de ces couches mortes ont été obtenues par la même méthode que pour les détecteurs MUST2. Les résultats sont donnés Tab.3.6. On remarque que comme pour les télescopes MUST2, l'épaisseur de couche morte déterminée à partir des secteurs phi (équivalents aux pistes Y) est plus grande que celle déterminée pour les pistes theta (équivalentes aux pistes X).

	« theta »	« phi »
e ( $\mu\text{m}$ )	$0.64 \pm 0.2$	$0.75 \pm 0.2$

TABLE 3.6 – *Épaisseurs des couches mortes d'Al équivalent obtenues pour le détecteur annulaire S1, à partir des secteurs phi ou des pistes theta.*

Des mesures d'étalonnage ont été effectuées en début d'expérience avec une source  $3-\alpha$  et en fin d'expérience avec une source  $4-\alpha$ . Sur la Fig. 3.12, on a représenté l'étalonnage des pistes phi (à gauche) et theta (à droite) de la mesure utilisant une source  $4-\alpha$  avec les coefficients obtenus avec la mesure utilisant la source  $3-\alpha$ . Le bon alignement observé indique la très bonne stabilité de l'électronique du détecteur S1 au cours de l'expérience. On remarque également que les pistes 33 et 52 en theta ainsi que les quadrants 1, 14, 15 et 16 en phi n'ont pas fonctionné après le montage du dispositif expérimental. De plus, le quadrant 13 induisait un fort sur-comptage. Toutes ces pistes défectueuses ont été supprimées lors du traitement des données du S1.

Sur la Fig. 3.13 à gauche est représenté le nombre de coups détectés par les pistes theta du détecteur annulaire avec une source  $3-\alpha$  en position cible, lorsque

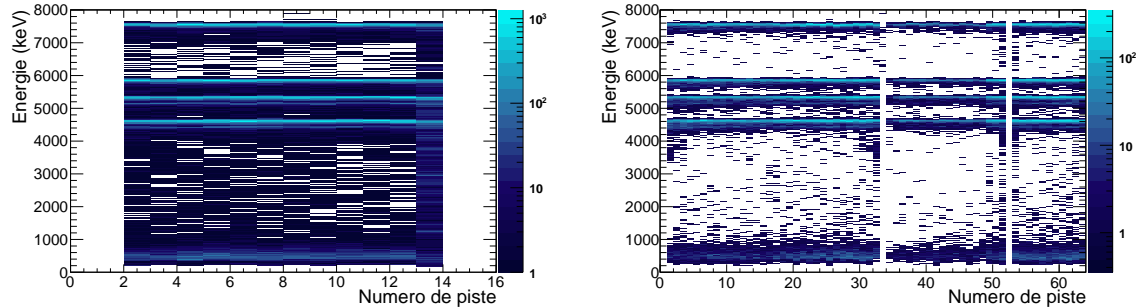


FIGURE 3.12 – *A gauche : alignement des pistes phi et à droite, alignement des pistes theta après étalonnage du détecteur annulaire pour une mesure utilisant la source  ${}^4\alpha$ .*

l'on requiert qu'une piste phi soit touchée. On peut remarquer un grand déficit de coups sur les pistes 33 à 48 (correspondant aux secteurs angulaires 1, 2, 15 et 16 dont un seul fonctionne correctement), et un léger déficit sur les pistes 1 à 16 (qui correspondent avec le secteur défectueux phi 14). On peut également observer l'effet de l'angle solide sur la forme du spectre : les pistes theta externes (1 et 64) reçoivent plus de coups que les pistes theta internes (17 et 48), l'émission des  $\alpha$  étant isotrope. Entre ces maxima, la variation est linéaire. Cependant, la forme du détecteur n'est pas circulaire mais présente deux coupures (emplacement de la connectique du détecteur) qui affectent principalement les secteurs angulaires 2, 3, 10 et 11 (voir Fig. 3.13 à droite). On observe donc un léger déficit de coups sur les pistes en theta correspondant à ces secteurs phi. Cet effet a pu être vérifié par une simulation exacte de la géométrie de l'annulaire face à une source isotrope en position cible.

### 3.2. Identification des particules aux angles arrières

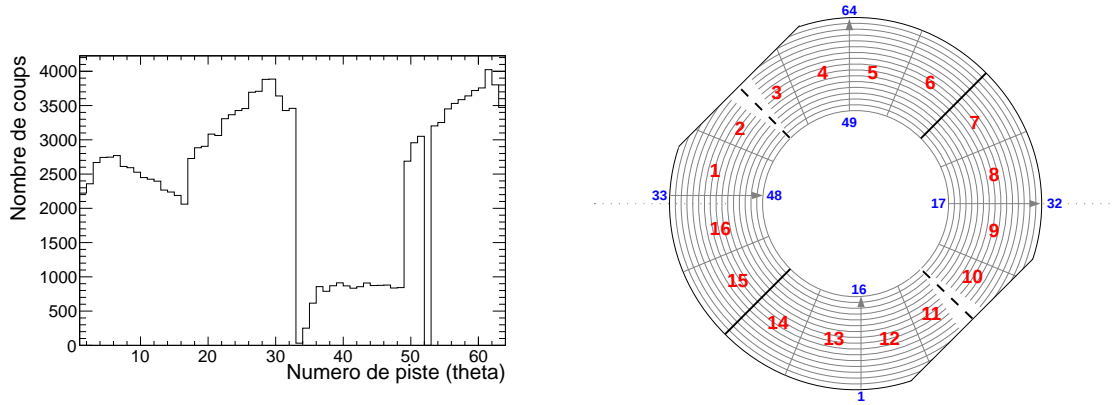


FIGURE 3.13 – *A gauche : nombre de coups détectés sur les pistes theta en coïncidence avec une piste phi du détecteur annulaire pour une mesure utilisant une source  $3\text{-}\alpha$  isotrope ; à droite : plan du détecteur S1 et numérotation de ses pistes (les inter-pistes ne sont pas représentés). Les secteurs phi sont numérotés de 1 à 16 (en rouge), et les pistes theta de 1 à 64 par groupes de 16 par quadrant (en bleu).*

#### Etalonnage en temps

De la même façon que pour les détecteurs MUST2, on a utilisé un Time Calibrator pour envoyer des pics à intervalles réguliers couvrant la gamme en temps utilisée (voir Fig. 3.14 à gauche). Un ajustement à l'ordre 2 est alors réalisé pour déterminer la correspondance entre canal et temps mesuré (voir Fig. 3.14 à droite). Deux gammes en temps ont été utilisées (300 ns et 600 ns) au cours de notre expérience.

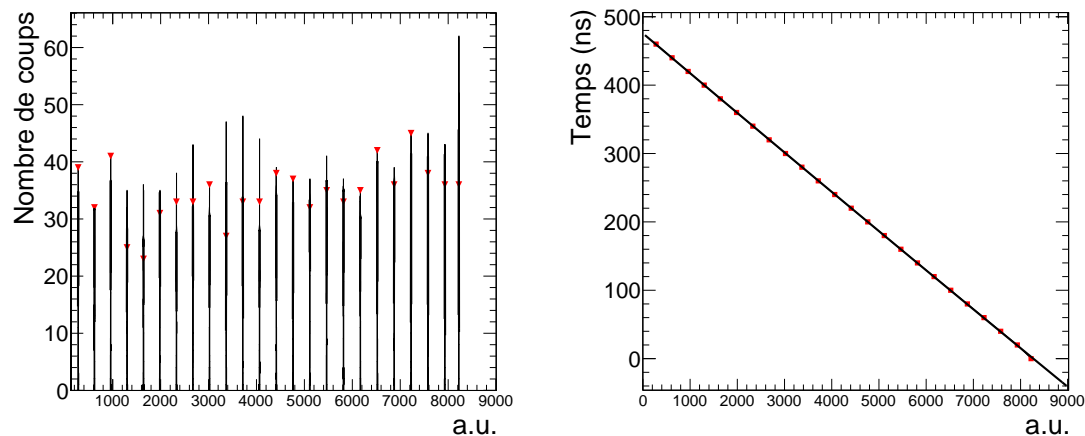


FIGURE 3.14 – *A gauche : Pics générés par le « Time Calibrator » sur la piste Phi 4 ; à droite : ajustement à l'ordre 2 de la rampe en temps générée sur la piste Phi 4 du détecteur annulaire S1.*

### 3.2.4 Procédure d'analyse des détecteurs aux angles arrières

Le GMT (Ganil Master Trigger) permet de conserver l'information du ou des détecteurs qui ont déclenché l'acquisition. Les événements d'intérêt sont les événements où les détecteurs MUST2 ou l'annulaire sont présents. L'analyse des données a donc été restreinte à ces événements.

#### Procédure d'analyse des télescopes MUST2

Un seuil physique à 500 keV a été appliqué directement pendant l'expérience depuis le DAS, puisque les protons émis lors de la réaction étudiée sont à plus haute énergie. Les piédestaux des pistes MUST2 ont été alignés au canal 8192 puis supprimés, en appliquant une coupure autour du canal 8192. Pour le traitement des données après l'expérience, un seuil brut a été appliqué au canal 8200 sur les plans de pistes. Après l'étalonnage, aucun seuil physique n'a été appliqué pour les plans de pistes. Pour le traitement, on n'a gardé que les événements de multiplicité 1, c'est-à-dire les événements pour lesquels une seule piste X et une seule piste Y ont été touchées. Les événements « inter-pistes » n'ont pas été traités. Ils représentent 15,4% des événements. L'énergie X a ensuite systématiquement été utilisée. En effet, l'épaisseur de la couche morte ayant été déterminée à partir des pistes X, on peut avoir plus confiance en l'étalonnage des pistes X que dans celui des pistes Y. Pour

chaque événement, l'égalité à 10 % près des énergies X sur la piste X et la piste Y touchées a cependant été requise pour éviter de comptabiliser des événements non physiques.

Pour les Si(Li), les informations de tous les pads d'un même télescope ont été codées dès que l'un d'entre eux a été touché. Un seuil brut au canal 8220 a donc été appliqué à tous les pads de l'étage de Si(Li) pour supprimer les piédestaux avant l'étalonnage. Aucun seuil physique supplémentaire n'a été appliqué. Si plusieurs pads sont touchés, seul le pad dont la position coïncide avec la position du couple (X,Y) des pistes touchées a été conservé et traité. Sur la Fig. 3.15 à droite, on a représenté les protons qui se sont arrêtés dans le plan de pistes à des positions coïncidant avec le détecteur Si(Li), à l'exception des coins.

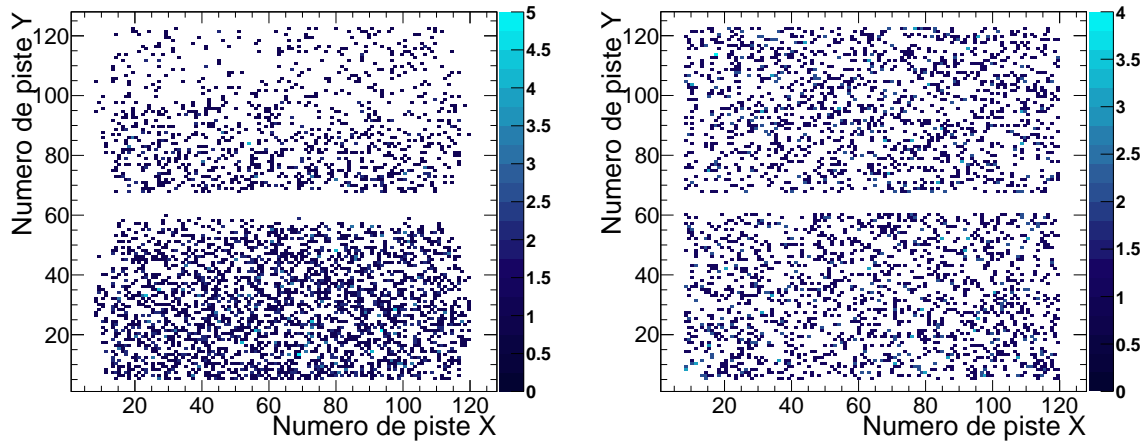


FIGURE 3.15 – *A gauche : position d'impact des protons qui ont traversé le 1<sup>er</sup> étage pour les 3 télescopes MUST2 ; à droite : position d'impact des protons qui se sont arrêtés dans le 1<sup>er</sup> étage en face d'un pad SiLi, pour les 3 télescopes MUST2.*

La géométrie du Si(Li) ne couvre pas la totalité de la surface des plans de pistes. Pour les événements dont le couple (X,Y) se trouve dans la zone non couverte par les Si(Li), on ne sait pas si la particule s'est arrêtée dans le 1<sup>er</sup> étage ou a traversé le plan de piste. Pour éviter de mal reconstruire l'énergie d'excitation de ces événements, on ne les a pas traités. Ces événements représentent environ 13 % des protons d'intérêt. On peut voir sur la Fig. 3.15 à gauche que le nombre de protons qui a atteint les Si(Li) est plus faible pour les pistes Y100 à Y128 que pour le reste du détecteur. Ceci est dû à la cinématique de la réaction. En effet, ces pistes correspondent aux angles les plus grands dans le référentiel du centre de masse, pour lesquels la section

efficace est la plus faible. On a pu vérifier avec le programme de simulation Geant 4 que la statistique était différente aux grands angles centre de masse selon l'état de  $^{61}\text{Fe}$  peuplé.

Lors de l'expérience, les temps de vol entre le signal OU de toutes les voies MUST2 de chaque télescope et le signal CATS2 retardé ont été codés par des TDC en parallèle des temps de vol individuels associés à chacune des voies MUST2. Une sélection sur les temps de vol codés par ces TDC a été imposée en plus de la sélection en énergie-temps de vol présentée sur la Fig. 3.11 à gauche.

### Procédure d'analyse du détecteur annulaire S1

Aucun seuil en énergie n'a été appliqué au cours de l'expérience. A l'analyse, un seuil bas à 500 keV a été appliqué pour supprimer les événements non significatifs correspondant à du bruit de fond, et un seuil haut à 40 MeV pour supprimer des événements à très haute énergie correspondant probablement aux diffusions du faisceau sur les CATS atteignant le S1. Comme cela a été mentionné au §3.2.3, des dysfonctionnements du détecteur S1 ont pu être observés. En particulier, un quart du détecteur ne fonctionne pas correctement en phi. De très hautes multiplicités liées au mauvais fonctionnement du détecteur ont été observées. On peut s'en affranchir en ajoutant une condition sur la correspondance en position entre la piste theta et le quadrant phi touché. Pour l'analyse du détecteur annulaire, on a systématiquement utilisé les voies énergie des pistes « theta » (en vérifiant que les énergies X et Y étaient les mêmes à 10% près) et les voies temps des secteurs angulaires « phi ».

Comme on a souvent des multiplicités élevées dans l'annulaire, on n'a pas requis une multiplicité 1 sur theta et phi lors de l'analyse, ce qui permet d'éviter de perdre des événements d'intérêt pour lesquels une des autres pistes a déclenché dans le bruit. Puisqu'une coïncidence entre deux pistes theta et phi l'une en face de l'autre est requise, on ne conserve a priori que des événements qui n'ont pas déclenché dans le bruit.

Tous les protons issus de notre réaction qui atteignent l'annulaire s'y arrêtent. Ils sont donc identifiés grâce à la corrélation entre l'énergie totale déposée dans l'annulaire et le temps de vol entre CATS2 et les temps individuels de chacune des pistes de l'annulaire S1 (voir Fig. 3.16).



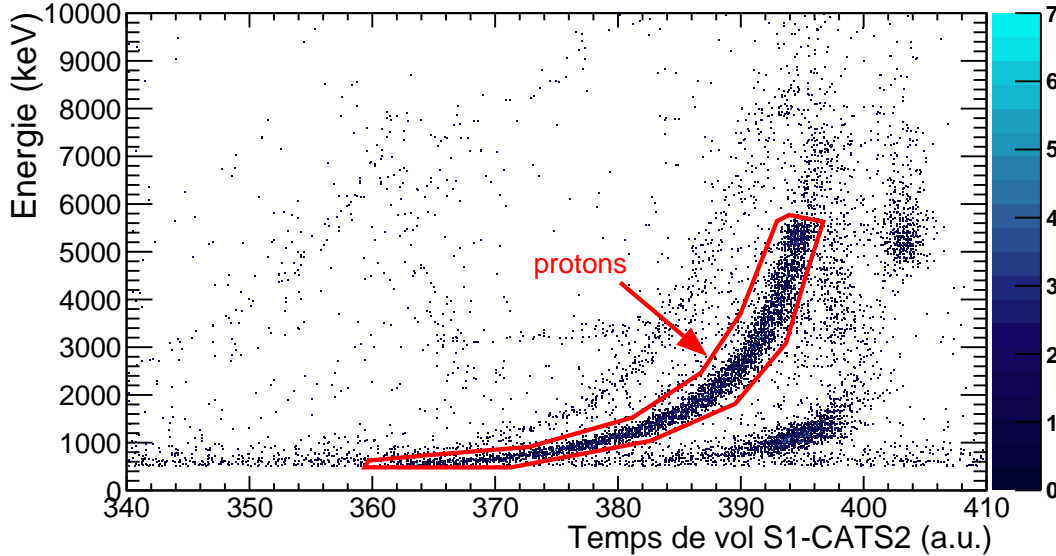


FIGURE 3.16 – Sélection des protons en énergie versus temps de vol dans le détecteur annulaire (S1).

### 3.3 Identification des fragments du faisceau et des éjectiles issus de la réaction

On a vu au §2.2.2 que le faisceau n'était pas pur et comportait 45% de contaminants. La chambre d'ionisation et le plastique ont été utilisés pour identifier les fragments lourds issus de la réaction. Cependant, le pré-amplificateur ainsi que le gaz utilisé pour la chambre d'ionisation étaient mal adaptés pour l'identification des fragments à intensité nominale, i.e.  $I \sim 10^5$  pps. On a donc effectué régulièrement des contrôles à basse intensité ( $I \sim 10^4$  pps) pour vérifier la composition du faisceau. Pour cela, les corrélations entre la perte d'énergie  $\Delta E$  et l'énergie  $E$  du faisceau (voir Fig. 3.17 à gauche) et les corrélations entre l'énergie  $E$  du faisceau et le temps de vol du faisceau entre le détecteur CATS2 et le plastique (voir Fig. 3.17 à droite) ont été utilisés.

La seule sélection possible sur les fragments lourds a été réalisée en temps de vol entre le plastique et le 2<sup>ème</sup> détecteur CATS entre le canal 3500 et le canal 3650 (voir Fig. 3.17 à droite). La tâche la plus à gauche a été identifiée comme du  $^{64}\text{Ni}$ , alors que la tâche centrale correspond au  $^{61}\text{Fe}$  et au  $^{59}\text{Mn}$ . La tâche principale (après

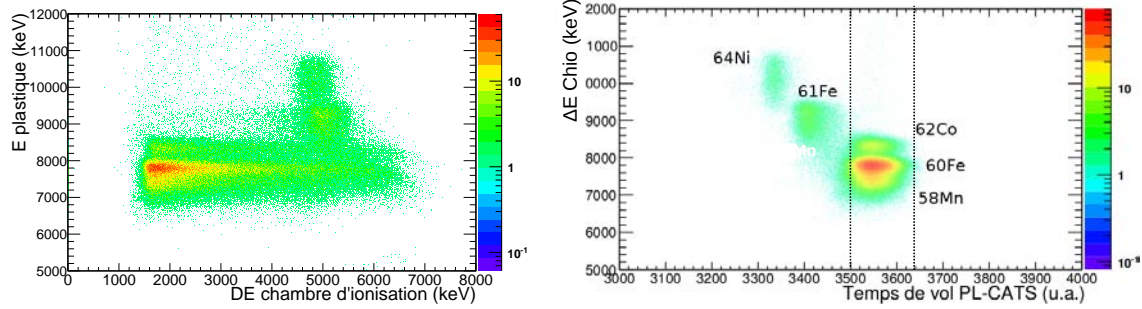


FIGURE 3.17 – Identification des fragments présents dans le faisceau en  $\Delta E$ - $E$  (à gauche) et en  $\Delta E$ -Temps de Vol (à droite) pour une mesure à basse intensité, avec cible de  $CD_2$ .

sélection en temps de vol) mélange le  $^{60}\text{Fe}$  (68%), le  $^{62}\text{Co}$  (22 %) et le  $^{58}\text{Mn}$  (10%). La résolution temporelle ne permet pas de les séparer en temps de vol.

## 3.4 Spectre en énergie d'excitation du $^{61}\text{Fe}$

### 3.4.1 Cinématique de la réaction

On a vu que les détecteurs MUST2 et l'annulaire donnent accès à l'énergie dans le laboratoire  $E_{lab}$  du proton émis à l'issue de la réaction, ainsi que son angle d'émission  $\theta_{lab}$ . Les pertes d'énergies du proton dans la cible de  $CD_2$  ainsi que dans les différentes couches mortes des télescopes MUST2 (DSSD et SiLi) et de l'annulaire ont été soigneusement prises en compte pour déterminer l'énergie  $E_{lab}$  du proton au moment de l'interaction. On a calculé ces pertes d'énergie comme si l'interaction  $^{60}\text{Fe}$  - deuton avait toujours lieu en milieu de cible. Ainsi le faisceau du  $^{60}\text{Fe}$  perd 16.82 MeV dans les détecteurs de faisceau et 14 MeV dans la cible de  $CD_2$ . Les protons qui s'arrêtent dans le premier étage perdent en moyenne 350 keV et ceux qui s'arrêtent dans le deuxième étage perdent de l'ordre de 100 keV dans la cible.

Les erreurs sur l'énergie du proton proviennent d'une part de la résolution en énergie des détecteurs et d'autre part de l'incertitude sur les pertes d'énergies dans la cible (principalement celle des protons mais aussi celle du faisceau) et dans les zones mortes des détecteurs.

L'erreur sur l'angle d'émission  $\theta_{lab}$  du proton a été évaluée à  $\Delta\theta_{lab} = 1.5^\circ$ . Cette erreur provient non seulement des incertitudes liées à la reconstruction de la position d'interaction du faisceau sur la cible ( $\sim 0.6$  mm) et de la direction du faisceau ( $\sim$

0.2 °). Les incertitudes sur la position des détecteurs ( $\sim 1$  mm) étant faibles devant l'incertitude sur la position de la cible, elles ont été négligées pour la détermination de l'incertitude sur l'angle  $\theta_{lab}$ . La précision obtenue dépend non seulement de ces erreurs mais aussi de la granularité des détecteurs de particules aux angles arrières.

Les lignes cinématiques expérimentales obtenues (i.e.  $E_{lab}$  en fonction de  $\theta_{lab}$ ) sont présentées dans la gamme angulaire des 4 télescopes MUST2 (entre  $121^\circ$  et  $159^\circ$ ) et de l'annulaire S1 (entre  $163^\circ$  et  $174^\circ$ ) sur la Fig. 3.18. Les lignes cinématiques théoriques des états à 207 keV et à 861 keV, déjà observés expérimentalement par [Luna 07] et [Hote 08b] leur ont été superposées. On verra dans le §3.6 la contribution de ces deux états au spectre en énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$ . Afin que les lignes cinématiques s'ajustent au mieux sur les données expérimentales, la cible a été décalée de 3 mm en retrait de la position donnée par la géométre par rapport aux détecteurs MUST2. Ce décalage est réaliste, le mécanisme automatique de changement de cible étant peu précis.

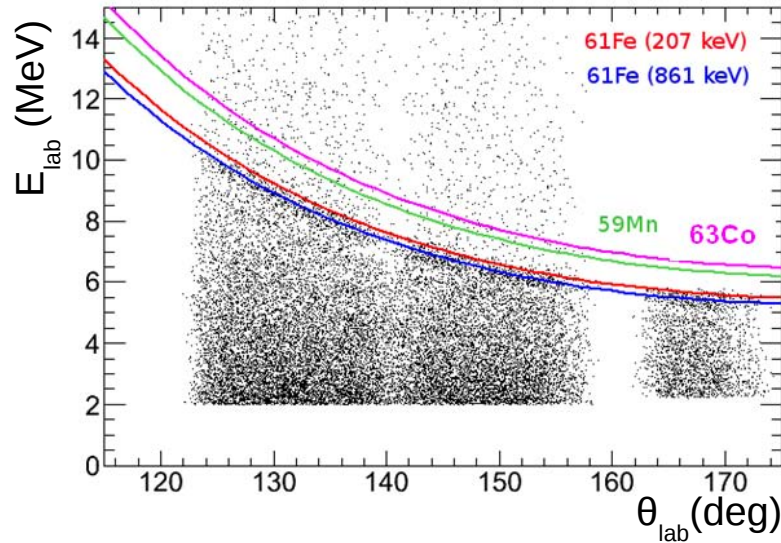


FIGURE 3.18 – Lignes cinématiques expérimentales auxquelles ont été superposées les lignes cinématiques théoriques des états à 207 keV (en rouge) et 861 keV (en bleu); les lignes cinématiques théoriques du  $^{59}\text{Mn}$  et du  $^{63}\text{Co}$  dans l'état fondamental ont également été représentées.

On a vu au §3.3 que deux contaminants (le  $^{62}\text{Co}$  et le  $^{58}\text{Mn}$ ) étaient non séparables du  $^{60}\text{Fe}$  par temps de vol. Les lignes cinématiques pour ces réactions pour l'état

fondamental du  $^{63}\text{Co}$  (en rose) et du  $^{59}\text{Mn}$  (en vert) sont également représentées sur la Fig. 3.18. Aucune accumulation de statistique n'est observée le long des lignes cinématiques théoriques pour ces deux contaminants (qui sont des noyaux impair-impair) jusqu'à des énergies de 2.5 MeV. On peut raisonnablement en conclure que les sections efficaces des réactions  $d(^{62}\text{Co},p)^{63}\text{Co}$  et  $d(^{58}\text{Mn},p)^{59}\text{Mn}$  sont très faibles et négligeables devant la section efficace de la réaction  $d(^{60}\text{Fe},p\gamma)^{61}\text{Fe}$ . On ne considérera donc pas l'effet de ces réactions sur le spectre en énergie d'excitation dans la suite de l'analyse.

On peut observer sur la Fig. 3.18 à gauche un déficit de coups dans la gamme angulaire des MUST2 correspondant à l'espace inter-SiLi (voir §3.2.4). En effet, les détecteurs sont positionnés dans l'espace de façon à ce que l'espace inter-SiLi corresponde à une même gamme d'angle (autour de  $140^\circ$  dans le référentiel du laboratoire et représenté par un cercle orange sur la Fig. 3.19 à droite. On peut clairement l'observer sur la Fig. 3.18 à droite), où sont représentés les positions d'impacts des protons dans les MUST2 en face d'un détecteur SiLi. La géométrie des détecteurs MUST2 et le positionnement des détecteurs SiLi implique que certains événements sont quand même détectés à ces angles. Cet effet devra être soigneusement pris en compte pour le calcul de l'efficacité de détection et de reconstruction des protons.

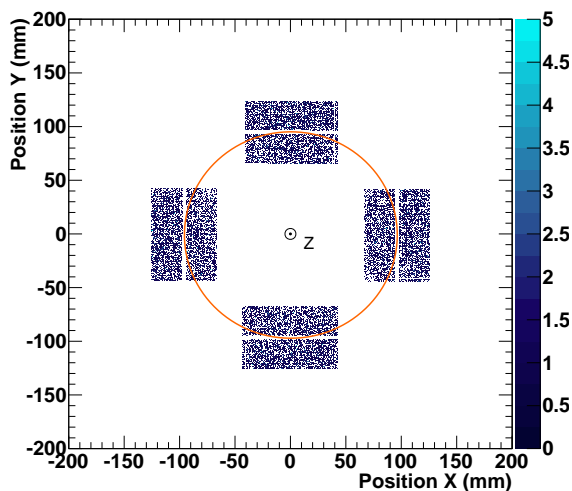


FIGURE 3.19 – Positions d'impact des protons ayant traversé le 1<sup>er</sup> étage des détecteurs MUST2. Le cercle orange correspond à un angle  $\theta_{lab}$  de  $140^\circ$ .

### 3.4.2 Energie d'excitation

L'énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$  a été déterminée par la méthode de la masse manquante. On ne mesure que les caractéristiques du proton émis (son énergie  $E_p$  et son angle d'émission par rapport au faisceau  $\theta_p$ ). Comme on connaît les caractéristiques du faisceau et de la cible, on peut en déduire la cinématique du  $^{61}\text{Fe}$  par conservation de l'énergie et de l'impulsion événement par événement.

Si on définit les équivalents :

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 \quad (3.11)$$

$$^{60}\text{Fe} + d \longrightarrow p + ^{61}\text{Fe} \quad (3.12)$$

On peut alors déterminer l'énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$  à partir de la formule :

$$E_4^* = \sqrt{E_4^2 - P_4^2} - M_4 \quad \text{où } c = 1 \quad (3.13)$$

Or, grâce au principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion, on peut écrire (toujours avec la convention  $c = 1$ ) :

$$E_4 = E_1 + m_1 + m_2 - (E_{lab} + m_3) \quad \text{et} \quad P_4 = \sqrt{P_1^2 + P_3^2 - 2P_1P_3 \cos \theta_{lab}} \quad (3.14)$$

$$\text{avec} \quad P_1 = \sqrt{2m_1 E_{faisceau} + E_{faisceau}^2} \quad \text{et} \quad P_3 = \sqrt{2m_3 E_{lab} + E_{lab}^2} \quad (3.15)$$

Pour l'énergie du faisceau, on a pris en compte les pertes d'énergie dans les CATS avant interaction avec la cible, et les pertes d'énergie jusqu'en milieu de cible. Les erreurs sur l'énergie d'excitation proviennent principalement des erreurs sur la détermination de  $E_{lab}$  et de  $\theta_{lab}$ .

### Spectres expérimentaux

Les spectres en énergie d'excitation expérimentaux obtenus pour les télescopes MUST2 et l'annulaire S1 sont présentés sur la Fig. 3.20. On observe deux pics principaux sous le seuil de séparation d'un neutron  $S_n = 5.58$  MeV, l'un autour de 1 MeV et l'autre autour de 3 MeV. La largeur de ces pics sur le spectre en énergie d'excitation correspondant aux télescopes MUST2 est respectivement de 1.5 MeV et 2 MeV, ce qui est largement supérieur à la résolution de notre dispositif expérimental (800 keV, voir §3.4.6) : plusieurs niveaux peuplés sont donc présents dans ces pics.

