



HAL
open science

Étude de l'appariement neutron-proton dans les noyaux instables $N=Z$ par réactions de transfert

Benjamin Le Crom

► **To cite this version:**

Benjamin Le Crom. Étude de l'appariement neutron-proton dans les noyaux instables $N=Z$ par réactions de transfert. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2016. Français. NNT : 2016SACLS007 . tel-01291874

HAL Id: tel-01291874

<https://theses.hal.science/tel-01291874>

Submitted on 22 Mar 2016

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.



28 Janvier 2016

IPNO-T-16-01

Thèse

Présentée par

LE CROM Benjamin

*Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences
De l'Université Paris Sud*

**Etude de l'appariement neutron-proton
dans les noyaux instables $N=Z$
par réactions de transfert**

NNT : 2016SACLS007

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N° 576

Particules Hadrons Energie et Noyau : Instrumentation, Image, Cosmos et Simulation

Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires

Par

M. LE CROM Benjamin

Etude de l'appariement neutron-proton dans les noyaux instables $N=Z$
par réactions de transfert

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 28 janvier 2016 :

Composition du Jury :

Mme CORTINA GIL Maria Dolores	Professeure, USC Santiago de Compostela	Rapporteuse
M. DE FRANCE Gilles	Directeur de recherche, GANIL Caen	Rapporteur
M. LACROIX Denis	Directeur de recherche, IPN Orsay	Président du Jury
M. MACCHIAVELLI Augusto	Directeur de recherche, LBNL Berkeley	Examineur
M. BLUMENFELD Yorick	Directeur de recherche, IPN Orsay	Directeur de thèse
Mme ASSIÉ Marlène	Chargée de recherche, IPN Orsay	Co-directrice de thèse

Remerciements

Au moment où je rédige ces lignes, plus de trois années se sont écoulées depuis mon arrivée en tant que thésard. Ces trois années furent merveilleuses, passionnantes et intenses grâce à de nombreuses personnes que je vais remercier maintenant.

Tout d'abord, je souhaiterais remercier mes deux directeurs de thèse : Yorick et Marlène. Merci de m'avoir accepté comme thésard et permit de réaliser cette thèse à vos côtés. Ce fut vraiment un plaisir de travailler avec vous. Vous êtes toujours agréables et abordables ainsi que prêts à répondre à n'importe quelles questions diverses et variées. J'ai beaucoup appris à vos côtés tant au niveau de l'analyse que de la physique. Vous m'avez permis de participer à de nombreuses expériences au Tandem et au GANIL. Vous avez accepté mon choix d'orientation post-doctorale et surtout vous m'aidez à y parvenir.

Merci Marlène pour ta gentillesse, ta capacité à expliquer simplement des concepts complexes, pour les nombreuses discussions sur la physique ou autre (une activité courante durant les nombreux aller-retour Paris-Caen), pour m'avoir donné la possibilité d'encadrer des stagiaires. Merci Yorick pour tes conseils, tes questions qui toujours soulèvent des discussions intéressantes ainsi que pour tes petites anecdotes et ton humour. Voilà, merci à vous deux pour tout cela et bien d'autres choses. Vous êtes vraiment un formidable duo qui fonctionne très bien et qui était parfait pour mon encadrement. J'espère que l'on pourra rester en contact et que l'on pourra encore travailler ensemble.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du jury et en particulier les deux rapporteurs, Maria Dolores Cortina Gil et Gilles de France, pour leur lecture attentive et leurs remarques qui m'ont été très utiles pour la soutenance. Merci également à Augusto Macchiavelli pour son enthousiasme et les différentes discussions que j'ai eu avec lui au cours de ces trois années. Finalement, je tenais à remercier le président du jury, Denis Lacroix, pour les différents échanges que l'on a eu, pour ses remarques toujours constructives et pour sa faculté à expliquer simplement les choses.

Je souhaitais remercier Faïçal Azaiez, directeur de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, et Fadi Ibrahim, directeur de la division recherche, ainsi que toute la direction pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein du laboratoire.

Cette thèse s'est déroulée dans le groupe NESTER dont je voudrais remercier les membres pour leur accueil, leur sympathie, leurs conseils et discussions ainsi que pour leur participation à mon expérience de thèse. Je souhaiterais remercier en particulier Faïrouz, Nicolas et Iulian pour m'avoir permis de réaliser mon stage de M1 au sein de ce groupe. Merci Jacques pour les calculs que tu as effectué ainsi que les nombreuses discussions que l'on a eu sur les réactions mais aussi sur des thématiques plus politiques.

Merci également à Céline pour ton rire matinal, qui permet, à tout les coups de bien commencer sa journée, ainsi que pour ton soutien et ta faculté à faciliter les démarches administratives.

Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de côtoyer de nombreuses personnes dans la division de recherche que je souhaite remercier comme par exemple Marin dans le cadre du projet GASPARD mais également des théoriciens pour l'étude de l'appariement neutron-proton. Merci également aux différentes personnes de la division D2I avec qui j'ai travaillé dans le cadre du projet GASPARD mais aussi au travers de mon expérience de thèse.

Je souhaiterais remercier le personnel de la bibliothèque pour les différents exemplaires reliés pour mes examinateurs. Globalement, je souhaiterais remercier l'ensemble du personnel de l'IPN pour son travail et son accueil. Je souhaiterais en particulier remercier Pascale Pichot pour ses services, son tempérament et sa gentillesse.

Je tenais à remercier l'ensemble des physiciens et des thésards ayant participé à l'expérience E644 et en particulier aux physiciens et thésards du LPC, de USC et du CEA pour leur investissement très important dans cette expérience mais aussi pour leur sympathie et les nombreuses discussions intéressantes. Je tenais à remercier également les physiciens s'occupant de LISE mais aussi des différents détecteurs ainsi que l'ensemble du personnel technique du GANIL pour leur totale disponibilité ainsi que leur excellent travail. Merci en particulier à Vincent Morel et Laurent Ménager pour leur investissement total pendant l'expérience même à certaines heures de la nuit.

Tout cet ensemble de personnes, de compétences unis dans le but de réaliser cette expérience fait chaud au cœur et je crois que c'est un des aspects de la recherche qui m'a le plus marqué.

Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de pouvoir effectuer de l'enseignement. je souhaiterais remercier Carole Gaulard ainsi que le Magistère de Physique pour m'avoir permis d'encadrer les TP de Physique Nucléaire qui resteront un très bon souvenir pour moi. Je souhaiterais en profiter pour remercier un enseignant-chercheur, Hans Lignier, ainsi que Ridha Horchani pour m'avoir permis d'effectuer mon stage au LAC et ainsi m'avoir donné le goût de la physique expérimentale.

La thèse est une aventure avec parfois quelques moments difficiles mais où l'on peut toujours compter sur le soutien des autres thésards. Je souhaiterais remercier les thésards du groupe qui m'ont précédé : Adrien, Sandra, Marine, Laurent et Pierre. Merci beaucoup pour cette bonne ambiance que vous avez créé, pour vos conseils et soutiens. Je remercie en particulier Pierre pour tous tes conseils, ta convivialité ainsi que NEONESS :)

Merci aussi Marie-Coralie et Maud, pour tous les bons moments passés ensemble et pour les vadrouilles en terres celtiques. Merci à Noël pour ses discussions, ses passions ferroviaires et lyonnaises, sa sympathie. Je remercie les deux Aurélie pour les bons moments

passés avec un thé ou un café. Je tiens à remercier aussi les thésards du rez-de-chaussée, Louis et Claire, pour les petits potins au japonais, pour cette gentillesse et les nombreuses discussions qui m'ont toujours été agréables (même avec les piques amicales de Louis) et toujours utiles.

Je voulais finalement remercier la dernière génération de thésards : Clément et Anastasia. Merci Clément pour tes petites anecdotes normandes et je tiens à remercier Anastasia de me permettre de partager le travail que j'ai effectué mais surtout pour ton enthousiasme et ta convivialité.

Un merci à tous les thésards que j'ai pu rencontrer lors des différents séminaires ou rassemblements à l'IPN ainsi qu'ailleurs. En particulier, je souhaiterais remercier Sylvain Leblond pour les bons moments gastronomiques et les petites anecdotes. Je remercie aussi Etienne, Clothilde, Aldric et Anne qui sont des stagiaires avec qui j'ai travaillé et qui m'ont beaucoup apporté.

Au cours de ces trois années, je me suis engagé dans plusieurs associations. D2I2, l'association des Docteurs et des Doctorants des deux Infinis dont je fus le secrétaire pendant ces trois ans m'a permis de rencontrer de nombreux thésards et de découvrir de nouveaux horizons. Je tiens à remercier les différents CA successifs qui ont et vont continuer à faire vivre cette association. Je me suis engagé aussi dans une association transpartisane pour la construction européenne ainsi que dans un parti politique. Les personnes que j'y ai rencontrées étaient toutes passionnées et passionnantes. Un certain nombre de ces personnes sont devenus des très bons amis. Je tenais à vous remercier pour toute votre passion et votre engagement qui fait chaud au cœur ainsi que pour les bons moments, souvent festifs passés à vos côtés.

Merci à tous mes amis venant de la ville de Rohan comme Sabine, Quentin, Aurélien et Alban qui malgré le temps restent toujours les mêmes. A chaque fois, c'est une réelle joie de vous retrouver et de passer du temps ensemble. Je voudrais aussi remercier les autres amis bretons rencontrés au lycée avec qui les moments passés sont toujours agréables. Je tiens à remercier les amis de Chateaubriand, inséparables comme les doigts d'une main : Hélène, Damien, Benjamin ("Benj") et Florian ("Le Normand") auxquels on ajoute les moitiés et compères. Merci pour tous les moments que l'on passe ensemble aux quatre coins de la France, toujours dans la bonne humeur et bien sûr avec une partie de jeu de cartes. En venant à Orsay, j'ai eu la chance de rencontrer différentes personnes au cours du Magistère et en NPAC : Matthieu, Samuel, Noémie, Jean-François, Pierre, Adrien ainsi que Loïc ("mon compère écossais"). Je vous remercie pour votre soutien, votre bonne humeur et nos différentes sorties. Lors de mon Master 1, j'ai eu l'occasion de faire mon année à Glasgow où j'ai rencontré de nombreuses personnes que je souhaiterais remercier pour les bons moments passés ensemble. Merci également à tous les amis que je connais qui m'ont aidé, conseillé et m'ont permis de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions.

Enfin, je voudrais remercier ceux sans qui je crois je n'aurai pu réaliser tout cela : ma famille. Je voudrais la remercier pour son soutien indéfectible. Je voudrais remercier en particulier ma petite sœur pour m'avoir aidé moralement et pour être toujours disponible pour me donner un coup de main. Merci à mes parents pour m'avoir permis à moi et à ma sœur de faire ce que l'on souhaitait, de nous avoir soutenu moralement et financièrement. Merci pour les valeurs que vous nous avez transmises et la conviction profonde qu'avec la volonté et le travail, nous pouvions réussir. Je tiens aussi à remercier les personnes qui ne sont plus mais qui par leur vie et leur conseils ne cessent d'inspirer.

Je tiens finalement à remercier mes "muses", ces personnes que j'ai appelé lorsque je n'avais plus d'idée et qui à chaque fois inconsciemment m'ont inspiré.

Cette liste n'est pas exhaustive et j'espère que vous pourrez accepter mes excuses si votre nom n'y est pas.

Voilà, encore une nouvelle fois merci et dans l'espoir que ce manuscrit puisse vous inspirer, je vous souhaite une très bonne lecture.

Table des matières

1	Introduction	13
2	Motivations physiques	15
2.1	Généralités sur l'appariement neutron-proton.	15
2.2	Différentes méthodes pour étudier l'appariement neutron-proton.	19
2.2.1	Modèle de la goutte liquide et formule de Bethe-Weizsäcker	19
2.2.2	Etude des états analogues des noyaux isobariques.	20
2.2.3	Etude par spectroscopie.	27
2.2.4	Etude par réactions de transfert de paires np.	31
2.3	Calculs pour l'appariement neutron-proton dans la couche fp	35
2.4	Réactions de transfert (p, ^3He) et (d, α) pour étudier l'appariement neutron-proton	37
3	Dispositif expérimental	39
3.1	Présentation générale	39
3.2	Production des faisceaux radioactifs de ^{56}Ni et ^{52}Fe	40
3.2.1	Production de faisceaux radioactifs	40
3.2.2	Production des faisceaux de ^{56}Ni et ^{52}Fe sur la ligne LISE au GANIL	41
3.3	Cibles de CH_2 et CD_2	43
3.4	Lignes de cinématique de la réaction	44
3.5	Dispositif expérimental	45
3.5.1	Les détecteurs pour le faisceau : CATS	46
3.5.2	Le détecteur pour l'éjectile léger : MUST2	47
3.5.3	Le détecteur de photons γ : EXOGAM	49
3.5.4	Le détecteur pour le résidu lourd : CHARISSA	50
3.5.5	Détecteur de particules chargées aux angles arrières : TIARA	51
3.6	Optimisation de l'expérience à l'aide de simulations	52
3.7	Déclenchement, acquisition et électronique	55
3.7.1	Logique de déclenchement et d'acquisition	55

3.7.2	Electronique de MUST2	56
3.7.3	Schémas d'électronique	57
4	Analyse de données	61
4.1	Reconstruction du faisceau sur cible	61
4.1.1	Alignement des pistes des détecteurs CATS	61
4.1.2	Détermination de la position du faisceau sur les CATS	62
4.1.3	Reconstruction du faisceau au niveau de la cible	63
4.1.4	Vérification par la reconstruction du masque	64
4.2	Identification de l'éjectile léger	67
4.2.1	Calibration α des DSSD	67
4.2.2	Calibration des cristaux CsI	69
4.3	Analyse d'EXOAM	74
4.3.1	Calibration en énergie du détecteur EXOGAM	74
4.3.2	Add-Back et Correction Doppler	75
5	Résultats et interprétation	79
5.1	Réaction de transfert d'un nucléon : $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$	79
5.1.1	Ligne de cinématique et spectre en énergie d'excitation	79
5.1.2	Extraction des sections efficaces différentielles	84
5.1.3	Modèle de réactions de transfert : Approximation DWBA	86
5.1.4	Section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{55}Ni	88
5.2	Réaction de transfert d'une paire np : $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$	89
5.2.1	Ligne de cinématique et spectre en énergie d'excitation	89
5.2.2	Transfert vers l'état fondamental $0^+, T=1$ du ^{54}Co	91
5.2.3	Spectres γ après correction Doppler	94
5.2.4	Peuplement des états excités $1^+, 2^+$ et 3^+	97
5.2.5	Rapport de sections efficaces intégrées et intensité relative de l'appariement np	101
5.3	Conclusion de l'étude de l'appariement np par réactions de transfert	102
6	R&D pour le projet GASPARD	105
6.1	Le futur détecteur GASPARD pour l'étude de la structure des noyaux exotiques	105
6.2	Spécificités des détecteurs utilisés pour la discrimination par la forme des signaux	109
6.2.1	Modèle de base pour le déplacement des porteurs de charge dans le détecteurs silicium	110

6.2.2	Caractéristique du détecteur silicium pour optimiser la discrimination des noyaux par la forme des signaux	114
6.3	Dispositif expérimental de l'expérience réalisée au Tandem d'Orsay	119
6.4	Analyse de l'expérience et caractérisation de la discrimination par PSA	121
6.4.1	Traitement de données des signaux	121
6.4.2	Optimisation de la discrimination des noyaux légers à basses énergies par la PSA.	126
6.4.3	Contrainte sur l'électronique de GASPARD	135
6.5	Conclusion de l'étude R&D	139
7	Conclusions et perspectives	141
A	Annexe	145
A.1	Potentiels optiques	145
A.1.1	Potentiels optiques utilisés pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$	145
A.1.2	Potentiels optiques utilisés pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$	146
	Bibliographie	149

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

Depuis la découverte du proton en 1919 par Ernest Rutherford ainsi que par la découverte du neutron par James Chadwick en 1932, la compréhension de la matière et de ses composants a énormément progressé au cours du XX^{eme} siècle. On sait aujourd'hui que le noyau atomique est un objet composé de protons et neutrons interagissant entre eux par l'interaction forte. La mécanique quantique permet une description théorique d'un tel objet. Cependant, le noyau est un système à N corps quantiques et est donc difficile à décrire. Pour contourner cette difficulté, les physiciens utilisent différents modèles fondés sur des descriptions phénoménologiques de l'interaction forte qui sont ajustés pour reproduire les données expérimentales.

L'un des premiers modèles phénoménologiques utilisés est celui de la goutte liquide avec la formule de Bethe et Weizsäcker en 1935 permettant de calculer l'énergie de liaison d'un noyau de masse A. Pour les noyaux légers ayant $A \leq 12$, il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger à A corps en utilisant des interactions à deux ou trois corps et en considérant tous les degrés de liberté d'un noyau (on parle de méthode *ab initio*). Pour les noyaux lourds, les méthodes de champ moyen permettent de remplacer un problème à A corps en A problèmes à 1 corps. Dans ce cas, on considère que le nucléon (proton ou neutron) se déplace dans un potentiel champ moyen créé par l'ensemble des autres nucléons. Cette méthode permet de comprendre les propriétés (énergie d'excitation, structure,) de ces noyaux.

Cependant, les nucléons étant des objets quantiques de spin demi-entier (appelés fermions) ils peuvent s'associer et former des paires. Il est nécessaire de prendre en compte ces interactions locales ("résiduelles") dans la méthode de champ moyen afin d'obtenir une meilleure description du système. En effet, l'appariement a, entre autre, une influence sur la masse des noyaux et leur moment d'inertie. Historiquement l'étude de l'appariement s'est effectué sur les noyaux stables (environ 300 noyaux) où l'appariement proton-proton et neutron-neutron sont les appariements dominants. L'appariement neutron-proton, lui,

devrait se manifester principalement dans des noyaux $N=Z$ lourds, noyaux instables, où il jouerait un rôle crucial dans la détermination de leur masse.

Les développements technologiques des installations de faisceaux radioactifs dans les années 1980 ont permis la production des noyaux instables. Actuellement, 3000 noyaux ont été découverts sur les 5000 à 8000 noyaux théoriquement existants. De ce fait, l'appariement neutron-proton n'a pu être étudié par réactions de transfert que dans la couche sd . L'appariement neutron-proton peut se manifester dans le canal isovectoriel $T=1$ mais aussi dans le canal isoscalaire $T=0$. L'appariement np isovectoriel devrait être similaire à l'appariement nn et pp qui a été largement étudié. Mais l'appariement np isoscalaire, unique, reste vraiment méconnu.

En avril 2014, nous avons réalisé au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (Caen) une expérience de transfert de paires neutron-proton d'un faisceau de noyaux $N=Z$ instables (^{56}Ni et ^{52}Fe) à une cible. La probabilité de transfert nous donnera des informations sur l'interaction d'appariement neutron-proton (isoscalaire et isovectoriel) dans ces noyaux et ainsi il sera possible de contraindre les modèles existants.

Dans ce manuscrit, nous allons d'abord nous intéresser, dans le chapitre 2, aux différentes motivations physiques ainsi qu'aux différentes expériences effectuées pour l'étude de l'appariement neutron-proton. Dans le chapitre 3 seront présentés l'expérience réalisée au GANIL en avril 2014 ainsi que le dispositif expérimental utilisé. Ensuite dans le chapitre 4, la méthode d'analyse des données sera détaillée. Les résultats de cette analyse ainsi que leurs interprétations seront donnés dans le chapitre 5. Finalement, un travail de R&D, réalisé pendant la première moitié de la thèse, pour le futur détecteur de particules chargées GASPARD sera présenté dans le chapitre 6.

Chapitre 2

Motivations physiques

2.1 Généralités sur l'appariement neutron-proton.

Le noyau atomique est un système lié composé de neutrons et protons. Ceux-ci sont, du fait de leur spin demi-entier, des fermions à l'instar des électrons. On peut observer chez certains matériaux, lorsque leur température est suffisamment basse, des effets quantiques prédominants tels que la supraconductivité où le matériau perd toute résistance électrique. Cela vient du fait qu'à cette température les électrons interagissent entre-eux et forment des paires de Cooper qui ont un caractère bosonique (spin entier) et donc ne sont plus soumis aux mêmes contraintes [1]. Les nucléons (neutron et proton) étant eux-même des fermions, A.Bohr, B.R.Mottelson et D.Pines [2] ont imaginé un mécanisme d'appariement dans le noyau similaire à celui des électrons dans les supraconducteurs.