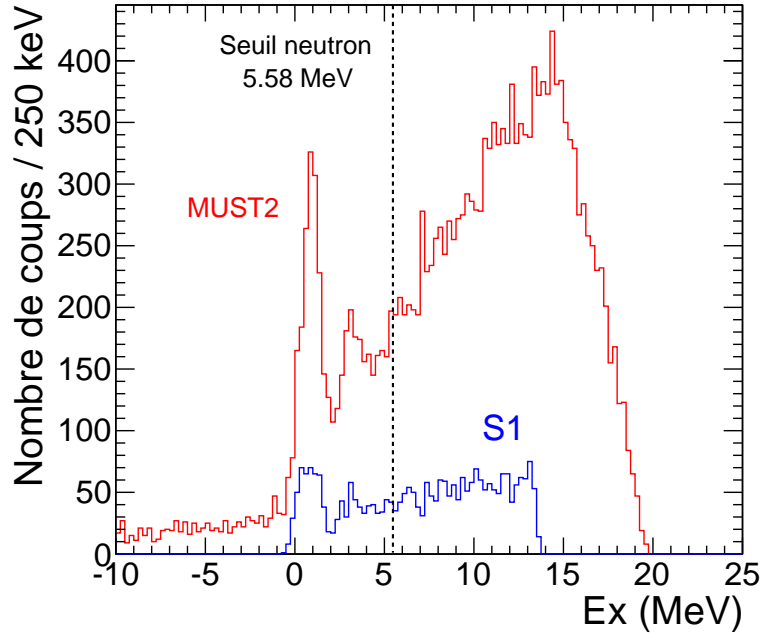


FIGURE 3.20 – Spectres en énergies d’excitation de MUST2 (en rouge) et de l’anneau S1 (en bleu). Le seuil de séparation neutron à 5.58 MeV a été représenté par une ligne verticale en pointillés.

Les données des détecteurs gamma EXOGAM sont alors cruciales pour déterminer les états peuplés.

Au dessus de  $S_n$ , plusieurs contributions sont attendues : celles du fond carbone sur la cible qui est également présente sous le seuil (voir §3.4.3), celle du break-up deuton (voir §3.4.4) et celle provenant de la population des états au-dessus du seuil où une grande densité de niveaux est attendue.

### 3.4.3 Evaluation du fond carbone

Au cours de l’expérience, des mesures avec une cible de carbone ont été effectuées pour estimer la contamination par des événements résultant d’une réaction du faisceau de  $^{60}\text{Fe}$  sur le carbone de la cible de  $\text{CD}_2$  ayant émis un proton aux angles arrières (par exemple par fusion-évaporation partielle du  $^{60}\text{Fe}$ ).

Sur la Fig. 3.21, la contribution du fond carbone (en grisé) a été normalisée à l’épaisseur et à la proportion d’atomes de C dans la cible de  $\text{CD}_2$  ainsi qu’au

nombre d'ions  $^{60}\text{Fe}$  incidents (à gauche pour les télescopes MUST2 et à droite pour l'annulaire S1). Malgré la très faible statistique, on peut voir que la forme du fond carbone peut être modélisée de façon satisfaisante à basse énergie d'excitation ( $-5 \text{ MeV} < E_x < 5 \text{ MeV}$ ) par un polynôme d'ordre 1 en fonction de l'énergie d'excitation pour la gamme angulaire correspondant aux télescopes MUST2. Une analyse des données réalisée en supprimant la condition en temps entre CATS2 et le plastique permet d'augmenter la statistique (mais introduit des réactions sur les contaminants du faisceau). Cette analyse a révélé que la forme du fond carbone ne changeait pas. Cela a confirmé l'idée que le fond carbone pouvait être ajusté par un polynôme d'ordre 1 pour  $E_x \lesssim S_n$  et les angles couverts par MUST2. Dans la suite de l'analyse, on prendra donc toujours cette forme pour ajuster les spectres en énergie d'excitation issus des télescopes MUST2. On peut aussi raisonnablement supposer que la contribution observée pour les énergies d'excitation négatives provient des réactions sur le carbone. En effet, aux erreurs statistiques près, on reproduit bien la forme du spectre en énergie d'excitation pour les énergies négatives avec les données issues des mesures prises avec la cible de carbone (environ 8h de données).

Cependant, on peut observer sur la Fig. 3.20 que le « fond » aux très petits angles (correspondant au détecteur annulaire) est nul aux énergies négatives<sup>1</sup>. L'analyse des mesures avec la cible de carbone pour le détecteur annulaire a confirmé qu'après analyse des données de l'annulaire, le fond carbone était très faible dans cette gamme angulaire (voir Fig. 3.21 à droite). Le fond carbone a été modélisé par une droite horizontale dans la suite de l'analyse. En répartissant les 3 coups obtenus entre  $-500 \text{ keV}$  et  $2.5 \text{ MeV}$ , on obtient une valeur très faible du fond liée au carbone présent dans la cible.

---

1. C'est également le cas si l'on supprime la condition en temps de vol entre CATS2 et le plastique.

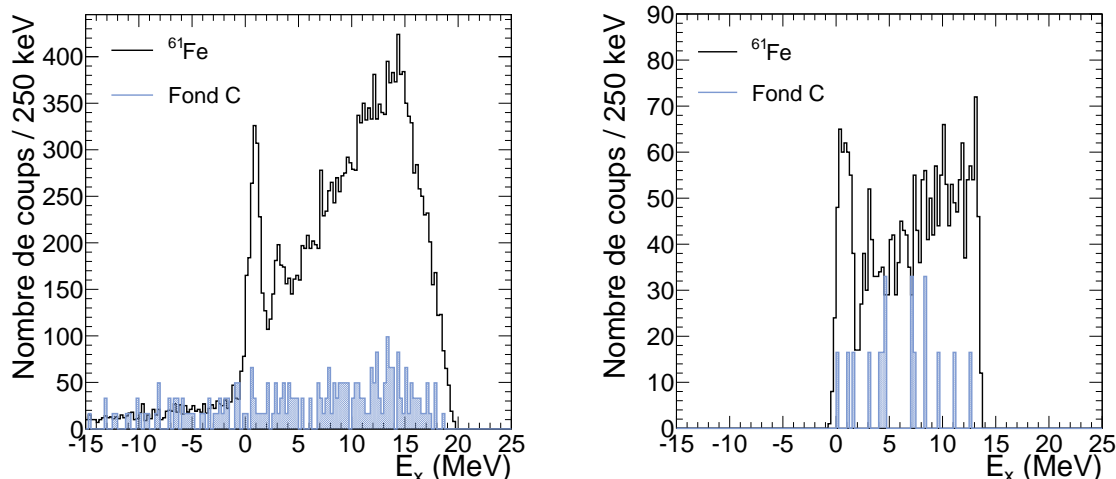


FIGURE 3.21 – *Spectre en énergie d’excitation du  $^{61}\text{Fe}$  (en noir) auquel est superposé l’évaluation du fond carbone (en grisé); à droite : pour les télescopes MUST2; à gauche : pour l’annulaire S1.*

### 3.4.4 Evaluation du break-up du deuton

Une autre contamination physique ne correspondant pas à la réaction étudiée provient de la cassure du deuton. En effet, il est possible que dans certains cas, le  $^{60}\text{Fe}$  interagisse avec la cible de  $\text{CD}_2$  sans « capturer » un neutron, mais en déposant assez d’énergie dans la cible pour qu’un deuton soit séparé en un neutron et un proton. Le proton peut dans ce cas être détecté dans les détecteurs (MUST2 et S1) situés aux angles arrières.

L’évaluation de cette contribution a été réalisée par un calcul d’espace des phases utilisant des simulations Monte-Carlo. Cette contribution n’intervient cependant qu’au dessus du seuil de séparation neutron ( $S_n = 5.58 \text{ MeV}$ ) et n’intervient donc pas dans l’étude des états liés participant à la capture directe. On n’a malheureusement pas accès à la normalisation de cette contribution par un calcul d’espace des phases. La Fig. 3.22 montre le spectre en énergie d’excitation de la cassure du deuton (en violet) superposé au spectre en énergie d’excitation du  $^{61}\text{Fe}$  pour les télescopes MUST2 (à gauche) et l’annulaire S1 (à droite), pour normalisation arbitraire du fond correspondant à la cassure du deuton.



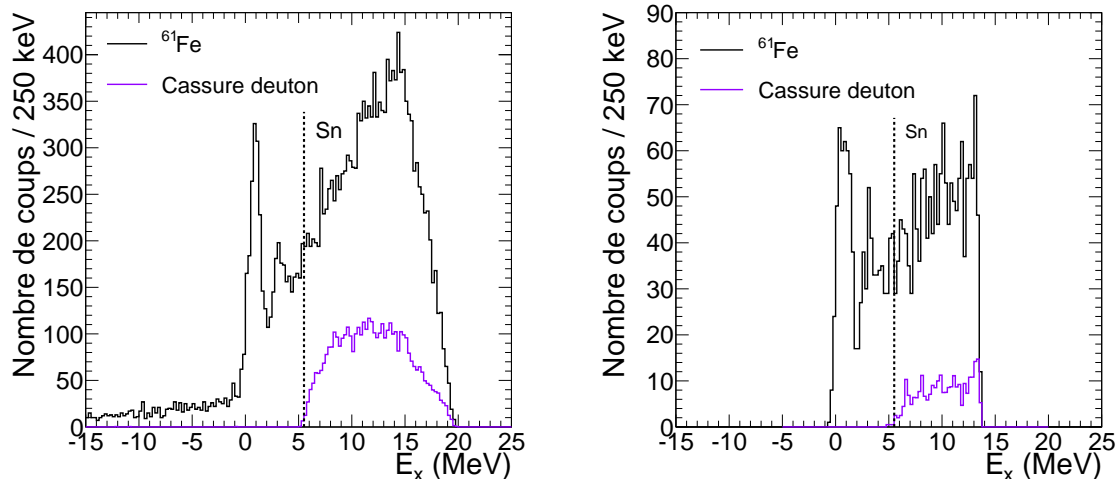


FIGURE 3.22 – Spectre en énergie d'excitation (en noir) auquel est superposé l'évaluation de la cassure de deutons (en violet) : à gauche, pour les télescopes MUST2, à droite pour l'annulaire S1.

### 3.4.5 Etats au-dessus du seuil

L'étude de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  par réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  n'était pas conçue pour étudier les états au-dessus du seuil de séparation neutron  $S_n$ , la densité d'état étant supposée trop élevée pour pouvoir séparer les différents états peuplés avec ce dispositif expérimental. Cependant, on peut dire que plusieurs contributions sont présentes au-dessus de  $S_n$  : celles du fond carbone, de la cassure du deuton et des états non liés du  $^{61}\text{Fe}$ , qui ont été représentées sur la Fig. 3.23.

On verra dans le §3.5 que la contribution des états au dessus du seuil de séparation neutron est très importante, puisque l'on observe très clairement une transition  $\gamma$  caractéristique du  $^{60}\text{Fe}$  ( $2^+ \rightarrow 0^+$  à 823.6 keV) issue de la décroissance du  $^{61}\text{Fe}$  en  $^{60}\text{Fe}$  après l'émission d'un neutron.

Etant donné que la normalisation de la contribution de la cassure du deuton est difficile à évaluer, on a étudié le spectre en énergie d'excitation après soustraction de cette contribution pour différentes normalisations. Sur la Fig. 3.24 sont présentés les spectres en énergie d'excitation expérimentaux obtenus pour MUST2 après soustraction du fond carbone expérimental et du fond lié à la cassure du deuton pour 3 normalisations différentes (0.5, 1 et 2 par rapport au spectre simulé).

On peut voir qu'une normalisation d'un facteur 0.5 du fond provenant de la cassure du deuton ne change quasiment pas l'aspect du spectre expérimental. Cepen-

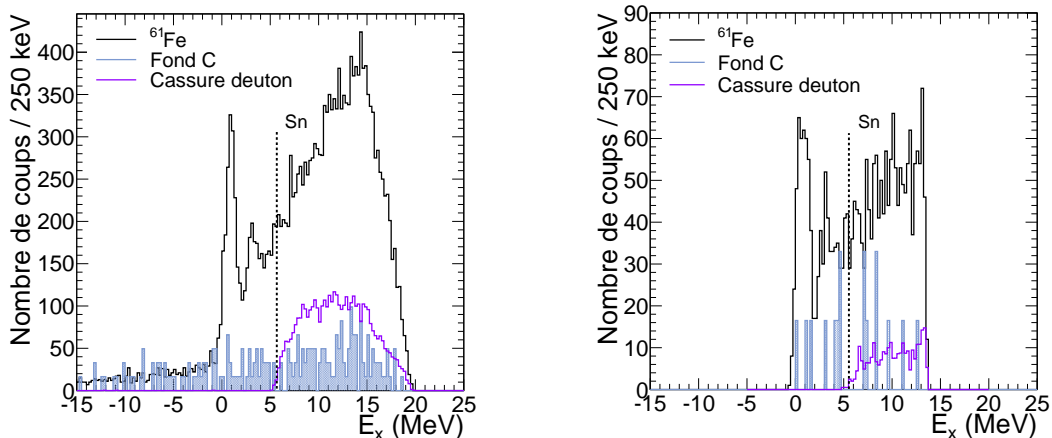


FIGURE 3.23 – Spectre en énergie d’excitation du  $^{61}\text{Fe}$  (en noir) auxquels sont superposés l’évaluation du fond carbone (en grisé) et du break-up deuteron (en violet, pour une normalisation arbitraire de 1); à gauche pour les télescopes MUST2 et à droite pour l’annulaire S1.

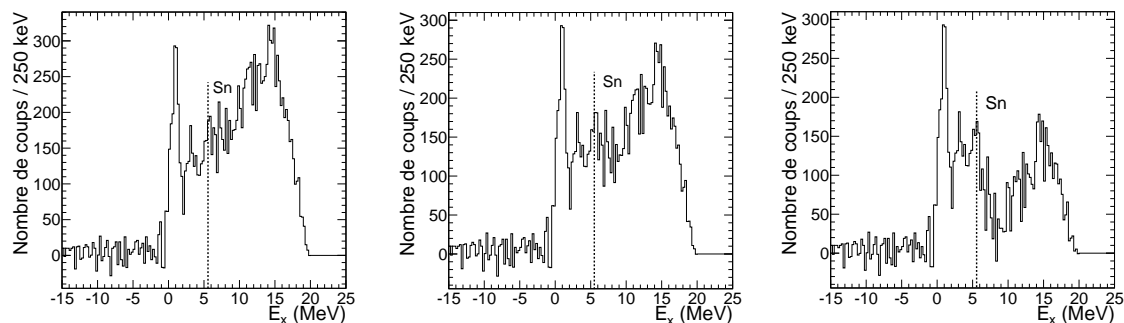


FIGURE 3.24 – Spectres en énergie d’excitation pour les télescopes MUST2 après soustraction du fond carbone expérimental et de différentes normalisations du fond lié à la cassure du deuteron : 0.5 à gauche, 1 au centre et 2 à droite.

dant, lorsqu’on augmente la valeur du facteur de normalisation à 1 ou 2, on peut voir apparaître un 3<sup>ème</sup> pic entre 5 et 6 MeV, au niveau du seuil de séparation neutron  $S_n = 5.58$  MeV. Il est donc particulièrement important d’étudier plus en détail la contribution de la cassure du deuteron pour pouvoir identifier les états présents à la limite ou au dessus du seuil neutron. Des calculs exacts effectués à l’aide du formalisme de calcul des canaux couplés est nécessaire pour évaluer la contribution

de la cassure du deuteron au-dessus du seuil de séparation neutron, qui sera ensuite soustraite au spectre d'énergie d'excitation. Cela permettra peut-être de mettre en évidence la présence d'états qui pourraient jouer un rôle dans la contribution directe (à la limite du seuil neutron) ou résonante. Cette étude n'a pas été réalisée ici.

### 3.4.6 Simulations

Comme déjà mentionné précédemment, des simulations Geant4 utilisant les sections efficaces différentielles calculées de la réaction pour différents états du  $^{61}\text{Fe}$  ont été réalisées. Ces simulations ont notamment permis de déterminer la résolution en énergie d'excitation attendue. En effet, dans le cas de notre expérience, la cible étant épaisse, les effets de cible sont non négligeables : le faisceau et les protons émis ont des pertes d'énergies très différentes en fonction que l'interaction ait lieu en début, en milieu ou en fin de cible. La Fig. 3.25 montre que la largeur à mi-hauteur en énergie d'excitation est de 450 keV pour une cible de  $1\text{ mg/cm}^2$  (à gauche) contre 650 keV pour une cible de  $2\text{ mg/cm}^2$  (à droite). On remarque qu'avec le faisceau utilisé et les énergies mises en jeu, plus la cible est épaisse, plus la forme du pic en énergie d'excitation s'éloigne d'une gaussienne. La distribution qui reproduit le mieux la forme du pic en énergie d'excitation est une gaussienne centrée sur  $x_0$  et de largeur  $\sigma$  (système de détection) convoluée par un créneau de largeur  $2R$  (effets de cible).

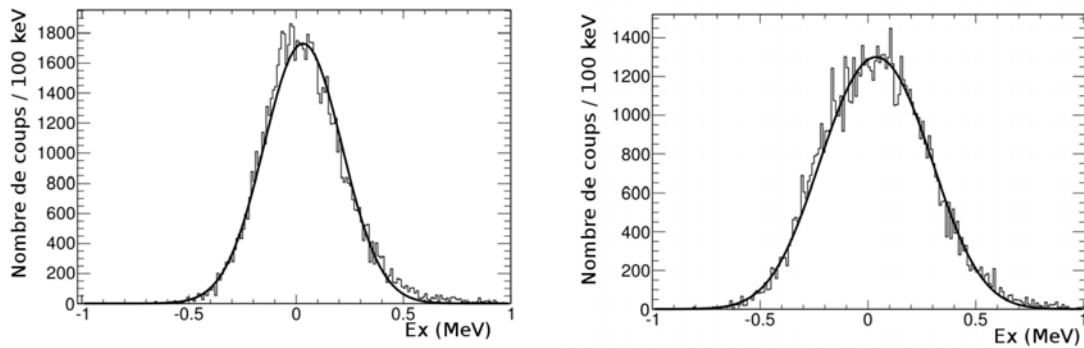


FIGURE 3.25 – *Effet de l'épaisseur de cible sur la résolution en énergie d'excitation : à gauche, cible de  $1\text{ mg/cm}^2$  (FWHM : 460 keV), à droite : cible de  $2\text{ mg/cm}^2$  (FWHM : 650 keV) ; les deux spectres ont été ajustés par la convolution d'une gaussienne et d'une fonction créneau.*

Cette fonction s'exprime analytiquement sous la forme :

$$(f * g)(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-R}^{+R} \exp\left(-\frac{(x-t)^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (3.16)$$

$$= \frac{1}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{x+R-x_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x-R-x_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right] \quad (3.17)$$

où  $R$  est la demi-largeur de la fonction créneau et  $\sigma$  le sigma de la gaussienne, et la fonction  $\operatorname{erf}$  s'exprime sous la forme :

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$$

Pour une cible de  $1 \text{ mg/cm}^2$ , on obtient  $2R = 54 \text{ keV}$  et  $\sigma = 180 \text{ keV}$ . L'effet de cible est négligeable devant la résolution intrinsèque du détecteur. Au contraire, pour une cible de  $2 \text{ mg/cm}^2$ , l'effet de cible est dominant : après ajustement, on obtient  $2R = 508 \text{ keV}$  et  $\sigma = 186 \text{ keV}$ .

Cet effet devra être pris soigneusement en compte lors de la déconvolution du spectre en énergie d'excitation expérimental (voir §3.7.1). Afin de mieux comprendre ces effets, des simulations ont été réalisées sur plusieurs états excités du  $^{61}\text{Fe}$ . On peut voir les résultats d'une de ces simulations pour l'état fondamental du  $^{61}\text{Fe}$  sur la Fig. 3.26. Si l'on ajuste ces données par une gaussienne (en vert), on obtient une largeur à mi-hauteur de  $\sigma \times 2.35 = 635 \text{ keV}$ . Or, la « vraie » largeur à mi-hauteur est de  $800 \text{ keV}$ . Il est alors plus correct d'ajuster le spectre en énergie d'excitation d'un état par la convolution d'une gaussienne et d'une fonction créneau (en rouge).

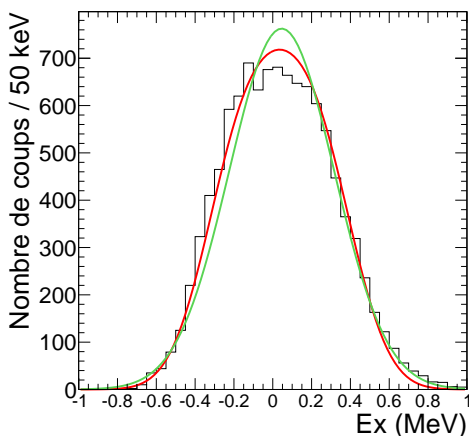


FIGURE 3.26 – *Energie d'excitation de l'état fondamental du  $^{61}\text{Fe}$  obtenue par simulation Geant4. En vert : ajustement par une gaussienne ( $\chi^2 = 8.5$ ), en rouge, ajustement par la convolution d'une gaussienne et d'une fonction créneau ( $\chi^2 = 4.1$ ).*

Les valeurs de  $\sigma$  et  $R$  dépendent de l'angle d'émission des protons  $\theta_{lab}$  et de l'énergie d'excitation (voir Table 3.7). On remarque que la valeur de  $\sigma$  ne varie pas avec l'énergie d'excitation, et varie peu avec l'angle d'émission du proton, alors que la valeur de  $R$  varie avec l'angle  $\theta_{lab}$  (pour la gamme angulaire couverte par MUST2 :  $120^\circ < \theta_{lab} < 160^\circ$ ) de 89.5 keV pour l'état fondamental, de 91.5 keV à 1 MeV en énergie d'excitation, et de 75 keV à 2 MeV en énergie d'excitation.

Ex (MeV)	0		1		2	
$\theta_{lab}$ (deg)	$2R$ (keV)	$\sigma$ (keV)	$2R$ (keV)	$\sigma$ (keV)	$2R$ (keV)	$\sigma$ (keV)
120	696	170	709	170	759	170
140	750		810		846	
160	875	157	892	157	909	157

TABLE 3.7 – Variations des paramètres  $\sigma$  et  $R$  en fonction de l'angle d'incidence et de l'énergie d'excitation pour les angles couverts par les télescopes MUST2 et pour une cible de  $2.6 \text{ mg/cm}^2$ .

L'idéal serait de déterminer des valeurs de  $R$  pour les différentes gammes angulaires couvertes par les télescopes MUST2, mais la faible statistique ne permet pas d'analyser les données pour différentes gammes angulaires. On a donc déterminé une valeur moyenne de  $R$  et  $\sigma$  en utilisant le spectre en énergie d'excitation simulé correspondant à tous les angles de détection pour l'état fondamental du  $^{61}\text{Fe}$ . Après ajustement sur les données simulées, on a obtenu pour le fondamental et en moyennant sur tous les angles couverts par les détecteurs, des valeurs de  $\sigma = 165 \text{ keV}$  et  $2R = 700 \text{ keV}$ . Ce sont les valeurs qui ont été utilisées par la suite pour ajuster les spectres expérimentaux de MUST2.

Pour la gamme angulaire couverte par l'annulaire, l'ajustement sur les données simulées a conduit aux valeurs  $\sigma = 170 \text{ keV}$  et  $2R = 900 \text{ keV}$ . Ce sont les valeurs qui ont été utilisées pour la déconvolution du spectre en énergie d'excitation de l'annulaire S1.

## 3.5 Traitement des gammas

### 3.5.1 Etalonnage des détecteurs EXOGAM

#### Contacts centraux

L'étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs EXOGAM a été réalisé à l'aide d'une source d' $^{152}\text{Eu}$  placée en position cible (voir Tab.3.8). L'électronique utilisée n'étant pas linéaire, on a ajusté la courbe énergie en fonction du canal par un polynôme d'ordre 2 à haute énergie ( $E_\gamma > 450$  keV) et par un polynôme d'ordre 3 à basse énergie pour les contacts centraux (ECC) des cristaux de Germanium. Cette méthode permet de reproduire convenablement les énergies des pics d' $^{152}\text{Eu}$ . Sur la Fig. 3.27 en haut, on a représenté le spectre de la source d'Europium après la procédure d'étalonnage. Sur la Fig. 3.27 en bas, les écarts entre les valeurs tabulées pour chacun des pics utilisés et l'énergie obtenue après étalonnage du spectre brut sont représentés. On remarque que ces écarts sont très faibles (de l'ordre du keV au maximum) devant la résolution attendue pour un spectre gamma corrigé Doppler (de l'ordre d'une trentaine de keV, voir §3.5.3). Cet étalonnage est donc très satisfaisant.

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)
121.7817 (5)	28.58 (6)
244.6975 (8)	7.583 (19)
344.2785 (12)	26.5 (4)
778.9060 (18)	12.942 (19)
867.378 (4)	4.245 (19)
964.079 (18)	14.605 (21)
1085.869 (24)	10.207 (21)
1112.074 (4)	13.644 (21)

TABLE 3.8 – *Energies des pics gammas de l' $^{152}\text{Eu}$  et intensités relatives tabulées [Fire 95] utilisées pour l'étalonnage en énergie et en efficacité.*

#### Segments

Les segments (GOCCE) sont utilisés uniquement pour la détermination de la position d'impact du gamma nécessaire pour la correction Doppler (voir §3.5.2). La position d'interaction du gamma détecté qui est utilisée pour la correction Doppler est celle du segment ayant reçu le plus grand dépôt d'énergie à l'intérieur du cristal dans lequel a eu lieu l'interaction. L'écart en énergie entre 4 segments d'un même cristal est toujours bien plus grand que les écarts en énergie liés aux non-linéarités des codeurs. La précision de l'étalonnage en énergie est donc moins cruciale pour les

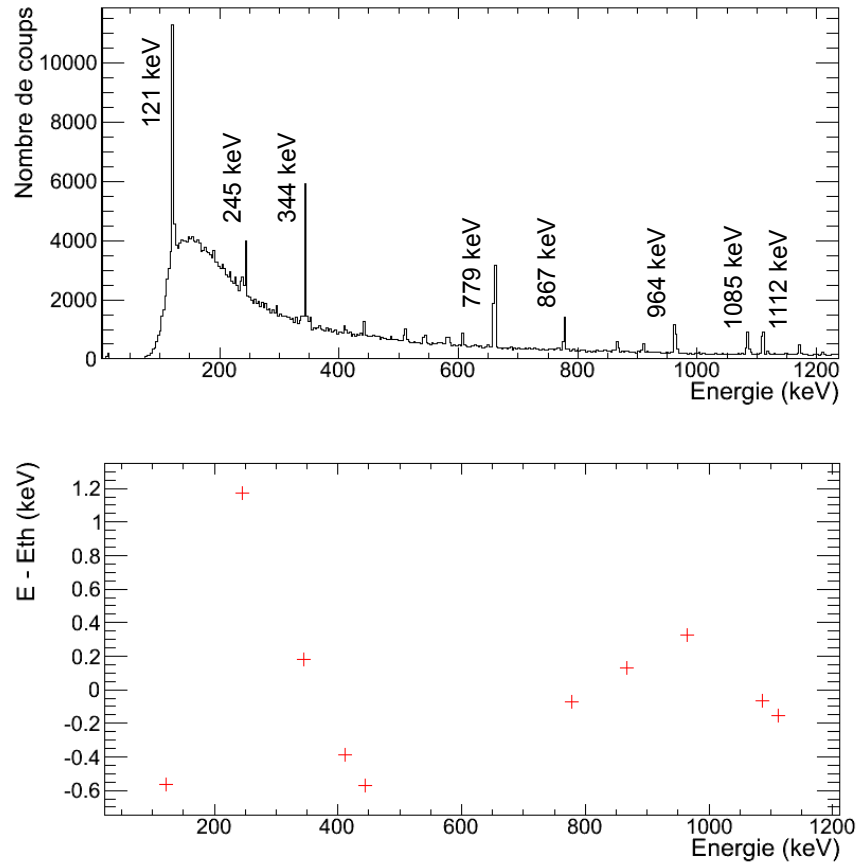


FIGURE 3.27 – Spectre gamma du contact central du cristal C du clover 2 (en haut) et erreurs relatives liées à l’ajustement associées à chacun des pics (en bas).

segments que pour les contacts centraux. On a donc réalisé un ajustement à l’ordre 2 sur toute la gamme en énergie.

### Temps

Les contacts centraux (ECC) permettent non seulement de déterminer l’énergie d’un événement, mais aussi le temps d’arrivée du gamma sur le détecteur. Cette information permet de sélectionner les événements physiques associés à la réaction, qui vont tous se produire dans la même fenêtre temporelle. Pour l’étalonnage en temps, on a utilisé un générateur d’impulsion qui délivrait un signal sur les différentes

voies d'électronique correspondant aux contacts centraux. Un étalonnage à l'ordre 1 a ensuite été réalisé pour déterminer le gain de chacune des voies. Le gain moyen obtenu est de 0.04 ns/canal. Comme le générateur d'impulsions ne donne pas de référence « physique » en temps, l'une des voies a été choisie comme référence pour aligner tous les autres signaux des gammas « prompts ».

### 3.5.2 Add-Back et détermination du segment touché

Les gammas interagissent avec la matière selon trois processus principaux : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. La probabilité que l'un des processus ait lieu dépend de l'énergie du gamma et du matériau dans lequel a lieu l'interaction. Pour un cristal de Ge, si le gamma émis est peu énergétique ( $E < 200$  keV), il interagira par effet photoélectrique sur les électrons de la matière en transmettant toute son énergie au cristal touché. Si son énergie est plus élevée, le photon interagira d'abord par effet Compton (diffusion inélastique) en laissant une partie de son énergie au premier cristal touché. Un deuxième cristal détectera par effet photoélectrique l'énergie résiduelle du photon diffusé dans une autre direction. Lorsqu'un photon de plus de 1.022 MeV traverse la matière, il peut se transformer en une paire  $e^+ e^-$  : c'est le processus de création de paires. Le positron ainsi créé s'annihile rapidement avec un des électrons du cristal de Ge, en libérant 2 gammas de 511 keV dans des directions opposées. De plus, la radioactivité ambiante  $\beta^+$  émet des positrons qui s'annihilent très rapidement avec un électron du milieu en émettant 2 gammas à 511 keV. Un pic à 511 keV issu de la radioactivité « naturelle » de la salle sera donc observé sur les spectres expérimentaux.

Si la multiplicité est supérieure à 2 dans un clover, on ne traite pas l'événement pour éviter d'introduire du bruit de fond. La probabilité d'avoir effectivement deux gammas issus de la réaction interagissant dans le même clover est en effet très faible. Au cours d'un même événement au sein d'un clover, plusieurs cristaux peuvent être touchés : le déclenchement provient d'un seul photon  $\gamma$  ayant interagi par effet Compton dans un 1<sup>er</sup> cristal, puis détecté dans un 2<sup>ème</sup> cristal. L'Add-Back permet de traiter ces événements de multiplicité supérieure à 1 dans un même clover. Afin de traiter les événements de multiplicité cristal égale à 2, on a sommé l'énergie des cristaux touchés s'ils sont non-diagonaux (voir Fig. 3.28). Ce traitement permet de gagner en efficacité de détection et d'augmenter le rapport signal sur bruit lorsque l'énergie des photons gamma augmente. Lorsqu'un gamma a interagi plusieurs fois dans un même clover, il faut déterminer par quel cristal le gamma est entré dans le détecteur.

Pour des photons entre 200 keV et 3 MeV, l'interaction dominante est l'effet



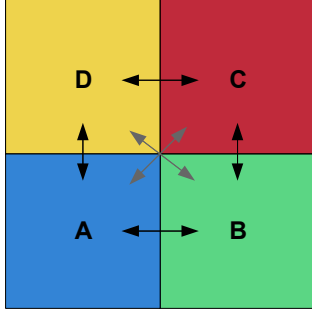


FIGURE 3.28 – Somme des énergies des cristaux autorisées (flèches noires) et interdites (flèches grises) à l’intérieur d’un clover EXOGAM.

Compton. La conservation de l’impulsion impose que le photon  $\gamma$  ne dépose pas toute son énergie dans le premier cristal et que le gamma diffusé ait une énergie comprise entre 100 et 256 keV. Un photon  $\gamma$  dont l’énergie se situe entre 200 et 500 keV qui interagit plusieurs fois dans le clover est donc susceptible de laisser moins de 50% de son énergie dans le premier cristal. Au contraire, des photons  $\gamma$  de plus de 500 keV déposeront le plus d’énergie dans le cristal où a eu lieu la première interaction [Wiel 02].

Si plusieurs cristaux ont été touchés, on détermine donc le cristal dans lequel a eu lieu l’interaction de la façon suivante :

- si  $E > 500$  keV, le cristal est celui qui a reçu le plus grand dépôt d’énergie,
- si  $E < 500$  keV, le cristal à considérer est celui qui a reçu le moins d’énergie.

Si un seul cristal a été touché, l’interaction a eu lieu dans ce cristal.

Les cristaux sont segmentés électriquement en 4 segments afin de déterminer avec plus de précision la position de l’interaction et ainsi mieux corriger l’énergie du photon de l’effet Doppler. La position où a lieu l’interaction est définie comme celle du segment qui a reçu le plus d’énergie dans le cristal déterminé précédemment.

### 3.5.3 Correction Doppler

Les gammas issus de la réaction sont émis en vol. Ils sont donc soumis à l’effet Doppler, qui se traduit par un élargissement et un décalage des pics gammas dans le référentiel de laboratoire qui dépend de l’angle d’émission  $\theta$  et de l’énergie du photon dans le référentiel du centre de masse selon la formule :

$$E_{lab} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} E_{cm} \quad (3.18)$$

où  $\beta = v/c$  et  $v$  est la vitesse du noyau émetteur. Dans notre cas,  $\beta = 0.236 \pm 0.01$ . L’erreur sur  $\beta$  est liée à l’erreur sur la détermination de l’énergie du faisceau ( $E = 27.2 \pm 0.2$  MeV/u) et donc à celle du  $B\rho$  de la ligne faisceau.

Pour déterminer l'énergie des photons  $\gamma$  émis dans le référentiel du centre de masse, on corrige événement par événement l'énergie mesurée des gamma de l'effet Doppler, en inversant la formule 3.18. Les angles  $\theta$  associés à chacun des segments peuvent être calculés soit géométriquement, soit en prenant comme référence physique un pic correspondant à une transition bien connue. La première méthode s'est avérée compliquée dans notre cas, car la cible était déportée de quelques centimètres par rapport au centre de la chambre Tiara.

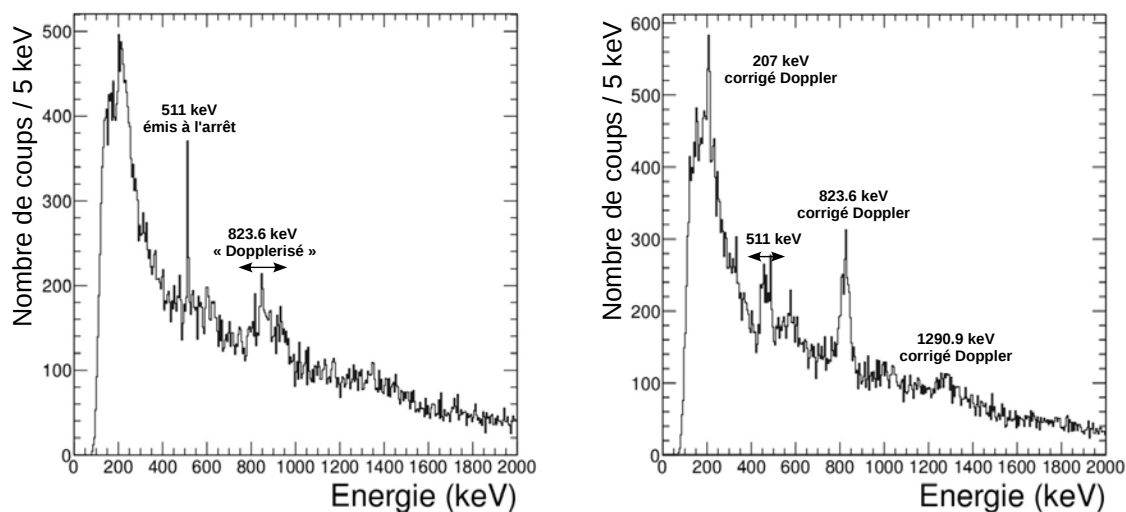


FIGURE 3.29 – Spectres gamma avant correction Doppler (à gauche) et après correction Doppler (à droite) pour l'ensemble des cristaux des clovers EXOGAM utilisés.

Afin de déterminer ces angles, on a utilisé le pic à 823.6 keV correspondant à la désexcitation du 1<sup>er</sup> état excité 2<sup>+</sup> du <sup>60</sup>Fe vers son fondamental 0<sup>+</sup>. Cet état du <sup>60</sup>Fe est issu de la décroissance neutron des états du <sup>61</sup>Fe peuplés au-dessus du seuil d'émission neutron du <sup>61</sup>Fe ( $S_n = 5.58$  MeV). Ce pic apparaît comme une bosse large (entre 805 keV et 961 keV) sur le spectre non corrigé Doppler (voir Fig. 3.29 à gauche). Les énergies mesurées par les différents cristaux se répartissent de part et d'autre de 823.6 keV car ils ont chacun des angles différents. On peut observer que le pic à 511 keV correspondant au gamma issu de l'annihilation d'une paire d' $e^+e^-$  n'est pas soumis à l'effet Doppler, car le photon est émis à l'arrêt.

On a considéré que pour les 4 clovers, les segments A1 et D1, A4 et D2, A2 et D4, A3 et D3, B4 et C2, B3 et C3, B1 et C1 ainsi que B2 et C4 avaient les mêmes angles, ce qui revient à considérer des « demi-anneaux » angulaires (voir Fig. 3.30). On a alors tracé pour chaque demi-anneau le spectre en énergie puis déterminé la

position de l'énergie du photon  $\gamma$  détectée  $E_{\text{det}}$  décalée Doppler du photon  $\gamma$  attendu à 823 keV. On peut alors déterminer chacun des angles  $\theta$  lié à un cristal, puisqu'on connaît précisément pour ce pic l'énergie du gamma émis (voir Fig. 3.30 à droite). On remarque que les spectres des cristaux les plus éloignés de la cible (i.e. ceux qui ont l'angle le plus grand) sont très décalés Doppler. Cette méthode conduit à une erreur sur la détermination des angles d'émission des photons de l'ordre de  $\sim 4^\circ$ .

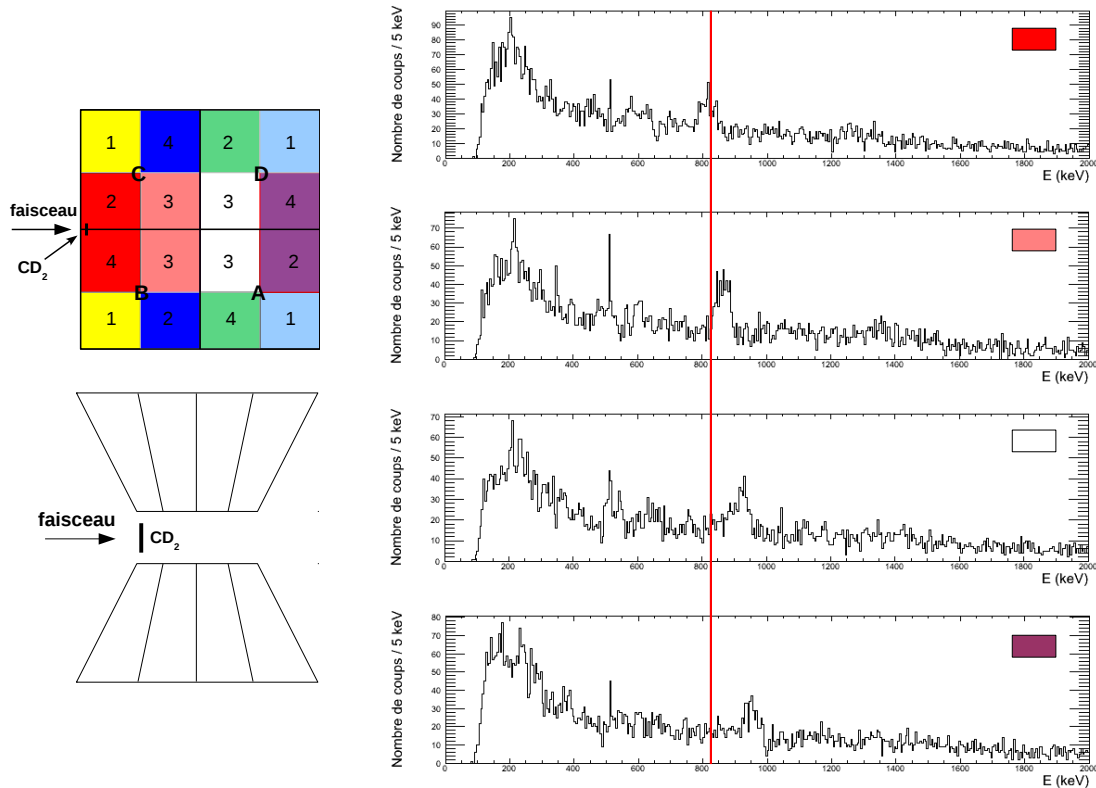


FIGURE 3.30 – *A gauche : Définition des demi-anneaux : chaque couleur représente un demi-anneau, pour lequel le même angle a été utilisé pour la correction Doppler ; à droite : détermination du décalage de la transition du  $^{60}\text{Fe}$  à 823.6 keV utilisée pour la correction Doppler pour 4 demi-anneaux, dont les couleurs se rapportent à l'image de gauche. La ligne rouge correspond au pic à 823.6 keV.*

Après correction Doppler, le pic correspondant au gamma à 511 keV est élargi et celui correspondant au gamma à 823.6 keV s'est affiné. On voit également apparaître un pic à 1290.9 keV, correspondant à la transition  $4^+$  vers  $2^+$  du  $^{60}\text{Fe}$  peuplé au dessus du seuil  $S_n$ . Une transition à 207 keV correspondant à la décroissance du

$^{61}\text{Fe}$  de l'état à 207 keV vers le fondamental apparaît également. La résolution en énergie obtenue sur l'ensemble des clovers est de l'ordre de 35 keV au niveau du pic à 823.6 keV (voir Fig. 3.29 à droite).

### 3.5.4 Efficacité de détection EXOGAM

L'efficacité de détection absolue des gammas (en %) dans l'ensemble des 4 clovers EXOGAM a été déterminée grâce à une mesure avec la source de  $^{152}\text{Eu}$  en position cible et en utilisant la formule 3.19.

$$\epsilon_{\text{abs}}(E_\gamma) = \frac{N_\gamma \times 100 \times \text{Div}}{\text{TA} \times A_{\text{source}} \times I_\gamma \times \Delta T} \quad (3.19)$$

où :

- $N_{\text{gamma}}$  est le nombre de coups dans chaque pic en sommant l'énergie de tous les cristaux des 4 clovers
- Div : la division utilisée pour le déclenchement du GMT par les gammas
- TA : le taux d'acceptation déterminé à partir d'un générateur d'impulsion (en %)
- $A_{\text{source}}$  : l'activité de la source au moment de la mesure (en Bq)
- $I_\gamma$  : le rapport de branchement du gamma considéré (voir Tab.3.8) (en %)
- $\Delta T$  : la durée de la mesure (en s)

La courbe d'efficacité a été ajustée par un polynôme logarithmique de la forme [Gray 85] :

$$\epsilon(E, a) = [a_0 + a_1 \ln(E) + a_2 \ln^2(E) + a_3 \ln^3(E)]/E$$

où E représente l'énergie en MeV, ce qui permet d'évaluer l'efficacité de détection gamma aux énergies non couvertes par la source d' $^{152}\text{Eu}$  (voir Fig. 3.31).

On constate que l'efficacité totale (géométrique et intrinsèque) de détection de l'ensemble des 4 clovers EXOGAM est très bonne à basse énergie grâce à la proximité des détecteurs et de la cible ( $\sim 30\%$  à 150 keV). Elle décroît rapidement aux plus hautes énergies ( $\sim 5\%$  à 1400 keV.)

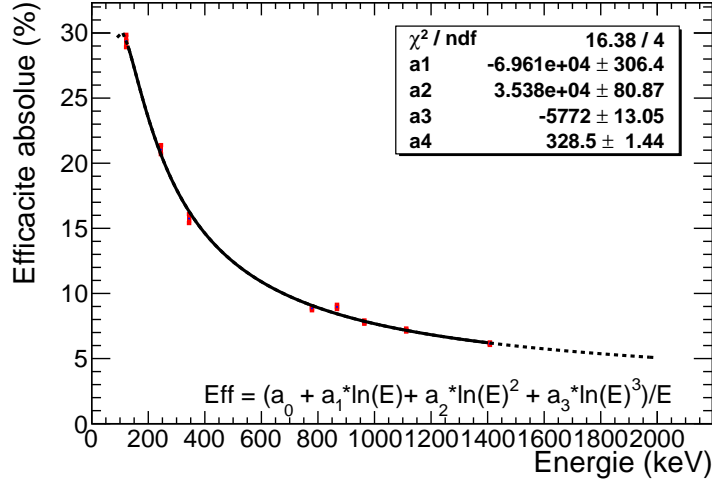


FIGURE 3.31 – Courbe d’efficacité absolue de l’ensemble des 4 clovers EXOGAM obtenue avec la source de  $^{152}\text{Eu}$ .

### 3.5.5 Sélection des événements d’intérêt

Afin de ne considérer que les gammas issus de la réaction, qui vont tous être émis dans la même fenêtre temporelle (à l’exception des transitions des niveaux isomères), on a sélectionné dans la matrice « temps de vol (CATS-EXOGAM) - énergie  $\gamma$  » uniquement les événements correspondant aux événements gamma « prompts » (voir Fig. 3.32). Ces événements « prompts » correspondent aux gamma émis lors de la réaction, contrairement aux gamma issus d’états isomériques ou de la radioactivité ambiante. On peut remarquer sur la Fig. 3.32 qu’une deuxième structure apparaît autour du canal 510 en temps de vol. Cette dernière pourrait correspondre à des événements issus de mauvais déclenchements de certains cristaux.

La probabilité d’observer la transition gamma correspondant à l’état isomérique à 861 keV du  $^{61}\text{Fe}$  est très faible. En effet, le temps de vol du  $^{61}\text{Fe}$  de la cible au plastique est de l’ordre de 13.5 ns, ce qui est très court devant le temps de vie de ce niveau ( $t_{1/2} = 239 \pm 5$  ns [Hote 08b]). Le gamma correspondant sera émis une fois que le  $^{61}\text{Fe}$  aura atteint le plastique en bout de ligne et ne sera donc probablement pas détecté par les détecteurs EXOGAM (faible efficacité de détection liée à un très faible angle solide et l’absorption par la chambre Tiara). Cette caractéristique sera utilisée pour identifier la forte présence de ce niveau isomérique dans le spectre en énergie d’excitation, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

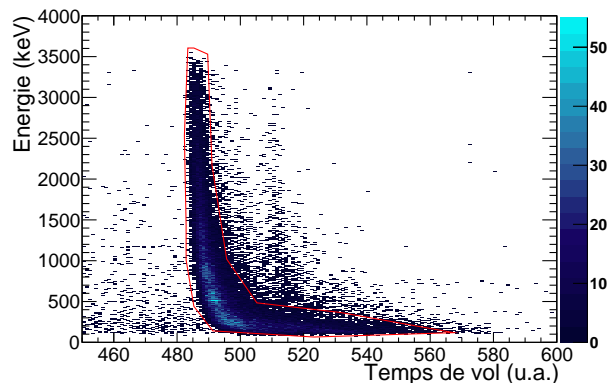


FIGURE 3.32 – Corrélation entre l'énergie d'un photon  $\gamma$  et de son temps de vol entre CATS2 et l'un des détecteurs EXOGAM; la sélection des événements physiques issus de la réaction est représentée par un contour rouge.

## 3.6 Niveaux observés et déconvolution du spectre en énergie d'excitation

Dans cette partie, on montre comment les différents états impliqués dans le spectre en énergie d'excitation ont été identifiés à partir des coïncidences avec les photons  $\gamma$  émis au cours de la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$ .

### 3.6.1 Coïncidences entre protons et gammas

On a vu dans le §3.4.2 que la résolution en énergie d'excitation pour les particules obtenue avec les détecteurs MUST2 et l'annulaire S1 n'est pas suffisante pour séparer les différents niveaux peuplés. Les raies gammas détectées en coïncidence avec les protons issus de la réaction indiquent les transitions gamma issues de la décroissance « en vol » des états peuplés et vont donc être utilisées afin d'identifier les niveaux peuplés par réaction de transfert (d,p).

Le rayonnement gamma à 655 keV issu de la décroissance du niveau isomérique à 861 keV sur le niveau à 207 keV sera difficile à détecter s'il est émis depuis le plastique car l'angle solide couvert par les détecteurs EXOGAM sera alors très faible, ce qui réduit beaucoup l'efficacité de détection. De plus le gamma devra traverser une épaisse couche de matériau (en particulier le capot de la chambre Tiara) avant d'atteindre l'un des détecteurs EXOGAM. Un moyen de vérifier si le niveau à 861 keV a été peuplé est de comparer le spectre en énergie d'excitation des protons en coïncidence avec un gamma au spectre en énergie d'excitation sans coïncidence avec un photon  $\gamma$ . On peut voir sur la Fig. 3.33 qu'il existe un facteur multiplicatif faible (de l'ordre de 1.6) entre ces deux spectres sur toute la gamme en énergie d'excitation couverte, excepté au niveau du pic autour de 1 MeV, où le facteur est de l'ordre

de 3. Ce déficit indique une population importante de l'état à 861 keV.

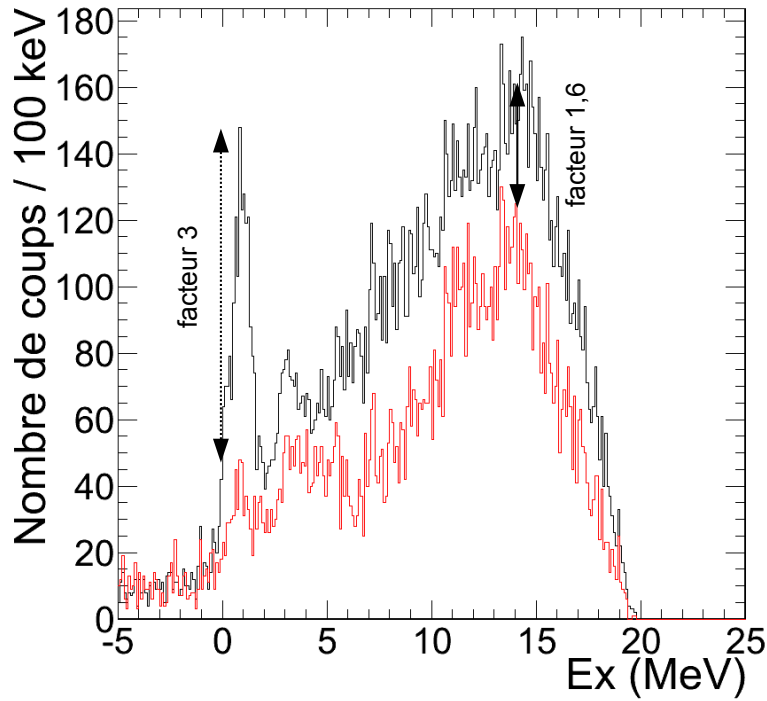


FIGURE 3.33 – Spectre en énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$  en coïncidence avec les gammas (en rouge) à comparer avec le spectre en énergie d'excitation non conditionné par les gammas (en noir).

Cependant, la largeur du pic (de l'ordre de 1.5 MeV) étant bien plus grande que la résolution expérimentale, d'autres états doivent être présents et déterminés. Ces états subissent un facteur de réduction de  $\sim 1.6$  différent de l'état à 861 keV car ils ne sont pas isomères. Pour déterminer ces états, les spectres gamma ont été observés pour différentes gammes en énergie d'excitation.

### 3.6.2 Transitions gammas et niveaux observés

#### Premier pic du spectre en énergie d'excitation

Pour déterminer les autres états présents dans le 1<sup>er</sup> pic en énergie d'excitation observé, on a observé le spectre en énergie des photons gammas détectés en

coïncidence avec les protons, ce qui permet de s'affranchir des raies gammas issues de la radioactivité ambiante et d'autres réactions éventuelles. Sur la Fig. 3.34 sont représentés deux spectres en énergie des photons  $\gamma$  détectés en coïncidence avec un proton. Sur la Fig. 3.34 à gauche, on n'a pas appliqué de conditions sur l'énergie d'excitation du noyau de  $^{61}\text{Fe}$  associé à l'événement : on voit donc apparaître très clairement le pic à 823.6 keV correspondant à la décroissance du 1<sup>er</sup> état excité du  $^{60}\text{Fe}$  vers son fondamental, qui provient de la décroissance neutron des états peuplés au-dessus du seuil de séparation neutron  $S_n$  du  $^{61}\text{Fe}$ . On peut également observer la transition  $\gamma$  du niveau 4<sup>+</sup> à 2114.5 keV vers le niveau 2<sup>+</sup> à 823.6 keV du  $^{60}\text{Fe}$  à 1290.9 keV. On observe également le niveau connu à 207 keV du  $^{61}\text{Fe}$ .

Puisqu'on ne s'intéresse pour le moment qu'aux états situés au-dessous du seuil neutron, la gamme en énergie d'excitation acceptée a été réduite entre -500 keV et 6 MeV, pour éviter de « polluer » le spectre gamma d'intérêt avec la contribution des états au-dessus du seuil  $S_n$  à 5.58 MeV (voir Fig. 3.34 à droite). Ces états dominent en effet le spectre gamma (voir Fig. 3.34 à gauche). On peut observer clairement la présence de la transition à 207 keV déjà observée dans de précédentes études [Luna 07] [Hote 08b] [Van 09]. Le pic à 823.6 keV a disparu, ainsi qu'une grande partie du fond. Cependant, il reste difficile d'identifier clairement d'autres transitions sans conditions supplémentaires.

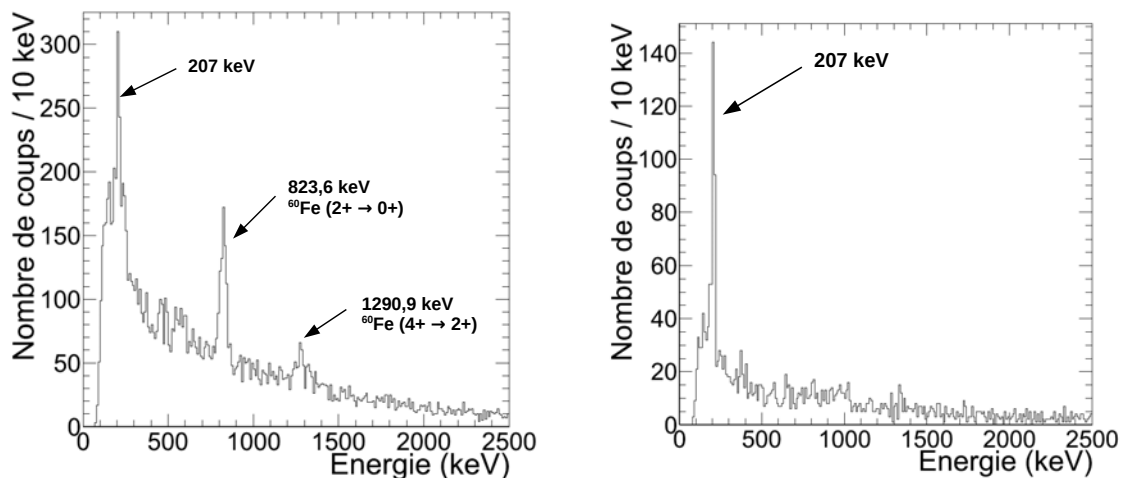


FIGURE 3.34 – Spectres en énergie des photons gammas détectés en coïncidence avec un proton détecté aux angles arrières ; à gauche : sans condition sur l'énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$  ; à droite : l'énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$  est réduite à la gamme  $-500 \text{ keV} < E_x < 6 \text{ MeV}$ .



Pour identifier d'autres transitions et déterminer si la transition à 207 keV est peuplée directement ou par cascade en passant par d'autres niveaux, des « bandes » plus restreintes en énergie d'excitation (par pas de 500 keV) ont été appliquées, et d'abord sur le premier pic en énergie d'excitation entre 0 et 2 MeV.

Le spectre en énergie gamma conditionné par une énergie d'excitation du  $^{61}\text{Fe}$  reconstruite entre 0 et 500 keV laisse clairement apparaître un niveau peuplé directement à 207 keV connu (voir Fig. 3.35 à gauche). On a pu remarquer que cette transition était présente pour toutes les autres gammes en énergie d'excitation, ce qui laisse supposer qu'un ou plusieurs niveaux de plus haute énergie transitent par cet état avant de décroître vers le fondamental. Un pic gamma semble également apparaître vers 130 keV. Cependant, avec une compression du spectre plus adaptée à la résolution à basse énergie (10 keV/canal) ce pic disparaît. Les différents seuils appliqués aux cristaux des détecteurs EXOGAM étant proche de 100 keV, un pic peut apparaître artificiellement après correction Doppler à cette énergie.

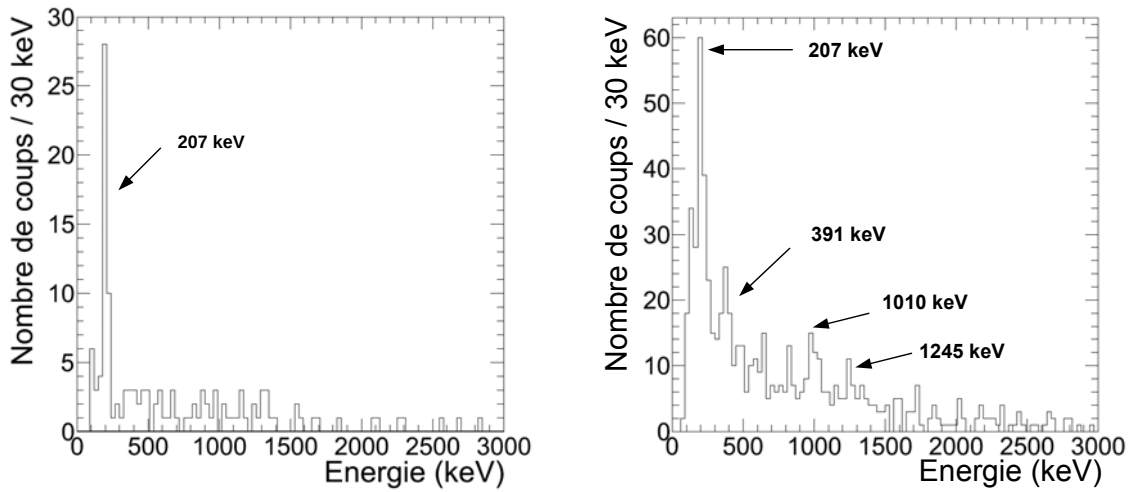


FIGURE 3.35 – Spectres en énergie des photons gammas détectés en coïncidence avec un proton détecté aux angles arrières : à gauche, pour une énergie d'excitation entre 0 et 500 keV ; à droite pour une énergie d'excitation entre 500 et 2500 keV.

Le spectre gamma conditionné par une énergie d'excitation entre 500 keV et 2 MeV (voir Fig. 3.35 à droite) montre plusieurs transitions. On observe toujours le gamma 207 keV, mais également deux autres raies gammas à 391 et 1010 keV. L'état à 391 keV, déjà mesuré auparavant par [Luna 07] et [Hote 08b], n'est pas observé lorsque  $0 < Ex < 500$  keV. On en a déduit qu'il n'était pas peuplé directement mais

par cascade d'un état à plus haute énergie. Les nombres de coups mesurés pour les pics à 391 et 1010 keV et corrigés de l'efficacité sont compatibles avec une cascade entre ces deux états. Nous avons donc supposé l'existence d'un état à 1401 keV dans le premier pic observé sur le spectre en énergie d'excitation. Cependant, la faible statistique en  $\gamma$  n'a pas permis d'observer la coïncidence  $\gamma - \gamma$ , et l'énergie de ce niveau doit être prise avec précaution. Des pics semblent également apparaître autour de 650 et 800 keV, mais n'ont pas pu être identifiés. Ils n'ont donc pas été étudiés. Une transition gamma semble également apparaître vers 1245 keV. On reviendra sur ce point lors de l'interprétation des données (voir §4.3.2).