Dans le noyau, l'interaction nucléaire forte agit de la même manière sur les protons et sur les neutrons et ne dépend pas de la charge. De plus, les neutrons et protons ayant de nombreuses caractéristiques similaires, W.Heisenberg conceptualisa le fait que le proton et le neutron n'étaient que deux états d'une même particule appelée nucléon. A l'instar de l'électron qui peut être dans un état de spin \uparrow ou dans un état de spin \downarrow , le nucléon peut être dans un état de proton ou dans un état de neutron. Il en formula le principe en 1932 par la création d'un nombre quantique appelé Isospin qui vaut $-1/2$ dans le cas d'un proton et $+1/2$ dans le cas d'un neutron.

Afin de respecter le principe de Pauli selon lequel deux fermions ne peuvent être dans le même état quantique, les électrons ayant un même moment cinétique orbital L ne peuvent interagir qu'avec des électrons de spin S opposé. Cependant, étant donnée la présence du nombre quantique d'isospin T , les nucléons, eux, peuvent interagir entre eux avec un plus grand degré de liberté et ainsi créer des paires proton-proton (pp), neutron-neutron (nn) et neutron-proton (np) tout en respectant le principe de Pauli (cf. Fig 2.1). Les paires avec le même type de nucléons sont de spin nul alors que les paires np peuvent être de spin nul

ou de spin 1. Dans le cas d'une paire np de spin nul et donc d'isospin égal à 1, on parle de paire np isovectorielle. L'interaction d'appariement dans le canal isovectoriel devrait être similaire à celle des paires pp et nn car l'interaction nucléon-nucléon ne dépend pas de la charge. Dans le cas de la paire np ayant un spin 1 et donc un isospin T nul, on parle de paire np isoscalaire.

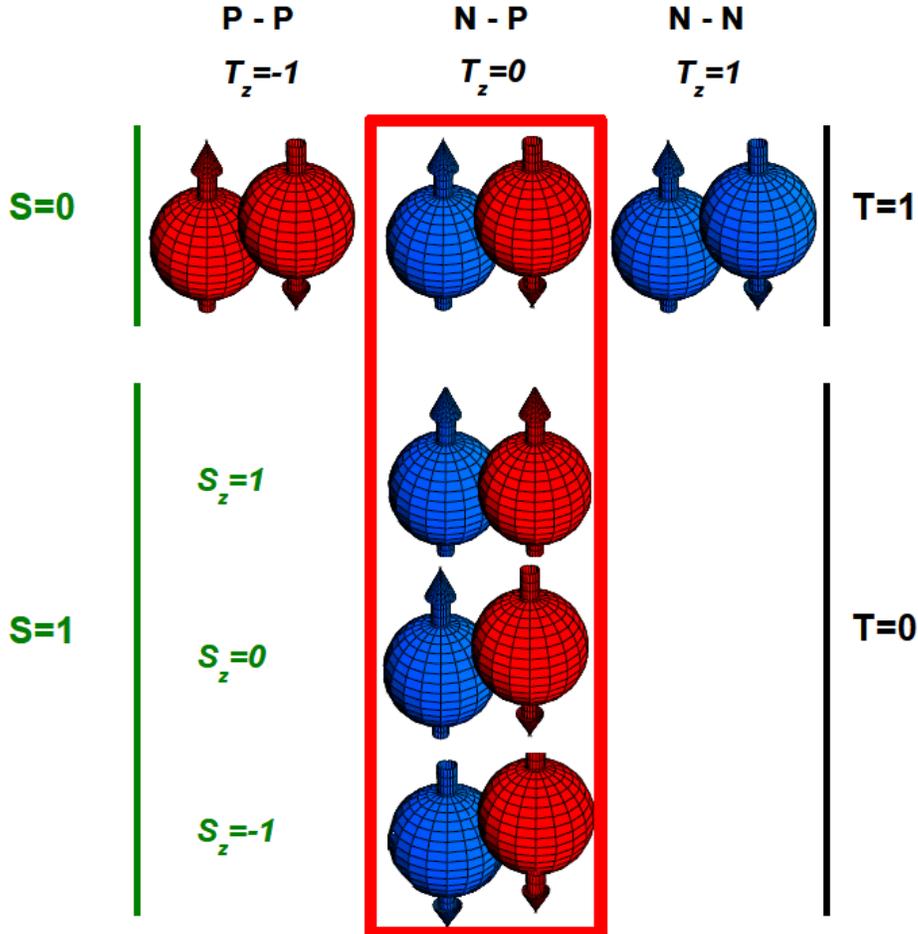


FIGURE 2.1 – Paires nucléon-nucléon possibles. Les flèches représentent les spins des nucléons.

On observe des comportements différents de l'appariement np T=0 et T=1 en fonction du moment angulaire total J. La figure 2.2 présente l'évolution de l'élément de matrice à deux corps (une paire de nucléons) en fonction de l'angle θ entre les projections j des moments angulaires totaux J de chacun des nucléons de la paires np. L'appariement np isovectoriel est maximum pour $J=0$ ($\theta=180^\circ$) alors que l'appariement isoscalaire est maximum à $J=0$ ($\theta=180^\circ$) ainsi que lorsque les spins sont alignés ($\theta=0^\circ$).

En ce qui concerne la plupart des noyaux, pour lesquels $N \neq Z$, l'appariement se manifeste principalement par de l'appariement pp ou nn car il y a peu de recouvrement entre les fonctions d'onde des protons et celles des neutrons. De nombreuses expériences ont été réalisées pour étudier l'appariement proton-proton (pp) et neutron-neutron (nn) et ont mis en évidence l'importance de l'appariement sur les propriétés du noyau telles que le moment d'inertie, la déformation ou encore la masse des noyaux.

Les noyaux avec $N=Z$ ayant une orbitale de valence avec un grand moment angulaire L , seraient propices à exhiber de l'appariement neutron-proton (np). En effet, dans ces conditions, on pourrait avoir un recouvrement maximal des fonctions d'onde des protons avec celles des neutrons et également une possibilité de créer un grand nombre de paires.

Les noyaux $N=Z$ sont stables jusqu'au ^{40}Ca . Ainsi les noyaux d'intérêt $N=Z$ ayant des orbitales de grand moment angulaire total J sont des noyaux radioactifs (cf. Fig 2.3 et 2.4). En effet lorsque l'on regarde le schéma de niveaux issu du modèle en couches, on remarque que pour obtenir des noyaux avec des orbitales de grand moment angulaires total J , il est nécessaire d'utiliser des noyaux $N=Z$ ayant plus de 20 protons et plus de 20 neutrons. Seul le développement récent des installations de faisceaux radioactifs a permis la production suffisante des noyaux radioactifs d'intérêt pour l'étude de l'appariement np.

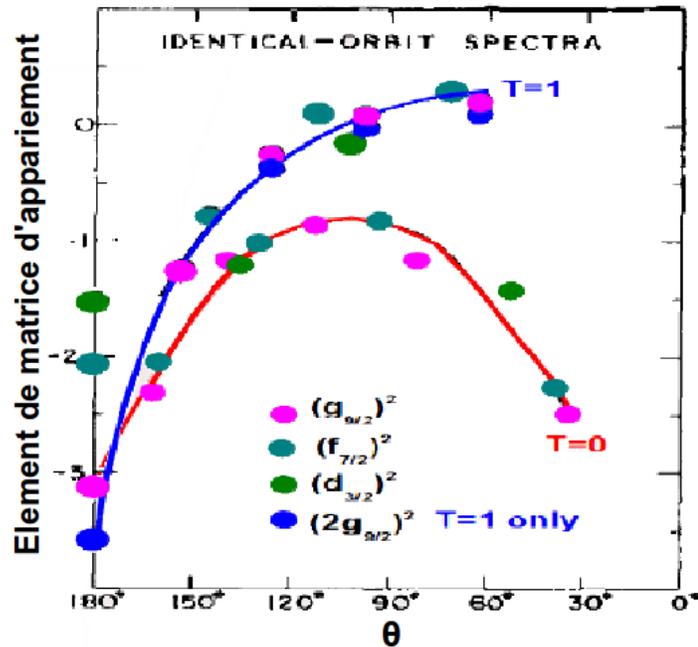


FIGURE 2.2 – Élément de matrice d'appariement en fonction de l'isospin de la paire np et de l'angle entre les projections j des moments angulaires totaux J de chacun des nucléons de la paire np ($\theta = 180^\circ \leftrightarrow J_{pair} = 0$ et $\theta = 0^\circ \leftrightarrow J_{pair} = 2j$) [3].

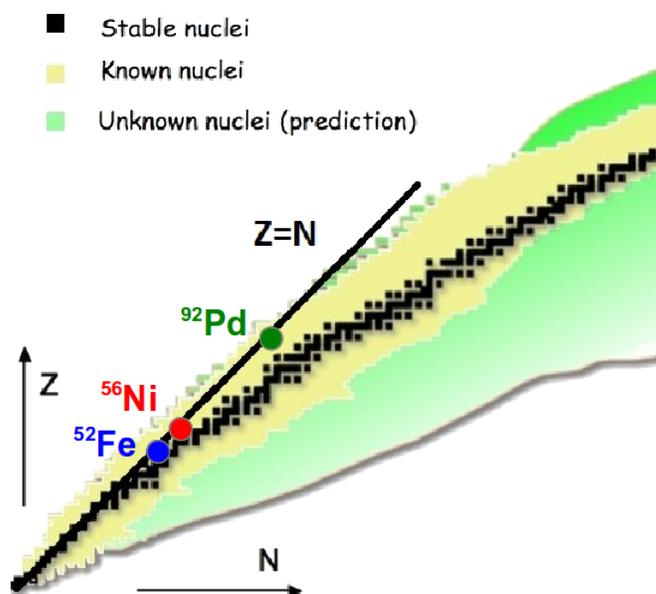


FIGURE 2.3 – Carte des noyaux avec en noir les noyaux stables et la droite pour les noyaux $N=Z$.

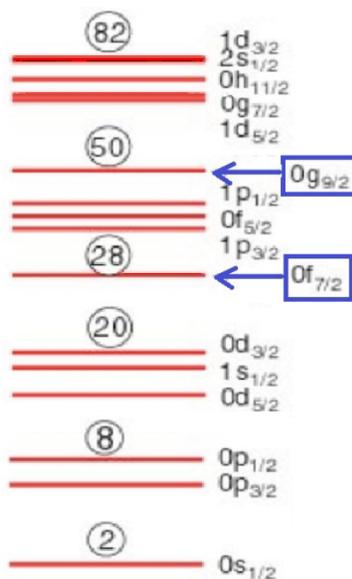


FIGURE 2.4 – Modèle en couche : les noyaux d'intérêt sont ceux à couches de grand J .

2.2 Différentes méthodes pour étudier l'appariement neutron-proton.

2.2.1 Modèle de la goutte liquide et formule de Bethe-Weizsäcker

En 1935, Carl Friedrich von Weizsäcker élabore un modèle de description du noyau appelé "modèle de la goutte liquide". Dans ce modèle le noyau est considéré comme une goutte de fluide dont l'état est dû à l'interaction forte qui assure la cohésion du noyau mais aussi de la répulsion coulombienne entre protons ainsi qu'à une tension de surface du noyau. Carl Friedrich von Weizsäcker et Hans Bethe ont élaboré une formule de l'énergie de liaison du noyau en prenant en compte ces différentes considérations du modèle de la goutte liquide.

$$B(A, Z, T_z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(2T_z)^2}{A} \pm a_p A^{-1/2} = E_v - E_s - E_c - E_{sym} + E_p \quad (2.1)$$

L'énergie de liaison est donc due à l'interaction forte exprimée comme une énergie de volume E_v comprenant un paramètre de volume a_v . Cette énergie de volume est diminuée par une énergie de surface E_s avec le paramètre de tension surfacique a_s ainsi que par une énergie de répulsion coulombienne E_c entre protons avec le paramètre de répulsion coulombienne a_c .

Le noyau étant un système quantique, le calcul de l'énergie de liaison prend en compte la projection d'isospin $T_z = \frac{N-Z}{2}$ dans l'énergie de symétrie E_{sym} avec a_{sym} paramètre de symétrie. De plus, comme il a déjà été mentionné que l'appariement avait un impact sur la masse des noyaux, il est nécessaire de considérer une énergie d'appariement $E_p = \pm a_p A^{-1/2}$ avec a_p paramètre d'appariement dans le calcul de l'énergie de liaison. Dans le cas d'un noyau pair-pair, l'énergie d'appariement favorise la liaison du noyau par rapport à un noyau pair-impair et donc $E_p = + a_p A^{-1/2}$. Dans le cas d'un noyau impair-impair, l'énergie d'appariement défavorise la liaison du noyau par rapport à un noyau pair-impair et donc $E_p = - a_p A^{-1/2}$. Si N et Z sont de parité différente, alors l'énergie d'appariement est nulle.

2.2.2 Etude des états analogues des noyaux isobariques.

L'énergie de liaison des noyaux est une observable pour étudier la manifestation de l'appariement. En effet pour les noyaux stables avec $N > Z$ les noyaux pair-pair ont une énergie de liaison supérieure aux noyaux ayant un nombre de nucléon impair. Lorsque l'on fait une étude sur les états de noyaux isobariques (même nombre de nucléons) en regardant leurs énergies de liaison en fonction de la projection d'isospin $T_z = \frac{1}{2}(N - Z)$, on peut remarquer, globalement, une dépendance en T_z^2 (cf. Fig 2.5). On observe sur la figure 2.5 deux courbes, l'une pour les noyaux pair-pair (points blancs) et l'autre pour les noyaux impair-impair (points noirs) ressemblant globalement à des paraboles. Cependant pour les noyaux avec $N=Z$, en l'occurrence sur la figure 2.5 pour le ^{48}Cr ($N=Z=24$), l'énergie de liaison est plus importante que prévue et c'est pourquoi il est nécessaire d'ajouter un terme empirique appelé terme de Wigner qui a pour expression [4, 5] :

$$E_w = W(A)|N - Z| + d(A)\pi_{np}\delta_{NZ} \quad (2.2)$$

Cette équation contient une dépendance en $|N-Z|$ introduit par E.Wigner en 1937 [6] avec $W(A)$ fonction de A décrivant l'amplitude de l'effet. Ce terme empirique est ajouté pour tenir compte de la sur-liaison des noyaux $N=Z$. W.Satula et al. [4, 7] utilisent la formule de différence d'énergie δV_{np} suivant :

$$\delta V_{np}(N, Z) \approx \frac{\partial^2 B}{\partial N \partial Z} \approx \frac{1}{4}[B(N, Z) - B(N-2, Z) - B(N, Z-2) + B(N-2, Z-2)] \quad (2.3)$$

avec B énergie de liaison. Le coefficient W pour l'énergie de Wigner peut s'écrire pour un noyau $N=Z$ pair-pair ayant A nucléons

$$W(A) = \delta V_{np} \left(\frac{A}{2}, \frac{A}{2} \right) - \frac{1}{2}[\delta V_{np} \left(\frac{A}{2}, \frac{A}{2} - 2 \right) + \delta V_{np} \left(\frac{A}{2} + 2, \frac{A}{2} \right)] \quad (2.4)$$

et pour un noyau $N=Z$ impair-impair ayant $A-2$ nucléons

$$W(A-2) = \frac{1}{2}[\delta V_{np} \left(\frac{A}{2} - 2, \frac{A}{2} - 2 \right) + \delta V_{np} \left(\frac{A}{2}, \frac{A}{2} \right)] - \delta V_{np} \left(\frac{A}{2}, \frac{A}{2} - 2 \right) \quad (2.5)$$

Le deuxième terme $d(A)\pi_{np}\delta_{NZ}$ dans l'équation 2.2 représente une correction pour les noyaux $N=Z$ impair-impair où δ_{NZ} est le symbole de Kronecker avec N et Z et $\pi_{np} = \frac{1}{4}(1 - (-1)^N)(1 - (-1)^Z)$. Pour un noyau $N=Z$ impair-impair avec A nucléons,

$$d(A) = 2[\delta V_{np} \left(\frac{A}{2}, \frac{A}{2} - 2 \right) + \delta V_{np} \left(\frac{A}{2} + 2, \frac{A}{2} \right)] - 4\delta V_{np} \left(\frac{A}{2} + 1, \frac{A}{2} - 1 \right) \quad (2.6)$$

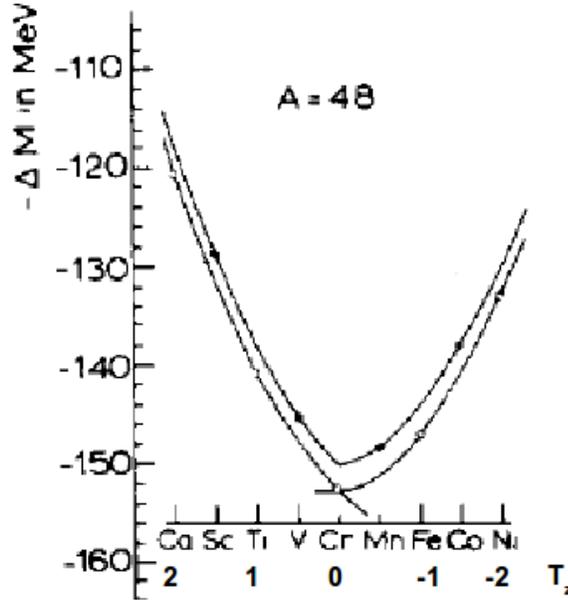


FIGURE 2.5 – Relation entre les masses des noyaux en fonction du nombre de protons (avec $A=48$). La courbe inférieure relie les noyaux pair-pair et la courbe supérieure relie les noyaux impair-impair. Les courbes passant par les points ressemblent à des paraboles excepté pour le ^{48}Cr ($N=Z=24$) où l'énergie de liaison est plus importante que prévue [8].

Energie de symétrie en $T(T+1)$, terme de Wigner et appariement isoscalaire

La différence en énergie de deux états isobariques analogues d'isospin T_z et d'isospin T_z' ne dépend que de l'énergie de symétrie et de l'énergie d'appariement issues de la formule de Bethe-Weizsäcker (eq. 2.1) donnant l'énergie de liaison d'un noyau en fonction de Z et de A . Cependant afin d'ajuster au mieux les données expérimentales, il est nécessaire d'utiliser un terme d'énergie de symétrie corrigée $E_{sym_{cor}}$ qui soit en $T_z(T_z+1)$ et non uniquement en T_z^2 comme dans la formule de Bethe-Weizsäcker ($a_{sym} \frac{(2T_z)^2}{A}$). Le terme linéaire en T_z ajouté à l'expression habituelle de l'énergie de symétrie correspond au terme de Wigner [5, 9].

A partir de calculs de $\delta V_{np}(N, Z)$ [7] on peut extraire le terme $W(A)$ et $d(A)$ de l'énergie de Wigner [4]. Sur la figure 2.6, figurent les valeurs de $W(A)$ et $d(A)$ en fonction de A à partir des mesures expérimentales. W et d ont des valeurs comparables jusque $A=40$ puis la valeur de d devient inférieure à celle de W . Pour expliquer ce fait, W. Satula met en avant le fait que les noyaux de la couche fp $N=Z$ impair-impair ont un état fondamental

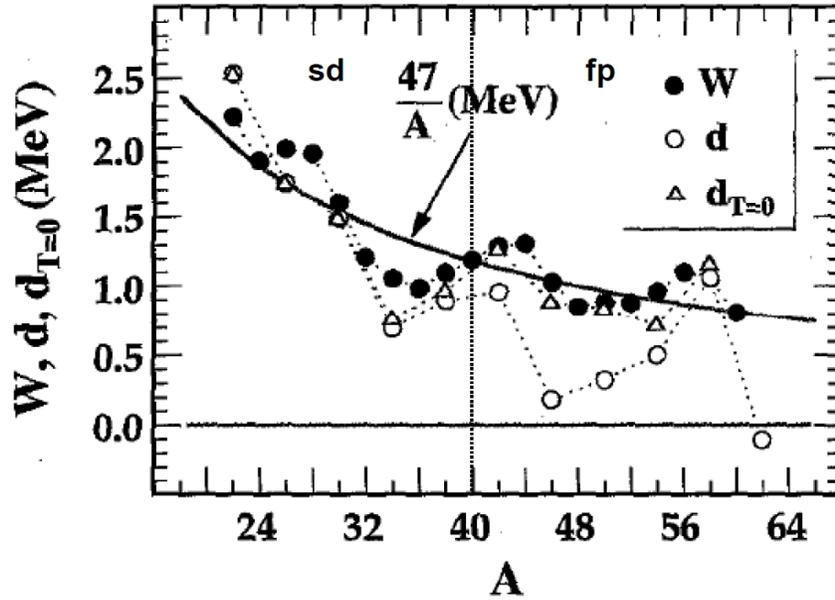


FIGURE 2.6 – Valeurs expérimentales de W (points noirs) et d . Dans le cas où l'énergie de liaison (dans le calcul pour d) est calculée à partir de l'état fondamental, d est représenté avec des points blancs. Dans le cas où l'énergie de liaison (dans le calcul de d) est calculée à partir de l'état $T=0$ le plus bas en énergie, d est représenté avec des triangles blancs. La ligne noire représente la valeur moyenne de W égale à $47/A$ MeV [4].

$T=1$ contrairement aux noyaux $N=Z$ impair-impair de la couche sd où il s'agit d'un état $T=0$. Il effectue un second calcul en prenant en compte l'énergie de liaison pour les noyaux $N=Z$ impair-impair à partir des états $T=0$ et dans ce cas on remarque que les valeurs de $d_{T=0}$ sont comparables aux valeurs de W . De plus, il affirme que l'interaction des paires np $T=0$ contribue fortement à l'énergie de l'état $T=0$ des noyaux $N=Z$ impair-impair [4, 7]. Ainsi il en déduit que le terme de Wigner proviendrait principalement de l'appariement neutron-proton isoscalaire.

Manifestation de l'appariement np isovectoriel dans les noyaux N=Z impair-impair

Les noyaux N=Z pair-pair ont une énergie de liaison supérieure aux noyaux N=Z impair-impair. Cependant, étant donné que l'interaction nucléon-nucléon ne dépend pas de la charge, l'appariement isovectoriel np devrait être de même intensité que l'appariement pp ou nn et donc les noyaux N=Z impair-impair autant liés que les noyaux pair-pair. P. Vogel [5] explique cette situation en comparant la valeur de l'énergie de symétrie $E_{sym_{cor}}$ et celle de l'énergie d'appariement E_p . Se basant sur les calculs effectués par Satula [4], il considère que l'appariement isoscalaire contribue à l'énergie de symétrie corrigée $E_{sym_{cor}}$ par le terme de Wigner, proportionnelle à $T_z(T_z+1)$.

Les noyaux N=Z impair-impair avec $A > 40$ ont un état fondamental $T=1$ alors que les noyaux N=Z pair-pair ont un état fondamental $T=0$. Dans le cas d'un noyau avec A pair, l'état fondamental peut être décrit comme un condensat de paires isovectorielles avec $J=0^+$ si $T_z = \frac{|N-Z|}{2}$ pour un noyau pair-pair et si $T_z = \frac{|N-Z|}{2} + 1$ pour un noyau impair-impair. Ainsi les états avec $T_z = \frac{|N-Z|}{2} + 1$ d'un noyau pair-pair contiennent au moins une paire brisée et il en est de même pour les états avec $T_z = \frac{|N-Z|}{2}$ d'un noyau impair-impair. Alors que dans le cas d'un noyau ayant un nombre impair de nucléon, les états $T_z = \frac{|N-Z|}{2}$ et $T_z = \frac{|N-Z|}{2} + 1$ contiennent tous un nucléon non apparié. Ces considérations permettent de comprendre la figure 2.7 où l'on observe que pour les noyaux pair-pair avec N=Z et N=Z+2, la différence d'énergie d'excitation entre les niveaux $T'_z = \frac{|N-Z|}{2} + 1$ et $T_z = \frac{|N-Z|}{2}$ les plus bas en énergie est égale à la somme de l'énergie de symétrie et l'énergie d'appariement et que pour les noyaux impair-impair avec N=Z et N=Z+2, il s'agit de leur différence. En ce qui concerne les noyaux N=Z+1, la différence entre T'_z et T_z est dû à la différence d'énergie de symétrie. Ainsi il est nécessaire de prendre en compte à la fois les énergies de symétrie corrigé $E_{sym_{cor}}$ et d'appariement E_p pour expliquer les spectres d'états isobariques analogues de noyaux N=Z impair-impair.

Les états $T=0$ et $T=1$ dans les noyaux N=Z impair-impair sont très proches. Cela signifie que les valeurs d'énergie de symétrie $E_{sym_{cor}}$ et d'appariement E_p sont assez similaires avec toutefois une valeur d'énergie de liaison légèrement supérieure pour l'état $T=1$. On peut remarquer que les noyaux N=Z impair-impair plus légers que ^{40}Ca ont un état fondamental $T=0$ expliqué par la variation de l'énergie de symétrie $E_{sym_{cor}}$. En effet, dans ces noyaux, l'énergie de symétrie est plus importante que l'énergie d'appariement. Ainsi P. Vogel [5] met en avant l'impact de l'appariement np sur les énergies de liaisons et d'excitation des états des noyaux N=Z.

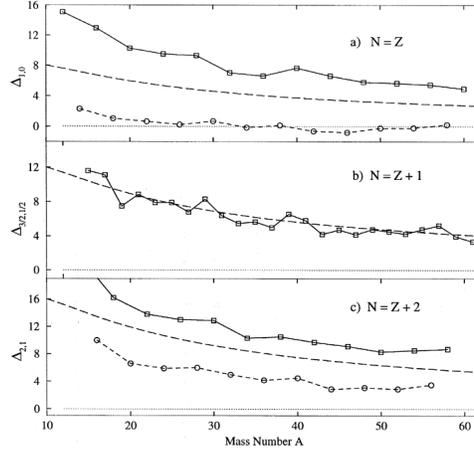


FIGURE 2.7 – *Mesure d'énergie d'excitation entre le niveau d'isospin $T' = |N-Z|/2 + 1$ de plus basse énergie et le niveau d'isospin $T = |N-Z|/2$. La ligne en pointillé long représente l'énergie de symétrie et la ligne fine en pointillé indique une énergie d'excitation nulle. La partie a) concerne des noyaux $N=Z$, la partie b) des noyaux $N=Z+1$ et la partie c) des noyaux $N=Z+2$. Dans les parties a) et c), les courbes en trait plein joignant les carrés sont pour les noyaux pair-pair alors que les courbes en pointillé joignant les cercles sont pour les noyaux impair-impair [5].*

Etude de l'appariement np par différence d'énergie de niveaux de même isospin pour les noyaux $N=Z$

A. Macchiavelli [10] analyse les spectres isobariques en utilisant le terme d'énergie de symétrie et uniquement l'appariement isovectoriel. La différence d'énergie de liaison entre un noyau pair-pair et son voisin impair-impair qui ont des états fondamentaux de même isospin peut s'écrire [11] :

$$B_{pair-pair} - B_{impair-impair} \approx \Delta_p + \Delta_n \approx 2\Delta_{np} \quad (2.7)$$

Dans cette expression, la différence d'énergie de liaison d'un noyau pair-pair $B_{pair-pair}$ et d'un noyau impair-impair $B_{impair-impair}$, est dans le cas d'un noyau $N > Z$, la brisure d'une paire pp Δ_p et d'une paire nn Δ_n , dans le cas d'un noyau $N=Z$ la brisure de deux paires isovectoriel np Δ_{np} . Pour s'assurer que la différence d'énergie de liaison de l'état $T=0$ du noyau pair-pair et $T=0$ du noyau impair-impair ne dépende pas du terme de volume a_v , surface a_s et coulombien a_c il est nécessaire de moyenner de cette manière [10] :

$$B_{pair-pair}(N, Z) - \frac{B_{impair-impair}(N-1, Z-1) + B_{impair-impair}(N+1, Z+1)}{2} \quad (2.8)$$

2.2. Différentes méthodes pour étudier l'appariement neutron-proton.

En regardant la variation de la différence de d'énergie d'excitation du plus bas niveau $T=0$ pour un noyau pair-pair $B_{pair-pair}$ et de $B_{impair-impair}$ en fonction de A , il est possible d'ajuster les points expérimentaux avec une fonction de $\frac{24}{A^{1/2}} MeV$ correspondant à $2\Delta_{np}$ (cf Fig 2.8). Ainsi il est possible d'en déduire que l'appariement isoscalaire ne contribue pas fortement à l'interaction d'appariement.

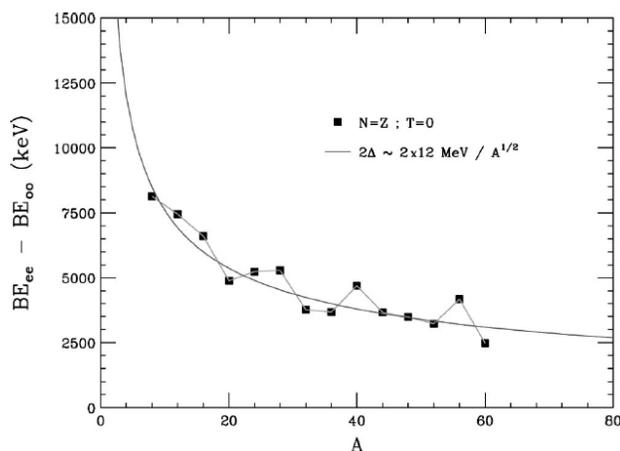


FIGURE 2.8 – Evolution de la différence d'énergie de liaison entre les états $T=0$ des noyaux $N=Z$ pair-pair et impair-impair en fonction de A . La différence est interprétée comme la valeur du gap avec un appariement np $T=1$ avec une dépendance en A donné selon la ligne continue ($\Delta_{np} \sim \frac{12}{A^{1/2}}$) [10].

Si l'appariement $T=0$ était important dans l'état fondamental alors ajouter une paire np isoscalaire permettrait d'augmenter l'énergie de liaison car les paires se corrélent entre elles (cf. Fig 2.9). Ainsi étant donné que la différence $B_{pair-pair}$ ($T=0$) et de $B_{impair-impair}$ ($T=0$) n'est pas plus grande que $2\Delta_{np}$ ($T=1$) cela signifie que l'appariement isoscalaire est très faible.

Si l'appariement np isovectoriel est dominant alors il devrait y avoir des corrélations de paires entre l'état fondamental d'un noyau $N=Z$ pair-pair et l'état $T=1$ d'un noyau $N=Z$ impair-impair et donc l'équation 2.8 devrait être nulle. Or, on obtient le spectre de la figure 2.10 qui montre un comportement en $\frac{T_z(T_z + 1)}{A}$ qui traduit l'effet de l'énergie de symétrie corrigé. Les données expérimentales montrent que la différence d'énergie entre l'état $T=0$ du noyau $N=Z$ pair-pair et l'état $T=1$ du noyau $N=Z$ impair-impair est due à l'énergie de symétrie.

Ainsi le rôle de l'appariement isovectoriel a été mis en avant par l'explication des spectres d'énergie expérimentaux [5, 9, 10]. L'appariement isoscalaire est considéré selon

W.Satula et al. [4] comme contribuant au terme de Wigner. Cependant, l'étude des énergies de liaison n'a pas permis de caractériser précisément son rôle.

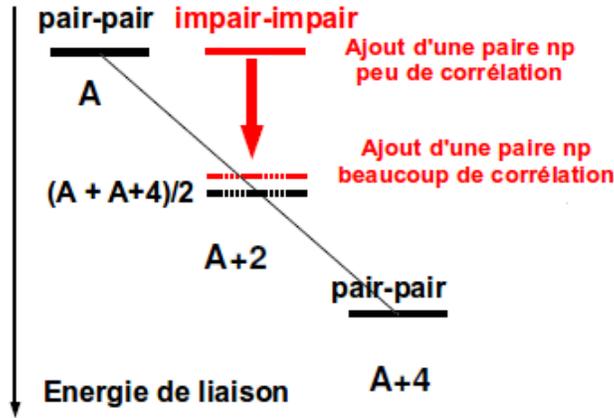


FIGURE 2.9 – Diagramme schématisant l'évolution de l'énergie de liaison de l'état fondamental des noyaux $N=Z$ avec A , $A+2$, $A+4$ en fonction de l'intensité de la corrélation entre la paire np et l'état fondamental. [12].

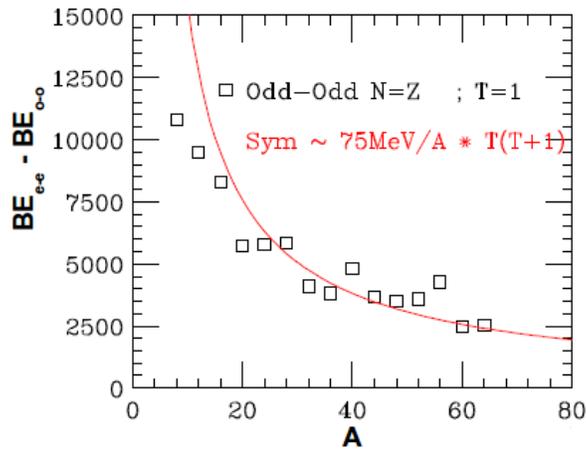


FIGURE 2.10 – Evolution de la différence d'énergie de liaison entre les états fondamentaux des noyaux $N=Z$ pair-pair ($T=0$) et impair-impair ($T=1$) en fonction de A . La différence est interprétée comme la valeur de l'énergie de symétrie avec une dépendance en A donné selon la ligne continue [12].

2.2.3 Etude par spectroscopie.

Un noyau en rotation est représenté classiquement par un cœur $J=0$ composé de la majorité des nucléons et quelques paires appariées qui tournent à la surface à une vitesse $\vec{\omega}$. Chaque nucléon apparié tourne sur son orbite indépendamment du cœur. Le nucléon, animé d'une vitesse \vec{v} , va subir une force de Coriolis $\vec{F} = 2m\vec{\omega} \wedge \vec{v}$. Les nucléons appariés ($J=0$, spins anti-alignés) ayant des vitesses opposées vont subir une force de séparation d'autant plus importante que la paire tournera vite. Ainsi l'énergie d'excitation va augmenter jusqu'à une certaine fréquence de rotation où les paires vont se briser et où l'énergie va diminuer brutalement (cf Fig. 2.11). Ce phénomène s'appelle "backbending".

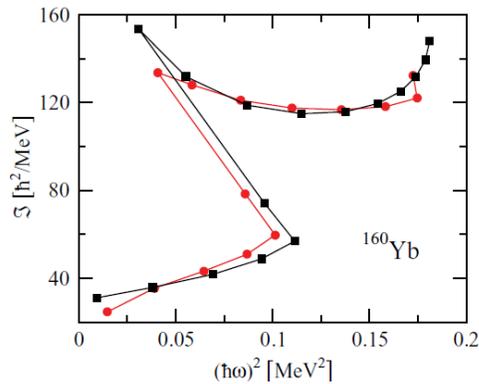


FIGURE 2.11 – Graphique de backbending représentant le moment d'inertie en fonction de la vitesse de rotation pour le ^{160}Yb . Les points noirs sont les points théoriques et les points rouges sont expérimentaux [13].

Comparaison de la variation du moment d'inertie avec la fréquence de rotation des noyaux $N=Z$ et de leurs isotopes.

L'appariement np dans les noyaux $N=Z$ conduit à un seul phénomène de retard d'alignement des paires alors que pour les noyaux $N \neq Z$, il y a deux phénomènes de retard d'alignement (un pour les protons, l'autre pour les neutrons). Lorsque l'on regarde un spectre représentant la variation du moment d'inertie en fonction de l'énergie de rotation, on observe deux comportements : à basse énergie de rotation, une augmentation du moment d'inertie avec la fréquence de rotation alors qu'à haute énergie de rotation, le moment d'inertie diminue avec la fréquence de rotation. De nombreuses expériences [14–16] ont montré un décalage dans la fréquence de rotation d'alignement des noyaux $N=Z$ par rapport aux noyaux $N \neq Z$ (cf. Fig 2.12 avec ^{72}Kr comparé aux ^{74}Kr et ^{76}Kr).

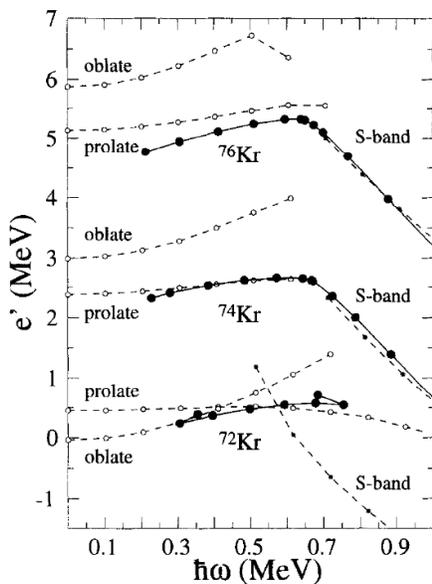


FIGURE 2.12 – Graphique représente l'évolution de l'énergie des états excités en fonction de l'énergie de rotation pour ^{72}Kr , ^{74}Kr et ^{76}Kr [14]. Les lignes en pointillé sont les lignes théoriques alors que les points expérimentaux sont en noirs.

G. de Angelis et al. [14] ainsi que S.M. Fischer et al. [15] interprètent ce décalage de fréquence de rotation d'alignement pour les noyaux $N=Z$ comparés à leurs isotopes comme la manifestation de l'appariement np . Les calculs de champ moyen reproduisent bien la fréquence de transition pour les noyaux $N=Z$ ainsi que la variation du moment d'inertie sur l'ensemble de la gamme de fréquence de rotation.

Cependant, N. Mărginean et al. [16], Davies et al. [17] insistent sur le fait qu'il est nécessaire d'effectuer des mesures de haut spin pour apporter une réponse certaine. De plus, S.M. Fischer et al. [15] nuancent l'interprétation de décalage de fréquence comme manifestation de l'appariement np par le fait que la déformation des noyaux peut également expliquer ce décalage de fréquence de transition. En effet, les isotopes du krypton sont connus pour être des bons exemples de coexistence de formes.

De nombreuses expériences de spectroscopie des noyaux $N=Z$ ont mis en avant une discontinuité dans la variation du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation. Ces observations et les calculs utilisés ont souvent conduit à considérer cet effet comme une manifestation de l'appariement uniquement isovectoriel. Cependant, cet effet peut être aussi dû à la déformation du noyau et donc ne peut être considéré comme une preuve indiscutable de l'appariement neutron-proton isovectoriel dans les noyaux $N=Z$.

La spectroscopie du ^{92}Pd et la configuration de paires np alignés en spin

B. Cederwall et al. [18] ont effectué la spectroscopie du ^{92}Pd . Ce noyau est un noyau $N=Z$ de la couche $0g_{9/2}$ où on s'attend à une manifestation importante de l'appariement neutron-proton. Il compara ensuite le schéma de niveau d'énergie obtenu expérimentalement avec des schémas obtenus à partir de calculs utilisant un modèle en couche prenant en compte ou non les interactions np isovectoriel ou isoscalaire [19]. Il fit de même avec le ^{94}Pd et ^{96}Pd à partir des données issues de N. Mărginean et al. [20] et de D. Alber et al [21]. Il observe que le schéma de niveaux du ^{92}Pd expérimental et calculé à partir du modèle en couche sont très similaires. En comparant le schéma de niveau issu des calculs avec l'appariement uniquement isovectoriel (schéma avec des niveaux se rapprochant de plus en plus) et le schéma avec des calculs incluant l'appariement isoscalaire uniquement (schéma avec des niveaux équidistants) (cf Fig. 2.13 c), Cederwall en déduit que l'appariement isoscalaire a un impact majeur sur le spectre du ^{92}Pd (cf Fig. 2.13 a). Le fait d'obtenir un schéma avec un ensemble de niveaux équidistants ne peut pas provenir de l'appariement isovectoriel. De la même manière, il montre que l'appariement np isovectoriel est prédominant pour le ^{94}Pd et ^{96}Pd (cf Fig. 2.13 b).