### Deuxième pic du spectre en énergie d'excitation

Afin d'essayer d'identifier les états présents dans le 2<sup>ème</sup> pic observé sur le spectre en énergie d'excitation, les spectres des photons  $\gamma$  émis en coïncidence avec des particules dont l'énergie d'excitation est comprise entre 2 et 4 MeV ont été analysés. Sur la Fig. 3.36 on observe les gammas émis en coïncidence avec une énergie d'excitation entre 2 et 3 MeV (à gauche) et entre 3 et 4 MeV (à droite). A part la présence claire de la transition à 207 keV (entre 2 et 3 MeV) et du gamma à 207 keV entre 3 et 4 MeV, il est extrêmement difficile d'identifier clairement les transitions gammas. En effet, la plupart des pics observés ici ne correspondent à aucune transition connue, et la faible statistique ne permet pas de conclure quant aux transitions peuplées à plus haute énergie à cause de la diminution de l'efficacité de détection des photons. Les états présents dans le 2<sup>ème</sup> pic en énergie d'excitation n'ont donc pas été identifiés.

### 3.7. Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés

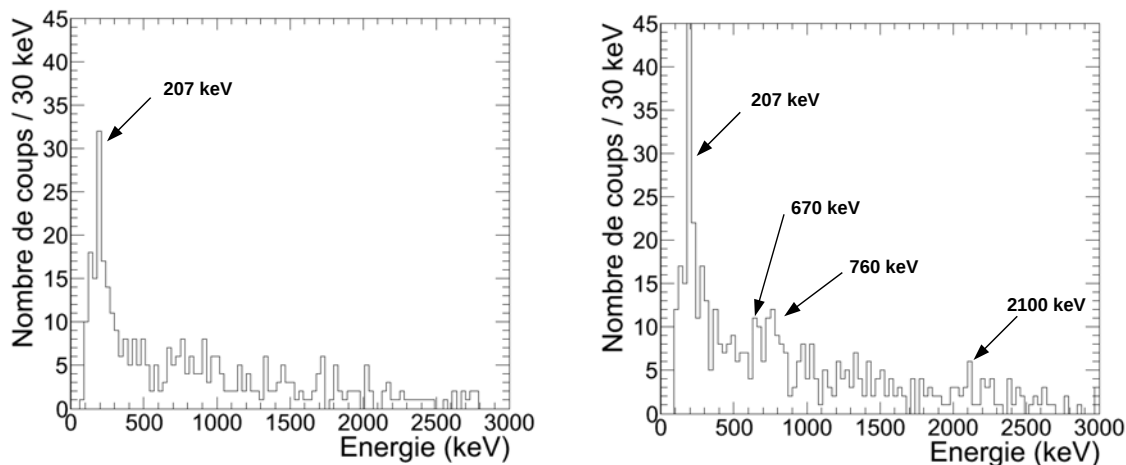


FIGURE 3.36 – Spectres en énergie des photons gammas détectés en coïncidence avec un proton détecté aux angles arrières : à gauche, pour une énergie d’excitation entre 2 et 3 MeV ; à droite pour une énergie d’excitation entre 3 et 4 MeV.

## 3.7 Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés

### 3.7.1 Déconvolution du spectre en énergie d’excitation

La statistique cumulée sur toute la durée de l’expérience n’est pas suffisante pour déconvoluer le spectre en énergie d’excitation du  $^{61}\text{Fe}$  pour différentes gammes angulaires. La déconvolution a donc été effectuée sur le spectre en énergie d’excitation total de l’ensemble des télescopes MUST2 (voir Fig. 3.37 à gauche) puis de l’annulaire S1 (voir Fig. 3.37 à droite), ce qui consiste à ajuster ces spectres par une somme de plusieurs états, dont la forme a été déterminée au paragraphe §3.4.2.

Pour les deux spectres, les énergies correspondant à trois des états identifiés ont été fixées : 207, 861 et 1401 keV. Un décalage global en énergie a cependant été ajouté comme paramètre libre de l’ajustement, pour prendre en compte les éventuelles erreurs sur la position de la cible ou sur les pertes d’énergie dans la cible et les couches mortes des détecteurs. Ce décalage en énergie d’excitation est de  $118 \pm 27$  keV, ce qui est acceptable compte-tenu de la résolution en énergie d’excitation et du « binning » utilisé (100 keV). Les valeurs de  $R$  et  $\sigma$  ont été déterminées par simulation pour les 2 gammes angulaires correspondant aux télescopes MUST2 ( $R = 380$  keV,  $\sigma = 165$  keV) et à l’annulaire S1 ( $R = 450$  keV,  $\sigma = 170$  keV).

Le fond carbone a été ajusté dans la région d'intérêt (entre  $-4$  MeV et  $2$  MeV) par une droite dont les paramètres sont laissés libres pour les télescopes MUST2. Ce fond lié au carbone a été ajusté pour l'annulaire S1 par une constante libre entre  $-1$  MeV et  $1$  MeV. La valeur de la constante obtenue ( $0.178$ ) pour reproduire le fond carbone est très faible.

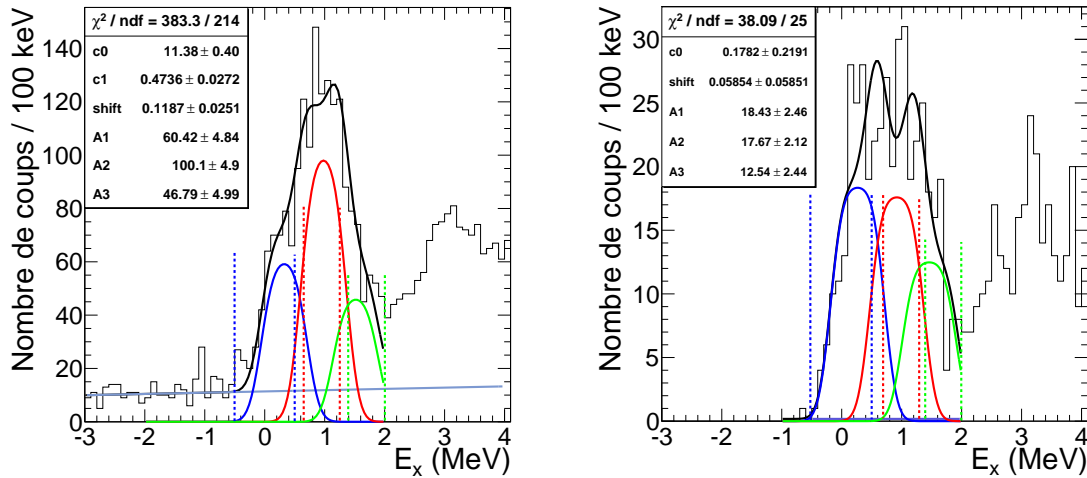


FIGURE 3.37 – Spectres en énergie d'excitation déconvolués avec les états à  $207$ ,  $861$  et  $1401$  keV; à gauche : pour les télescopes MUST2, à droite : pour l'annulaire S1.

Une fois ces ajustements réalisés, on choisit des bornes en énergie d'excitation pour chacun des états traités. Le positionnement de ces bornes sera crucial par la suite pour la détermination des barres d'erreurs lors de l'extraction des distributions angulaires. En effet, deux choix sont possibles :

- utiliser des bornes larges qui contiennent tous les coups provenant de l'état considéré, mais aussi d'un ou des états voisins qui modifieront la forme mais aussi la normalisation de la distribution angulaire,
- ou réduire la gamme en énergie d'excitation de façon à être le moins contaminé possible, ce qui diminue significativement la statistique et augmente les barres d'erreurs.

Ici, afin d'éviter une extraction erronée des distributions angulaires, la deuxième option a été retenue, les barres d'erreurs restants suffisamment faibles pour que l'on puisse par la suite distinguer les moments angulaires de l'état à  $1401$  keV. Il faut cependant garder à l'esprit que la coupure en énergie d'excitation ne permet pas d'éviter totalement la contamination des différentes distributions angulaires.

### 3.7. Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés

L'angle  $\theta_{CM}$  correspondant à chaque événement spécifique étant connu, il est directement utilisé par la suite pour extraire les distributions angulaires de chacun des états peuplés.

#### 3.7.2 Extraction des sections efficaces différentielles

La détermination des sections efficaces différentielles des états peuplés permet d'obtenir plusieurs informations physiques sur les états considérés. D'une part, leur forme donne accès au moment angulaire orbital de l'état associé par comparaison avec des calculs DWBA (voir §4.2), et d'autre part la normalisation entre distributions théorique et expérimentale permet d'obtenir le facteur spectroscopique associé à l'état considéré. Les distributions angulaires sont extraites directement dans le référentiel du centre de masse.

La section efficace différentielle associée à un état en énergie d'excitation s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}(\theta_{CM}) = \frac{N(\theta_{CM})}{N_{60Fe} \times N_{deutons} \times \varepsilon_{det} \times \varepsilon_{reconstruction} \times d\Omega_{CM}} \quad (3.20)$$

où :

- $N(\theta_{CM})$  est le nombre de coups détectés dans une gamme angulaire autour de  $\theta_{CM}$  pour l'état considéré. On détermine le nombre de coups associés à un état en utilisant les bornes en énergie d'excitation définies précédemment. Chaque événement est associé à un angle  $\theta_{CM}$  calculé à partir de  $\theta_{lab}$  et de  $E_{lab}$ , respectivement l'angle et l'énergie du proton détecté dans le référentiel du laboratoire.
- $d\Omega_{CM}$  (en sr) est l'angle solide couvert par les télescopes MUST2 et de l'annulaire S1. Il a été déterminé grâce à des simulations Monte Carlo pour une distribution isotrope dans le référentiel du centre de masse de la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$ . Cet angle solide dépend de  $\theta_{CM}$  et donc de la cinématique de l'état considéré. Il a donc été déterminé pour chacun des états impliqués dans le 1<sup>er</sup> pic observé sur le spectre en énergie d'excitation, de la façon suivante :

$$d\Omega_{CM}(\theta_{CM}) = 4\pi \times \frac{N_{det}(\theta_{CM})}{N(4\pi)}$$

avec  $N_{det}(\theta_{CM})$  est le nombre d'événements détectés à un angle  $\theta_{CM}$  donné, et  $N(4\pi)$  le nombre total d'événements émis dans tout l'espace lors de la simulation.

- $N_{60Fe}$  est le nombre total d'ions de  $^{60}\text{Fe}$  incidents sur la cible. Pour le déterminer, le nombre d'ions incidents dans le plastique  $N_{faisceau}$  a été déterminé à partir des informations codées par le module d'échelle ou de comptage. Tous les ions du faisceau, indépendamment du temps mort du système d'acquisition et de la contamination du faisceau, sont alors comptabilisés (le temps mort du module d'échelle étant négligeable).

L'efficacité liée au temps mort  $\text{TM}_{acq}$  (en %) de l'électronique d'acquisition  $\varepsilon_{electr} = 1 - \text{TM}_{acq}$  est le pourcentage d'événements acceptés par le système d'acquisition au cours de l'expérience. Le temps mort caractérise le nombre d'événements non codés par l'acquisition, qui est déjà occupée par le traitement d'un événement. Il était de l'ordre de 15% pour notre expérience. Ce temps mort est déterminé grâce à un générateur d'événements, dont les impulsions sont comptabilisées par un module d'échelle tout au long de l'expérience. Le nombre d'impulsions issus du générateur et validées par la FAG est également comptabilisé, ce qui permet de déterminer le temps mort de l'acquisition. Ce dernier est égal au rapport du nombre d'impulsions non validées par la FAG par le nombre total d'impulsions émises. Le module d'échelle enregistre la valeur de chacune des voies du module de comptage toutes les 10 minutes. Le nombre d'événements faisceau est donc déterminé toutes les 10 minutes à partir de  $N_{faisceau}$  corrigé du temps mort associé, en considérant une intensité constante du faisceau au cours de cette courte période.

La pureté du faisceau  $P(^{60}\text{Fe})$  a été estimée à  $55 \pm 5\%$  à partir des mesures entre l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation et le temps de vol entre le plastique et le signal CATS2 retardé, effectuées régulièrement tout au long de l'expérience avec un faisceau de basse intensité. L'erreur systématique a été déterminée en faisant des coupures de différentes tailles sur la tache correspondant au  $^{60}\text{Fe}$ . Finalement,  $N_{60Fe} = N_{faisceau} \times \varepsilon_{electr} \times P(^{60}\text{Fe}) = (1,75 \pm 0,16) \times 10^{10}$  ions incidents.

- $N_{deutons}$  est le nombre de deutons par  $\text{cm}^2$  présents dans la cible, déterminé de la façon suivante :

$$N_{deutons} = \frac{2\mathcal{N}_A}{M_C + 2M_D} \times e_{CD_2} = (1,95 \pm 0,075) \times 10^{20} \text{ at/cm}^2$$

où  $\mathcal{N}_A$  est le nombre d'Avogadro, les  $M_i$  les masses molaires du carbone et du deuton et  $e_{CD_2}$  l'épaisseur de la cible de  $\text{CD}_2$  en  $\text{g/cm}^2$ .

- $\varepsilon_{det} = \varepsilon_{MUST2/S1} \times \varepsilon_{CATS}$  est l'efficacité de détection totale du dispositif expérimental (en %). L'efficacité de détection  $\varepsilon_{MUST2/S1}$  des détecteurs MUST2

### 3.7. Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés

et S1 est déterminée à partir de l'analyse des données simulées par :

$$\varepsilon_{MUST2/S1} = \frac{N_{det}(\theta_{CM})}{N_{simules}(\theta_{CM})}$$

En effet, dans le cas des détecteurs MUST2, les événements arrivant dans une piste qui n'est pas en face d'un détecteur SiLi ne sont pas traités. On a donc bien dans ce cas particulier  $N_{det}(\theta_{CM}) \neq N_{simules}(\theta_{CM})$ . Dans le cas du détecteur annulaire, ce terme est égal à 1. L'efficacité de détection des détecteurs de faisceau  $\varepsilon_{CATS}$  a été estimée à 98.8% en comptant le nombre d'événements détectés dans les CATS par rapport au nombre d'ions détectés dans le plastique (dont l'efficacité est supposée être de 100 %).

- $\varepsilon_{reconstruction} = \varepsilon'_{MUST2/S1} \times \varepsilon'_{CATS}$  est l'efficacité de reconstruction de l'analyse pour l'ensemble du dispositif expérimental. En effet, les événements inter-pistes de l'annulaire S1 et des télescopes MUST2 n'étant pas traités, une partie des événements d'intérêt est perdue.  $\varepsilon_{MUST2} = 1 - 15.8\% = 84.2\%$  et  $\varepsilon_{S1} = 1 - 3.5\% = 96.5\%$  sont les proportions d'événements en dehors des inter-pistes respectives de MUST2 et de l'annulaire.  $\varepsilon'_{CATS}$  est l'efficacité de reconstruction sur cible des détecteurs CATS. Puisque l'un des détecteurs a été endommagé pendant l'expérience,  $\varepsilon'_{CATS}$  est réduite à 74.5%, malgré une très bonne efficacité intrinsèque des détecteurs CATS.

### Distributions angulaires des états présents dans le 1<sup>er</sup> pic en énergie d'excitation

Les distributions angulaires « brutes » obtenues pour les états à 207 (en bleu), 861 (en rouge) et 1401 keV (en vert) sont données Fig. 3.39a). On peut remarquer des barres d'erreurs plus grandes aux angles 7° et 21°, qui correspondent aux bords des télescopes MUST2. Ces barres d'erreurs verticales associées à chacun des points des distributions angulaires présentées précédemment proviennent des erreurs statistiques liées au nombre de coups détectés.

Les erreurs systématiques, qui jouent sur la normalisation globale des sections efficaces différentielles et donc sur la détermination du facteur spectroscopique, ne sont pas représentées ici. Elles concernent différentes grandeurs :

- l'erreur sur le nombre d'ions de  $^{60}\text{Fe}$  incidents est liée à l'erreur sur la détermination de la pureté du faisceau. Elle est de l'ordre de 9%. L'erreur sur le nombre de deutons par  $\text{cm}^2$  de la cible, liée à l'erreur sur la détermination de l'épaisseur de la cible est de l'ordre de 3,8 %.

- l'erreur liée à la détermination de l'angle solide par simulation, de l'ordre de 5 à 10 % en fonction de l'angle. Cette erreur a été évaluée pour 2 positions de cible : 0 mm, qui correspond à la position donnée par le géomètre, et 3 mm, qui est la position de la cible dans l'analyse.
- les incertitudes sur les efficacités de détection et de reconstruction ( $\sim 3\%$ ), qui sont différentes pour la zone couverte par l'annulaire et celle couverte par MUST2.

L'erreur systématique totale sur la normalisation des sections efficaces différentielles est donc de l'ordre de 12,5%.

Les barres horizontales sur l'angle dans le référentiel dans le centre de masse correspondent à l'intervalle  $\Delta\theta_{CM} = 2^\circ$  choisi autour de  $\theta_{CM}$ .

### Soustraction du fond Carbone

On peut voir sur la Fig. 3.37 à gauche que la contribution du fond carbone est non négligeable pour les angles couverts par les télescopes MUST2 et doit être soustraite aux événements correspondant à la réaction d'intérêt. La statistique des mesures utilisant la cible de carbone étant trop faible, les événements du spectre en énergie d'excitation entre -2 MeV et -0.5 MeV ont été utilisés pour extraire la distribution angulaire liée aux réactions du  $^{60}\text{Fe}$  sur le carbone. En effet, on a établi au §3.4.3 que les événements reconstruits avec une énergie d'excitation négative provenaient essentiellement des réactions de fusion évaporation partielle du  $^{60}\text{Fe}$  sur le carbone. La distribution angulaire du fond carbone ainsi obtenue est plate dans cette gamme en énergie d'excitation (voir Fig. 3.38). Comme on ne s'attend pas à une grande modification de la nature de la distribution angulaire du fond entre 0 et 4 MeV, on peut utiliser ces données pour soustraire la contribution du fond carbone aux sections efficaces différentielles des états d'intérêt. Le résultat de l'ajustement par une constante de la distribution angulaire du fond carbone entre -2 MeV et -0.5 MeV a été utilisé pour soustraire la contribution du fond carbone aux sections efficaces différentielles des différents états. Les événements aux très petits angles sont sensibles à la contribution du fond carbone, puisque l'obtention des facteurs spectroscopiques dépendra fortement de ces points.

Afin de soustraire la bonne contribution de la distribution angulaire du carbone qui contamine chaque état, la normalisation du nombre d'événements « carbone » de l'état considéré a été effectuée en utilisant l'intégrale sous la droite qui modélise le fond carbone lors de la déconvolution du spectre en énergie d'excitation. Le facteur de normalisation  $a$  obtenu est utilisé pour soustraire la distribution angulaire du fond carbone à la distribution angulaire de chaque état selon la formule 3.21 pour



### 3.7. Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés

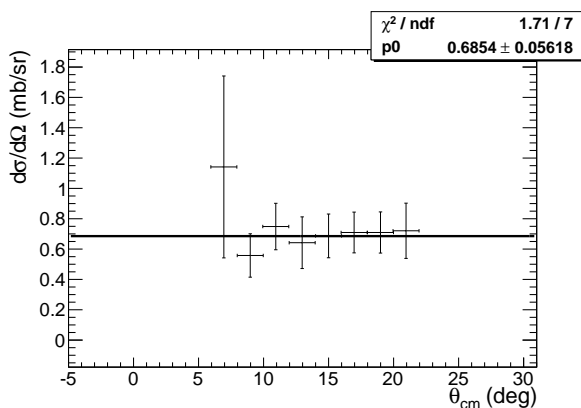


FIGURE 3.38 – Section efficace différentielle du fond carbone obtenue à partir des événements dont l'énergie d'excitation reconstruite est négative. Les données sont ajustées par une constante.

l'état à 861 keV.

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{861}'(\theta_{CM}) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{861}^{ini}(\theta_{CM}) - a \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_C(\theta_{CM}) \quad (3.21)$$

Pour l'annulaire S1 et contrairement à MUST2, aucun événement de type fond carbone n'apparaît aux énergies d'excitation négatives, comme déjà mentionné au §3.4.3. On a donc fait l'hypothèse que la forme plate de la distribution angulaire du fond carbone ainsi que sa normalisation ne sont pas modifiées aux très petits angles. La soustraction de la contribution du fond carbone dans l'annulaire S1 se fait alors de la même façon que sur les télescopes MUST2.

Après soustraction de la contamination due au fond carbone des distributions angulaires, certains points ayant une statistique trop faible pour être significatifs (section efficace différentielle négative ou erreur sur la section efficace différentielle plus grande que la section efficace différentielle elle-même) ont été supprimés pour des convenances visuelles, puisqu'ils ne contraignent pas l'ajustement. Cela explique pourquoi le point correspondant à l'angle 21° dans le référentiel du centre de masse a disparu des distributions angulaires de l'état à 207 keV et de l'état à 1401 keV. On peut voir sur la Fig. 3.39b) que la forme de la section efficace différentielle de l'état isomérique à 861 keV (en rouge) a été peu affectée par la soustraction du fond carbone, tandis que celles des états à 207 keV (en bleu) et 1401 keV (en vert) a été légèrement modifiée. Ce comportement s'explique par la relativement forte proportion d'événements provenant du fond carbone dans les états à 207 et 1401 keV, ce qui est moins vrai pour l'état à 861 keV.

L'erreur statistique liée au fond carbone s'ajoute quadratiquement aux erreurs statistiques précédentes. Une erreur liée à l'évaluation du facteur de normalisation  $a$  du fond carbone (de l'ordre de 8%) devra également être prise en compte pour

l'évaluation des facteurs spectroscopiques.

### Soustraction des contributions des distributions angulaires des états voisins

Afin de s'affranchir de la contribution des états voisins dans l'intervalle en énergie d'excitation déterminé par les coupures choisies (voir Fig. 3.37), un traitement supplémentaire des distributions angulaires expérimentales a été effectué. Ainsi, la proportion d'événements correspondants aux états à 207 keV et à 1401 keV contenus dans la coupure en énergie d'excitation du niveau à 861 keV a été estimée. Les contributions des états à 207 keV et à 1401 keV ont ensuite été soustraites à la distribution angulaire du 861 keV en utilisant les facteurs  $x_{207}$  et  $x_{1401}$  correspondant à ces proportions.

La contribution de la section efficace de l'état à 861 keV après ce traitement a été soustraite aux états à 207 keV et à 1401 keV. Les résultats obtenus sont présentés Fig. 3.39c). La proportion d'événements provenant de l'état à 861 keV dans les coupures en énergies d'excitation du 207 keV et du 1401 keV étant faible (voir Fig. 3.37), les distributions de ces 2 états sont très peu modifiées. La section efficace de l'état à 861 keV à l'intérieur des bornes en énergie d'excitation s'exprime alors sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Bigg|_{861}^{bornes}(\theta_{CM}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Bigg|_{861}'(\theta_{CM}) - x_{207}\frac{d\sigma}{d\Omega}\Bigg|_{207}(\theta_{CM}) - x_{1401}\frac{d\sigma}{d\Omega}\Bigg|_{1401}(\theta_{CM}) \quad (3.22)$$

Ainsi, on a soustrait la contribution des états à 207 keV et à 1401 keV de l'état à 861 keV en considérant que la contamination des états à 207 keV et 1401 keV par l'état à 861 keV est assez faible, puis on a soustrait cette nouvelle distribution de l'état à 861 keV aux deux états voisins. Pour être entièrement correct, ce processus devrait être itératif : on devrait soustraire les distributions angulaires « décontaminées » à l'état à 861 keV. Ici, seule la première étape de ce processus a été réalisée.

L'erreur systématique liée à cette procédure de soustraction provient de l'incertitude sur la détermination des facteurs  $x_{207}$ ,  $x_{861}$  et  $x_{1401}$ , déterminée à partir de l'erreur sur les intégrales sous la fonction de déconvolution dans l'intervalle en énergie d'excitation considéré. Cette incertitude, provenant de l'ajustement des données expérimentales, mène à une erreur systématique de 4% pour les états à 207 keV et 1401 keV, et de 8% pour l'état à 861 keV.

**Correction de la normalisation des distributions angulaires : prise en compte des événements en dehors de la coupure en énergie d'excitation**

Compte-tenu de la méthode utilisée, certains événements associés à l'état considéré sont supprimés par la coupure en énergie d'excitation utilisée pour réduire le mélange d'états. Pour corriger cet effet, la proportion d'événements de chaque état située à l'extérieur de la coupure en énergie d'excitation associée a été déterminée. Le pourcentage  $A$  d'événements supprimés par la coupure est déterminé à partir du nombre d'événements présents dans la coupure en énergie d'excitation correspondant à l'état considéré divisé par l'intégrale de la fonction de déconvolution associée à cet état auparavant. Cette procédure fait l'hypothèse raisonnable que les états ont la même distribution angulaire sur toute la largeur du pic qui les composent.

Sur ces nouvelles distributions angulaires présentées sur la Fig. 3.39d), les barres d'erreurs statistiques sont plus grandes : les erreurs statistiques sur les distributions angulaires « parasites » viennent s'ajouter aux erreurs déjà présentées auparavant. Les facteurs correctifs appliqués aux distributions angulaires pour corriger du nombre de coups en dehors de la coupure en énergie d'excitation introduisent une nouvelle erreur systématique (de l'ordre de 4%).

Finalement la section efficace différentielle associée à l'état à 861 keV s'écrit de la façon suivante :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{861} (\theta_{CM}) = \frac{1}{A} \times \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{861}^{bornes} (\theta_{CM}) \quad (3.23)$$

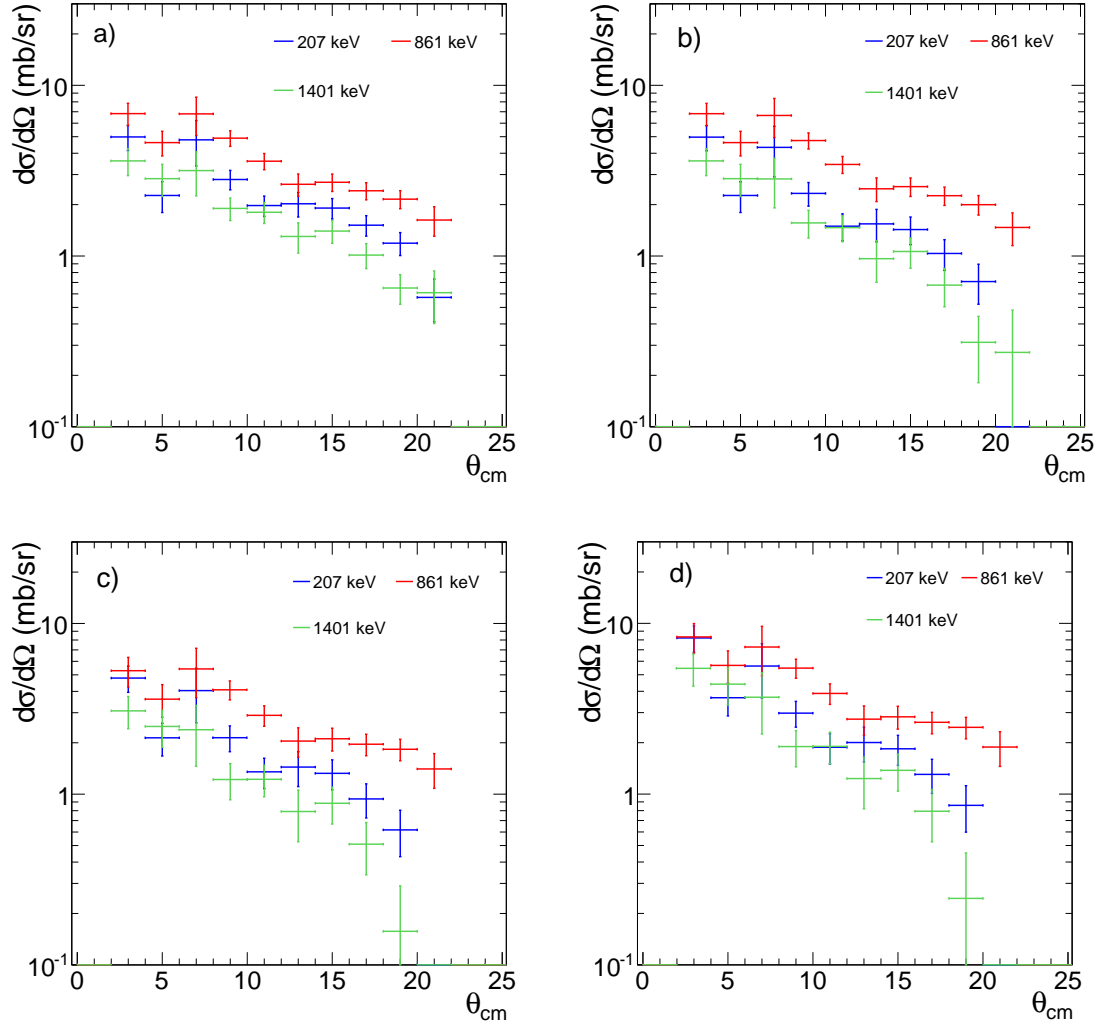


FIGURE 3.39 – Distributions angulaires des états à 207 keV (en bleu), à 861 keV (en rouge) et à 1401 keV (en vert); a) avant tout traitement; b) après soustraction du fond carbone; c) après soustraction des états voisins; d) après renormalisation.