De plus, les calculs de fonctions d'onde montre que l'état fondamental est principalement peuplé par des paires np isoscalaires avec $J=9$. Ces paires sont corrélées entre elles telles que deux paires aient des spin anti-alignés (cf Fig. 2.13 a). Mais en augmentant le moment angulaire, ces corrélations disparaîtront et les paires isoscalaires vont toutes s'aligner sur le moment angulaire.

Cependant, d'après les informations supplémentaire de B. Cederwall et al. [18] l'analyse des fonctions d'onde de l'état fondamental du ^{92}Pd montre que l'état de spin-aligné a un recouvrement de 95% avec l'état fondamental et donc il a été déduit que celui-ci était constitué de quatre paires np isoscalaires avec $J=9$. Cependant, K. Neergård [22] montre que l'état fondamental $J=0$ des noyaux de la couche $g_{9/2}$ devrait être une combinaison linéaire de l'état où les paires np sont isoscalaires spin-aligné et de l'état où les paires np sont isovectorielles (cf Fig. 2.14). De plus, l'état $J=9$ du ^{92}Pd semble aussi être une combinaison de paires np isoscalaires spin-aligné et de paires isovectorielles np (cf Fig. 2.15).

En conclusion, la situation pour l'appariement np dans le canal $T=0$, à partir de résultats concernant les propriétés statiques des noyaux $N=Z$ ne permet pas d'affirmer l'existence de l'appariement $T=0$. Les sondes dynamiques telles que le transfert de paires np devraient permettre d'éclaircir cette situation.

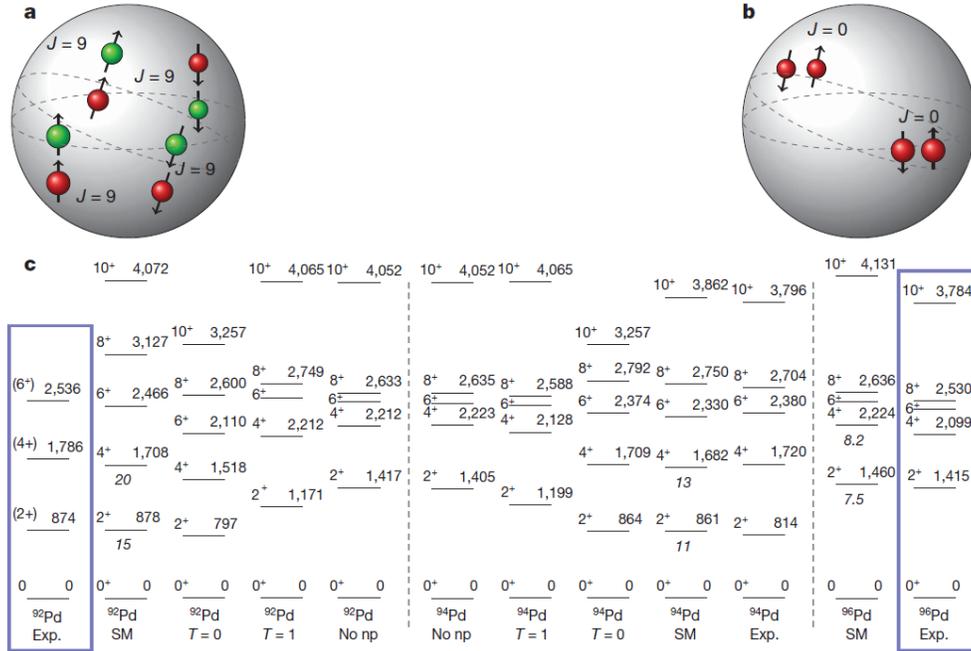


FIGURE 2.13 – a) Représentation schématique de l'état fondamental du ^{92}Pd avec des paires np isoscalaires avec $J=9$. b) Représentation de l'état fondamental du ^{96}Pd avec des paires np isovectorielles. c) Schémas de niveaux expérimentaux et calculés avec des calculs utilisant le modèle en couche avec ou sans interaction d'appariement np isovectoriel ou isoscalaire pour le ^{92}Pd , ^{94}Pd , ^{96}Pd [18].

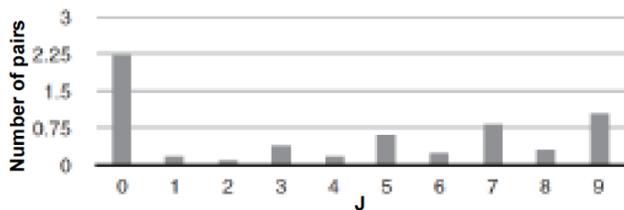


FIGURE 2.14 – Diagramme montrant le nombre de paires attendu en ayant deux protons et deux neutrons dans la couche $g_{9/2}$, pour l'état avec $J=0$ en fonction du moment J de la paire np [22].

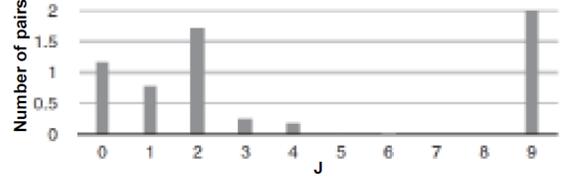


FIGURE 2.15 – Diagramme montrant le nombre de paires attendu en ayant deux protons et deux neutrons dans la couche $g_{9/2}$, pour l'état de spin-aligné ($J=9$) isoscalaires en fonction du moment J de la paire np [22].

2.2.4 Etude par réactions de transfert de paires np.

Les réactions de transfert sont un outil puissant pour comprendre la structure des noyaux aussi bien par "pick-up" (prendre des nucléons du noyau étudié) ou par "stripping" (ajouter des nucléons au noyau étudié) [23]. Afin d'étudier l'appariement neutron-proton par cette méthode, il est nécessaire d'effectuer un transfert de paires np [24].

En effet, l'opérateur de transfert d'une paire de deuton devrait permettre la mesure de la collectivité (en l'occurrence l'appariement) à l'instar du B(E2) donnant une mesure de la collectivité [12]. Cette sonde va tester la transition de phase faisant passer le noyau d'une phase de particules indépendantes à une phase "superfluide", c'est-à-dire apparié. Cette transition de phase se traduit dans le noyau par une zone de transition progressive (zone de "crossover"). L'apparition de cette zone de transition de phase se traduit d'abord par des vibrations (c'est ce qui est attendu dans les noyaux à couches doublement fermées) puis par un comportement rotationnel, c'est-à-dire superfluide attendu dans les noyaux ayant des couches partiellement occupées (cf Fig. 2.16).

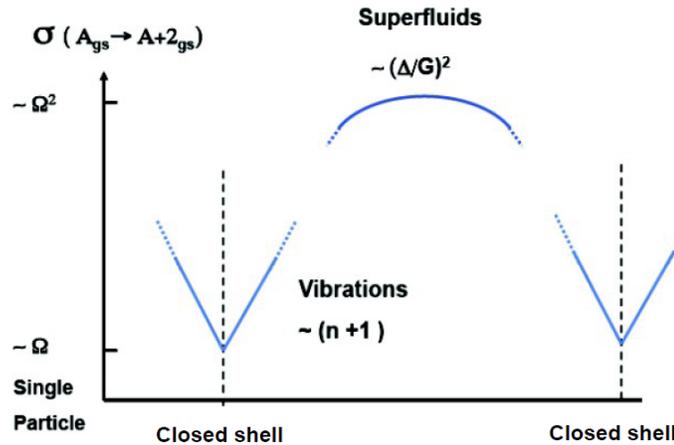


FIGURE 2.16 – Schéma montrant l'évolution de la section efficace de transfert de paire np en fonction de la fermeture de couche du noyau [12].

L'opérateur de transfert d'un deuton est lié à la probabilité de transfert d'un deuton, c'est-à-dire à la section efficace de transfert de deuton. Le tableau 2.1 montre les amplitudes de transfert direct de paires np selon le cas où le projectile est un noyau pair-pair ou impair-impair ainsi que selon l'intensité relative de l'appariement np entre le canal $T=1$ et le canal $T=0$ noté dans le tableau x ($x=0$ s'il est purement isoscalaire et $x=1$ s'il est purement isovectoriel). Piet Van Isacker [25] souligne le fait que si l'on est dans le cas où $x < 0.5$ l'état fondamental des noyaux $N=Z$ impair-impair serait $T=0$. Ainsi, dans le cas où $A > 40$, nous sommes plus probablement dans la situation où $x > 0.5$. Ainsi afin de

pouvoir étudier à la fois l'appariement np isovectoriel et isoscalaire, il convient d'utiliser des noyaux $N=Z$ pair-pair (cf Tab. 2.1). Ce tableau nous montre que la section efficace de transfert de paires np est proportionnelle aux nombres de paires np.

Limit	Reaction	$C_{T=0}^2$	$C_{T=1}^2$
X=0.5	EE \rightarrow OO $_{T=0}$	$\frac{1}{2}(N_b + 6)$	0
	EE \rightarrow OO $_{T=1}$	0	$\frac{1}{2}(N_b + 6)$
	OO $_{T=0}$ \rightarrow EE	$\frac{1}{2}(N_b + 1)$	0
	OO $_{T=1}$ \rightarrow EE	0	$\frac{1}{2}(N_b + 1)$
X=0	EE \rightarrow OO $_{T=0}$	$N_b + 3$	0
	EE \rightarrow OO $_{T=1}$	0	3
	OO $_{T=0}$ \rightarrow EE	$N_b + 1$	0
X=1	EE \rightarrow OO $_{T=0}$	3	0
	EE \rightarrow OO $_{T=1}$	0	$N_b + 3$
	OO $_{T=1}$ \rightarrow EE	0	$N_b + 1$

TABLE 2.1 – Tableau résumant les amplitudes de transfert de paires np selon si le projectile est un noyau pair-pair (EE) ou impair-impair (OO). $x=0$ dans le cas où l'appariement est purement isoscalaire, $x=1$ dans le cas où il est purement isovectoriel et $x=0.5$ dans le cas où l'appariement est autant isoscalaire que isovectoriel. N_b est le nombre de bosons (nombre de paires). [25].

La figure 2.17 montre l'évolution du nombre de paires np avec un J donné dans l'état fondamental du ^{44}Ti en fonction de l'intensité relative x de l'appariement np. On remarque que dans le cas où l'appariement est purement isovectoriel, les paires avec 0^+ contribuent très majoritairement à l'état fondamental alors que les paires avec 1^+ y contribuent très faiblement. Si l'appariement est purement isoscalaire, la situation est inverse et donc les paires avec 1^+ contribuent très grandement à l'état fondamental et les paires avec 0^+ que faiblement. La réaction de transfert d'une paire np d'un noyau $N=Z$ pair-pair mettra en jeu une paire np isovectoriel dans le cas où le transfert peuple l'état fondamental 0^+ du noyau impair-impair résultant et d'une paire isoscalaire dans le cas où l'état 1^+ du noyau impair-impair est peuplé (cf Fig. 2.18). Ainsi le rapport entre la section efficace de transfert vers l'état 0^+ et la section efficace de transfert vers l'état 1^+ permet de mesurer l'intensité relative de l'appariement np entre le canal isovectoriel et le canal isoscalaire.

Cependant, nous pouvons remarquer que cette méthode ne prend pas en compte le mécanisme de réaction et donc il sera nécessaire d'utiliser des calculs plus raffinés dont on comparera les distributions angulaires avec celles obtenues expérimentalement.

2.2. Différentes méthodes pour étudier l'appariement neutron-proton.

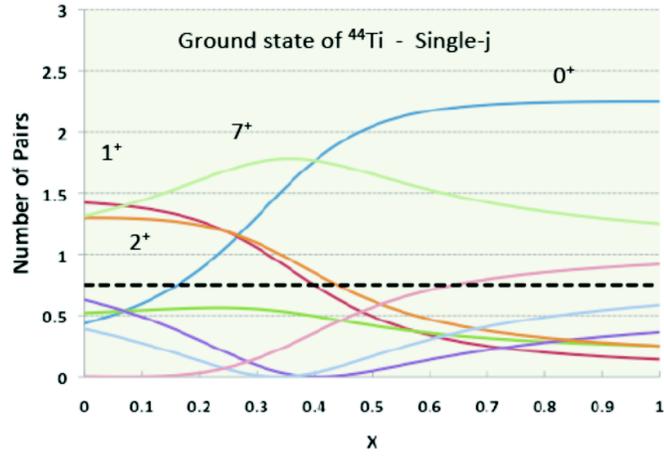


FIGURE 2.17 – Graphique montrant le nombre de paires np ayant un moment angulaire donné dans l'état fondamental du ^{44}Ti en fonction de l'intensité relative de l'appariement np isovectoriel et isoscalaire. X=0 si l'appariement np est purement isoscalaire et x=1 si il est purement isovectoriel [26] à partir de calculs de [27].

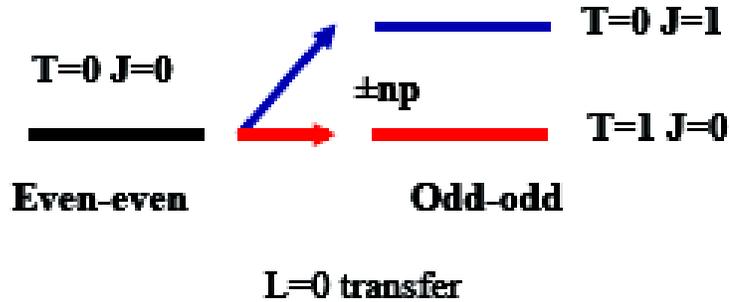


FIGURE 2.18 – Schéma montrant l'intérêt d'utiliser des réactions de transfert de paires np afin d'étudier l'appariement np [12].

Contexte de l'étude de l'appariement np par réactions de transfert.

Le meilleur cas d'étude serait d'utiliser des noyaux des couches $h_{11/2}$ ou $g_{9/2}$ tel que le ^{92}Pd pour étudier l'appariement par réaction de transfert de paires np. Cependant actuellement les installations de faisceaux radioactifs ne produisent pas ces noyaux avec une intensité telle que cette étude puisse être réalisée par réactions de transfert qui requièrent au minimum 10^4 noyaux par seconde. Historiquement l'étude de l'appariement par réac-

tions de transfert a été réalisée avec des noyaux $N=Z$ de la couche sd avec différentes expériences dans différentes conditions.

Une compilation des résultats est présentée sur la figure 2.19 en rouge. Ces mesures, assez anciennes, n'ont pas été analysées avec des modèles cohérents entre eux et manquent d'information sur le moment angulaire L transféré. Ici nous nous concentrons sur le transfert avec $L=0$ (type "deuton"). Pour ce type de transfert, la section efficace est importante vers 0° et les mesures précédentes n'étaient pas toujours optimisées dans ce but.

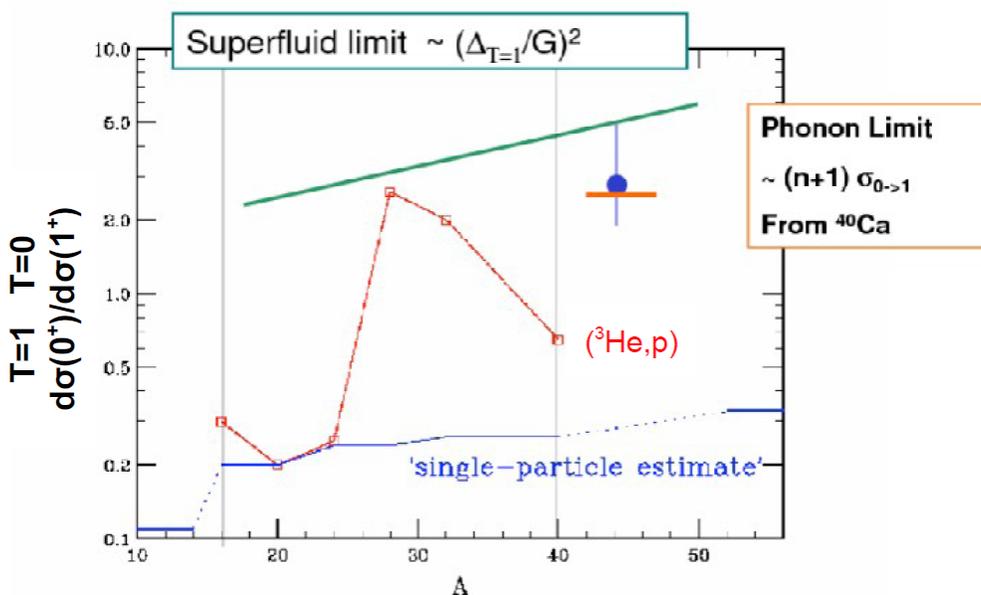


FIGURE 2.19 – Schéma montrant la systématique du rapport de la section efficace du transfert vers l'état 0^+ du noyau impair-impair par la section efficace de transfert vers l'état 1^+ . La ligne bleu représente le cas sans appariement. La ligne verte représente le cas où l'appariement isovectoriel est superfluide et la ligne orange où il est vibrationnel [26].

C'est pourquoi une campagne de mesures de réaction de transfert en cinématique directe $(^3\text{He}, p)$ et $(p, ^3\text{He})$ avec ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca a été effectuée au RCNP Osaka en 2011 par J.Lee et la collaboration E365. Les résultats sont encore préliminaires [28].

Pour étendre cette systématique à la couche fp (la couche suivante), il faut réaliser les mesures en cinématique inverse car les noyaux $N=Z$ de la couche $f_{7/2}$ sont des noyaux radioactifs. Jusqu'à présent une seule étude par réaction de transfert a été réalisé sur un noyau de la couche $f_{7/2}$: $^{44}\text{Ti}(^3\text{He}, p)^{46}\text{V}$ par A.O. Macchiavelli à Argonne avec ATLAS [26](cf Fig. 2.19 point bleu).

2.3 Calculs pour l'appariement neutron-proton dans la couche fp

Les calculs effectués par P. Van Isacker [25], avec un modèle IBM (interacting boson model) [29] décrivant le noyau à l'aide de paires, montrent que la probabilité de transfert d'une paire np isovectorielle est plus importante que celle pour un transfert d'un paire np isoscalaire à partir d'un noyau $N=Z$ pair-pair (cf Fig. 2.1). Si l'on considère que la probabilité de transfert d'une paire np est liée à l'intensité de l'appariement [23] alors cela signifie que l'appariement est plutôt isovectoriel qu'isoscalaire.

D. Gambacurta et D. Lacroix [30] à l'aide d'un hamiltonien de modèle en couche prenant en compte l'appariement np et la déformation (très important dans cette couche) ont calculé les contributions de l'appariement np isovectoriel (cf Fig 2.20 ligne rouge discontinue) et de l'appariement np isoscalaire (cf Fig 2.20 ligne pointillé bleu) à l'énergie d'appariement totale (cf Fig 2.20 ligne continue noire) pour différents noyaux de la couche fp. On observe que l'appariement isovectoriel est très prédominant par rapport à l'appariement isoscalaire.

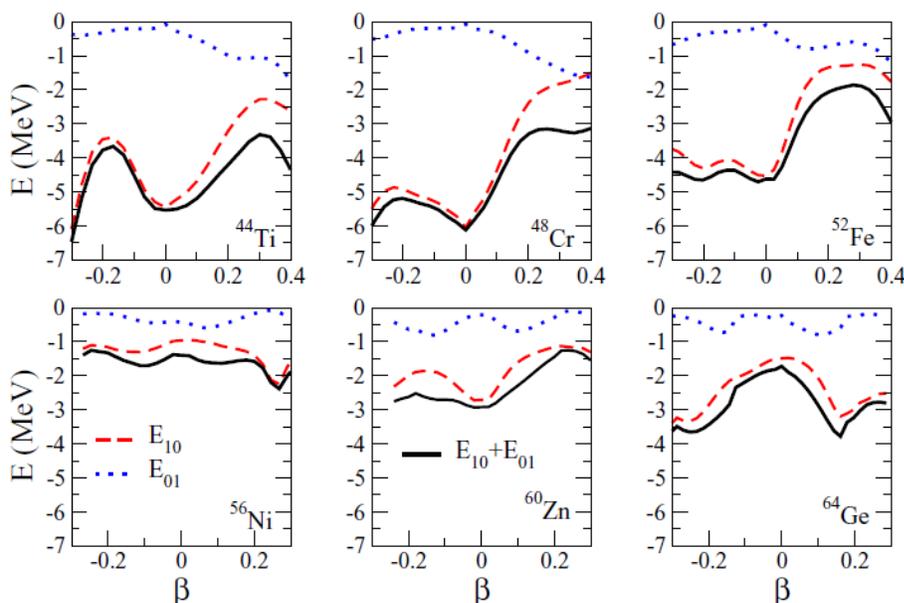


FIGURE 2.20 – Graphiques montrant les contributions de l'appariement np isovectoriel (ligne discontinue rouge) et de l'appariement np isoscalaire (ligne pointillé bleu) à l'énergie d'appariement totale (ligne noire) en fonction de β , le paramètre de déformation [30].

M. Sambataro, N. Sandulescu et C.W. Johnson [31] utilisent un modèle à partir de quartet d’alpha afin d’étudier l’appariement np dans les noyaux $N=Z$ de la couche fp. Ainsi ils observent que les états quartet isovectoriels ont un meilleur recouvrement avec les états fondamentaux des noyaux $N=Z$ pair-pair que les états quartet isoscalaires (cf Tab. 2.2) et donc que l’appariement dans les noyaux $N=Z$ de la couche fp est majoritairement isovectoriel.

	(QM iv)	(QM is)	(iv is)
^{44}Ti	0.901	0.678	0.303
^{48}Cr	0.906	0.497	0.221
^{52}Fe	0.927	0.753	0.746

TABLE 2.2 – Tableau montrant les proportions de recouvrement entre l’état fondamental du noyau avec l’état quartet isovectoriel (première colonne), avec l’état quartet isoscalaire (deuxième colonne) et dans la troisième colonne entre l’état quartet isovectoriel et l’état quartet isoscalaire pour des noyaux $N=Z$ pair-pair de la couche fp [31].

A. Poves et G. Martinez-Pinedo [32] expliquent cette faible intensité de l’appariement isoscalaire par rapport à l’appariement isovectoriel du fait de l’interaction spin-orbite. Y.Lei et al. [33] en utilisant un hamiltonien incluant le spin-orbite et la déformation, montrent que pour le ^{44}Ti sans interaction spin-orbite l’appariement np isovectoriel et isoscalaire ont le même effet sur la bande rotationnelle alors qu’avec l’interaction spin-orbite l’impact de l’appariement np isovectoriel est prédominant.

H. Sagawa et al. [34] explique également la faible intensité de l’appariement isoscalaire pour les noyaux de la couche $0f_{7/2}$ par l’interaction spin-orbite mais cependant l’appariement isoscalaire est de plus en plus important pour les noyaux de la couche $1p_{3/2}$ ce qui explique que le ^{58}Cu a un état fondamental $T=0$. De plus, G.F. Bertsch et Y. Luo [35] à l’aide d’un hamiltonien dans le cadre Hartree-Fock-Bogoliubov, montrent que pour les noyaux de la couche $0f_{7/2}$ l’appariement isoscalaire est faible. Cependant l’appariement isoscalaire devrait être de plus en plus important avec les noyaux lourds car leur rapport volume sur surface est de plus en plus important et l’interaction spin-orbite étant une interaction surfacique devient négligeable.

A. Gezerlis, G.F. Bertsch et Y.L. Luo [36] montrent que l’appariement dans les noyaux $N=Z$ avec A entre 120 et 140 serait à la fois isovectoriel et isoscalaire (cf Fig. 2.21 cercles bleus). On peut aussi remarquer ce cas là pour le ^{48}Cr dans le cas où $\beta=0.4$ (cf Fig. 2.20) mais cela est dû à la déformation.

Ainsi d’après différents calculs, l’appariement isoscalaire devrait être faible dans les noyaux de la couche $0f_{7/2}$ du fait de l’interaction spin-orbite. Cependant une étude de la systématique des noyaux de la couche $0f_{7/2}$ devrait permettre d’étudier précisément l’influence de l’interaction spin-orbite sur l’appariement isoscalaire.

2.4. Réactions de transfert ($p, {}^3\text{He}$) et (d, α) pour étudier l'appariement neutron-proton

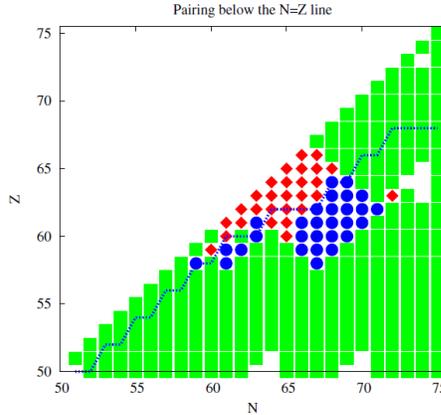


FIGURE 2.21 – Carte des noyaux avec $Z \leq N$ entre 50 et 75. Les noyaux avec des carrés blancs n'ont quasiment pas d'appariement. Les noyaux avec des carrés verts ont de l'appariement principalement isovectoriel, ceux avec des losanges rouges ont principalement de l'appariement isoscalaire et ceux avec des cercles bleus ont à la fois de l'appariement isoscalaire et isovectoriel. La ligne pointillée bleu représente la "proton-drip line" [36].

2.4 Réactions de transfert ($p, {}^3\text{He}$) et (d, α) pour étudier l'appariement neutron-proton

Afin de progresser dans la compréhension de l'appariement neutron-proton, nous avons choisi d'effectuer une étude de la réaction ($p, {}^3\text{He}$) qui est sensible aux deux types d'appariement np mais aussi de la réaction (d, α) qui elle, ne met en jeu que des paires np isoscalaires. Les résultats de cette dernière réaction ne seront pas présentés dans cette thèse.

Comme il a déjà été rappelé, l'appariement np devrait être important dans les noyaux $N=Z$ ayant des orbitales de J élevé. Ainsi nous avons utilisé des noyaux de la couche $0f_{7/2}$ pour étudier l'appariement à l'aide de réactions de transfert. Nous avons réalisé les réactions de transfert de paires np sur les noyaux de ${}^{56}\text{Ni}$ (noyaux ayant couches $0f_{7/2}$ totalement occupées) ainsi qu'avec des noyaux de ${}^{52}\text{Fe}$ (noyaux ayant couches $0f_{7/2}$ partiellement occupées) afin d'observer l'évolution de l'intensité relative de l'appariement np mais aussi regarder l'influence de la fermeture de couche et de l'interaction spin-orbite sur l'appariement np.

A l'aide d'un dispositif expérimental approprié qui sera détaillé dans le chapitre 3, nous pouvons extraire les distributions angulaires de sections efficaces de transfert de paires np et les comparer aux modèles théoriques.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Présentation générale

Afin d'étudier l'appariement neutron-proton, nous avons choisi d'utiliser des réactions de transfert de paires neutron-proton en cinématique inverse ($p, {}^3\text{He}$) et (d, α). Les sections efficaces de transfert vers les états désirés ainsi que leurs distributions angulaires permettront de contraindre les modèles. D'après les calculs théoriques, nous attendons un effet d'appariement plus important dans les noyaux $N=Z$ avec des orbitales de moment angulaire total élevé J [25]. Les noyaux stables "lourds" (avec des orbitales de J élevés) ont plus de neutrons que de protons du fait de la répulsion coulombienne. Ainsi les noyaux pour l'étude de l'appariement np sont des noyaux instables dit "exotiques" du fait de leur éloignement par rapport à la vallée de stabilité (cf Fig. 3.1).

Historiquement, l'appariement neutron-proton a été étudié dans les noyaux de la couche sd par réaction de transfert en cinématique directe. Dans ces réactions, un transfert entre un faisceau qui est généralement un noyau léger sur une cible composée du noyau d'étude est réalisé. Cependant, d'après le précédent paragraphe, on s'attend à une manifestation plus importante de l'appariement dans des orbitales de J élevés. Ainsi les noyaux qui nous intéressent sont instables et ne peuvent composer la cible étant donné leur bref temps de vie. Nous allons alors les utiliser comme faisceau et la cible sera composée de noyaux légers. Actuellement les noyaux pouvant être produit avec une intensité suffisante pour l'étude de l'appariement par réaction de transfert de deux nucléons sont les noyaux de la couche $0f_{7/2}$ (cf Fig. 3.2). Jusqu'à présent une seule expérience pour étudier l'appariement neutron-proton a utilisé des noyaux de la couche $0f_{7/2}$ (cf Fig. 3.2) avec le ${}^{44}\text{Ti}$ par A. Macchiavelli [10]. Nous avons étudié l'appariement neutron-proton avec des noyaux $N=Z$ de cette même orbitale afin de continuer la systématique mais aussi pour observer l'impact de l'occupation de la couche de valence sur l'appariement. Pour effectuer cela, nous avons utilisé des faisceaux de ${}^{56}\text{Ni}$ et de ${}^{52}\text{Fe}$.

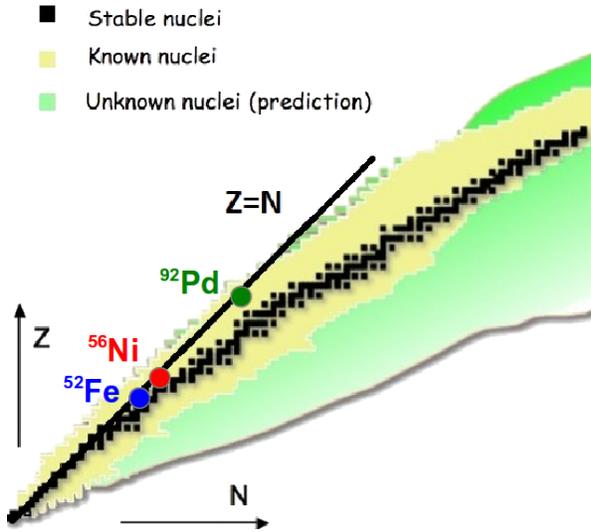


FIGURE 3.1 – Carte des noyaux avec en noir les noyaux stables.

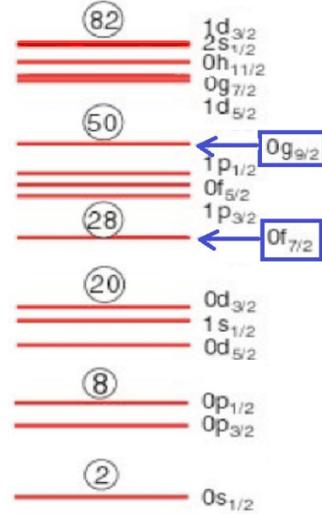


FIGURE 3.2 – Modèle en couche

L'appariement $T=0$ devrait plus important dans les noyaux de la couche de valence $0g_{9/2}$ (cf Fig. 3.2) tel que le ^{92}Pd [25]. Cependant, actuellement, il n'est pas encore possible de produire un faisceau de ^{92}Pd avec une intensité suffisante (10^4 pps) pour étudier des réactions de transfert de deux nucléons. Alors nous avons utilisé des faisceaux de noyaux $N=Z$ dont la couche de valence est la couche $0f_{7/2}$ (cf Fig. 3.2) : ^{56}Ni et ^{52}Fe .

3.2 Production des faisceaux radioactifs de ^{56}Ni et ^{52}Fe

3.2.1 Production de faisceaux radioactifs

Il existe actuellement deux méthodes pour produire des faisceaux radioactifs. La méthode appelée "ISOL" (Isotope Separation On Line) consiste à envoyer un projectile sur une cible épaisse (généralement du carbure d'uranium). Les produits issus de cette réaction après diffusion en dehors de la cible, sont alors ionisés et séparés en ligne. Cette méthode ne permet pas de produire des faisceaux de tous les éléments. Ceux-ci ayant une faible énergie, il est alors nécessaire de réaccélérer ces noyaux si on veut faire des réactions secondaires. Les installations de faisceaux radioactifs SPIRAL au GANIL [37], ISOLDE au CERN [38], TRIUMF à Vancouver [39] ainsi que les futures installations HIE-ISOLDE au CERN [40] et SPES à Legnaro [41] utilisent cette méthode.

La seconde méthode appelée "en vol" permet la production de faisceaux radioactifs en utilisant la fragmentation ou alors la fission en cinématique inverse. Un faisceau de

noyaux stables interagit avec une cible mince comparé à celle utilisée avec la méthode ISOL, et les produits de réaction sont sélectionnés en masse et en charge à l'aide d'un spectromètre. Les différents éléments du spectromètre comme les dipôles magnétiques et le dégradeur permettent la purification du faisceau alors que les quadripôles influent sur la focalisation du faisceau. En effet, les dipôles magnétiques sélectionnent les noyaux selon leur rigidité magnétique $B\rho = \frac{\gamma M v}{q}$ où γ est le facteur de Lorentz et M , v , q sont respectivement la masse, la vitesse et la charge de l'ion considéré. Le dégradeur achromatique permet une sélection tel que $\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2} e$ avec ΔE la perte d'énergie dans le dégradeur, E , A , Z respectivement l'énergie initiale, le nombre de masse et le numéro atomique de l'ion considéré ainsi que e l'épaisseur du dégradeur. L'achromaticité du dégradeur permet la conservation du rapport des énergies des particules avant et après le dégradeur [42]. L'utilisation d'un filtre de Wien permet d'effectuer une sélection des noyaux en vitesse. De plus les quadripôles du spectromètre permettent de focaliser le faisceau désiré sur la cible. Ce procédé de production de faisceau radioactif est utilisé au GANIL [43] sur LISE, GSI à Darmstadt [44], RIKEN sur RIPS au Japon [45], NSCL à Michigan State University [46] ainsi qu'avec les futures installations FAIR à Darmstadt [47] et FRIB à Michigan State University [48].

3.2.2 Production des faisceaux de ^{56}Ni et ^{52}Fe sur la ligne LISE au GANIL

L'expérience E644, initialement programmée au printemps 2013, a été réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen en avril-mai 2014. Les faisceaux de ^{56}Ni et ^{52}Fe ont été produit par méthode "en vol" par fragmentation. Le faisceau primaire de ^{58}Ni a été produit à partir d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) qui fait passer à l'état de plasma un gaz de nickelocène ($\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{Ni}$). Le faisceau primaire a tout d'abord été accéléré par le cyclotron C01 ainsi que par les cyclotrons à secteurs séparés CSS1 et CSS2 (cf Fig. 3.3) jusqu'à atteindre l'énergie de 74.5A MeV. Le faisceau a une microstructure en temps avec une fréquence de 12.1 MHz et une intensité moyenne de $2.3 \mu\text{Ae}$. Ce faisceau primaire a été envoyé sur la ligne LISE afin de produire les faisceaux secondaires de ^{56}Ni et de ^{52}Fe après fragmentation du faisceau primaire de ^{58}Ni sur une cible de ^{12}C rotative CLIM d'une épaisseur de 185 mg.cm^{-2} (1 mm). L'utilisation du spectromètre LISE (Ligne d'Ion Super Epluché) [49] (cf Fig. 3.4) permet alors de sélectionner et de focaliser le faisceau voulu.

Le spectromètre LISE est composé de deux dipôles magnétiques. Dans le cas du faisceau de ^{56}Ni , la rigidité magnétique des dipôles était $B\rho_1=2.246 \text{ T.m}$ pour le premier dipôle et $B\rho_2=1.580 \text{ T.m}$ pour le second, B étant le champ magnétique et ρ le rayon de courbure. Un dégradeur achromatique de Be de $1081 \mu\text{m}$ a été placé entre les deux dipôles afin de purifier le faisceau et le ralentir jusqu'à 30.5A MeV.

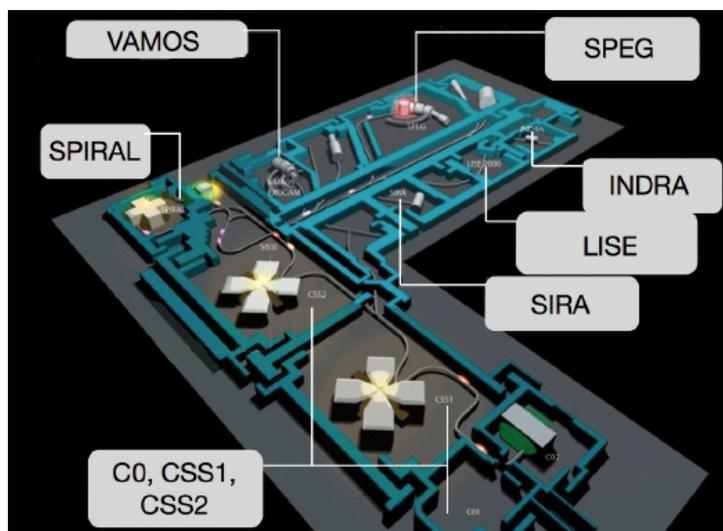


FIGURE 3.3 – Plan du GANIL.

Afin d'améliorer la pureté du faisceau, nous pouvons aussi adapter l'ouverture de fentes présentes sur le chemin du faisceau. Il existe également un troisième dipôle pour le transport du faisceau vers l'aire expérimentale. Le faisceau peut être purifié une dernière fois grâce au filtre de Wien qui permet de réaliser une sélection selon la vitesse des noyaux par l'application de champs électriques et magnétiques croisés [50].

Pour identifier les différents ions présents dans le faisceau, une galette à micro-canaux placée en D4 et un silicium de 300 μm en D6 ont été utilisés.

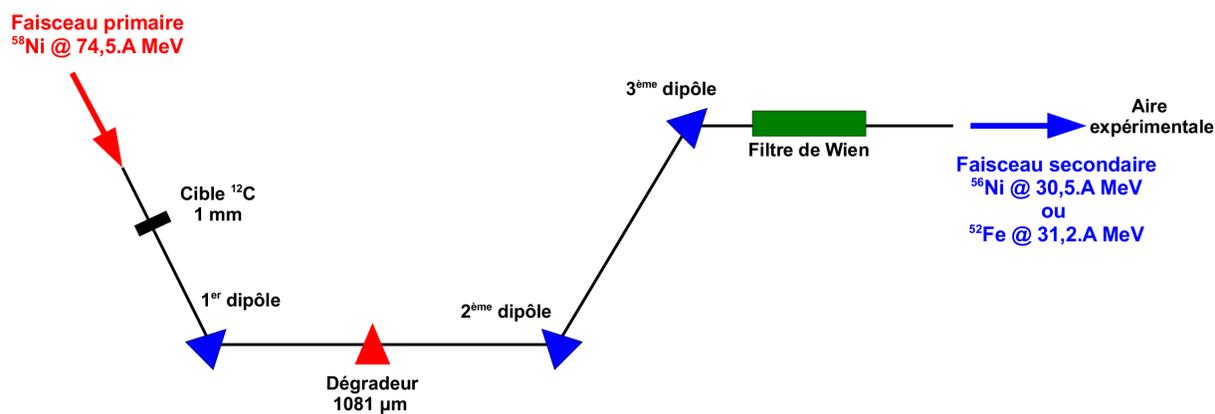


FIGURE 3.4 – Schéma du spectromètre LISE.

3.3 Cibles de CH₂ et CD₂

Pour les réactions de transfert (p, ³He), des cibles de CH₂ (polypropylène) ont été utilisées ainsi que des cibles des CD₂ (polypropylène deutéré) pour les réactions de transfert (d, α) (cf Tab. 3.1). De plus, une cible de ¹²C de 2.8 mg.cm⁻² a permis d'estimer le fond dû aux réactions sur le carbone.

Target	CH ₂	CD ₂	¹² C
Thickness (mg.cm ⁻²)	4/6.8	4/6.8	2.8

TABLE 3.1 – *Tableau résumant les différentes épaisseurs des cibles.*

Toutes ces cibles étaient disposées dans un porte-cible sur une roue comprenant six positions (cf Fig.3.5), cinq occupées par les différentes cibles et la dernière vide permettant d'estimer le bruit de fond dû aux réactions sur le porte-cible qui s'est avéré négligeable. La roue du porte-cible était disposé derrière le détecteur de particules de recul. Elle pouvait effectuer une rotation afin de positionner la cible désirée en face d'un bras mécanique qui la disposait à la position requise pour l'expérience.