### Distributions angulaires des états présents dans le 2<sup>ème</sup> pic en énergie d'excitation

Bien qu'il soit difficile de déterminer l'énergie des états présents dans le deuxième pic en énergie d'excitation (voir §3.6.2), sa largeur expérimentale de 2 MeV et

### 3.7. Détermination des différentes sections efficaces différentielles des états peuplés

la résolution de 900 keV estimée par simulation pour un état à 3 MeV en énergie d'excitation laisse penser qu'au moins 3 états sont en jeu. La zone comprise entre 2 et 4 MeV en énergie d'excitation a donc été divisée en trois parties égales, centrées sur 2325, 3015 et 3665 keV, afin d'essayer de déterminer le ou les moments angulaires dominants dans ce deuxième pic. Aucune information sur le mélange d'état n'est accessible ici. Cependant, le fond carbone a été soustrait en utilisant la même méthode que précédemment. Les distributions angulaires obtenues sont présentées sur la Fig. 3.40. On peut déjà remarquer que la forme de la distribution de l'état à plus basse énergie (i.e. 2325 keV) est légèrement différente de celle des deux autres états.

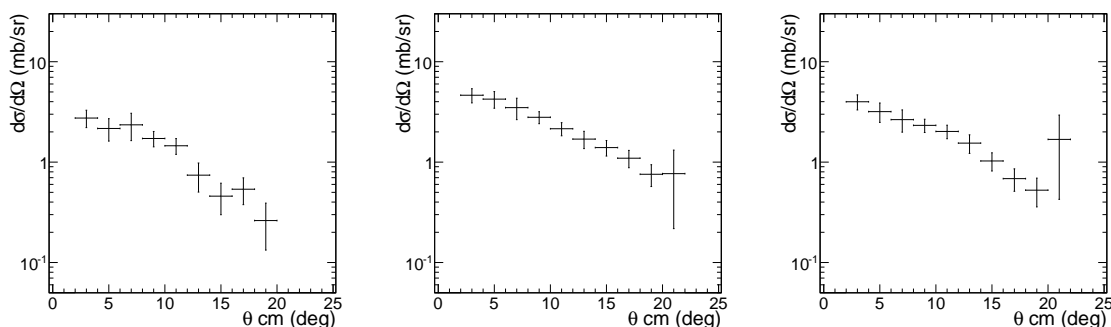


FIGURE 3.40 – Distributions angulaires des 3 états potentiels présents dans le 2<sup>ème</sup> pic en énergie d'excitation : à gauche pour le 2325 keV, au centre pour 3015 keV et à droite pour 3665 keV.

#### Détermination de l'erreur systématique sur l'extraction des section efficaces différentielles

On a vu tout au long de cette section que les différentes étapes de traitement des distributions angulaires introduisaient des erreurs systématiques sur la normalisation globale des sections efficaces différentielles. Les erreurs systématiques (en %) associées à la normalisation de la distribution angulaire par l'intensité du faisceau, l'épaisseur de la cible, l'efficacité de reconstruction et l'angle solide ainsi que les erreurs systématiques liées à la soustraction du fond carbone, à la soustraction des contributions des états voisins puis à la normalisation pour comptabiliser les événements à l'extérieur de la coupure en énergie d'excitation sont données Tab. 3.9. L'erreur systématique totale est de 16% pour les états à 207 keV et 1401 keV, et de 17,5% pour l'état à 861 keV.

$\Delta I(^{60}\text{Fe})$	$\Delta e_{CD_2}$	$\Delta \epsilon_{rec}$	$\Delta(\epsilon_{det} d\Omega_{CM})$	fond C	états voisins	normalisation
9.1 %	3.8 %	3 %	7.5 %	8.5 %	4-8%	4%

TABLE 3.9 – Erreurs systématiques liées aux différentes étapes de traitement des distributions angulaires expérimentales.

# Chapitre 4

## Résultats et interprétation

Dans ce chapitre sont présentés les résultats de l'analyse en DWBA des données décrites dans le chapitre précédent, ainsi que leur comparaison aux calculs de type modèle en couches. On commencera par présenter le formalisme de la DWBA et les calculs utilisés pour déterminer les moments angulaires et facteurs spectroscopiques des états peuplés par réaction de transfert (d,p). Les résultats obtenus seront alors comparés à des calculs de type modèle en couches. Enfin, les implications astrophysiques de cette mesure seront sommairement exposées à partir des résultats de cette analyse.

### 4.1 L'approximation DWBA

Les calculs DWBA s'appliquent au cas des réactions directes, i.e. aux réactions pour lesquelles il y a très peu de changement entre la fonction d'onde de l'état initial et de l'état final. On parle de réaction directe lorsque l'état final est produit après une unique interaction entre le projectile et un des degrés de liberté qui décrivent le noyau cible.

Les réactions de transfert permettent de transférer au projectile un ou plusieurs nucléons de la cible. On écrit souvent par convention la réaction sous la forme  $a(A,b)B$  où A représente le faisceau, et B l'éjectile lourd. On note  $B = A + x$  et  $a = b + x$ , où  $x$  est la particule transférée. Plusieurs mécanismes de réaction peuvent alors intervenir : les états peuplés au cours d'une réaction sont produits soit par réaction directe, soit par un transfert à plusieurs étapes, soit par une réaction impliquant un noyau composé, i.e. formant un noyau intermédiaire qui va décroître vers l'état final. Dans le cas des petits angles dans le référentiel du centre de masse, les réactions de transfert sont généralement dominantes. Une méthode classique

pour étudier les réactions directes est l'approximation de Born en Ondes Distordues (Distorted Waves Born Approximation ou DWBA en anglais). Nous avons étudié la réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  en cinématique inverse. Un neutron ( $x$ ) de la cible de deutons ( $a$ ) a donc été transféré au  $^{60}\text{Fe}$  ( $A$ ) pour produire le  $^{61}\text{Fe}$  ( $B$ ) en émettant un proton ( $b$ ) (cf Fig. 4.1).

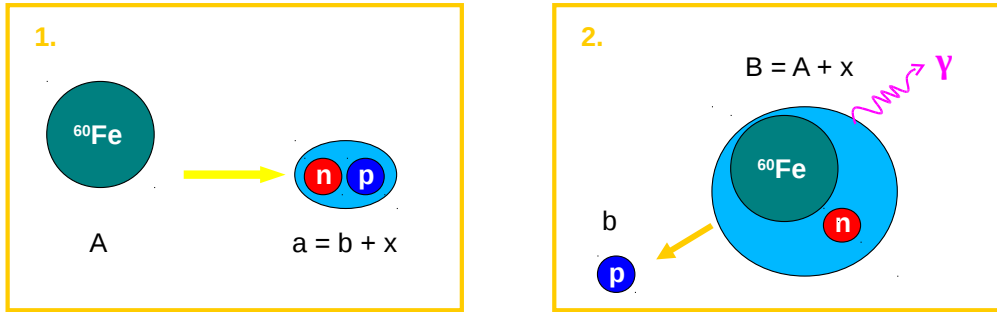


FIGURE 4.1 – Schéma de la réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$  avant (à gauche) et après interaction (à droite).

### 4.1.1 Éléments de théorie de la diffusion et approximations de Born

#### Section efficace et amplitude de transition

Les sections efficaces sont gouvernées par une matrice  $T_{fi}$  appelée amplitude de transition et traduisant la probabilité du recouvrement des fonctions d'ondes de l'état initial et de l'état final. Cette matrice est directement reliée à la différence entre l'état final et l'état initial et ne fait pas intervenir les états des autres nucléons.

On définit  $i$  (pour initial) pour la voie d'entrée  $A+a$  et  $f$  (pour final) pour la voie de sortie  $B+b$ . D'après la théorie de la diffusion, la section efficace différentielle non polarisée de ce type de réaction s'écrit, après sommation sur les projections de tous les moments angulaires, sous la forme [Glen 04] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{i \rightarrow f} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2J_A + 1)(2J_a + 1)} \sum_{M_A M_B M_a M_b} |T_{fi}|^2 \quad (4.1)$$

où :

–  $\mu_i$  et  $\mu_f$  sont les masses réduites dans la voie d'entrée et la voie de sortie,



- $k_i$  et  $k_f$  sont les nombres d'onde associés,
- $J_A$  et  $J_a$  sont les spins des noyaux dans la voie d'entrée,
- $M_A$  et  $M_a$  sont les projections des spins des noyaux en voie d'entrée et  $M_B$  et  $M_b$  les équivalents en voie de sortie,
- $T_{fi}$  est l'amplitude de transition entre la voie d'entrée et la voie de sortie, dont la forme sera développée au paragraphe suivant.

La relation 4.1 permet de relier la section efficace différentielle expérimentale aux modèles théoriques qui déterminent les amplitudes de transition. Le calcul théorique des éléments de la matrice  $T_{fi}$  ne pouvant pas être fait de manière exacte, plusieurs approximations concernant la fonction d'onde d'entrée et de sortie sont nécessaires.

### Approximation de Born en ondes distordues

La théorie de la DWBA [Aust 70][Satc 83] s'appuie sur une approximation qui consiste à utiliser une théorie des perturbations, en séparant les potentiels d'interaction en deux parties. La première décrit le potentiel élastique  $U$  et l'autre décrit la perturbation  $W$ , provenant d'une réaction de transfert ou d'une réaction de diffusion inélastique par exemple. L'exemple pour le potentiel d'interaction en voie de sortie  $V_{bB}$  est donnée par la relation suivante :

$$V_{bB} = U_{bB} + W_{bB} \quad \text{avec} \quad W_{bB} = V_{bB} - U_{bB} \ll U_{bB} \quad (4.2)$$

La composante de l'hamiltonien décrivant la diffusion élastique  $U_{bB}$  en voie de sortie (respectivement en voie d'entrée) s'annule pour toute fonction d'onde décrivant un autre processus que la diffusion élastique (i.e. lorsque  $i \neq f$ ). Tout autre composante est donc décrite par le terme perturbatif  $W_{bB}$ . L'approximation de Born en ondes distordues consiste à considérer la diffusion élastique comme le processus dominant. Les fonctions d'onde exactes solutions de l'hamiltonien total en voie d'entrée  $\Psi_i^+$  et en voie de sortie  $\Psi_f^-$  sont donc approximées par les solutions stationnaires  $\chi_i^+$  (en voie d'entrée) et  $\chi_f^-$  (en voie de sortie) de l'équation de Schrödinger pour la partie du potentiel concernant la diffusion élastique uniquement. La fonction d'onde  $\Psi_i^+$  sera ainsi remplacée par le produit de la fonction d'onde interne de la cible dans son état fondamental  $\psi_A$  avec celle de la particule a notée  $\psi_a$  et la fonction  $\chi_i^+$ , ce qui se note  $|\Psi_i^+\rangle \simeq |\psi_A \psi_a \chi_i^+\rangle$ .

### Amplitude de transition

Après ces approximations, l'amplitude de transition  $T_{fi}$  d'une réaction de transfert peut s'exprimer de la façon suivante [Satec 64] :

$$T_{fi} \approx T_{fi}^{DWBA} = \int \int \chi_f^-(\vec{k}_f, \vec{r}_f)^* \langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle \chi_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) d\vec{r}_i d\vec{r}_f \quad (4.3)$$

où :

- $\chi_i$  et  $\chi_f$  sont respectivement les fonctions d'onde décrivant la diffusion élastique A(a,a)A en voie d'entrée et B(b,b)B en voie de sortie. Ces fonctions d'ondes sont les solutions obtenues après résolution de l'équation de Schrödinger pour un potentiel optique  $U_{aA}$  en entrée ou  $U_{bB}$  en sortie. Ces potentiels optiques sont généralement déterminés à partir de mesures de diffusion élastique.
- Les rayons  $\vec{r}_i$  et  $\vec{r}_f$  sont définis par  $\vec{r}_i = \vec{r}_{Aa}$  et  $\vec{r}_f = \vec{r}_{Bb}$ .
- Les  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_f$  sont les nombres d'ondes respectivement associés à la voie d'entrée et à la voie de sortie.
- Le terme  $\langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle$  est appelé « facteur de forme » et s'écrit comme l'intégrale sur toutes les coordonnées internes  $\xi$  et indépendantes de  $\vec{r}_i$  et  $\vec{r}_f$  :

$$\langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle = \int \psi_B^* \psi_b^* W_{bB} \psi_A \psi_a d\xi \quad (4.4)$$

C'est l'élément de matrice décrivant les processus non-élastiques. Le facteur de forme contient toutes les informations de structure nucléaire et les règles de sélection des moments angulaires, comme on le verra par la suite.

### Potentiel de transition et approximation de portée nulle

Dans le cas d'une réaction de transfert (d,p), on peut écrire  $V_{bB}$  sous la forme  $V_{bB} = V_{pn} + V_{pA}$ , où  $V_{pA}$  est la somme des interactions individuelles d'un proton avec les nucléons du noyau A. En première approximation, ce potentiel  $V_{pA}$  est égal au potentiel  $U_{bB}$  décrivant la diffusion élastique du proton sur le noyau final. En effet, la particule transférée étant très petite devant le noyau cible, le terme  $V_{pA} - U_{bB}$  devient négligeable devant  $V_{pn}$ . Puisque le potentiel de transition est égal à  $W_{bB} = V_{bB} - U_{bB} = V_{pn} + V_{pA} - U_{bB}$ , on peut simplifier l'écriture de l'amplitude de transition selon l'équation suivante :

$$T_{fi} \approx \int \int \chi_f^-(\vec{k}_f, \vec{r}_f)^* \langle p, B | V_{pn} | d, A \rangle \chi_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) d\vec{r}_i d\vec{r}_f \quad (4.5)$$

Le potentiel d'interaction  $V_{pn}$  étant indépendant des coordonnées de la cible A, on peut décomposer le facteur de forme en deux termes selon l'expression :

$$\langle p, B | V_{pn} | d, A \rangle = \langle B | A \rangle \langle p | V_{pn} | d \rangle \quad (4.6)$$

Les calculs présentés par la suite sont réalisés dans l'approximation de portée nulle. Cette approximation revient à considérer que le deuton est une particule ponctuelle. Celle-ci est d'autant plus justifiée que le noyau (ici le  $^{60}\text{Fe}$ ) est lourd [Glen 04] et que la longueur d'onde associée à la fonction d'onde de la particule en voie d'entrée est grande et varie peu devant « l'étalement » de la fonction d'onde du deuton ( $\sim \text{fm}$ ). De plus, le deuton étant dans un état interne correspondant à une onde s ( $\ell = 0$ ), la fonction d'onde décrivant le proton et le neutron dans le deuton est maximale pour  $r = 0$ . Cette approximation permet de simplifier le calcul de l'amplitude de transition en passant d'une intégrale de 6 à 3 dimensions, la partie spatiale du recouvrement  $\langle p | V_{pn} | d \rangle$  s'écrivant alors sous la forme  $D_0 \delta(\vec{r}_{pn})$ .

### 4.1.2 Facteurs spectroscopiques

Expérimentalement, la section efficace différentielle est reliée au facteur de forme  $\langle b, B | V_{pn} | a, A \rangle$  et plus particulièrement au coefficient  $\langle B | A \rangle$ , qui correspond à la fonction de recouvrement entre les fonctions d'ondes des noyaux A et B.

Les règles de sélection sur les moments angulaires permettent de simplifier les calculs. La fonction d'onde décrivant le neutron dans le deuton étant une onde s ( $\ell_n = 0$ ), son moment angulaire total est  $j_n = 1/2$ . Le moment angulaire orbital transféré au noyau B est noté  $\ell_B$ , et son moment angulaire total  $j_B$ . D'après les règles de sélection des moments angulaires, le moment angulaire transféré total  $J_t$  est donc égal au moment angulaire orbital  $\ell_B$ . De plus, le spin du noyau initial de  $^{60}\text{Fe}$  étant  $0^+$ , le spin total du noyau dans l'état final est directement donné par  $j_B$ . Une seule transition ( $\ell_B, j_B$ ) permet donc de peupler le  $^{61}\text{Fe}$  dans son état final.

Après ces simplifications, la fonction de recouvrement  $\langle B | A \rangle$  s'écrit sous la forme :

$$\langle B | A \rangle = C \sqrt{S_{AB}} \sum_j \langle J_A M_A; j m | J_B M_B \rangle \Phi_{jl}^{m*}(\vec{r}_{An}) \quad (4.7)$$

où :

- $C = \langle T_A N_A; t n | T_B N_B \rangle$  est le coefficient de couplage d'isospin. Pour une réaction de transfert d'un neutron,  $T_B$  ne peut avoir pour valeur que  $T_A \pm 1/2$ . Ici, comme on peuple un noyau riche en neutron (le  $^{61}\text{Fe}$ ), on ne peut avoir que  $T_B = T_A + 1/2$ . Le coefficient  $C$  est donc égal à 1 dans le cas de la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$ .

- le facteur  $S_{BA}$  est appelé facteur spectroscopique et mesure le recouvrement entre l'état initial et l'état final. Le facteur spectroscopique donne donc la probabilité que le noyau B puisse être décrit comme un nucléon transféré x autour d'un cœur inerte A.
- $J_A, J_B, j$  sont respectivement les moments angulaires en voie d'entrée, de sortie, et du neutron transféré.
- $M_A, M_B, m$  sont respectivement les projections des moments angulaires en voie d'entrée, de sortie, et du neutron transféré.
- $\Phi_{jl}^{m*}(\vec{r}_{An})$  est la partie radiale de la fonction d'onde du neutron transféré. Elle est obtenue en ajustant le potentiel d'interaction  $V(r)$  de façon à bien reproduire l'énergie de liaison du neutron dans le noyau de  $^{61}\text{Fe}$  et à satisfaire à l'équation de Schrödinger. On a choisi une fonction de Woods-Saxon pour  $V(\mathbf{r})$ .

En comparant la forme des distributions angulaires expérimentales à celles calculées avec le formalisme de la DWBA, on peut déterminer le moment angulaire orbital transféré et donc le moment angulaire orbital de l'état peuplé. Quant aux facteurs spectroscopiques  $C_B^2 S_B$  associés aux états peuplés, ils sont obtenus par normalisation des sections efficaces différentielles suivant la formule :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{EXP} = C_B^2 S_B \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \quad (4.8)$$

Pour une réaction de transfert quelconque, il est nécessaire de prendre en compte le facteur spectroscopique des nucléons transférés dans le projectile. Dans le cas de la réaction de transfert (d,p), le facteur spectroscopique du neutron dans le deuton vaut 1. Il n'intervient donc pas dans la normalisation des section efficaces différentielles.

Toujours pour une réaction de transfert (d,p), pour laquelle on ajoute un neutron sur une couche  $(n, \ell, j)$  du noyau initial, le facteur spectroscopique donne une indication sur le déficit d'occupation de la couche  $(n, \ell, j)$  du noyau initial. En général, la force correspondant à une orbitale  $(n, \ell, j)$  est fragmentée sur  $X$  états d'énergies différentes. La somme des facteurs spectroscopiques sur tous ces états donne une estimation du nombre de trous dans la couche  $(n, \ell, j)$  de l'état fondamental du noyau initial. Dans le cas de notre réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p)$ ,  $J_i = 0$  et  $J_f$  est fixé. On peut donc écrire [Glen 04] :

$$\sum_X S_{ij}^m = \frac{h(n, \ell, j)}{2j + 1} \quad (4.9)$$

en notant  $X$  l'ensemble des états présents sur la même orbitale dans l'état final, et  $h(n, \ell, j)$  le nombre de trous sur la couche  $(n, \ell, j)$  dans l'état fondamental du

noyau cible. Cette relation est appelée règle de somme. Cette somme est égale à 1 lorsque la couche  $(n, \ell, j)$  du noyau initial est vide : on a en effet dans ce cas  $h(n, \ell, j) = 2j + 1$ .

### 4.1.3 Forme des potentiels optiques

La forme générale des potentiels optiques utilisés pour décrire la diffusion élastique des particules sur des noyaux est donnée par :

$$U(r) = V_C(r_C) - V_V f(r_V) + \left( \frac{\hbar^2}{m_\pi c} \right)^2 V_{SO} \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r_{SO}) - i \left[ W_V - 4W_S \frac{d}{dx_s} f(r_s) \right] \quad (4.10)$$

où la fonction  $f$  est généralement de type Woods-Saxon (voir Eq. 4.11), et  $r$  et  $a$  sont le rayon et la diffusivité associés au potentiel considéré.

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_0^{1/3}}{a}\right)} \quad (4.11)$$

Douze paramètres sont donc nécessaires pour décrire l'interaction décrivant la diffusion élastique.  $V_C(r)$  est le potentiel coulombien d'une sphère uniformément chargée de rayon  $R_C = r_C A^{1/3}$ .  $V_V$  est la profondeur du puits,  $r_V$  le rayon et  $a_V$  la diffusivité du potentiel dit « volumique ». Un terme de couplage spin-orbite vient s'ajouter au potentiel réel, dont les paramètres sont  $V_{SO}$ ,  $a_{SO}$  et  $r_{SO}$ . Deux autres termes, imaginaires cette fois-ci sont également présents :  $W_V$ ,  $r_V$  et  $a_V$  sont respectivement les profondeur du puits, le rayon et la diffusivité du potentiel d'absorption volumique, alors que  $W_S$ ,  $r_S$  et  $a_S$  sont les paramètres du puits de potentiel d'absorption surfacique.

Les paramètres décrivant les différents types de potentiels (profondeur du puits, rayon et diffusivité des potentiels coulombien, volumique, surfacique et spin-orbite) sont obtenus par ajustement des données de diffusion élastique expérimentales. Les valeurs du rayon  $r_C$  et de la diffusivité  $a_C$  du potentiel coulombien varient très peu dans le cas du transfert (les valeurs typiques sont respectivement  $r_C = 1.25$  fm et  $a_C = 0.65$  fm) et sont ajustées au cas par cas.

Lorsque les potentiels optiques associés à la diffusion élastique des noyaux mis en jeu ne sont pas disponibles (car non mesurés), on passe par des paramétrisations

des potentiels valables pour des noyaux dans une gamme de masse donnée et une gamme d'énergie des particules diffusées. Ces potentiels globaux sont extrapolés à partir de nombreuses mesures de potentiel de diffusion élastique dans la même région de masse, la plupart étant des diffusions sur des noyaux stables (voir §4.1.3).

### L'hypothèse adiabatique

Des études théoriques ont montré que la prise en compte de la cassure du deuton dans les calculs améliore sensiblement la reproduction des distributions angulaires expérimentales de transfert (d,p) au-delà d'une énergie du deuton de 20 MeV sur des cibles de masse intermédiaire [John 70] [John 74]. Pour prendre en compte cet effet nous avons utilisé l'hypothèse adiabatique. Elle consiste à décrire précisément l'interaction  $V_n$  du neutron et  $V_p$  du proton (qui constituent le deuton) avec le noyau cible de  $^{60}\text{Fe}$  à l'énergie  $E_d/2$  et à y rajouter un terme de correction qui prend en compte les interactions entre neutron et proton. Les formules prenant en compte ces effets ont été dérivées par [Wale 76] :

$$V = \frac{\langle \Phi_d | V_{np}(V_n + V_p) | \Phi_d \rangle}{\langle \Phi_d | V_{np} | \Phi_d \rangle} \quad (4.12)$$

Dans [Wale 76], les expressions des différents paramètres du potentiel du deuton sont données en fonction des paramètres des potentiels neutrons et protons. Ces expressions seront utilisées dans la suite pour effectuer les calculs adiabatique du potentiel du deuton (voir §4.2).

D'autres types de calculs prenant en compte l'influence de la cassure du deuton sur la forme des distributions angulaires existent, tels que les calculs exacts (contrairement à l'approximation adiabatique) dits de « Fadeev » [Nune 11] ou utilisant le modèle optique dispersif [Nguy 11]. Malheureusement, ces études théoriques très récentes ne fournissent pas encore de formules directement applicables par l'utilisateur aux codes de DWBA actuels.

## 4.2 Analyse en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales

L'analyse en DWBA des distributions angulaires présentées dans cette partie a été effectuée avec le code DWUCK4 [Kunz 74].

### 4.2.1 Influence et choix des potentiels optiques

En général, on utilise les mesures existantes des sections efficaces différentielles de diffusion élastique pour extraire les paramètres des potentiels optiques nécessaires pour effectuer les calculs DWBA. Or, dans le cas du  $^{60}\text{Fe}$ , aucune mesure de diffusion élastique (d,d) ou (p,p) n'est disponible et la diffusion d( $^{60}\text{Fe}$ ,d) n'a pas pu être mesurée pendant notre expérience de part la configuration du dispositif expérimental.

Cependant, des potentiels globaux ont été paramétrisés lors de précédentes études à partir des mesures de diffusion élastique sur de nombreux noyaux et à des énergies différentes. Ces paramétrisations permettent de décrire des diffusions élastiques sur des noyaux non étudiés, et sont valables dans un domaine de masse et d'énergie de la particule diffusée dans le référentiel du laboratoire. La forme de ces potentiels optiques ne contient pas toujours tous les termes (volumiques, surfacique, spin-orbite...) décrits précédemment (voir §4.1.3). Nous avons utilisé ce type de paramétrisations pour effectuer nos calculs DWBA.

Les moments angulaires des états à 207 keV et à 861 keV ayant déjà été établis par de précédentes expériences, l'analyse de leurs distributions angulaires nous servira de référence pour évaluer l'influence de la variation des potentiels optiques sur la forme des distributions angulaires théoriques extraites par calcul DWBA.

#### Potentiels optiques en voie d'entrée et hypothèse adiabatique

En voie d'entrée, le potentiel optique doit décrire la diffusion élastique d'un deuteron de 54 MeV sur le  $^{60}\text{Fe}$ . Nous avons utilisé une première paramétrisation basée sur la diffusion élastique de deutons de 52 MeV sur des noyaux de différentes masses (dont certains isotopes du Fe) [Hint 68] que nous avons comparée à une paramétrisation plus exhaustive pour des deutons compris entre 12 et 90 MeV [Daeh 80].

Cependant, ces deux potentiels ne prennent pas explicitement en compte la cassure du deuton. Pour tenir compte de cet effet, nous avons calculé les potentiels optiques du proton et du neutron avec la cible de  $^{60}\text{Fe}$  dérivés de CH89 [Varn 91], puis utilisé les prescriptions de [Wale 76] pour déterminer le potentiel prenant en compte l'hypothèse adiabatique décrite précédemment.

Sur la Fig. 4.2 sont comparées les calculs DWBA effectués avec les différentes paramétrisations de la voie d'entrée utilisées et la paramétrisation de [Varn 91] en voie de sortie (voir « *Potentiels optiques en voie de sortie* »), à gauche pour l'état à 207 keV et à droite pour l'état à 861 keV. En rouge et en vert sont représentées respectivement les prescriptions de [Hint 68] et [Daeh 80] pour la diffusion d'un deuton sur une cible. En bleu est représenté le résultat d'un calcul adiabatique [Wale 76]

utilisant les paramétrisations des potentiels du proton et du neutron avec la cible de  $^{60}\text{Fe}$  donnés par [Varn 91]. On peut voir sur ces figures que les distributions angulaires DWBA avec l'approximation adiabatique reproduisent bien la forme des distributions angulaires expérimentales. Les moment angulaires des états à 207 keV ( $l = 3$  pour la couche  $f_{5/2}$ ) et à 861 keV ( $l = 4$  pour la couche  $g_{9/2}$ ) sont bien confirmés.

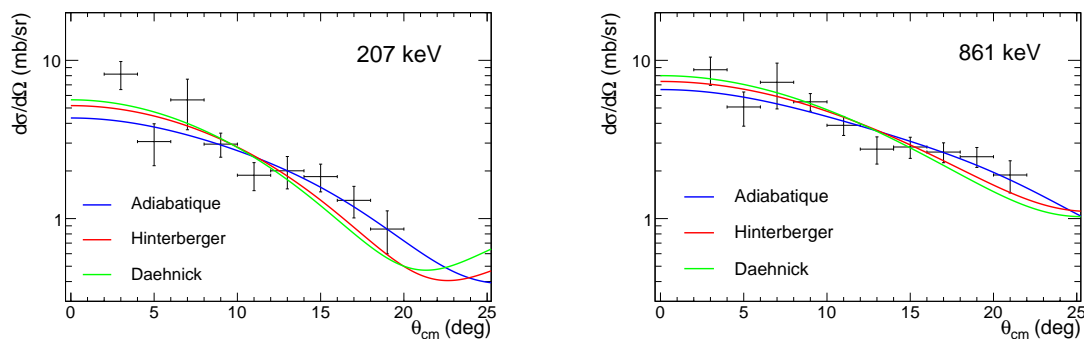


FIGURE 4.2 – Comparaison de sections efficaces différentielles expérimentales de la réaction  $d(^{60}\text{Fe},p)$  avec les calculs DWBA effectués pour différentes paramétrisations de la voie d'entrée : à gauche, pour l'état à 207 keV (couche  $f_{5/2}$ ) et à droite pour l'état à 861 keV (couche  $g_{9/2}$ ).

Pour les deux états, le potentiel adiabatique est celui qui reproduit le mieux les données expérimentales, ce qui était attendu pour des deutons de 54 MeV sur une cible de  $^{60}\text{Fe}$  [John 74]. Afin de s'en convaincre quantitativement, les valeurs des  $\chi^2$  associées à chacune de ces prescriptions sont données Tab. 4.1 pour les deux états. L'approximation adiabatique donne bien de meilleurs  $\chi^2$  que les deux paramétrisations décrivant la diffusion élastique du deuton avec le  $^{60}\text{Fe}$ .

L'hypothèse adiabatique a donc été retenue pour définir le potentiel d'interaction en voie d'entrée dans toute la suite. Les facteurs spectroscopiques obtenus pour les différentes paramétrisations sont aussi présentés Tab. 4.1. Des variations de l'ordre de 30 à 40% sont observées en fonction du potentiel d'entrée utilisé.

### Potentils optiques en voie de sortie

Pour décrire l'interaction en voie de sortie d'un proton d'énergie  $E_{lab} \sim 55$  MeV avec un noyau de masse  $A = 61$ , nous avons utilisé deux paramétrisations. La première paramétrisation est un potentiel global développé par [Becc 69] et valable pour



## 4.2. Analyse en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales

Energie	207 keV		861 keV	
	S	$\chi^2$	S	$\chi^2$
Daehnick	0.53	2.1	0.36	1.6
Hinterberger	0.38	1.9	0.33	1.2
Adiabatique	0.50	1.38	0.40	0.9

TABLE 4.1 – Valeurs du  $\chi^2$  et du facteur spectroscopique neutron  $S$  obtenues pour les différentes paramétrisations des potentiels en voie d'entrée utilisées.

des noyaux de masse  $A > 40$  et une énergie dans le laboratoire de la particule diffusée  $E < 50$  MeV (à la limite de validité pour l'énergie dans notre cas). Le deuxième potentiel global utilisé, plus récent, est connu sous le nom de paramétrisation CH89 [Varn 91]. Il est valable pour la diffusion d'un proton dont l'énergie est comprise entre 16 et 65 MeV sur des noyaux dont la masse  $A$  est comprise entre 40 et 209.