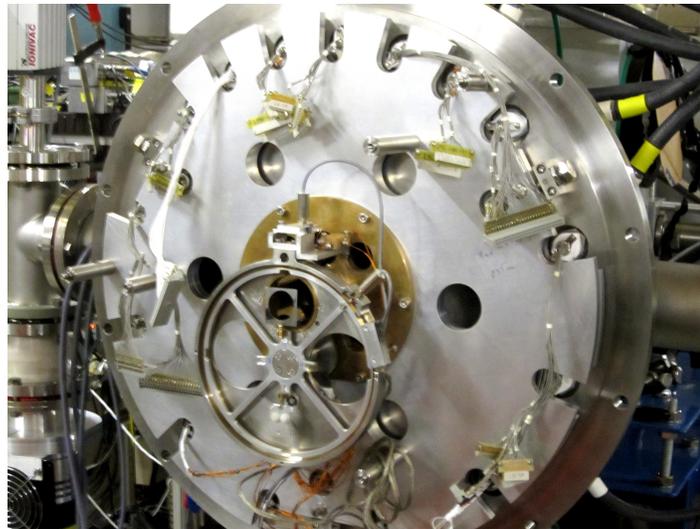


FIGURE 3.5 – *Roue du porte-cible de TIARA.*

3.4 Lignes de cinématique de la réaction

Pour mesurer des réactions de transfert telles que $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ nous utilisons la méthode de la masse manquante. Cette méthode consiste à déduire l'énergie d'excitation et l'angle du résidu lourd à partir des caractéristiques de l'éjectile léger. En effet, les réactions de transfert sont des réactions à deux corps. Du fait de la conservation de l'impulsion et de l'énergie, nous avons une corrélation entre l'angle d'émission de l'éjectile léger et son énergie. La représentation graphique de cette relation est appelée ligne de cinématique (cf. Fig. 3.6). Elle permet d'identifier de manière unique la réaction d'intérêt. Sur la figure 3.6 sont présentées des réactions de pick-up telles que $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ en bleu, $^{56}\text{Ni}(p,t)^{54}\text{Ni}$ en rose, $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ en vert ainsi que la réaction de diffusion élastique $^{56}\text{Ni}(p,p)^{56}\text{Ni}$ en rouge. Les lignes de cinématiques étant différentes, il est possible de les identifier clairement. Il est nécessaire d'avoir une couverture angulaire totale afin de pouvoir mesurer l'ensemble des réactions simultanément comme les réactions d'épluchage (stripping) mesurées à l'arrière, les réactions de pick-up à l'avant et la diffusion élastique en avant de 90° (cf. Fig. 3.6).

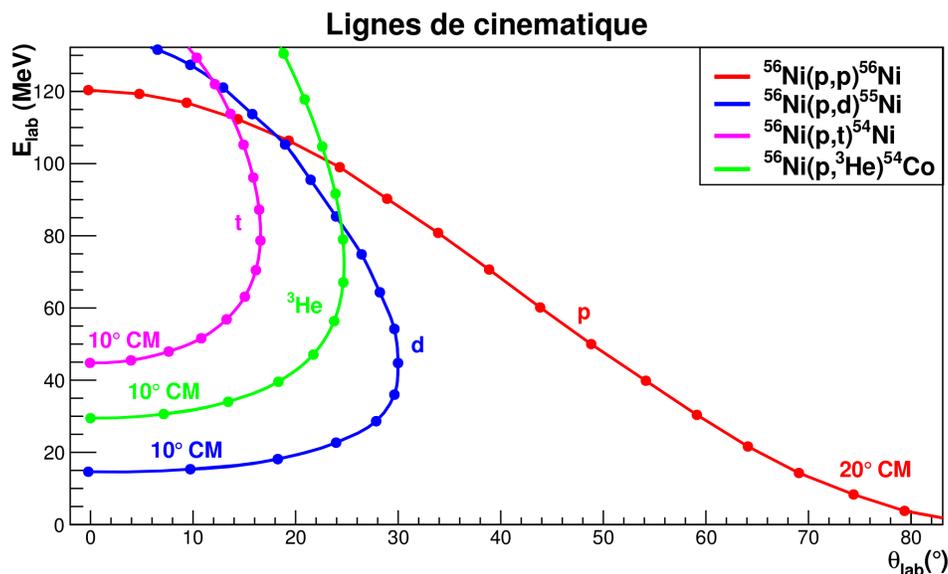


FIGURE 3.6 – Lignes de cinématique de différentes réactions. La réaction élastique est en rouge, celle du transfert d'un neutron $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Co}$ en bleu et celle du transfert d'une paire pn $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ en vert et celle d'un paire nn $^{56}\text{Ni}(p,t)^{54}\text{Ni}$ en rose. Chaque point sur les courbes représente 10 degrés dans le référentiel du centre de masse pour l'état fondamental du résidu lourd.

3.5 Dispositif expérimental

Dans ce paragraphe, nous allons présenter le dispositif expérimental que nous détaillons dans les paragraphes suivants.

Afin de reconstruire la cinématique de chaque réaction, nous devons connaître la position et l'angle d'incidence du faisceau initial sur la cible. Pour cela nous avons utilisé deux chambres à fils appelées CATS [51] nous donnant la position du faisceau dans deux plans, événement par événement, et après reconstruction nous obtenons l'angle d'incidence et la position du faisceau sur la cible. Nous avons utilisé un ensemble de détecteurs afin d'identifier, de mesurer l'énergie et l'angle d'émission des noyaux issues des réactions entre le faisceau et la cible. Les détecteurs MUST2 [52] pour les angles avant et TIARA [53] dont la partie appelé BARREL couvrait les angles intermédiaires et la partie HYBALL mesurait les angles arrières. Les détecteurs TIARA et MUST2 mesurent l'angle et l'énergie des éjectiles légers. Pour obtenir une meilleure discrimination des réactions, nous avons également installé un détecteur CHARISSA à 0° pour identifier les résidus lourds issus de la réaction de transfert. Afin de détecter les rayons γ issus de la désexcitation du résidu lourd, quatre détecteurs clover germanium EXOGAM [54] ont été placés autour de la cible. Les détecteurs CHARISSA et TIARA n'ont pas été utilisés pour l'analyse des données des réactions pour l'étude de l'appariement neutron-proton. Cet ensemble de détecteurs (cf. Fig. 3.7) permet de sélectionner la réaction ainsi que de déterminer les sections efficaces de transfert de paires np et leurs distributions angulaires.

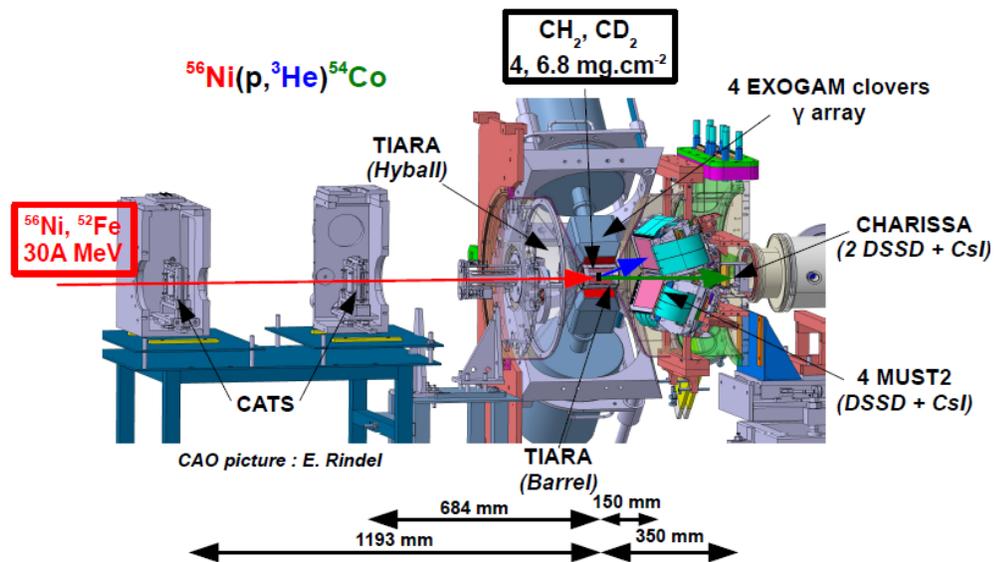


FIGURE 3.7 – Dispositif expérimental de l'expérience e644.

3.5.1 Les détecteurs pour le faisceau : CATS

Les faisceaux produits par fragmentation ont généralement une assez grande émittance. Il est nécessaire de connaître événement par événement la position sur la cible et l'angle d'incidence des ions du faisceau en utilisant deux détecteurs de faisceau. Ces détecteurs donnent également un signal rapide qui sert de référence en temps avec une très bonne résolution (inférieure à 1 ns). Le temps de vol entre le signal de haute fréquence (HF) du faisceau pulsé issu de CSS2 et ces détecteurs permet, dans notre cas, de discriminer les différents types de noyaux contenus dans le faisceau.

Nous avons utilisé deux détecteurs CATS (Chambres A Trajectoires de Saclay) [51] (cf Fig. 3.8) placés à 1193 mm pour l'un et à 684 mm pour l'autre en amont de la cible. Ce sont des chambres à fils à basse pression utilisant de l'isobutane (C_4H_{10}). Ce gaz est maintenu dans l'enceinte du détecteur grâce à deux feuilles de Mylar épaisses de $1.5 \mu m$. On peut observer sur la vue éclatée (cf Fig. 3.8) que les détecteurs CATS sont constitués de deux cathodes composées chacune de 28 pistes larges de 2.34 mm et espacées de 0.2 mm. Ces cathodes sont situées de part et d'autre à une distance de 3.2 mm d'une anode composée de 71 fils de tungstène de $10 \mu m$ de diamètre espacés de 1 mm. La zone active est de $70 \times 70 \text{ mm}^2$. Une haute tension entre 600 et 800 V est appliquée sur l'anode permettant d'obtenir une bonne résolution en temps (de l'ordre de la nanoseconde) ainsi qu'une bonne collection par les cathodes des porteurs de charges produits lors de l'ionisation du gaz au passage d'un ion permettant également une bonne précision sur la position sur la cible (inférieure au millimètre). Ces détecteurs peuvent supporter un taux de comptage jusqu'à environ 10^5 particules par seconde avec un faisceau peu focalisé sur les détecteurs.

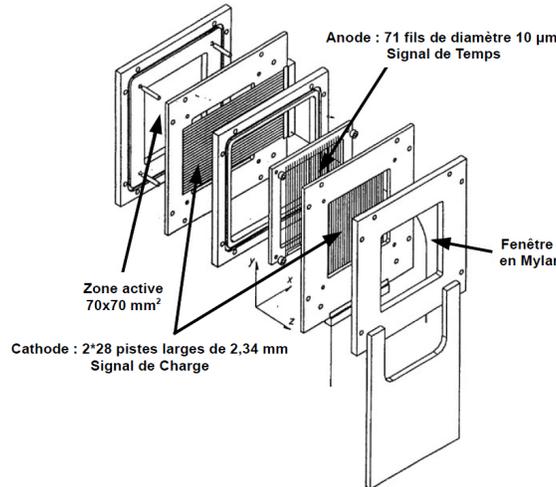


FIGURE 3.8 – Vue éclatée d'un détecteur CATS [51].

3.5.2 Le détecteur pour l'éjectile léger : MUST2

Les détecteurs MUST2 (MUR à STRip de 2ème génération) sont utilisés pour la détection de particules légères chargées [52]. Ils ont été développés par l'IPN Orsay, le CEA et le GANIL afin d'obtenir un détecteur ayant des performances, pour la granularité et la surface de détection, améliorées vis à vis du détecteur de particules chargées MUST [55].

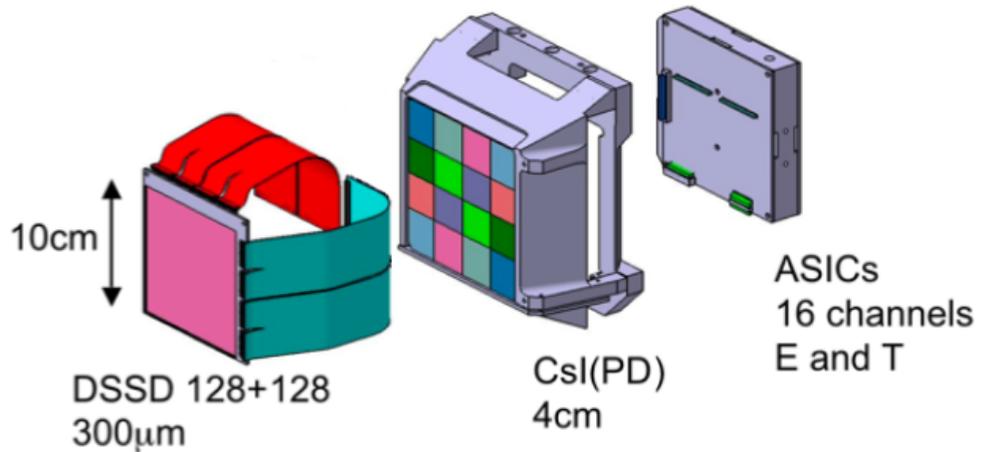


FIGURE 3.9 – MUST2 composé d'un DSSD et d'un CsI pour l'expérience e644.

Pour notre expérience, les télescopes du détecteur MUST2 étaient placés à 15 cm en aval de la cible. Chaque télescope a une surface de détection $98 \times 98 \text{ mm}^2$ et comporte un premier étage composé d'un détecteur silicium double-face à pistes (DSSD Double-side Strip Silicon Detector) ainsi qu'un deuxième étage composé de cristaux de CsI. Effectuer une matrice perte d'énergie des particules chargées dans le premier étage du télescope en fonction de l'énergie dans le second permet de les identifier. L'identification des noyaux légers est réalisée soit :

- par ΔE -E pour les particules traversant le premier étage
- par E-Tvol pour les particules s'arrêtant dans le premier étage

Détecteur silicium double-face à pistes DSSD

Le premier étage est constitué d'un détecteur silicium double-face à piste d'une épaisseur de $300 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ avec une surface de $98 \times 98 \text{ mm}^2$ construit par la société MICRON [56] avec le design TTT 2 (cf Fig. 3.10). Chaque face comporte 128 pistes larges de 0.7 mm et espacées entre elles de 0.06 mm. Les deux faces ont leurs pistes perpendiculaires et chacune est recouverte d'une couche d'aluminium de $400 \text{ nm} \pm 100 \text{ nm}$ pour la face avant et une plus grande incertitude pour celle à l'arrière. Le détecteur donne une information en temps, en énergie et en position. La résolution en énergie est de l'ordre de 40 keV (LTMH) avec une source 3α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm), la résolution angulaire de l'ordre de 0.3° avec des télescopes situés à 15 cm de la cible.

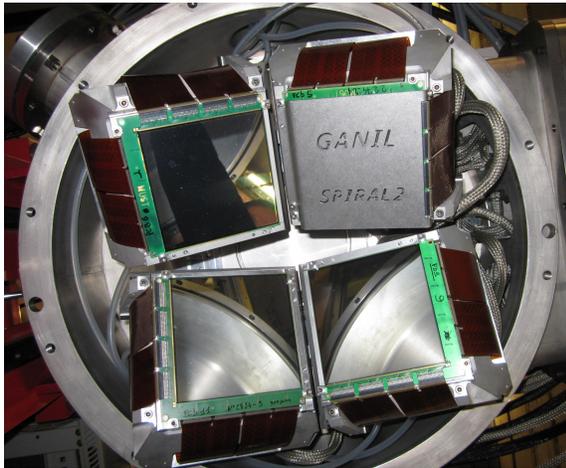


FIGURE 3.10 – Les télescopes MUST2 lors de notre expérience avec au premier plan les détecteurs DSSD pour trois d'entre eux.

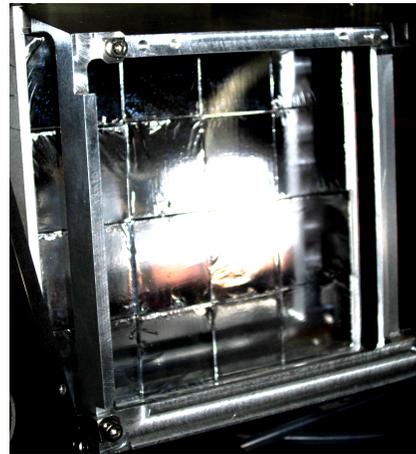


FIGURE 3.11 – Le second étage du télescope MUST2 composé de 16 cristaux de CsI

Cristaux de CsI

Le second étage, à 5 cm du premier, est composé de 16 cristaux d'iodure de césium (CsI) de 4 cm d'épaisseur et avec une face d'entrée de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ (cf Fig. 3.11). Le cristal est de forme trapézoïdale afin de limiter le passage d'une particule d'un cristal à un autre. La lumière produite par ce scintillateur lors du passage d'une particule est collectée par une photodiode à l'arrière de chaque cristal. Les photodiodes sont lues avec la même électronique que les détecteurs silicium. Chaque cristal est recouvert par une feuille de mylar aluminisée de $3 \mu\text{m}$ réfléchissant la lumière et ainsi l'isolant optiquement des autres.

3.5.3 Le détecteur de photons γ : EXOGAM

EXOGAM (EXOtic GAMMa) [54] est un détecteur germanium destiné à la détection des photons γ lors des expériences de spectroscopie utilisant les faisceaux du GANIL. Ce détecteur a une très bonne résolution en énergie, de l'ordre de 3 keV LTMH à 1 MeV avec une source de ^{152}Eu . Il est constitué dans sa configuration totale de 16 modules "clovers" (cf Fig. 3.12) couvrant ainsi presque 4π . Cependant, lors de notre expérience, seuls 4 clovers ont été utilisés. Chaque clover est constitué de quatre cristaux de germanium (nommés par une lettre et mesurant 90 mm de long et 60 mm de diamètre) refroidis par le même cryostat (cf Fig. 3.12). Chaque cristal possède un contact central mesurant l'énergie déposée et ce cristal est lui-même divisé électroniquement en quatre segments (nommés 1, 2, 3, 4) (cf Fig. 3.13) mesurant l'énergie déposée dans le segment.



FIGURE 3.12 – Clover composé de 4 cristaux et d'un cryostat

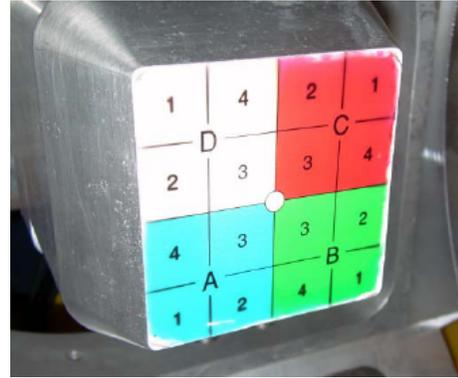


FIGURE 3.13 – 4 cristaux divisés en 4 segments [57]

Les clovers sont positionnés pour que la face avant des cristaux soit à environ 5 cm de la cible. Cette proximité avec la source et la taille des cristaux permet une bonne efficacité de détection.

Etant donné que les photons γ sont émis en vol, il est nécessaire de corriger l'effet Doppler. Après correction, on obtient une résolution moyenne en énergie avec une grande couverture angulaire pour le cristal. Afin d'améliorer la résolution en énergie, on utilise l'énergie des segments qui permet de déterminer de manière plus précise la position d'interaction du photon γ et ainsi d'améliorer la résolution.

Il existe une configuration de EXOGAM qui utilise un bouclier BGO/CsI afin d'effectuer de la suppression Compton (cf Fig. 3.14). Cependant cette configuration n'a pas été utilisée dans notre expérience.

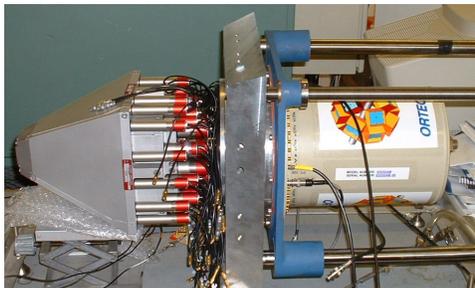


FIGURE 3.14 – *Un clover de EXOGAM avec un bouclier BGO/CsI.*

3.5.4 Le détecteur pour le résidu lourd : CHARISSA

Le détecteur CHARISSA (CHARGed particle Instrumentation for Solid State Arrays) est un télescope comprenant trois parties : Les premiers et seconds étages sont des détecteurs silicium double-face à pistes DSSD (cf Fig. 3.15) de dimensions $50 \times 50 \text{ mm}^2$, d'épaisseur $65 \mu\text{m}$ et chacun ayant 16 pistes. Ainsi il est possible d'obtenir la position en X et en Y ainsi qu'effectuer une identification des résidus lourds. Cependant, étant donné que la différence d'énergie déposée est faible entre deux isotopes, il est difficile de les identifier clairement.

CHARISSA utilise aussi un troisième étage, composé d'un seul cristal d'iodure de césium dopé au thallium (CsI(TL)) de 2.5 cm d'épaisseur et ayant une face d'entrée de $50 \times 50 \text{ mm}^2$ (cf Fig. 3.15). Une photodiode placée à l'arrière du cristal assure la conversion de la lumière émise dans le scintillateur au passage d'une particule en signal électrique.

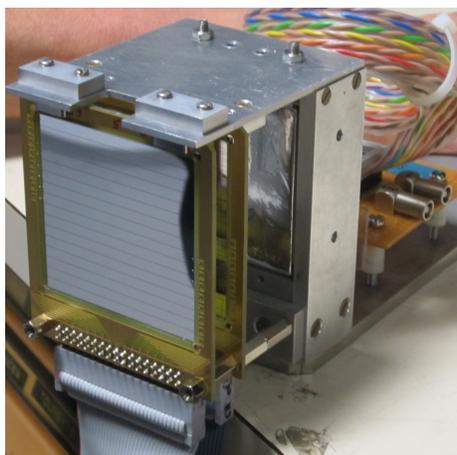


FIGURE 3.15 – *Le détecteur CHARISSA avec 2 DSSD et un détecteur CsI*

3.5.5 Détecteur de particules chargées aux angles arrières : TIARA

Le détecteur TIARA (Transfer and Inelastic All-angle Reaction Array) [53] est un détecteur de particules chargées de recul, composé de deux modules : le Barrel et le Hyball.

Le Barrel (ou Tonneau) (cf Fig. 3.16) est un ensemble de deux cylindres concentriques de longueur 94.8 mm et de sections octogonales entourant la cible. Cet ensemble a un diamètre de 75 mm permettant ainsi aux cristaux de EXOGAM d'être à environ 5 cm de la cible et ainsi d'assurer une bonne efficacité. Le Barrel intérieur est composé de huit détecteurs silicium ($400 \mu\text{m}$ d'épaisseur et 22.5 mm de largeur) subdivisés en 4 pistes résistives alignées dans la direction du faisceau. La collecte des charges aux extrémités de la piste permet de connaître la position d'interaction ainsi que l'énergie déposée par la particule. Le Barrel extérieur est également composé de huit détecteurs silicium ($700 \mu\text{m}$ d'épaisseur et 27.9 mm de largeur) subdivisés en 4 pistes non résistives permettant de mesurer l'énergie déposée par les particules. Il est possible de faire une identification des particules à l'aide d'une matrice identification perte d'énergie dans le Barrel intérieur en fonction de l'énergie déposée dans le Barrel extérieur. Sa couverture angulaire va de 36° à 144° .

Le Hyball (cf Fig. 3.17) a une couverture angulaire de 144° à 169° . Il s'agit d'un détecteur annulaire silicium découpé en six parties appelé Wedges (quartiers). Chaque Wedge possède sur la face avant 16 pistes (appelé Rings ou Anneaux) mesurant l'angle θ de la particule de recul et 8 pistes (appelé Sectors ou Secteurs) mesurant l'angle ϕ .

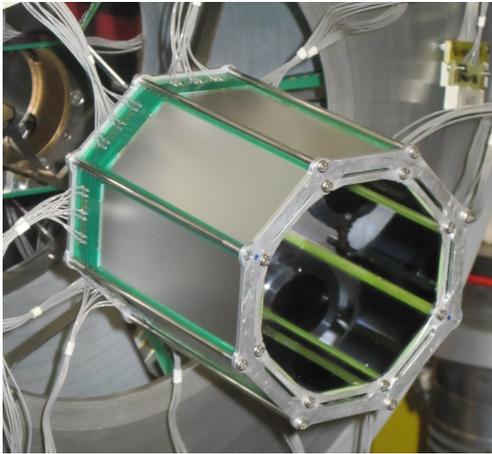


FIGURE 3.16 – Le Barrel couvrant de 36° à 144° .

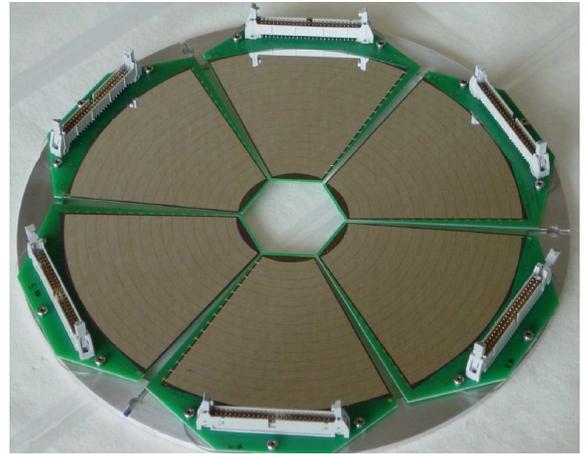


FIGURE 3.17 – Le Hyball couvrant de 144° à 169° [58].

3.6 Optimisation de l'expérience à l'aide de simulations

Afin d'optimiser le dispositif expérimental nous avons réalisé des simulations GEANT4 (plateforme logicielle pour la simulation du passage de particules à travers la matière par la méthode de Monte-Carlo) avec NP TOOL [59].

D'une part, les détecteurs ont été disposés afin de détecter les produits issus de la réaction avec une très bonne efficacité géométrique. Placés aux angles avant, les télescopes MUST2 détectaient les produits issues des réactions $(p, {}^3\text{He})$ et (d, α) (cf Fig.3.18 droite et 3.19). Ces produits étaient émis avec au maximum un angle de 50° dans le référentiel du laboratoire. On peut remarquer que l'efficacité de l'ensemble des télescopes MUST2 (points bleus sur la figure 3.20) permet une détection optimale de ces produits. Le détecteur TIARA (cf Fig.3.18 gauche) avait été également utilisé afin de détecter l'ensemble des réactions possibles aux autres angles. En prenant en compte la présence du Barrel de TIARA, on observe que l'efficacité géométrique de l'ensemble des télescopes MUST2 (points verts sur la figure 3.20) est légèrement plus faible à partir de 35° que dans le cas précédent car le barrel de TIARA cache légèrement l'ensemble des télescopes MUST2.

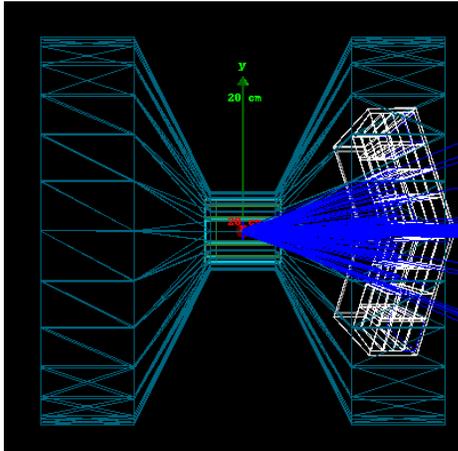


FIGURE 3.18 – Simulation GEANT4 avec le détecteur TIARA au centre autour de la cible et le détecteur MUST2 à droite. Le faisceau arrive de la gauche vers la droite.

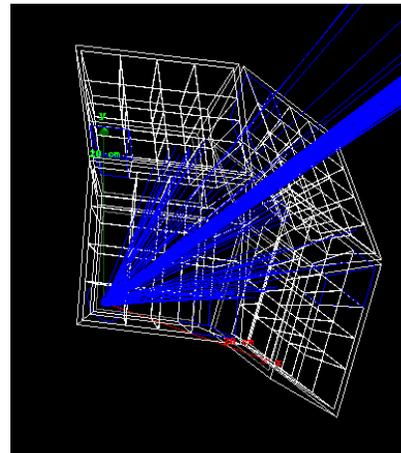


FIGURE 3.19 – Simulation des quatre télescopes MUST2 présents à la droite de la figure 3.18.

Les résultats issues des simulations sont assez proches de ceux obtenues avec les données réelles, on observe un assez bon accord (cf Fig. 3.23). Ainsi dans le cadre de la réaction de transfert ${}^{56}\text{Ni}(p,d){}^{55}\text{Ni}$, le pic correspondant à la population de l'état fondamental dans

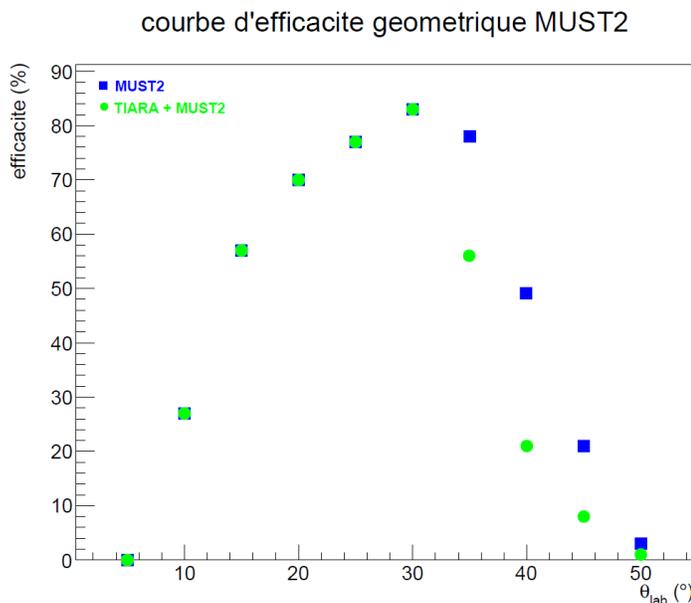


FIGURE 3.20 – Courbe d'efficacité de l'ensemble des quatre télescopes MUST2 seuls (bleu) et en prenant en compte le Barrel de TIARA (vert) obtenues à l'aide des simulations GEANT4.

le spectre en énergie d'excitation à un sigma de $3.4 \cdot 10^{-1} \pm 1.10^{-2}$ MeV dans le cas de la simulation (cf Fig.3.21) et $3.9 \cdot 10^{-1} \pm 1.10^{-2}$ MeV avec les données (cf Fig. 3.22). Ainsi nous pouvons utiliser la simulation pour optimiser l'expérience.

Les sections efficaces de transfert de deux nucléons sont très faibles ($\sim 10 \mu\text{b}$). Les cibles utilisées devaient donc avoir une épaisseur qui était le meilleur compromis entre la résolution en énergie et la statistique. En effet, plus la cible est épaisse et plus la diffusion dans la cible est importante dégradant fortement la résolution en position et en énergie. D'après la figure 2.18, l'état fondamental ou le premier état excité est peuplé si la paire np transférée est isovectorielle ou isoscalaire. Dans le cas d'une réaction de transfert ($p, ^3\text{He}$), il est possible à la fois de peupler l'état fondamental et le premier état excité du résidu lourds (800-900 keV). Afin d'obtenir une identification certaine, il est nécessaire d'obtenir une résolution en énergie qui permettent cette séparation dans le spectre en énergie d'excitation ainsi la largeur à mi-hauteur du pic correspondant à l'état fondamental du résidu lourd dans le spectre en énergie d'excitation soit inférieure ou égal à 800-900 keV.

Cependant, la faible efficacité de la détection γ diminue fortement la statistique dans le cas de coïncidence γ -particule et nous devons utiliser une cible épaisse pour obtenir une

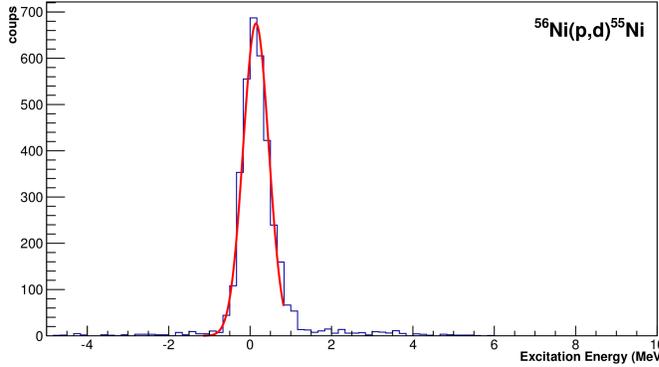


FIGURE 3.21 – Spectre en énergie d'excitation pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ obtenue à l'aide des simulations GEANT4.

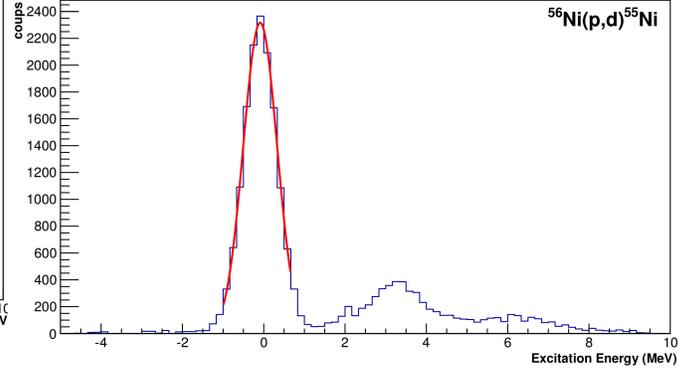


FIGURE 3.22 – Spectre en énergie d'excitation pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ obtenue avec les données.

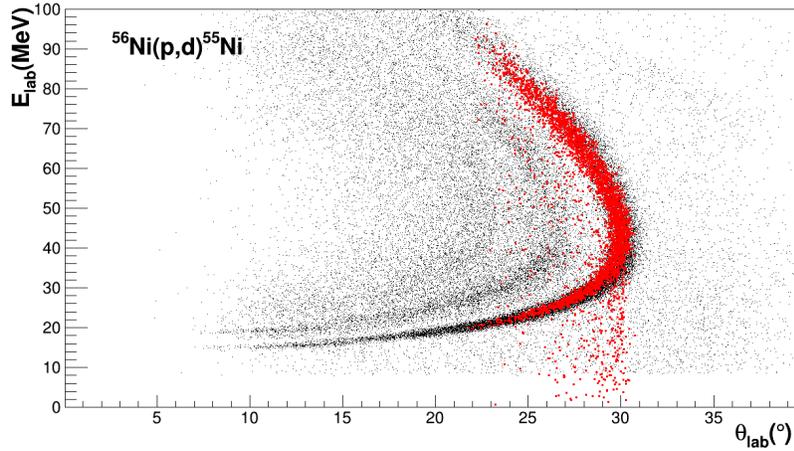


FIGURE 3.23 – Ligne de cinématique pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ obtenue avec les données en noir et avec la simulation GEANT4 en rouge.

statistique correcte.

Les simulations GEANT4 ont permis d'étudier l'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'épaisseur de la cible de CH_2 pour la réaction $(p, ^3\text{He})$ (cf Fig. 3.24) et ainsi nous avons utilisé une cible de CH_2 de $7 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour notre expérience. L'ensemble du dispositif expérimental est détaillé dans le chapitre 4.

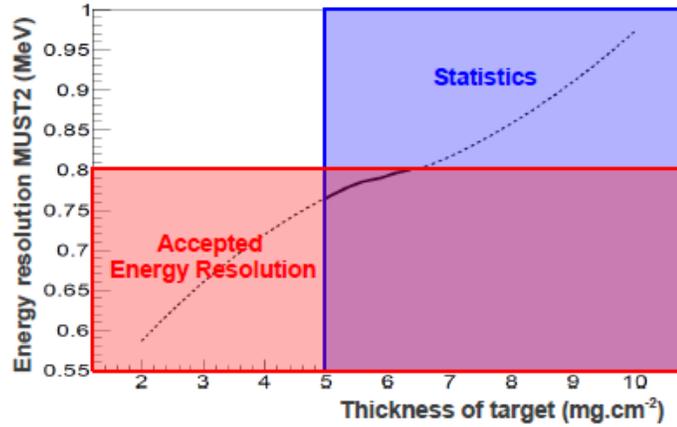


FIGURE 3.24 – Evolution de la résolution en énergie en fonction de l'épaisseur de la cible. Ces résultats sont issus de simulations GEANT4

3.7 Déclenchement, acquisition et électronique

3.7.1 Logique de déclenchement et d'acquisition

Etant donné le nombre important de données arrivant de l'ensemble des détecteurs, il est nécessaire de sélectionner les événements intéressants pour économiser de la place de stockage et faciliter l'analyse. Dans notre expérience, les événements intéressants étaient ceux dont l'éjectile léger était détecté par MUST2 ou par TIARA. On dit que MUST2 et TIARA étaient maîtres et les autres détecteurs esclaves.

Afin de sélectionner ces événements, un module de déclenchement GMT (Ganil Master Trigger) était utilisé. Ce module reçoit les signaux logiques des différents détecteurs dans le cas d'une détection. Chaque détecteur avait dans son châssis VXI un module appelé CENTRUM (Clock Event Number Transmitter Receiver Universal Module) ayant pour fonction de générer un numéro d'événement aux données s'il y a détection. MUST2 et TIARA étant maître lorsque l'un ou l'autre avait détecté l'éjectile léger alors le CENTRUM du détecteur correspondant générait un numéro d'événement qui était alors partagé. Lorsque le GMT reçoit le signal logique d'un détecteur maître, il génère un signal logique appelé FAG (Fenêtre d'Analyse Générale).

La configuration du matériel (ADC, MATE, ...) ainsi que la configuration de l'électronique des différents détecteurs se fait par l'intermédiaire d'une interface graphique appelé DAS (Data Acquisition System).

3.7.2 Electronique de MUST2

A l'arrière de chaque télescope sont présentes deux cartes d'électronique embarquée MUFEE (MUST Front End Electronics) (cf Fig. 3.25). Sur chaque carte MUFEE sont présents 9 puces, des ASICs (Application Specific Integrated Circuits), permettant une réduction du nombre de câbles et de l'espace nécessaire. Les ASICs sont ici nommés MATE (MUST2 ASIC Time and Energy) [60]. Chaque MATE permet de traiter 16 voies (temps et énergie) issues du détecteur connectées grâce à des kaptons (nappes de câbles). Pour chaque télescope, une carte MUFEE X traite les 128 pistes X avec 8 MATE. De la même manière, la carte MUFEE Y traite les 128 pistes Y avec 8 MATE et les 16 signaux issus du CsI avec l'autre MATE.

Les informations données par les MATE (E_x, E_y, T_x, T_y) sont multiplexées et transmises en dehors de la chambre à réaction vers une carte MUVI (MUST in VXI) placée dans un châssis VXI taille C. La carte MUVI est l'interface avec le système d'acquisition et permet le traitement des données issues des quatre télescopes. La carte MUVI code les signaux analogiques issus de la carte MUFEE de 8192 à 16384 s'ils proviennent de la carte MUFEE X (polarité positive) et de 0 à 8192 s'ils proviennent de la carte MUFEE Y (polarité négative). L'électronique de MUST2 enregistre l'ensemble des signaux de toutes les pistes si un signal d'intérêt est détecté, alors les données obtenues sur quasiment l'ensemble des pistes sont codées dans le piedestal. Cependant du fait du bruit électronique, le piedestal n'est pas un pic de Dirac mais une gaussienne. Afin de ne pas obtenir un temps mort important (15% pour cette expérience) et de n'enregistrer que les données utiles, la carte MUVI permet la suppression des zéros.

L'électronique embarquée produit de la chaleur qui s'évacue difficilement dans l'enceinte sous vide. Afin d'obtenir une température constante de fonctionnement, chaque télescope est relié à un système de refroidissement qui fait circuler un mélange d'eau et d'alcool permettant d'obtenir une température de l'ordre de 5° (cf Fig. 3.25).