Sur la Fig. 4.3, où sont présentés les données expérimentales et les calculs DWBA associés, on peut observer que les différences induites par l'utilisation des deux potentiels en voie de sortie [Becc 69] [Varn 91] sont très faibles (on rappelle qu'on utilise à présent l'approximation adiabatique en voie d'entrée). La paramétrisation de [Becc 69] étant à la limite du domaine de validité en énergie des protons dans le référentiel du laboratoire, on a utilisé par la suite la paramétrisation plus récente CH89 [Varn 91].

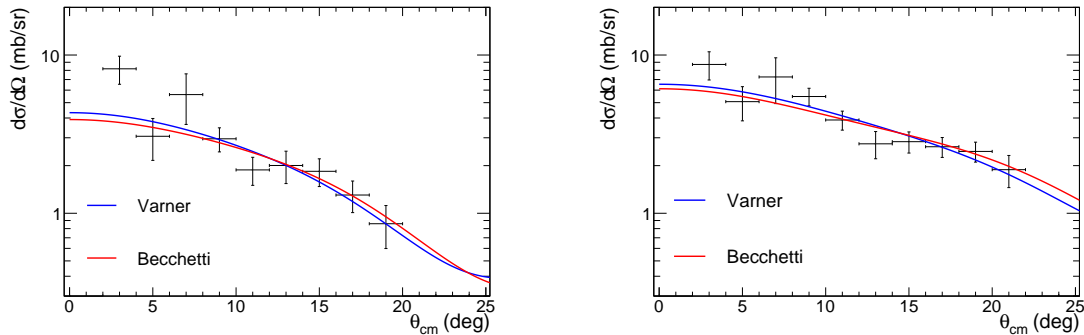


FIGURE 4.3 – Comparaison de sections efficaces différentielles expérimentales de la réaction  $d(^{60}\text{Fe}, p)$  avec les calculs DWBA effectués pour différentes paramétrisations de la voie de sortie : à gauche, pour l'état à 207 keV (couche  $f_{5/2}$ ) et à droite pour l'état à 861 keV (couche  $g_{9/2}$ ).

## Potentiel d'interaction

La profondeur du puits de potentiel décrivant l'interaction  $^{60}\text{Fe-n}$  est ajustée de façon standard à partir de l'énergie de liaison du  $^{61}\text{Fe}$ . Les valeurs du rayon  $r$  et de la diffusivité  $a$  du potentiel d'interaction sont des paramètres à déterminer. Les valeurs typiques de  $r$  et  $a$  sont respectivement de 1.25 fm et 0.65 fm. Dans notre cas, elles ont été calculées à partir du potentiel d'interaction de Varner pour un neutron interagissant avec une cible de  $^{60}\text{Fe}$ , et fixées à  $r = 1.19$  fm et  $a = 0.69$  fm. On reviendra sur l'influence de ces paramètres sur la valeur des facteurs spectroscopiques dans le §4.2.4.

### 4.2.2 Détermination des moments angulaires des nouveaux états

Par notre mesure de la réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe,p})$ , nous avons peuplé des états qui n'avaient pas été observés lors des expériences précédentes étudiant la spectroscopie du  $^{61}\text{Fe}$ . C'est le cas de l'état à 1401 keV et des états qui composent le deuxième pic en énergie d'excitation. En comparant la forme des distributions angulaires calculées par le formalisme de la DWBA avec la forme des distributions angulaires expérimentales, les moments angulaires associés à ces états peuvent être déterminés.

#### Etat à 1401 keV

Le troisième état identifié dans le premier pic du spectre en énergie d'excitation n'a jamais été observé auparavant. Son moment angulaire est donc inconnu. Afin de le déterminer, des calculs DWBA pour différents moments angulaires ont été comparés. On peut voir sur la Fig. 4.4 la comparaison de calculs DWBA effectués pour des moments angulaires  $\ell = 1, 2, 3$  et 4 avec les distributions expérimentales.

La distribution angulaire théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales sur l'ensemble de la gamme angulaire est celle obtenue pour  $\ell = 1$ , qui correspond à une couche  $p_{1/2}$  ou  $p_{3/2}$ .

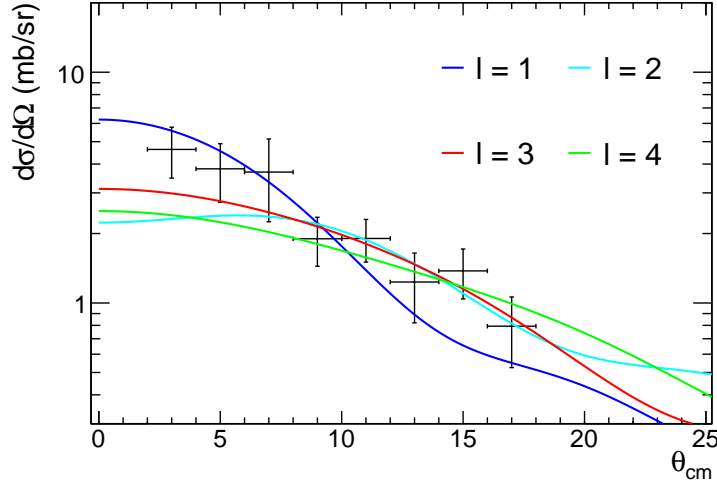


FIGURE 4.4 – Comparaison de la section efficace différentielle de l'état à 1401 keV avec des calculs DWBA pour différents moments angulaires ( $\ell = 1, 2, 3, 4$ ).

### Etats du deuxième pic en énergie d'excitation

Dans le cas du deuxième pic observé sur le spectre en énergie d'excitation, les énergies des états présents n'ont pas pu être déterminées (voir Chap. 3, §3.7.2). L'analyse en DWBA des distributions angulaires de trois tranches en énergie d'excitation centrées sur 2325 keV, 3015 keV et 3665 keV a cependant été réalisée afin d'extraire un éventuel moment angulaire dominant. En observant la Fig. 4.5 à gauche, on peut déjà exclure la possibilité d'avoir un moment angulaire  $\ell = 1$  ou  $\ell = 4$  pour les trois énergies.

Les mêmes distributions angulaires expérimentales ont été tracées à nouveau sur la Fig. 4.5 à droite avec les calculs DWBA correspondant  $\ell = 2$  et  $\ell = 3$  pour plus de lisibilité. On peut difficilement trancher entre ces deux moments angulaires à partir des seules considérations de forme, qui correspondraient aux couches  $f_{5/2}$  ou  $2d_{5/2}$ . On verra par la suite si les règles de somme des facteurs spectroscopiques ou les calculs modèles en couches peuvent contraindre les valeurs de  $\ell$  mises en jeu.

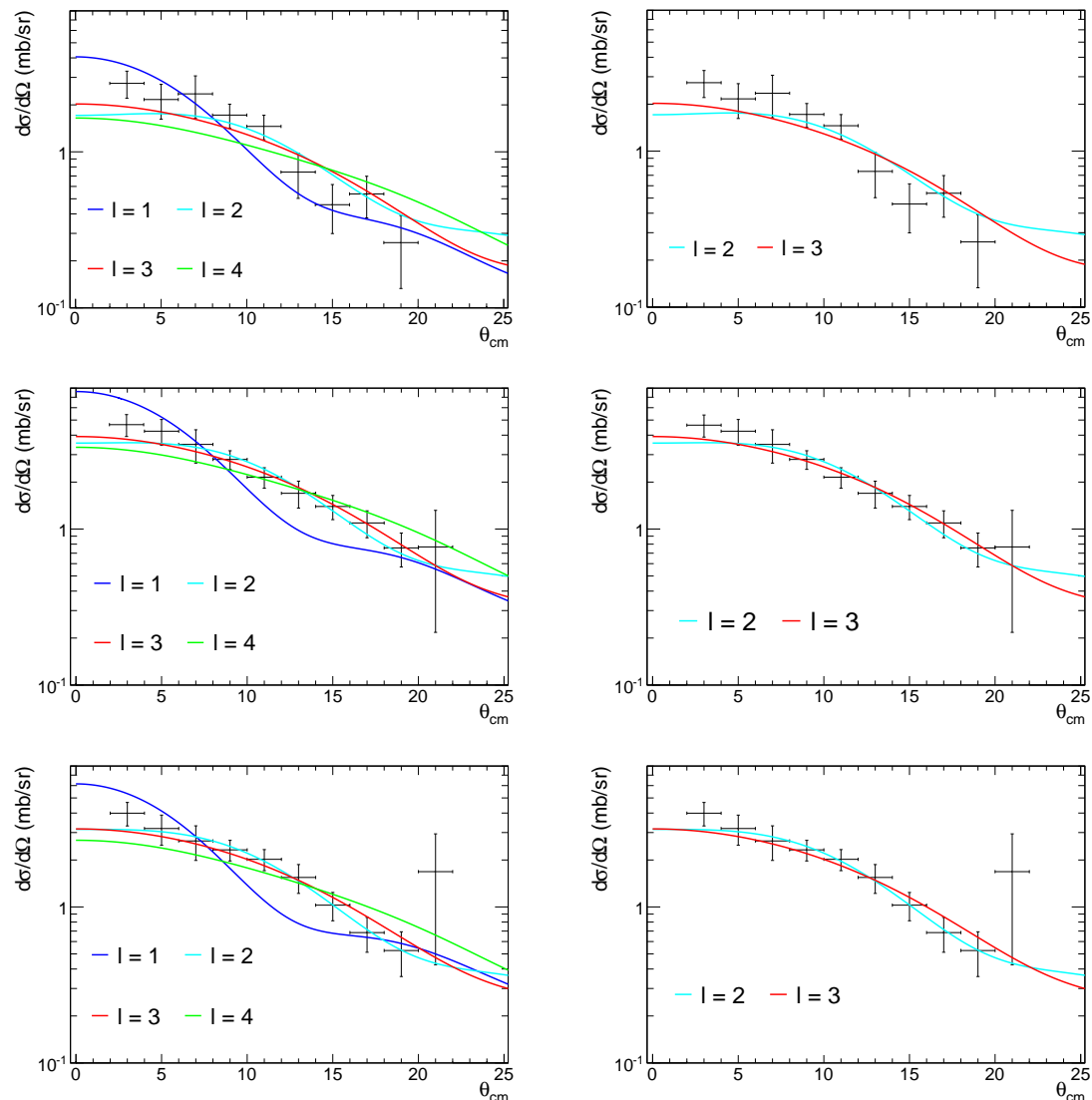


FIGURE 4.5 – *A gauche* : Comparaison des sections efficaces expérimentales des tranches en énergie d'excitation centrées sur 2325 keV (en haut à gauche), 3015 keV (en haut à droite) et 3665 keV (en bas) avec les calculs DWBA pour les transferts  $\ell = 1, 2, 3, 4$  (à gauche) et pour les transferts  $\ell = 2, 3$  (à droite).

### 4.2.3 Détermination des facteurs spectroscopiques neutrons

Pour déterminer les facteurs spectroscopiques neutrons  $S$ , on a utilisé la méthode de minimisation du  $\chi^2$  pour normaliser au mieux la distribution angulaire théorique calculée en utilisant les potentiels optiques choisis précédemment à la distribution angulaire expérimentale.

#### Premier pic en énergie d'excitation

Les distributions angulaires DWBA calculées pour les états à 207 keV, 861 keV et 1401 keV et normalisées aux distributions angulaires expérimentales par minimisation du  $\chi^2$  sont représentées respectivement sur les Fig. 4.6, 4.7 et 4.8 avec les facteurs spectroscopiques correspondants.

Pour l'état à 207 keV, le facteur spectroscopique obtenu est de 0.5. La couche  $f_{5/2}$  est donc fragmentée sur d'autres niveaux en énergie.

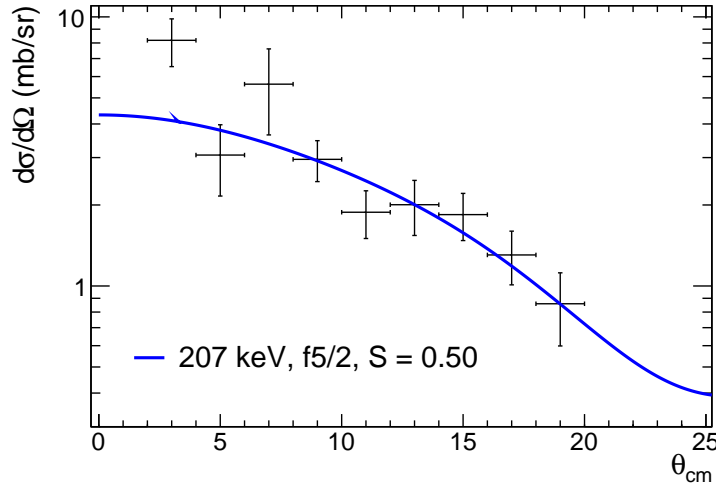


FIGURE 4.6 – Section efficace différentielle calculée en DWBA et normalisée par minimisation du  $\chi^2$  à la distribution angulaire expérimentale de l'état à 207 keV (couche  $f_{5/2}$ ).

Le facteur spectroscopique associé à l'état à 861 keV est de 0.40 : la couche  $g_{9/2}$  est donc également fragmentée.

Le facteur spectroscopique associé à l'état à 1401 keV pour une couche  $p_{1/2}$  est supérieur à 1 ( $S = 1.29$ ), ce qui ne respecte pas les règles de somme. Or, l'erreur systématique associée à la normalisation de la distribution angulaire expérimentale

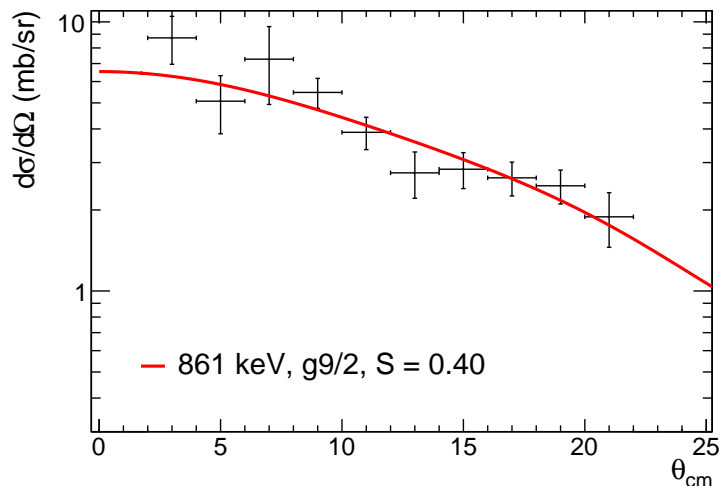


FIGURE 4.7 – Section efficace différentielle calculée en DWBA et normalisée par sinisation du  $\chi^2$  à la distribution angulaire expérimentale de l'état à l'état à 861 keV (couche  $g_{9/2}$ ).

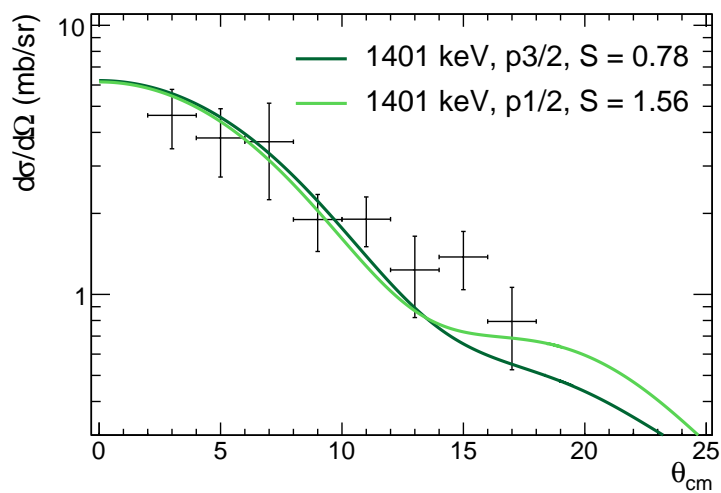


FIGURE 4.8 – Section efficace différentielle calculée en DWBA et normalisée par sinisation du  $\chi^2$  à la distribution angulaire expérimentale de l'état à l'état à 1401 keV pour une couche  $p_{1/2}$  (en vert clair) ou  $p_{3/2}$  (en vert foncé).

## 4.2. Analyse en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales

---

est de l'ordre de 16 à 17.5% (voir Chap. 3 §3.7.2) et les erreurs associées aux calculs DWBA sont de l'ordre de 30% (voir §4.2.4). La valeur du facteur spectroscopique obtenue pour l'état à 1401 keV et une couche  $p_{1/2}$  est donc possible, si l'on tient compte des différentes barres d'erreurs. Cela impliquerait que cette couche n'est pas fragmentée en énergie et qu'elle est complètement vide. Pour une couche  $p_{3/2}$ , le facteur spectroscopique est de 0.65. On peut donc assigner un moment angulaire orbital  $\ell = 1$  à l'état à 1401 keV. Les calculs modèles en couches permettront éventuellement de trancher entre les deux possibilités ( $p_{1/2}$  ou  $p_{3/2}$ ).

Les valeurs des facteurs spectroscopiques obtenues pour chacun des états présents dans le premier pic en énergie d'excitation ainsi que les valeurs des  $\chi^2$  associés à la procédure de minimisation sont répertoriées Tab. 4.2.

E (keV)	couche	$\ell$	J	S	$\chi^2$
207	$f_{5/2}$	3	5/2	0.50	1.53
861	$g_{9/2}$	4	9/2	0.40	0.80
1401	$p_{3/2}$	1	3/2	0.78	1.14
1401	$p_{1/2}$	1	1/2	1.56	1.34

TABLE 4.2 – *Facteurs spectroscopiques et  $\chi^2$  correspondants obtenus pour les états présents dans le 1<sup>er</sup> pic en énergie d'excitation.*

On peut comparer ces facteurs spectroscopiques à ceux obtenus pour les états excités du  $^{59}\text{Fe}$  à partir de la réaction de transfert  $^{58}\text{Fe}(d,p)^{59}\text{Fe}$  (voir Tab. 4.3) [McLe 72] [Klem 67]. En effet, on s'attend à une structure du  $^{61}\text{Fe}$  proche de celle du  $^{59}\text{Fe}$ , puisqu'on a deux neutrons de moins dans l'espace de valence. On remarque que le facteur spectroscopique de la couche  $f_{5/2}$  pour le  $^{61}\text{Fe}$  est proche de la valeur obtenue pour la même couche dans le  $^{59}\text{Fe}$ . Pour la couche  $g_{9/2}$ , on observe une valeur similaire de notre facteur spectroscopique et celui déterminé par [McLe 72], alors que celui déterminé par [Klem 67] varie d'un facteur 2. Pour l'état  $\ell = 1$ , la couche  $p_{1/2}$  semble être plus favorisée que la couche  $p_{3/2}$  dans le  $^{59}\text{Fe}$ . C'est une indication que l'état à 1401 keV dans le  $^{61}\text{Fe}$  est plutôt sur la couche  $p_{1/2}$ . D'autres indications, provenant des calculs du modèle en couches, seront données §4.3.1.

couche	$^{61}\text{Fe}$		$^{59}\text{Fe}$ [McLe 72]		$^{59}\text{Fe}$ [Klem 67]	
	E (keV)	S	E (keV)	S	E (keV)	S
$f_{5/2}$	207	0.50	473	0.35	470	0.54
$g_{9/2}$	861	0.40	1517	0.51	1572	1.07
$p_{3/2}$	1401	0.78	728	0.08	728	0.13
$p_{1/2}$	1401	1.56	1214	0.60	1214	0.81

TABLE 4.3 – *Comparaison des facteurs spectroscopiques obtenus pour le  $^{61}\text{Fe}$  par la réaction de transfert  $d(^{60}\text{Fe}, p\gamma)^{61}\text{Fe}$ , à ceux du  $^{59}\text{Fe}$  peuplé par la réaction de transfert  $^{58}\text{Fe}(d, p)^{59}\text{Fe}$ . Les états  $p_{3/2}$  et  $p_{1/2}$  donnés pour le  $^{59}\text{Fe}$  sont les états observés ayant les facteurs spectroscopiques les plus grands.*

### Deuxième pic en énergie d'excitation

Des facteurs spectroscopiques ont également été déterminés pour les états présents dans le deuxième pic. Sur la Fig. 4.9 ont été représentées les distributions angulaires expérimentales et celles extraites des calculs DWBA pour  $\ell = 2$  (en vert) et  $\ell = 3$  (en rouge), pour les états à 2325 keV (en haut à gauche), 3015 keV (en haut à droite) et 3665 keV (en bas). Les facteurs spectroscopiques associés sont également donnés sur ces figures.

Les facteurs spectroscopiques de ces trois « états » sont rassemblés Tab. 4.4. Les  $\chi^2$  associés sont également présentés. Les sommes des facteurs spectroscopiques pour trois états  $f_{5/2}$  ou  $2d_{5/2}$  dans le 2<sup>ème</sup> pic sont données à titre indicatif. On remarque que les facteurs spectroscopiques associés à la couche  $2d_{5/2}$  sont systématiquement plus faibles que ceux associés à la couche  $f_{5/2}$ .

Une comparaison avec les calculs modèle en couche sera également effectuée §4.3.1, afin de mettre en évidence la pré-dominance de l'un des moments angulaires sur l'ensemble du pic en énergie d'excitation.



## 4.2. Analyse en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales

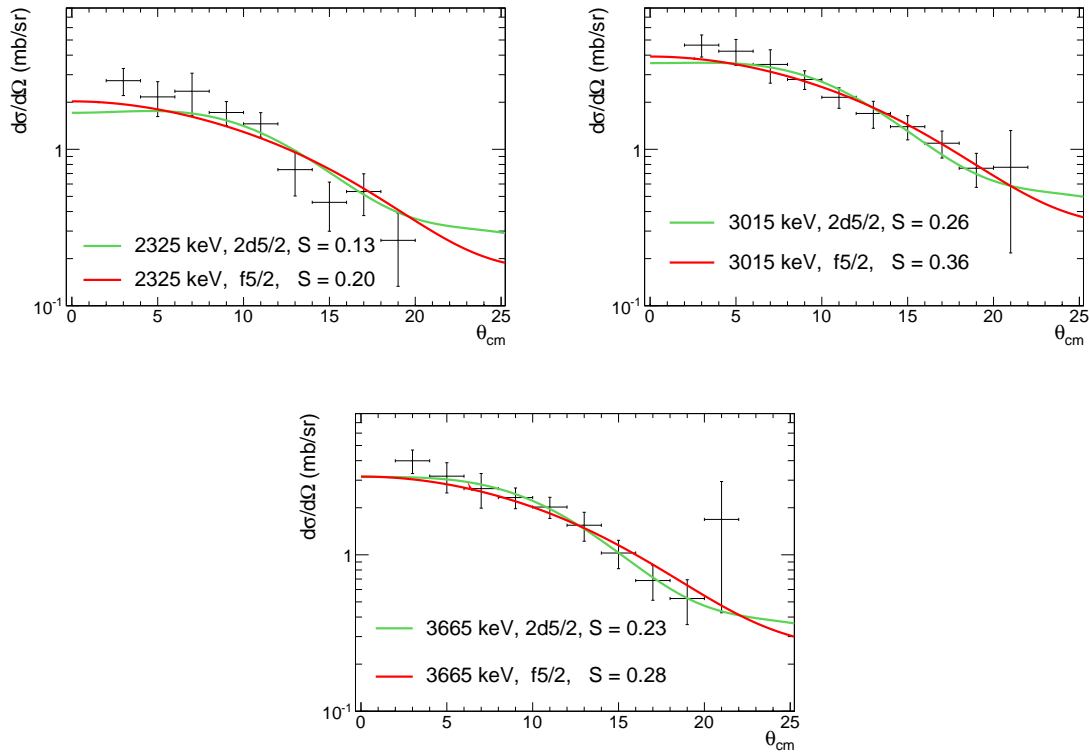


FIGURE 4.9 – Détermination des facteurs spectroscopiques des « états » à 2325 keV (en haut à gauche), 3015 keV (en haut à droite) et 3665 keV (en bas) pour  $\ell = 2$  (en vert) et  $\ell = 3$  (en rouge).

E (keV)	couche	$\ell$	J	S	$\chi^2$
2325	$f_{5/2}$	3	5/2	0.20	1.23
3015	$f_{5/2}$	3	5/2	0.36	0.18
3665	$f_{5/2}$	3	5/2	0.28	0.46
$\sum S(f_{5/2})$	$f_{5/2}$	3	5/2	0.84	
2325	$2d_{5/2}$	2	5/2	0.13	1.04
3015	$2d_{5/2}$	2	5/2	0.26	0.37
3665	$2d_{5/2}$	2	5/2	0.23	0.23
$\sum S(2d_{5/2})$	$2d_{5/2}$	2	5/2	0.62	

TABLE 4.4 – *Facteurs spectroscopiques obtenus pour les états présents dans le 2<sup>ème</sup> pic en énergie d'excitation. Les sommes des facteurs spectroscopiques pour trois états  $f_{5/2}$  ou  $2d_{5/2}$  dans le 2<sup>ème</sup> pic sont données à titre indicatif.*

#### 4.2.4 Evaluation des incertitudes sur le facteur spectroscopique par étude Monte Carlo

Afin d'évaluer l'effet de la variation des différents paramètres d'entrée du code de calcul DWUCK4, une étude globale de la variation des paramètres associés aux paramétrisations d'entrée [Varn 91] et de sortie [Wale 76] [Varn 91] dans leurs barres d'erreurs (issue de [Varn 91]) a été réalisée par méthode Monte Carlo. Une étude similaire a également été effectuée pour évaluer l'influence du choix des paramètres  $a$  et  $r$  du potentiel d'interaction  $^{60}\text{Fe-n}$ . Cette étude n'a été réalisée que pour les états bien identifiés présent dans le premier pic du spectre en énergie d'excitation.

##### Variation des paramètres des potentiels optiques

Un tirage Monte Carlo gaussien de sigma égal à l'erreur associée à chacun des paramètres des potentiels d'entrée et de sortie a été effectué pour tous les paramètres. Pour faire ce tirage, aucune corrélation entre les paramètres n'a été considérée. Le rayon et la diffusivité associés au potentiel d'interaction  $^{60}\text{Fe-n}$  ont été respectivement fixés à 1.19 et 0.69 pour cette première étude. Cette méthode nous permet d'obtenir la distribution en facteur spectroscopique, et ainsi d'évaluer l'erreur qui y est associée, pour des paramétrisations d'entrée et de sortie données. Les valeurs des paramètres, du facteur spectroscopique et du  $\chi^2$  sont enregistrées. Ainsi, on peut observer la distribution des facteurs spectroscopiques en fonction du  $\chi^2$  (pour ne garder que les valeurs raisonnables du  $\chi^2$  par exemple) ou des paramètres associés à certains tirages.

Sur la Fig. 4.10 est représentée la distribution du facteur spectroscopique  $S$  obtenue pour l'état à 207 keV. On remarque que la distribution des facteurs spectroscopiques est centrée autour de 0.5, qui est la valeur obtenue avec les paramètres nominaux des potentiels optiques d'entrée et de sortie. Aucun biais n'est donc introduit par cette méthode pour l'état à 207 keV. La largeur à mi-hauteur de la distribution permet donc d'évaluer l'erreur commise en déterminant le facteur  $S$ . On a donc pour l'état à 207 keV un facteur spectroscopique  $S = 0.50 \pm 0.15$  (DWBA), soit 30 % d'incertitude.

Pour les autres états, les distributions ne sont pas centrées autour de la valeur du facteur spectroscopique obtenue avec les valeurs nominales des paramètres optiques d'entrée et de sortie, mais les valeurs des facteurs spectroscopiques obtenues par les deux méthodes (minimisation du  $\chi^2$  sur une distribution angulaire pour les paramètres nominaux et tirage Monte Carlo dans la barre d'erreur avant détermination du  $\chi^2$ ) sont compatibles aux barres d'erreurs près (voir Tab. 4.5).

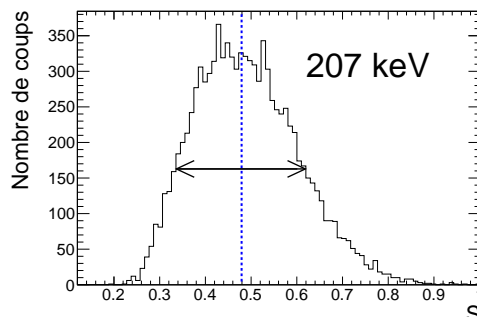


FIGURE 4.10 – Distribution du facteur spectroscopique  $S$  associé à l'état à 207 keV ( $f_{5/2}$ ).

Les valeurs des facteurs spectroscopiques ainsi que leurs erreurs déterminées par la méthode décrite précédemment sont données Tab. 4.5 pour les trois états du premier pic en énergie d'excitation, dont l'énergie est bien déterminée et pour lesquels des traitements pour tenir compte du mélange d'états ont été réalisés.

E (keV)	couche	$\ell$	J	S	$S_{MC} \pm \Delta S$ (DWBA)	$\Delta S'$ (syst)
207	$f_{5/2}$	3	5/2	0.50	$0.50 \pm 0.15$	$\pm 0.08$
861	$g_{9/2}$	4	9/2	0.40	$0.35 \pm 0.10$	$\pm 0.07$
1401	$p_{3/2}$	1	3/2	0.78	$0.7 \pm 0.28$	$\pm 0.23$
1401	$p_{1/2}$	1	1/2	1.56	$1.4 \pm 0.17$	$\pm 0.12$

TABLE 4.5 – Comparaison des facteurs spectroscopiques  $S_{MC}$  et leurs barres d'erreurs  $\Delta S$  associées déterminées par l'étude Monte Carlo, avec les facteurs spectroscopiques obtenus à partir des paramètres optiques nominaux d'entrée et de sortie. L'erreur systématique expérimentale sur la normalisation des section efficaces différentielles  $\Delta S'$  est également indiquée.

Pour les états du deuxième pic en énergie d'excitation, des erreurs supplémentaires provenant de la détermination grossière des états mis en jeu viennent perturber la détermination des facteurs spectroscopiques. Ces états n'ont donc pas été considérés pour déterminer l'erreur liée aux calculs DWBA. Cette erreur est de l'ordre de 30%, qui est l'erreur « classique » associée aux calculs DWBA pour une réaction de transfert d'une particule.

### Variation du rayon $r$ et de la diffusivité $a$ du potentiel d'interaction

Les paramètres du potentiel traduisant l'interaction entre  $^{60}\text{Fe}$  et neutron sont la profondeur, le rayon et la diffusivité du puits de potentiel Woods-Saxon. La profondeur du puits est ajustée au cours des calculs. Les valeurs typiques du rayon et de la diffusivité sont  $r = 1.25$  fm et  $a = 0.65$  fm. On a fait varier ces paramètres dans un intervalle raisonnable ( $1.2 \text{ fm} < r < 1.3 \text{ fm}$  et  $0.5 \text{ fm} < a < 0.8 \text{ fm}$ ) afin d'étudier l'effet de leur variation sur la forme et la normalisation des distributions angulaires calculées. Cependant, le rayon et la diffusivité du potentiel d'interaction ne sont pas indépendants.

Sur la Fig. 4.11, on remarque que pour l'état à 207 keV, le minimum du  $\chi^2$  est bien obtenu pour un facteur spectroscopique  $S = 0.5$ , qui est la valeur obtenue avec les paramètres nominaux des potentiels optiques d'entrée et de sortie, un rayon  $r = 1.19$  fm et une diffusivité  $a = 0.69$  fm du potentiel d'interaction  $^{60}\text{Fe-n}$ .

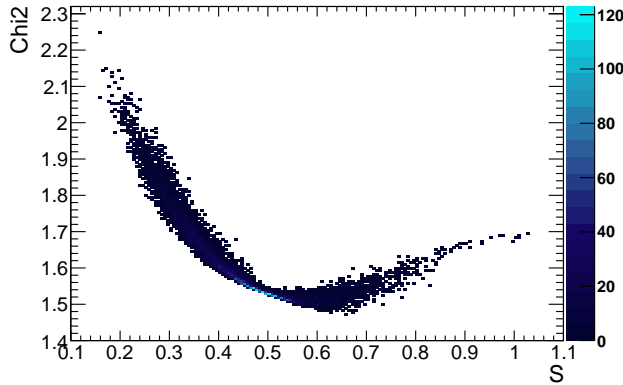


FIGURE 4.11 – *Distribution du  $\chi^2$  en fonction du facteur spectroscopique  $S$  pour l'état à 207 keV ( $f_{5/2}$ ).*

Le minimum du  $\chi^2$  en fonction de  $r$  est obtenu pour  $r = 1.2$  fm et le minimum du  $\chi^2$  en fonction de  $a$  est obtenu pour  $a = 0.7$  fm (voir Fig. 4.12), ce qui sont des valeurs proches de celles utilisées pour nos calculs DWBA ( $r = 1.19$  fm et  $a = 0.69$  fm). Les variations autour de ces valeurs centrales sont de l'ordre de 15% pour la diffusivité et le rayon d'interaction. Pour cette étude, les valeurs du rayon ont été laissées libres entre 1.0 et 1.50 fm et celles de la diffusivité entre 0.5 et 0.8 fm.

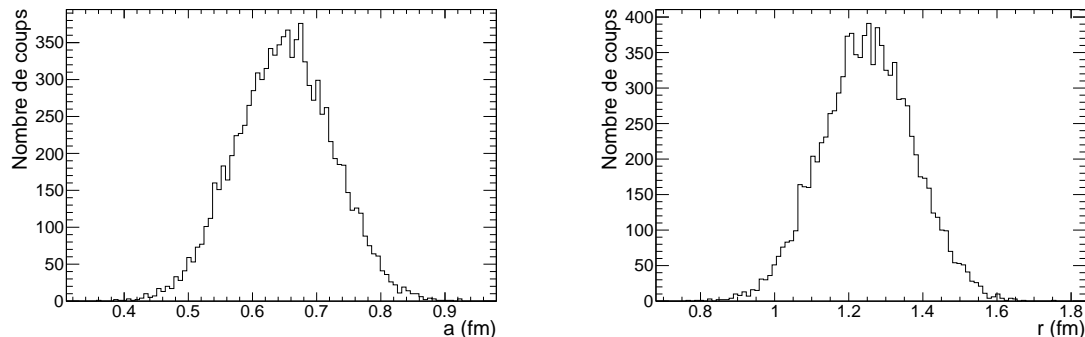


FIGURE 4.12 – Distribution de  $a$  (à gauche) et de  $r$  (à droite) pour l'état à 207 keV.

## 4.3 Interprétation des résultats et comparaison avec le modèle en couches

### 4.3.1 Comparaison avec des calculs du modèle en couches

Une comparaison de nos résultats expérimentaux avec les calculs du modèle en couches du groupe de Strasbourg a été effectuée et est présentée dans cette section.

#### Principe du calcul

Les calculs théoriques<sup>1</sup> ont été effectués en utilisant le formalisme du modèle en couches pour un large espace de valence, basé sur un cœur de  $^{48}\text{Ca}$ . L'espace de valence comprend les couches  $p$  et  $f$  pour les protons, et les orbites  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$ ,  $1g_{9/2}$  et  $2d_{5/2}$  pour les neutrons. L'interaction effective LNPS utilisée ici [Lenz 10] est basée sur des calculs de matrice  $G$  obtenus à partir de potentiels d'interaction nucléon-nucléon réalistes, dont la partie monopolaire a été corrigée empiriquement afin que les énergies de particules individuelles effectives et les  $B(E2)$  soient compatibles avec les données expérimentales. D'autres modifications concernant l'appariement de certaines orbites ( $f5 - f5$  et  $g9 - g9$ ) ainsi que d'autres corrections des monopoles ont également été incluses [Siej] pour mieux reproduire les données expérimentales.

Pour ces calculs, qui sont très lourds à cause du large espace de valence considéré, le nombre de particules pouvant être excitées dans l'espace de valence est limité : c'est la troncation. Pour les calculs présentés ici, la troncation est  $t = 7$ . Cela signifie

1. réalisés par K. Sieja de l'IPHC Strasbourg

qu'au maximum 7 nucléons parmi les 6 neutrons de la couche  $f_{7/2}$  et les 7 protons des couches  $p_{3/2}$  et  $f_{5/2}$  en dehors du cœur sont autorisés à se déplacer dans l'espace de valence, qui contient les orbitales précisées précédemment (voir Fig. 4.13).

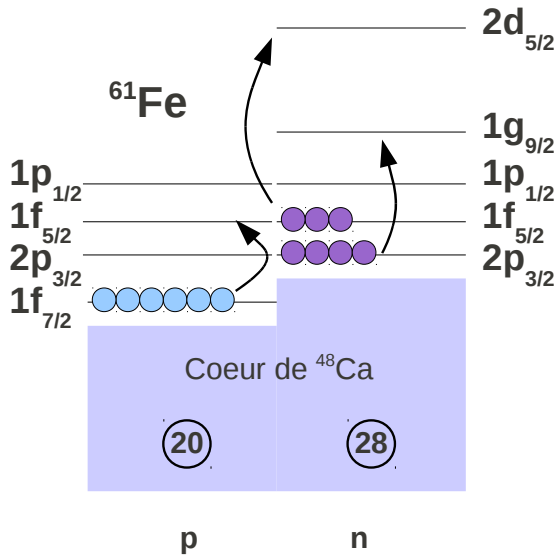


FIGURE 4.13 – Description du  $^{61}\text{Fe}$  comme un cœur de  $^{48}\text{Ca}$  + 7 neutrons et 6 protons, dont 7 nucléons peuvent être excités dans l'espace de valence représenté (couches p et f pour les protons,  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $g_{9/2}$ ,  $d_{5/2}$  pour les neutrons).

### Comparaison des calculs du modèle en couches aux résultats expérimentaux

La distribution de la force nucléaire sur les différentes orbitales nous informe sur la fragmentation des orbitales considérées à différentes énergies. On peut voir sur la Fig. 4.14 à gauche la fonction de répartition de la force calculée à partir du modèle en couches décrit précédemment. Cette figure montre la contribution majoritaire de 4 niveaux d'énergies associés à différentes orbitales. Les 4 orbitales dominantes sont la couche  $f_{5/2}$  (en bleu) à 146 keV, puis la couche  $p_{1/2}$  (en rouge) à 369 keV, la couche  $g_{9/2}$  (en rose) à 775 keV, et enfin la couche  $d_{5/2}$  (en noir) à 3.2 MeV.

Les énergies des niveaux calculées par le modèle en couches sont considérées comme acceptables si elles reproduisent les énergies des niveaux mesurées expérimentalement à moins de 500 keV près. La dominance du niveau à 207 keV (déterminé à 146 keV par calcul) et du niveau isomérique à 861 keV (775 keV) observé expérimentalement est bien reproduite par le calcul du modèle en couches (voir Fig. 4.14 à gauche). La présence possible d'un niveau sur une orbitale  $d_{5/2}$  entre 3 et 4 MeV d'après les résultats expérimentaux (voir §4.2.2) semble se confirmer. En revanche,

la forte présence d'un niveau sur une couche  $p_{1/2}$  à très basse énergie n'a pas été observée expérimentalement. L'état mesuré à 1401 keV, bien que non prédit, pourrait appartenir à cette couche, étant compatible avec  $\ell = 1$ .

Dans le Tab. 4.6 sont répertoriés les états prédits par les calculs ainsi que leurs facteurs spectroscopiques lorsque ces derniers sont supérieurs à 0.05. Une liste plus exhaustive des niveaux prédits et des facteurs spectroscopiques associés pour  $t = 7$  est donnée en Annexe C.

$p_{1/2}$		$p_{3/2}$		$f_{5/2}$		$d_{5/2}$		$g_{9/2}$	
E (keV)	S	E (keV)	S	E (keV)	S	E (keV)	S	E (keV)	S
369.4	0.71	0	0.07	145.9	0.42	1199.6	0.14	775.2	0.52
		820.9	0.06	2255.1	0.09	3197.8	0.44	3032.7	0.17
				2642.4	0.06	4771.2	0.12	4546.7	0.06

TABLE 4.6 – *Etats d'énergie et facteurs spectroscopiques associés prédits par les calculs du modèle en couches. Les états dont le facteur spectroscopique prédit est plus faible que 0.05 n'ont pas été reportés ici.*

Afin de comparer visuellement les résultats obtenus par calcul et les facteurs spectroscopiques expérimentaux, ces derniers ont été représentés sur la Fig. 4.14 à droite sous la même forme que la fonction de force. Le facteur spectroscopique à 2325 keV a été représenté sur cette figure dans le cas d'une orbitale  $f_{5/2}$ , puisqu'un état  $f_{5/2}$  est prédit à 2.3 MeV par calcul. Les facteurs spectroscopiques des états à 3015 et 3665 keV sont ceux d'une orbitale  $d_{5/2}$ . On peut observer que la distribution des facteurs spectroscopiques avec l'énergie est globalement bien prédite par le modèle en couches.

On peut voir sur le Tab. 4.6 que les facteurs spectroscopiques prédits pour les orbitales  $f_{5/2}$  et  $g_{9/2}$  sont compatibles avec les facteurs spectroscopiques mesurés aux barres d'erreurs près. En effet, le facteur spectroscopique  $S_{exp} = 0.50 \pm 0.15$  (*dwb*)  $\pm 0.08$  (*syst*) déduit de nos mesures pour l'état  $f_{5/2}$  à 207 keV est en bon accord avec celui déduit du modèle en couches,  $S_{SM} = 0.42$ . De même, le facteur spectroscopique expérimental de l'état  $g_{9/2}$  à 861 keV,  $S_{exp} = 0.40 \pm 0.1$  (*dwb*)  $\pm 0.07$  (*syst*), est en raisonnable accord avec le facteur spectroscopique donné par le modèle en couches,  $S_{SM} = 0.52$ . L'état fondamental (couche  $p_{3/2}$ ), est prédit avec un facteur spectroscopique très faible ( $S = 0.07$ ), ce qui est cohérent avec l'expérience, puisqu'on n'observe pas expérimentalement la population de l'état fondamental.



### 4.3. Interprétation des résultats et comparaison avec le modèle en couches

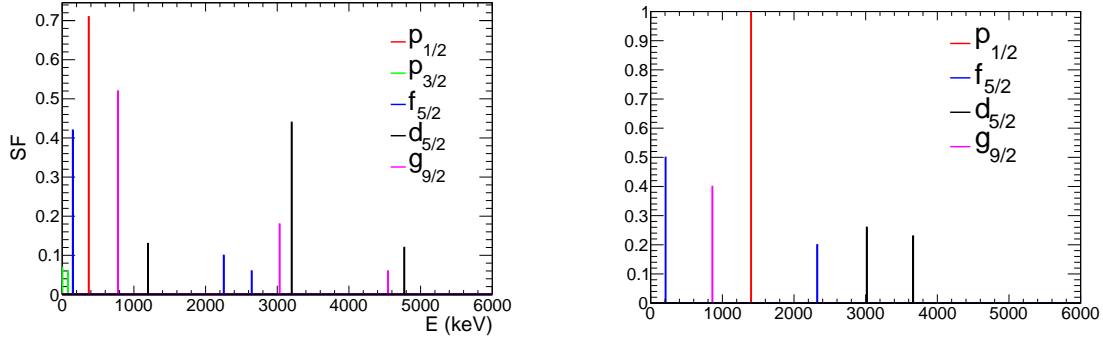


FIGURE 4.14 – *A gauche : distribution de la force  $S_F$  sur les orbitales  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $d_{5/2}$  et  $g_{9/2}$  pour une troncation  $t = 7$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E_{exc}$ ; à droite : facteurs spectroscopiques expérimentaux en fonction de l'énergie des états peuplés.*

En revanche, l'observation d'un état de la couche  $p_{1/2}$  ou  $p_{3/2}$  autour de 1401 keV avec un grand facteur spectroscopique ( $S \sim 1$ ) n'est pas prédite par les calculs. La couche  $p_{3/2}$  étant extrêmement fragmentée (voir Annexe C), il semble très peu probable que le niveau à 1401 keV appartienne à cette orbitale. Il pourrait être associé à une orbitale  $p_{1/2}$  en admettant que la fragmentation de la force nucléaire soit mal reproduite par le modèle en couches pour cette orbitale. En effet, un état  $p_{1/2}$  à 369 keV est prédit avec un fort facteur spectroscopique mais n'a pas été observé expérimentalement. Ce désaccord entre modèle en couches et expérience peut provenir du fait que la fonction de répartition n'est pas bien prédite par le modèle en couches pour cette orbitale : le facteur spectroscopique prédit pour l'état à 369 keV correspond à celui du nouvel état observé à bien plus haute énergie dans notre expérience ( $\sim 1400$  keV). En effet, des calculs modèles en couches réalisés pour les autres isotopes de Fe dont les facteurs spectroscopiques neutrons des états  $p_{1/2}$  ont été mesurés expérimentalement ont révélé le même désaccord : la plus grande fraction de l'orbitale  $p_{1/2}$  est systématiquement prédite à trop basse énergie [Siej 11]. Ce désaccord n'a pas été observé pour les isotopes du Ni.

Un état  $d_{5/2}$  est également calculé à 1.2 MeV avec un facteur spectroscopique de 0.14, mais n'a pas été observé expérimentalement. De même, l'état  $g_{9/2}$  prédit à 3.0 MeV avec un facteur spectroscopique de 0.18 n'est compatible avec aucune des distributions angulaires extraites du deuxième pic en énergie d'excitation (voir Fig. 4.5).

En ce qui concerne ce deuxième pic, les calculs prédisent un état  $d_{5/2}$  à 3.2 MeV avec un facteur spectroscopique  $S_{SM} = 0.44$ , ce qui est compatible avec les observations expérimentales. Ce pic est donc probablement dominé par un ou plusieurs états de moment orbital  $\ell = 2$  plutôt que  $\ell = 3$ , d'autant plus que la couche  $f_{5/2}$  semble très fragmentée en énergie au delà de l'état à 207 keV (voir Fig. 4.14 à gauche). Une composante plus faible de type  $f_{5/2}$  est également possible, puisqu'un niveau  $f_{5/2}$  à 2.3 MeV est prévu par le modèle en couches avec un facteur spectroscopique suffisant (0.1) pour être observé.

### 4.3.2 Présence d'un état à 1245 keV

On a pu voir au §4.3.1 que le modèle en couches prévoit un état  $2d_{5/2}$  à 1.2 MeV avec un facteur spectroscopique non négligeable ( $S = 0.11$ ). Or, on vu au §3.6.2 qu'une transition gamma à 1245 keV a été observée. Celle-ci pourrait correspondre à une transition directe d'un état à 1245 keV vers le fondamental.

Afin de tester cette hypothèse, un calcul DWBA faisant intervenir une composante provenant d'un état  $p_{1/2}$  à 1401 keV et d'un état  $2d_{5/2}$  à 1245 keV a été réalisé pour reproduire la distribution angulaire du troisième état dans le premier pic en énergie d'excitation. Cet ajustement, donné sur la Fig. 4.15 (courbe rouge) reproduit mieux la distribution angulaire expérimentale que le calcul prenant uniquement en compte la contribution d'un état à 1401 keV (voir Fig. 4.8).

Pour obtenir les facteurs spectroscopiques associés aux états à 1245 keV et 1401 keV, une normalisation des distributions angulaires expérimentales par minimisation du  $\chi^2$  a été réalisée à partir des formes des distributions angulaires DWBA de ces deux états. On a ainsi obtenu un facteur spectroscopique de 1.1 pour l'état  $p_{1/2}$  à 1401 keV, ce qui semble plus compatible avec la valeur limite de 1 que la valeur 1.56 précédemment obtenue. On obtient un facteur spectroscopique de 0.06 pour l'état  $2d_{5/2}$  à 1245 keV. Cette valeur est compatible avec la valeur de 0.11 obtenue par le calcul du modèle en couches (voir §4.3.1).

La même procédure a été suivie pour décomposer la distribution angulaire en un état  $p_{1/2}$  à 1401 keV et un état à 1245 keV sur une orbitale f ou g. Les résultats obtenus pour un état  $f_{5/2}$  à 1245 keV sont également convaincants. Le résultat obtenu est donné sur la Fig. 4.16. Cette nouvelle décomposition mène à un facteur spectroscopique plus faible pour l'état  $p_{1/2}$  à 1401 keV ( $S = 0.92$ ), et un facteur spectroscopique de 0.16 pour un état  $f_{5/2}$  à 1245 keV. La reproduction des données expérimentales est correcte également. Cependant, la couche  $f_{5/2}$  est très fragmentée. L'état à 1245 keV observé est donc plus vraisemblablement sur une orbitale  $2d_{5/2}$  que sur une orbitale  $f_{5/2}$ .

### 4.3. Interprétation des résultats et comparaison avec le modèle en couches

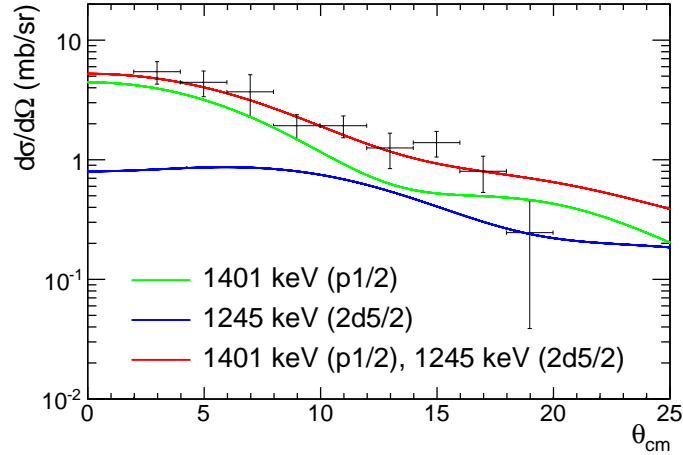


FIGURE 4.15 – Décomposition de la 3<sup>ème</sup> distribution angulaire du premier pic en énergie d'excitation en un état  $2d_{5/2}$  à 1245 keV (en bleu) et un état  $p_{1/2}$  à 1401 keV (en vert) après calcul DWBA et minimisation du  $\chi^2$  pour déterminer les facteurs spectroscopiques associés.

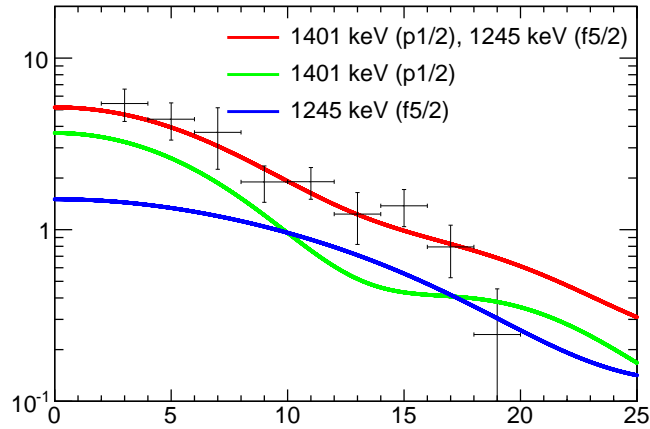


FIGURE 4.16 – Décomposition de la 3<sup>ème</sup> distribution angulaire du premier pic en énergie d'excitation en un état  $f_{5/2}$  à 1245 keV (en bleu) et un état  $p_{1/2}$  à 1401 keV (en vert) après calcul DWBA et minimisation du  $\chi^2$  pour déterminer les facteurs spectroscopiques associés.

## 4.4 « Implications » astrophysiques

Finalement, mis à part l'état à 1401 keV observé expérimentalement et correspondant à un moment angulaire orbital  $\ell = 1$  et peut-être à une couche  $p_{1/2}$ , les moments angulaires orbitaux des autres états peuplés par la réaction de transfert (d,p) sont élevés ( $\ell \geq 2$ ), ce qui impliquerait une composante directe de la section efficace de la réaction  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$  dominée par l'état à 1401 keV (voir §1.5.3). L'étude quantitative de la contribution de la cassure du deuton et sa soustraction au spectre en énergie d'excitation permettrait peut-être de mettre en évidence la présence d'autres états qui pourraient être significatifs pour la composante directe, à la limite du seuil de séparation neutron.

Cependant, au vu des résultats des calculs modèles en couches, cette hypothèse semble peu réaliste, car la couche  $p_{3/2}$  est très fragmentée et les facteurs spectroscopiques associés aux états de cette orbitale seraient très faibles. Toutefois, des calculs de la section efficace  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$  avec le code TEDCA (voir §1.5.3) utilisant les informations spectroscopiques mesurées ( $E_x$ ,  $\ell$ ,  $S$ ) sont nécessaires pour conclure si la composante directe est négligeable ou non par rapport à la composante résonante calculée à partir de calculs Hauser-Feshbach.

# Conclusions et perspectives

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à l'étude de la réaction  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$ , responsable de la destruction du radio-isotope  ${}^{60}\text{Fe}$  qui a été observé en astronomie gamma (RHESSI, INTEGRAL), dans les grains météoritiques (radioactivité éteinte) et dans la croûte océanique. La réaction  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$  est l'une des principales sources d'incertitudes nucléaires des modèles stellaires pour la nucléosynthèse du  ${}^{60}\text{Fe}$ . Les abondances de cet isotope prédites par les modèles stellaires souffrent en effet d'incertitudes nucléaires importantes, qui rendent difficile l'interprétation des observations disponibles (astronomie gamma, grains météoritiques...).

Nous avons étudié pour la première fois la composante directe de la réaction  ${}^{60}\text{Fe}(n, \gamma){}^{61}\text{Fe}$  via la réaction de transfert  $d({}^{60}\text{Fe}, p\gamma){}^{61}\text{Fe}$ . En effet, la composante directe de la réaction implique les états situés sous le seuil de séparation neutron, et l'extraction de sa section efficace nécessite une bonne connaissance de la spectroscopie du  ${}^{61}\text{Fe}$  ( $C^2S$ ,  $E_x$ , et  $J^\pi$ ). L'expérience a été réalisée à GANIL. Le faisceau de  ${}^{60}\text{Fe}$ , produit par fragmentation du  ${}^{64}\text{Ni}$  sur une cible de  ${}^9\text{Be}$  auprès de LISE, a été envoyé sur une cible de  $\text{CD}_2$ . Les produits de la réaction ont été détectés par le dispositif expérimental CATS/MUST2-S1/EXOGAM. La détection des particules aux angles arrières par MUST2 et S1 a permis d'identifier les protons issus de la réaction et de reconstruire le spectre en énergie d'excitation du  ${}^{61}\text{Fe}$  par la méthode de la masse manquante. Ce spectre laisse apparaître sous le seuil de séparation neutron du  ${}^{61}\text{Fe}$  deux pics principaux ayant une largeur supérieure à la résolution attendue avec les détecteurs MUST2 et S1. La détection des transitions gamma en coïncidence avec les particules nous a permis d'identifier trois états excités du  ${}^{61}\text{Fe}$  présents dans le premier pic en énergie d'excitation, dont un état à 1401 keV non observé auparavant.

L'analyse en DWBA des distributions angulaires expérimentales associées aux trois états identifiés à 207, 861 et 1401 keV du  ${}^{61}\text{Fe}$ , nous a permis de confirmer les moments angulaires des états à 207 et 861 keV, déjà assignés lors de précédentes expériences, et de fixer le moment orbital du nouvel état à 1401 keV à  $\ell = 1$ . A partir d'indications provenant des calculs du modèle en couches, du spectre gamma en coïncidence avec les protons et de l'analyse en DWBA des sections efficaces différentielles, un nouvel état à 1245 keV avec une transition directe vers l'état fondamental a pu être identifié comme appartenant à une orbitale  $2d_{5/2}$  ou  $f_{5/2}$ .

Nous avons également pu extraire pour la première fois les facteurs spectroscopiques associés à ces états.

L'étude du spectre à plus haute énergie d'excitation s'est révélée plus complexe. En effet, l'analyse des transitions gamma en coïncidence avec les protons correspondant au deuxième pic en énergie d'excitation s'est révélée beaucoup plus difficile par manque de statistique, et à cause de la diminution de l'efficacité de détection des photons  $\gamma$  à haute énergie.

L'accord entre les résultats expérimentaux et les calculs modèle en couches est assez satisfaisant : les énergies et les facteurs spectroscopiques des états à 207 et 861 keV sont assez bien reproduits. De plus, les calculs du modèles en couches semblent confirmer la présence importante de l'orbitale  $d_{5/2}$  entre 3 et 4 MeV, qui avait été observée expérimentalement par l'analyse en DWBA des distributions angulaires issues du deuxième pic en énergie d'excitation. Cependant, les résultats expérimentaux et théoriques divergent pour les orbitales de moment  $\ell = 1$  : le niveau à 1401 keV observé expérimentalement n'est pas reproduit par le modèle en couches. A l'inverse, le modèle en couches prédit un niveau à 369 keV avec un important facteur spectroscopique, qui n'a pas été observé expérimentalement. Ceci laisse penser que la fonction de répartition de la force nucléaire est mal prédite pour cette orbitale, d'autant plus que le même phénomène est observé pour les autres isotopes du Fe dont on dispose des facteurs spectroscopiques expérimentaux. Ces travaux ont donc mis en évidence des contraintes supplémentaires à inclure au modèle en couches afin de reproduire correctement les facteurs spectroscopiques sur l'orbitale  $p_{1/2}$ .

Les connaissances spectroscopiques du  $^{61}\text{Fe}$  en dessous du seuil de séparation neutron, nécessaire à la détermination du taux de réaction de capture directe de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  ont été beaucoup améliorées par cette expérience. L'extraction de la composante directe totale du taux de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  nécessiterait d'identifier les énergies des états mis en jeu dans le deuxième pic en énergie d'excitation. Toutefois, les moments angulaires orbitaux observés dans le deuxième pic en énergie d'excitation sont grands, et joueront donc un rôle beaucoup plus faible dans la composante directe de la section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$  que les états  $\ell = 1$ .

Par ailleurs, la normalisation quantitative de la cassure du deuton (par exemple à partir de calculs de type canaux couplés) et la soustraction de cette contribution au spectre en énergie d'excitation permettrait peut-être de faire apparaître des structures marquées dans le spectre en énergie d'excitation, au niveau ou au-dessus du seuil. La contribution de la capture neutronique résonante pourrait alors éventuellement être étudiée par une méthode récente dite « surrogate » [Hata 10] [Arit 11].

On a vu que pour notre expérience, impliquant la détection de particules chargées

en coïncidence avec les photons  $\gamma$  émis lors de la réaction, l'efficacité de détection des gamma est cruciale. L'utilisation des télescopes MUST2 couplés à 4 clovers EXOGAM n'était pas optimale pour identifier tous les états en énergie d'excitation peuplés, la densité d'états étant élevée comparée à la résolution du dispositif expérimental. Cette expérience montre ainsi les limitations de ce dispositif dans le cas de l'étude de noyaux à densité d'états élevés. Le développement de futurs détecteurs avec une meilleure couverture angulaire en particules et en gamma est alors crucial. L'utilisation de GASPARD (pour la détection des particules chargées) couplé à PARIS et/ou AGATA (pour la détection des gamma), conçus spécialement pour des mesures de coïncidence particules-gamma, rendra plus aisées les mesures impliquant des noyaux avec une densité de niveaux élevée et permettra d'aller plus loin dans la connaissance de la spectroscopie de ces noyaux.

D'autre part, de nombreux projets d'instruments embarqués à bord de satellites et dédiés à l'astronomie  $\gamma$  proposent actuellement des solutions pour augmenter les performances des détecteurs dans l'espace. Les améliorations portent notamment sur la sensibilité de détection des rayons  $\gamma$ , mais aussi sur la résolution spatiale. Ces nouvelles observations du ciel en gamma par le satellite successeur d'INTEGRAL pourraient fournir une carte de l'émission des raies caractéristiques du  $^{60}\text{Fe}$ , facilitant ainsi l'interprétation des sites de production du  $^{60}\text{Fe}$  et de l' $^{26}\text{Al}$ .





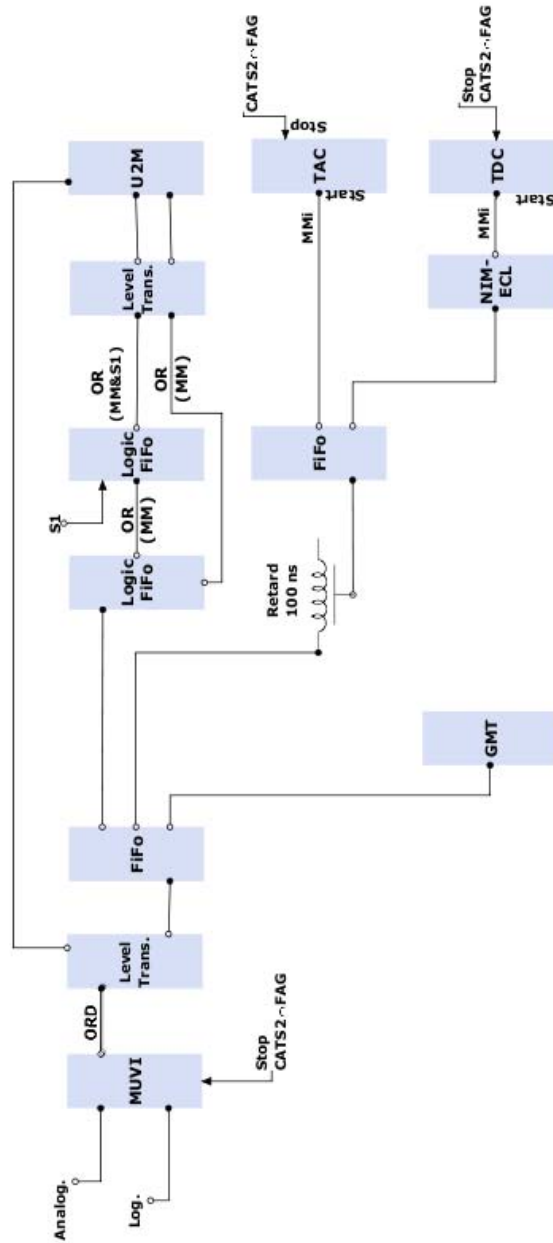
# Annexe A

## Schémas électroniques

Dans cette annexe sont présentés les schémas d'électronique associés aux différents détecteurs (CATS, MUST2, EXOGAM et le plastique) utilisés pour notre expérience.

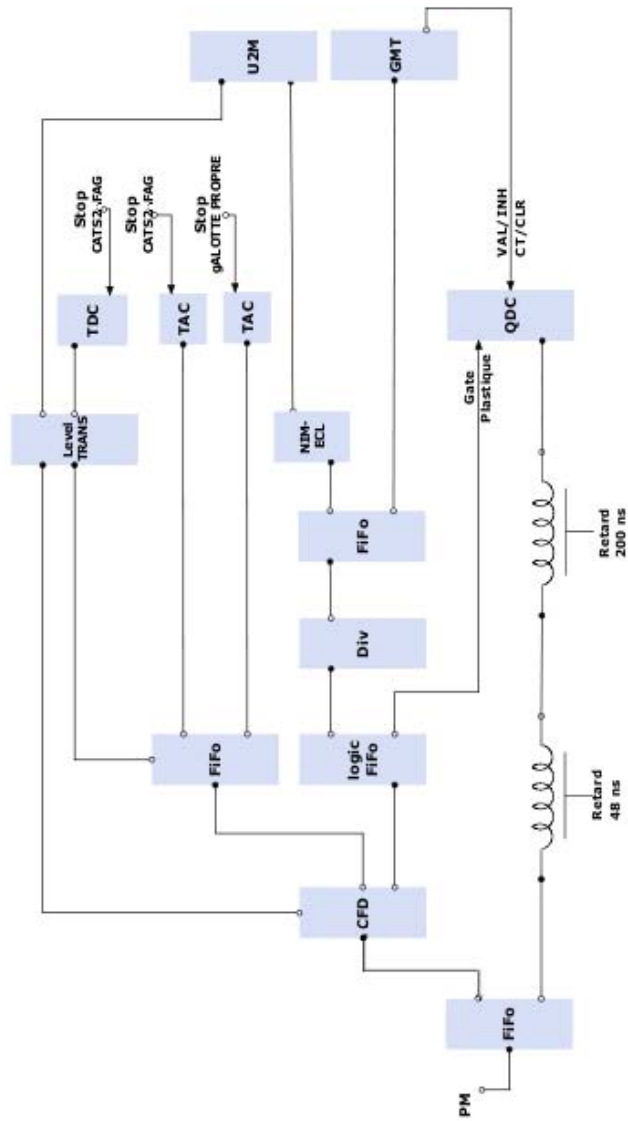


## A.2 MUST2





## A.4 Plastique





# Annexe B

## Potentiels optiques

Dans cette annexe sont données les valeurs des différents paramètres des potentiels optiques utilisés pour faire l'analyse en DWBA des sections efficaces différentielles et déterminer les facteurs spectroscopiques associés aux états excités du  $^{61}\text{Fe}$ .

### B.1 Potentiels optiques en voie d'entrée

Les paramètres des potentiels optiques en voie d'entrée utilisés sont ceux obtenus à partir des prescriptions de [Wale 76] et des potentiels d'interaction nucléon-noyau de [Varn 91].

	Partie réelle	Partie imaginaire	Spin-Orbite	Interaction $^{60}\text{Fe-n}$
Potentiel	$V_0 = -91.081$	$W_v = -4.91265$ $W_s = 47.643$	$V_{SO} = -23.1742$	
Rayon	$R_0 = 1.19253$	$R_w = 1.22272$	$R_{SO} = 1.03348$	$R_C = 1.19$
Diffusivité	$a_0 = 0.716746$	$a_w = 0.712467$	$a_{SO} = 0.659294$	$a_C = 0.69$

TABLE B.1 – *Potentiels optiques en voie d'entrée.*

### B.2 Potentiels optiques en voie de sortie

Les paramètres des potentiels optiques en voie de sortie sont les potentiels d'interaction nucléon-noyau tirés de [Varn 91].

Annexe B. Potentiels optiques

---

	Partie réelle	Partie imaginaire	Spin-Orbite	Interaction $^{60}\text{Fe-n}$
Potentiel	$V_0 = -40.6833$	$W_v = -5.33174$ $W_s = 21.4685$	$V_{SO} = -23.6$	
Rayon	$R_0 = 1.19284$	$R_w = 1.22331$	$R_{SO} = 1.03516$	$R_C = 1.27048$
Diffusivité	$a_0 = 0.69$	$a_w = 0.69$	$a_{SO} = 0.63$	$a_C = 0.69$

TABLE B.2 – *Potentiels optiques en voie de sortie pour l'état à 207 keV.*

	Partie réelle	Partie imaginaire	Spin-Orbite	Interaction $^{60}\text{Fe-n}$
Potentiel	$V_0 = -40.8821$	$W_v = -5.26112$ $W_s = 21.691$	$V_{SO} = -23.6$	
Rayon	$R_0 = 1.19284$	$R_w = 1.22331$	$R_{SO} = 1.03516$	$R_C = 1.27048$
Diffusivité	$a_0 = 0.69$	$a_w = 0.69$	$a_{SO} = 0.63$	$a_C = 0.69$

TABLE B.3 – *Potentiels optiques en voie de sortie pour l'état à 861 keV.*

	Partie réelle	Partie imaginaire	Spin-Orbite	Interaction $^{60}\text{Fe-n}$
Potentiel	$V_0 = -41.0462$	$W_v = -5.20203$ $W_s = 21.875$	$V_{SO} = -23.6$	
Rayon	$R_0 = 1.19284$	$R_w = 1.22331$	$R_{SO} = 1.03516$	$R_C = 1.27048$
Diffusivité	$a_0 = 0.69$	$a_w = 0.69$	$a_{SO} = 0.63$	$a_C = 0.69$

TABLE B.4 – *Potentiels optiques en voie de sortie pour l'état à 1401 keV (orbitale  $p_{3/2}$ ).*



# Annexe C

## Calculs du modèle en couches

$p_{1/2}$		$p_{3/2}$		$f_{5/2}$	
Ex	S	Ex	S	Ex	S
0.369467	0.713121	0	0.0737509	0.145997	0.416252
1.4894	0.0183114	0.820976	0.0613773	1.14189	0.00602227
2.60193	0.00465907	1.16842	0.011491	1.59837	0.00581527
2.78648	0.00308708	2.16577	0.000686735	1.97529	0.0248147
3.05453	0.0105155	2.22531	0.00514226	2.25513	0.098008
3.39945	2.99996e-06	2.64888	0.00028181	2.64249	0.0598013
3.76414	0.00408515	2.82675	0.00301817	2.8828	0.00300336
3.98693	0.00311392	3.19513	0.00172159	3.29869	0.00174318
4.18638	0.00965896	3.49089	0.00188396	3.64257	0.00272692
4.44301	0.00251029	3.93366	0.00266255	3.87102	0.00494881
5.04034	0.00223873	4.27253	0.00266628	4.25256	0.00939331
5.32047	0.00242272	4.75577	0.00170599	4.63819	0.00481281
5.89309	0.00788305	5.35715	0.00198537	5.19815	0.00400754
		5.94236	0.00107212	5.68476	0.00486388
				6.14564	0.00355472

TABLE C.1 – *Etats prédits par les calculs du modèle en couches et facteurs spectroscopiques associés pour les couches  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$ , et  $f_{5/2}$ .*

$d_{5/2}$		$g_{9/2}$	
Ex	S	Ex	S
1.1996	0.136437	0.775251	0.522938
2.93581	0.0887209	2.68966	0.0110175
3.04059	0.0112348	3.03277	0.178735
3.19786	0.438763	3.25789	0.000221684
3.55963	0.00118865	3.40424	0.0180843
3.87443	0.0247333	3.70351	0.0222522
4.10987	0.0146976	3.92909	0.0428253
4.3607	0.00500585	4.31563	0.018497
4.77122	0.118219	4.54671	0.0630344
5.0934	0.0190436	5.01689	0.0200785
5.56968	0.0423868	5.38531	0.0181387
6.02771	0.0200406	5.90856	0.0162017

TABLE C.2 – *Etats prédits par les calculs du modèle en couches et facteurs spectroscopiques associés pour les couches  $d_{5/2}$  et  $g_{9/2}$ .*

# Bibliographie

- [Alle 95] C. Allègre *et al.* “The age of the Earth”. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, Vol. 59, pp. 1445–1456, 1995.
- [Ande 89] E. Anders and N. Grevesse. “Abondances of the elements : Meteoritic and solar”. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, Vol. 53, 1989.
- [Anne 87] Anne *et al.* “The achromatic spectrometer LISE at GANIL”. *Nucl. Instrum. and Methods A*, Vol. 257, No. 215, 1987.
- [Anne 92] Anne *et al.* “LISE3 : a magnetic spectrometer ; Wien filter combination for secondary beam production”. *Nucl. Instrum. and Methods B*, Vol. 70, No. 276, 1992.
- [Arit 11] Y. Aritomo, S. Chiba, and K. Nishio. “Dynamical model of surrogate reactions”. *Phys. Rev. C*, Vol. 84, p. 024602, Aug 2011.
- [Arno 00] M. Arnould. “La physique nucléaire en astrophysique”. In : *Astrophysique nucléaire : du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique*, 2000.
- [Aust 70] N. Austern. *Direct nuclear reaction theories*. Wiley-Interscience, monographs and texts in physics and astronomy Ed., 1970.
- [Baro 03] Baron *et al.* “MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors.”. Tech. Rep. in2p3-00124525, hal-in2p3, 2003.
- [Becc 69] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees. “Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50$  MeV”. *Physical Review*, Vol. 182, No. 4, 1969.
- [Bohm 92] E. Böhm-Vitense. *Introduction to stellar astrophysics : stellar structure and evolution (vol. 3)*. Cambridge University Press 1992, 1992.
- [Burb 57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle. “Synthesis of the Elements in Stars”. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 29, No. 4, 1957.
- [Came 95] A. Cameron *et al.* “Massive Supernovae, Orion Gamma Rays, and the Formation of the Solar System”. *Astrophysical Journal*, Vol. 447, 1995.

- [Clay 68] D. Clayton. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. McGraw-Hill, New York, 1968.
- [Coll 09] P. Collon *et al.* “Re-measuring the half-life of  $^{60}\text{Fe}$ ”. *3rd Joint Meeting of the APS Division of Nuclear Physics and the Physical Society of Japan*, Vol. Abstract KG.004, 2009.
- [Daeh 80] W. W. Daehnick *et al.* “Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV”. *Physical Review C*, Vol. 21, No. 6, 1980.
- [Desc 10] P. Descouvemont *et al.* “The R-matrix theory”. *Rep. Prog. Phys.*, Vol. 036301, No. 73, 2010.
- [Dieh 06] R. Diehl. “Measuring  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in the Galaxy”. *New Astronomy Reviews*, Vol. 50, pp. 534–539, 2006.
- [Fire 95] Firestone and Shirley, Eds. *Table of Isotopes*. Vol. 8th, John Wiley and Sons, Inc., 1995.
- [Fito 08] C. Fitoussi *et al.* “Search for Supernova-Produced  $^{60}\text{Fe}$  in a Marine Sediment”. *Physical Review Letter*, Vol. 101, No. 121101, 2008.
- [Gaud 05] L. Gaudefroy. *Etude de la fermeture de couches  $N=28$  : implication astrophysique. Spectroscopie  $\beta\gamma$  de noyaux riches en neutrons*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 11, 91406 Orsay Cedex, 2005.
- [Glen 04] N. Glendenning. *Direct nuclear reactions*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [Gori 00] S. Goriely. “Aspects astrophysiques et nucléaires de la nucléosynthèse stellaire”. In : *Astrophysique nucléaire : du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique*, 2000.
- [Gray 85] A. Gray and P. Ahmad. “Linear Classes of Ge(Li) detector efficiency functions”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, Vol. 237, pp. 577–589, 1985.
- [Grun 95] K. Grün and H. Oberhummer. “code TEDCA”. 1995. TU Wien.
- [Grzy 98] Grzywacz *et al.* “New Island of  $\mu\text{s}$  Isomers in Neutron-Rich Nuclei around the  $Z = 28$  and  $N = 40$  Shell Closures”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 766–769, Jul 1998.
- [Hata 10] R. Hatarik *et al.* “Benchmarking a surrogate reaction for neutron capture”. *Physical Review C*, No. 81, 2010.

- [Heil 08a] M. Heil. “S-Process nucleosynthesis : From stellar models to experiments in the laboratory”. 2008. General FANTOM Study Week on Nuclear Astrophysics.
- [Heil 08b] M. Heil *et al.* “Neutron capture cross sections for the weak s process in massive stars”. *Phys. Rev. C*, Vol. 77, No. 015808, 2008.
- [Hint 68] F. Hinterberger *et al.* “Elastic scattering of 52 MeV deuterons”. *Nuclear Physics A*, Vol. 111, pp. 265–288, 1968.
- [Hoff 99] R. D. Hoffman *et al.* “The reaction rate sensitivity of nucleosynthesis in Type II supernovae”. *Astrophysical Journal*, Vol. 521, 1999.
- [Hopp 04] P. Hoppe *et al.* “NanoSIMS, the new tool of choice :  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{49}\text{V}$ ,  $^{53}\text{Mn}$ ,  $^{60}\text{Fe}$ , and more”. *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, pp. 171–176, 2004.
- [Hote 08a] N. Hotelling. *Structure of Fe isotopes at the limits of the pf shell*. PhD thesis, University of Maryland, College Park, Department of Chemistry and Biochemistry, University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA, 2008.
- [Hote 08b] N. Hotelling *et al.* “Rotation-aligned coupling in  $^{61}\text{Fe}$ ”. *Physical Review C*, Vol. 77, No. 044314, 2008.
- [John 70] R. C. Johnson and P. J. R. Soper. “Contribution of deuteron break-up channels to deuteron stripping and elastic scattering”. *Physical Review C*, Vol. 1, No. 3, 1970.
- [John 74] R. C. Johnson and P. C. Tandy. “An approximate three-body of deuteron stripping”. *Nuclear Physics A*, Vol. 235, pp. 56–74, 1974.
- [Kapp 94] F. Käppeler *et al.* “Reaction rates for  $^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\text{Mg}$  in stellar helium burning and s-process nucleosynthesis in massive stars”. *Astrophysical Journal*, Vol. 437, pp. 396–409, 1994.
- [Kara 07] A. Karakas and J. Lattanzio. “Stellar models and yields of asymptotic giant branch stars”. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, Vol. 24, pp. 103–117, 2007.
- [Kell 05] K. Kelley, R. D. Hoffman, and M. Drake. “ $^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$  and  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  reaction rates from local systematics”. 2005. UCRL-TR-211695.
- [Klem 67] E. D. Klemm, L. L. L. Jr, and J. P. Schiffer. “Energy Levels of  $^{59}\text{Fe}$  from the  $^{58}\text{Fe}(d, p)^{59}\text{Fe}$  Reaction”. *Physical Review*, Vol. 161, p. 1134, 1967.

- [Knie 04] K. Knie *et al.* “ $^{60}\text{Fe}$  Anomaly in a Deep-Sea Manganese Crust and Implications for a Nearby Supernova Source”. *Physical Review Letter*, Vol. 93, No. 171103, 2004.
- [Knod 08] J. Knödlseeder. “L’exploration du ciel gamma”. 2008. Habilitation à Diriger des Recherches.
- [Knod 99] J. Knödlseeder. “Implications of 1.8 MeV gamma-ray observations for the origin of  $^{26}\text{Al}$ ”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 510, pp. 915–929, 1999.
- [Krau 95] H. Krauss. “Computer code TEDCA”. 1995. TU Wien.
- [Krau 96] E. Kraussmann. “Direct neutron capture for magic-shell nuclei”. *Physical Review C*, Vol. 1, 1996.
- [Krou 04] P. Kroupa. “Massive stars : their birth sites and distribution”. *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, pp. 47–54, 2004.
- [Kunz 74] P. D. Kunz. “DWUCK4 computer code”. 1974. University of Colorado.
- [Kuts 84] W. Kutschera *et al.* “Half-life of  $^{60}\text{Fe}$ ”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, Vol. 5, pp. 430–435, 1984.
- [Lang 89a] N. Langer. “Mass-dependent mass loss rates of Wolf-Rayet stars”. *Astronomy and Astrophysics*, No. 220, p. 135, 1989.
- [Lang 89b] N. Langer, J.-P. Arcoragi, and M. Arnould. “Neutron capture nucleosynthesis and the evolution of 15 and 30  $M_{\odot}$  stars”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 210, pp. 187–197, 1989.
- [Lee 98] T. Lee *et al.* “Protostellar cosmic rays and extinct radioactivities in meteorites”. *Astrophysical Journal*, Vol. 506, p. 898, 1998.
- [Lenz 10] S. M. Lenzi *et al.* “Island of inversion around  $^{64}\text{Cr}$ ”. *Physical Review C*, Vol. 82, No. 054301, 2010.
- [Limo 05] M. Limongi and A. Chieffi. “ $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  from massive stars”. *Nuclear Physics A*, Vol. 758, pp. 11–14, 2005.
- [Limo 06a] M. Limongi and A. Chieffi. “The nucleosynthesis of  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in solar metallicity stars extending in mass from 11 to 120  $M_{\odot}$  : the hydrostatic and explosive contributions”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 647, pp. 483–500, 2006.
- [Limo 06b] M. Limongi and A. Chieffi. “Nucleosynthesis of  $^{60}\text{Fe}$  in massive stars”. *New Astronomy Reviews*, Vol. 50, pp. 474–476, 2006.
- [Lodd 03] K. Lodders. “Solar system abundances and condensation temperatures of the elements”. *Astrophysical Journal*, Vol. 591, pp. 1220–1247, 2003.

- [Luga 08] M. Lugaro and A. Karakas. “ $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  yields from AGB stars”. *New Astronomy Reviews*, Vol. 52, pp. 416–418, 2008.
- [Luga 11] M. Lugaro and A. Chieffi. *Astronomy with Radioactivities*, Chap. Radioactivities in Low- and Intermediate-Mass Stars. *Lecture Notes in Physics 812*, Diehl, R., Hartmann, D.H., Prantzos N., Springer Berlin Heidelberg Ed., 2011.
- [Luna 07] S. Lunardi *et al.* “Spectroscopy of neutron-rich Fe isotopes populated in the  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  reaction”. *Physical Review C*, Vol. 034303, 2007.
- [Maho 84] W. A. Mahoney *et al.* “HEA0 3 Discovery of  $^{26}\text{Al}$  in the interstellar medium”. *Astrophysical Journal*, Vol. 286, pp. 578–585, 1984.
- [Mart 10] P. Martin *et al.* “Predicted gamma-ray lines emission from the Cygnus complex”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 511, p. 86, 2010.
- [Mate 04] I. Matea *et al.* “Magnetic Moment of the Fragmentation-Aligned  $^{61}\text{Fe}$  ( $9/2^+$ ) Isomer”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 93, p. 142503, Oct 2004.
- [Matt 12] A. Matta. *Study of the very neutron-rich  $^{10}\text{He}$  by one-proton transfer reaction  $^{11}\text{Li}(d, ^3\text{He})$* . PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 11, 91406 Orsay Cedex, 2012. To be published.
- [McLe 72] K. C. McLean *et al.* “The  $^{57}\text{Fe}(t,p)^{59}\text{Fe}$  and  $^{58}\text{Fe}(d,p)^{59}\text{Fe}$ ”. *Nuclear Physics A*, Vol. 191, pp. 417–437, 1972.
- [Mey 00] B. Meyer and D. Clayton. “Short-lived Radioactivities and the birth of the Sun”. *Space Science Reviews*, Vol. 92, pp. 133–152, 2000.
- [Most 04] Mostefaoui *et al.* “Evidence for live  $^{60}\text{Fe}$  in meteorites”. *New Astronomy Review*, Vol. 48, pp. 155–159, 2004.
- [Nguy 11] N. B. Nguyen *et al.* “Transfer reactions and the dispersive optical-model”. *Arxiv*, No. 1108.2524v1, 2011.
- [Nugi 00] T. Nugis and H. J. G. L. M. Lamers. “Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 360, pp. 227–244, 2000.
- [Nune 11] F. M. Nunes and A. Deltuva. “Adiabatic versus Faddeev for (d,p) and (p,d) reactions”. *Arxiv*, No. 1108.2519v1, 2011.
- [Otti 98] S. Ottini. *Résonance à basse énergie dans le noyau riche en neutrons de  $^{48}\text{Ca}$ . Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l’étude des noyaux instables : MUST et CATS*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, DAPNIA-SPhN, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, 1998.

- [Otti 99] S. Ottini *et al.* “CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, Vol. 431, pp. 476–484, 1999.
- [Pala 05] A. Palacios, G. Meynet, C. Vuissoz, *et al.* “N”. *Astrophysical Journal*, pp. 613–624, 2005.
- [Poll 05] E. Pollacco *et al.* “MUST2 : A new generation array for direct reaction studies”. *Eur. Phys. J. A*, Vol. 25, p. 287, 2005.
- [Pran 04] N. Prantzos. “Radioactive  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in the Milky Way : Implications of the RHESSI detection of  $^{60}\text{Fe}$ ”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 420, No. 3, pp. 1033–1037, 2004.
- [Pran 90] N. Prantzos, M. Hashimoto, and K. Nomoto. “The s-process in massive stars : yields as a function of stellar mass and metallicity”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 234, pp. 211–229, 1990.
- [Pran 93] N. Prantzos. “Radioactive  $^{26}\text{Al}$  from massive stars : production and distribution in the Galaxy”. *Astrophysical Journal*, No. 405, pp. 55–58, 1993.
- [Pyrl 95] Y. Pyrlík and K. Lau. “Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, Vol. 366, pp. 298–309, 1995.
- [Raus 00] T. Rauscher and F. Thielemann. “Astrophysical reaction rates from statistical model calculations”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 75, pp. 1–351, 2000.
- [Raus 02] T. Rauscher *et al.* “Nucleosynthesis in massive stars with improved nuclear and stellar physics”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 576, pp. 323–348, 2002.
- [Raus 03] T. Rauscher. “Evolution and nucleosynthesis of massive stars and related nuclear uncertainties”. *Nuclear Physics A*, Vol. 719, p. 73c, 2003.
- [Raus 98] T. Rauscher *et al.* “Dependence of direct neutron capture on nuclear-structure models”. *Physical Review C*, Vol. 57, No. 4, 1998.
- [Rolf 88] C. E. Rolfs and W. S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago Press, d. n. schramm, series editor Ed., 1988.
- [Ruge 09] G. Rugel *et al.* “New Measurement of the  $^{60}\text{Fe}$  Half-Life”. *Physical Review Letter*, Vol. 103, No. 072502, 2009.
- [Runt 85] E. Runte *et al.* “Decay studies of neutron-rich isotopes of manganese, iron, cobalt, nickel, copper and zinc”. *Nuclear Physics A*, Vol. 441, pp. 237–260, 1985.



- [Satch 64] G. R. Satchler. “The distorted-waves theory of direct nuclear reactions with spin-orbit effects”. *Nuclear Physics*, Vol. 55, pp. 1–33, 1964.
- [Satch 83] G. R. Satchler. *Direct nuclear reactions*. Clarendon Press, international series of monographs on physics, 68 Ed., 1983.
- [Scha 90] R. Schaeffer. “Supernovae”. In : *La physique nucléaire du laboratoire aux étoiles*, 1990.
- [Siej] K. Sieja and F. Nowacki. “Three-body forces and the persistence of spin-orbit shell closures : towards the doubly-magic  $^{78}\text{Ni}$ ”. To be published.
- [Siej 11] K. Sieja. “Calcul des facteurs spectroscopiques des isotopes du Fe”. 2011. Private communication.
- [Sies 06] L. Siess. “Evolution of massive AGB stars : I. Carbon burning phase”. *Astronomy and Astrophysics*, No. 448, pp. 717–729, 2006.
- [Sies 07] L. Siess. “Evolution of massive AGB stars : II. model properties at non-solar metallicity and the fate of Super-AGB stars”. *Astronomy and Astrophysics*, No. 476, pp. 893–909, 2007.
- [Simp 00] J. Simpson *et al.* “The EXOGAM Array : A radioactive beam Gamma-ray Spectrometer”. *Heavy Ion Physics*, Vol. 11, pp. 159–188, 2000.
- [Smit 04] D. Smith. “RHESSI results on gamma-ray lines from diffuse radioactivity”. *New Astronomy Review*, Vol. 48, pp. 87–91, 2004.
- [Stot 92] R. B. Stothers and C.-W. Chin. “Criterion for convection in an inhomogeneous star”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 390, pp. L33–L35, 1992.
- [Stra 09] O. Straniero, S. Cristallo, and R. Gallino. “The  $^{13}\text{C}$  Pocket in Low-Mass AGB Stars”. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, Vol. 26, No. 3, pp. 133–138, 2009.
- [Thie 11] F. Thielemann *et al.* *Astronomy with Radioactivities*, Chap. 4. Massive Stars and their Supernovae. *Lecture Notes in Physics 812*, Diehl, R., Hartmann, D.H., Prantzos N., Berlin-Heidelberg, Springer Ed., 2011.
- [Timm 95] Timmes *et al.* “ $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  from Supernova Explosions”. *Astrophysical Journal*, Vol. 449, p. 204, 1995.
- [Trigo 09] J. Trigo-Rodríguez *et al.* “The role of massive AGB stars in the early solar system composition”. *Meteoritics and Planetary Science*, Vol. 44, pp. 627–641, 2009.
- [Tur 10] C. Tur *et al.* “Production of  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{60}\text{Fe}$  in Core-Collapse Supernovae : Sensitivity to the Rates of the Triple Alpha and  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  Reactions”. *Astrophysical Journal*, Vol. 718, pp. 357–367, 2010.

- [Uber 09] E. Uberseder *et al.* “Measurement of the  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$  Cross Section at Stellar Temperatures”. *Physical Review Letter*, Vol. 102, pp. 159–188, 2009.
- [Ugal 08] C. Ugalde. “The  $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$  neutron source : latest experimental results and prospects”. *10<sup>th</sup> Symposium on Nuclei in the Cosmos*, Vol. arXiv :0810.1262v1 [nucl-ex] 7 Oct 2008, 2008.
- [Van 09] J. Van de Walle *et al.* “In-trap decay of  $^{61}\text{Mn}$  and Coulomb excitation of  $^{61}\text{Mn}/^{61}\text{Fe}$ ”. *Eur. Phys. J. A*, Vol. 42, pp. 401–406, 2009.
- [Varn 91] R. L. Varner *et al.* “A global nucleon optical model potential”. *Physics Reports*, Vol. 201, No. 2, pp. 57–119, 1991.
- [Wale 76] G. L. Wales and R. C. Johnson. “Deuteron break-up effects in (p,d) reactions at 65 MeV”. *Nuclear Physics A*, Vol. 274, pp. 168–176, 1976.
- [Wang 07] W. Wang *et al.* “SPI observations of the diffuse  $^{60}\text{Fe}$  emission in the Galaxy”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 469, pp. 1005–1012, 2007.
- [Wass 06] G. Wasserburg *et al.* “Short-lived Nuclei in the Early Solar System : Possible AGB Sources”. *Nuclear Physics A*, Vol. 777, pp. 5–69, 2006.
- [Wass 98] G. Wasserburg *et al.* “A test of the supernova trigger hypothesis with  $^{60}\text{Fe}$  and  $^{26}\text{Al}$ ”. *Astrophysical Journal*, Vol. 500, 1998.
- [Wiel 02] O. Wieland *et al.* “Pulse distribution and tracking in segmented detectors”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, Vol. 487, pp. 441–449, 2002.
- [Woos 03] S. E. Woosley *et al.* “Nuclear Data Needs for the study of nucleosynthesis in massive stars”. *Nuclear Physics A*, Vol. 718, pp. 3c–12c, 2003.
- [Woos 07] Woosley and Heger. “Nucleosynthesis and remnants in massive stars of solar metallicity”. *Physics Reports*, Vol. 442, pp. 269–283, 2007.
- [Woos 78] S. Woosley, W. Fowler, J. Holmes, and B. Zimmermann. “Astrophysical reaction rates from statistical model calculations”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 22, p. 371, 1978.
- [Zieg 77] J. Ziegler *et al.* “Hydrogen stopping powers and ranges in all elements”. *Pergamon Press*, Vol. 3, 1977.