FIGURE 3.25 – Cartes MUFEE et le système de refroidissement

3.7.3 Schémas d'électronique

Les schémas d'électronique de l'expérience e644 sont présentés dans ce paragraphe. Afin de faciliter la compréhension, les notations sont expliquées ci-dessous :

- *ADC* (Amplitude to Digital Converter) code l'amplitude d'un signal sous forme numérique. Il peut être déclenché par un signal logique.
- *AR* (Amplificateur Rapide) est un amplificateur spécifique aux CATS.
- *CFD* (Discriminateur à Fraction Constante)
- *DIV* est un module transmettant le signal une fois sur N, N réglable.
- Dual Gate and Delay Generator est un module permettant d'allonger et/ou de retarder un signal logique.
- *ECL/NIM* est un module de conversion du standard ECL vers le standard NIM.
- *FIFO* (Fan In Fan Out) est un module qui distribue un signal logique.
- *GMT* (Ganil Master Trigger) est le module de déclenchement de la FAG (Fenêtre d'Analyse Générale) lorsque le signal logique d'un détecteur maître est reçu.
- *MUVI* (MUST in VXI) est une carte permettant l'interface avec le programme d'acquisition et permet le traitement des données des télescopes MUST2.
- *NIM/ECL* est un module de conversion du standard NIM vers le standard ECL.
- *QDC* (Charge to Digital Converter) code la charge sous forme numérique. Il peut être déclenché par un signal logique.
- *Quad Coinc* est un module de coïncidence générant un signal logique si deux ou plusieurs signaux d'entrée sont en coïncidence. Il peut aussi être utilisé en anti-coïncidence.
- *Spectroscopy Amplifier* est un module qui amplifie et met en forme le signal d'entrée.
- *TAC* (Time to Amplitude Converter) est un module qui transforme un temps entre un signal "start" et un signal "stop" en signal de sortie dont l'amplitude est proportionnel à ce temps.
- *U2M* (Universal Marker Module) est un module comptant les signaux logiques arrivant à ses entrées.

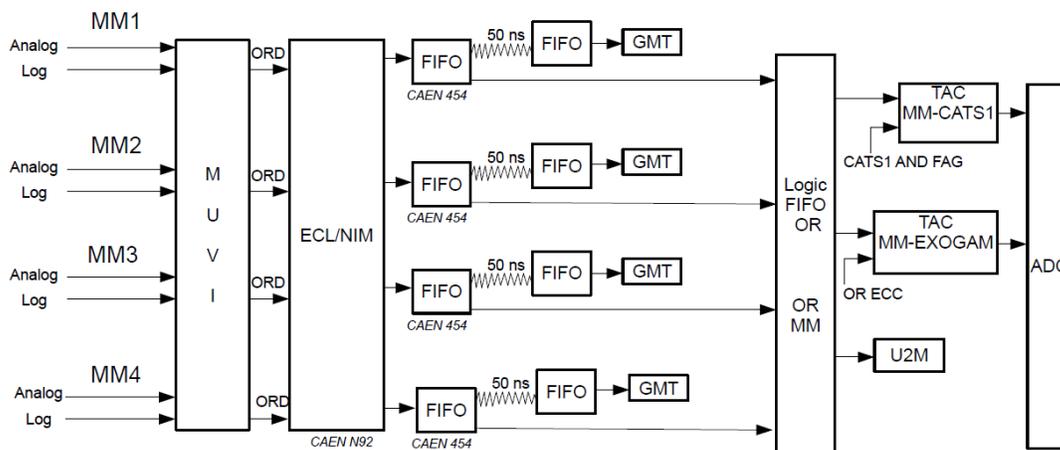


FIGURE 3.26 – Schéma d'électronique du détecteur MUST2.

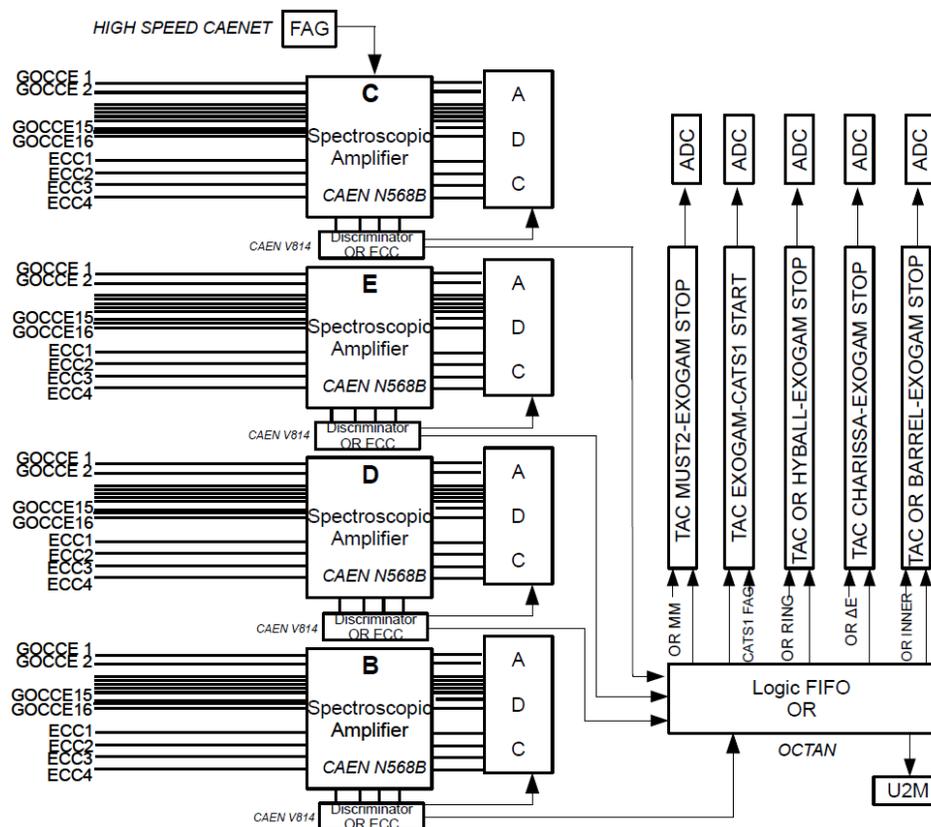


FIGURE 3.27 – Schéma d'électronique du détecteur EXOGAM.

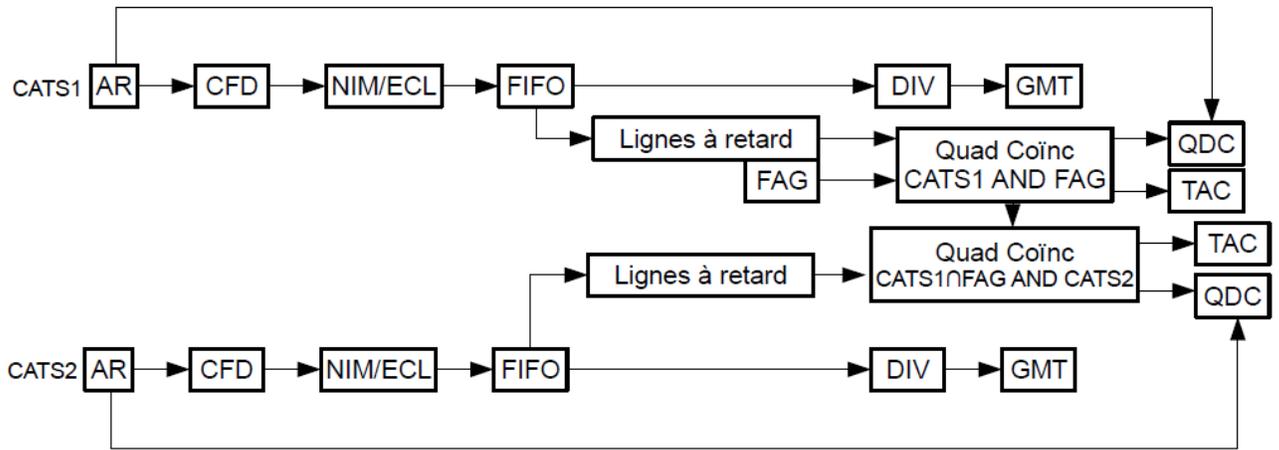


FIGURE 3.28 – Schéma d'électronique des détecteurs CATS.

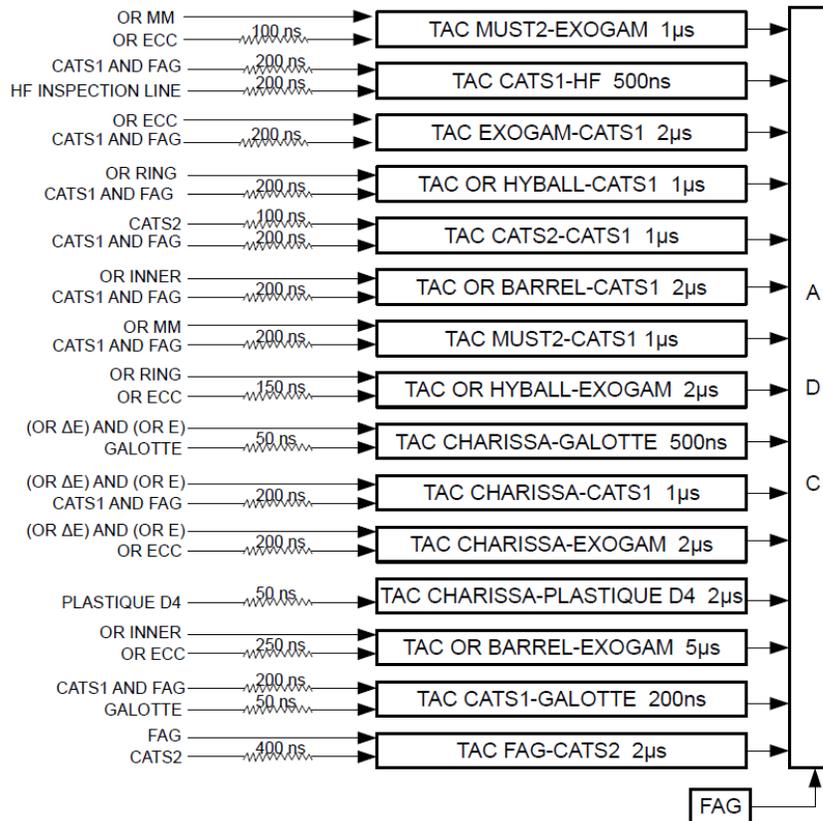


FIGURE 3.29 – Schéma résumant l'ensemble des TAC ainsi que la gamme.

Chapitre 4

Analyse de données

4.1 Reconstruction du faisceau sur cible

Afin de connaître la position du faisceau sur cible, il est nécessaire d'utiliser des détecteurs qui permettent de connaître la trajectoire du faisceau. Dans l'expérience réalisée au GANIL en Avril 2014, des chambres à fils appelées CATS ont permis de connaître la trajectoire du faisceau et donc sa position sur la cible événement par événement.

4.1.1 Alignement des pistes des détecteurs CATS

La position du faisceau sur chaque CATS est déterminée à partir de la charge déposée sur les pistes cathodes de chacun des détecteurs. Afin d'obtenir une distribution correcte de la charge, il convient d'aligner les gains de l'électronique des pistes en effectuant une calibration à l'aide d'un générateur d'impulsion sur chacune d'entre elles car celles-ci possèdent chacune une voie électronique indépendante. Ce générateur va délivrer un signal avec une certaine amplitude sur l'ensemble des fils d'anode. En mesurant une rampe de signaux émis par le générateur, on obtient un ensemble de pics pour chaque piste grâce auquel on peut aligner les pistes entre elles (cf Fig. 4.1).

Dès qu'une piste des CATS est touchée, les voies électroniques de l'ensemble des pistes sont codées. Ainsi dans le cas où l'on applique un générateur, mis à part la piste concernée, le reste des pistes codent du bruit correspondant au piédestal. Afin de discriminer les données physiques de celles provenant du bruit électronique, nous appliquons un seuil qui est la valeur du piédestal (P_i) à laquelle on ajoute cinq fois la valeur du sigma de la gaussienne ajustant le piédestal. Les données passant ce seuil seront alors calibrées selon :

$$Q_i^{cal} = \alpha_i(Q_i^{brut} - P_i)^2 + \beta_i(Q_i^{brut} - P_i) + \gamma_i \quad (4.1)$$

Les coefficients de calibration α_i , β_i et γ_i de la voie i (cf Eq. 4.1) sont obtenues en

alignant toutes les pistes sur la première piste. La fonction donnant la position du pic n°# de la piste de référence en fonction de la position du pic n°# de la piste i est ajustée avec un polynôme d'ordre 2.

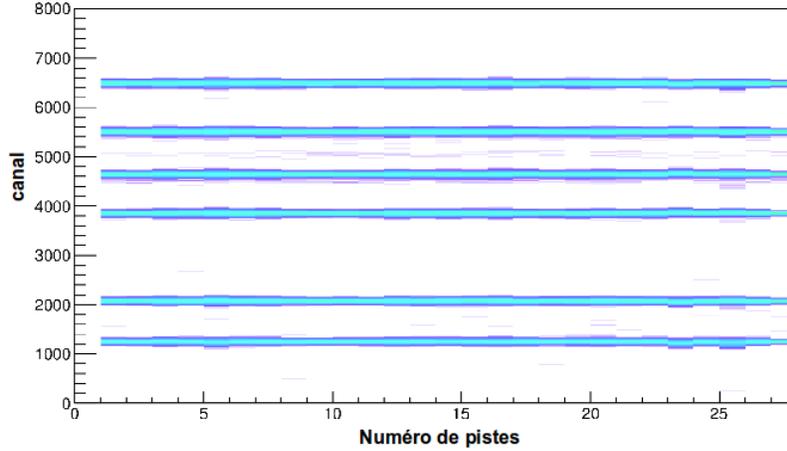


FIGURE 4.1 – *Alignement des 28 pistes des CATS.*

4.1.2 Détermination de la position du faisceau sur les CATS

Une fois les données calibrées, la distribution de la charge permet de déduire la position du faisceau. On modélise la distribution de charge par une fonction dite de "sécante hyperbolique" (cf Eq. 4.2 [61]) afin d'obtenir une précision sur la position meilleure que la largeur d'une piste :

$$pos = \frac{A}{\pi} \tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{\frac{Q_m}{Q_{m+1}}} - \sqrt{\frac{Q_m}{Q_{m-1}}}}{2 \sinh\left(\frac{\pi\omega}{A}\right)} \right) \quad (4.2)$$

avec

$$A = \frac{\pi\omega}{\cosh^{-1}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{Q_m}{Q_{m+1}}} + \sqrt{\frac{Q_m}{Q_{m-1}}}\right)} \quad (4.3)$$

et $\omega = 2.54$ mm la somme de la largeur de la piste (2.34 mm) et d'un inter-piste (0.2 mm), m le numéro de la piste ayant reçu la charge la plus importante, $m-1$ et $m+1$ les numéros de pistes conjointes à la piste m . Q_m est la charge calibrée pour la piste m et respectivement Q_{m-1} et Q_{m+1} sont les charges calibrées pour les pistes $m-1$ et $m+1$.

Ainsi nous pouvons obtenir une première estimation de la position grâce à l'expression analytique de la fonction "sécante hyperbolique" ainsi que le maximum de la charge. Cependant, afin d'utiliser plus de pistes et donc obtenir une meilleure précision sur la position, on utilise un ajustement de la collecte de charge en fonction de la piste à l'aide de la formule 4.4 issue de la thèse de G. Burgunder [62] avec A,B,C paramètres libres :

$$Q(x) = \frac{A}{\cosh\left(\frac{\pi(x-B)}{C}\right)^2} \quad (4.4)$$

Seules les pistes détectant au moins 20% du maximum de la distribution sont prises en compte lors de la reconstruction de la position à l'aide de l'ajustement.

4.1.3 Reconstruction du faisceau au niveau de la cible

Les détecteurs CATS permettent, une fois les pistes de chaque détecteur alignées (cf Fig. 4.1), de connaître la position d'interaction du faisceau sur la cible (cf Fig. 4.2) événement par événement.

Si l'on considère les positions d'interaction de l'ion incident $\begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ Z_1 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} X_2 \\ Y_2 \\ Z_2 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} X_{cible} \\ Y_{cible} \\ Z_{cible=0} \end{pmatrix}$ respectivement pour le CATS1, le CATS2 et la cible, si l'on définit $\vec{u} = \begin{pmatrix} X_2 - X_1 \\ Y_2 - Y_1 \\ Z_2 - Z_1 \end{pmatrix}$ le vecteur direction de la trajectoire de l'ion, alors les coordonnées au niveau de la cible sont $\begin{pmatrix} X_{cible} \\ Y_{cible} \\ Z_{cible} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ Z_1 \end{pmatrix} + \left(\frac{|Z_1 - Z_{cible}|}{|Z_1 - Z_2|}\right)\vec{u}$

De plus, en utilisant $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ base orthonormée directe du repère, l'angle α_x par rapport à l'axe Z dans le plan contenant \vec{e}_x et \vec{e}_z est égal à $\alpha_x = \arctan\left(\frac{\vec{u} \cdot \vec{e}_x}{\vec{u} \cdot \vec{e}_z}\right)$ et l'angle α_y par rapport à l'axe Z dans le plan contenant \vec{e}_y et \vec{e}_z est égal à $\alpha_y = \arctan\left(\frac{\vec{u} \cdot \vec{e}_y}{\vec{u} \cdot \vec{e}_z}\right)$

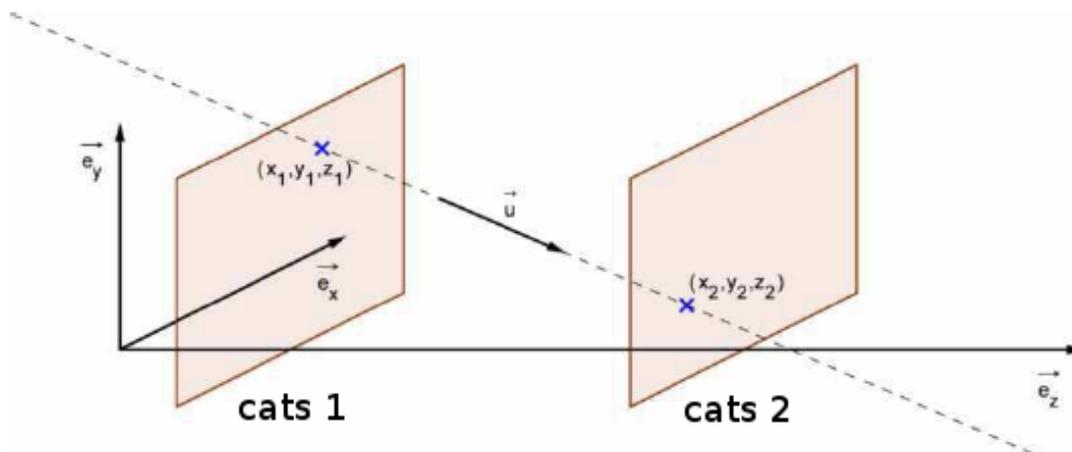


FIGURE 4.2 – Schéma de la reconstruction de la trajectoire d’un noyau à partir des CATS [62].

4.1.4 Vérification par la reconstruction du masque

Pour avoir une bonne reconstruction du faisceau sur la cible, il est nécessaire d’obtenir la position correcte des CATS. La position de chacun des CATS selon l’axe Z est connue grâce au relevé du géomètre. Il reste à déterminer les positions dans le plan (X,Y). Pour cela, un masque a été disposé devant le CATS1 (le plus éloigné de la cible) et a été arrosé avec un faisceau large. Si nous considérons le centre du masque comme l’origine du repère (X,Y), alors le centre de la projection du masque reconstruit à la position de la cible doit également être situé à l’origine du repère (X,Y) à la position cible ($Z_{cible} = 0$). Pour obtenir cela, il est nécessaire que les centres des projections du masque aux positions de CATS1 (cf Fig. 4.3) et de CATS2 (cf Fig. 4.4) soient respectivement l’origine du repère (x,y) aux positions de CATS1 et CATS2. On observe sur la figure 4.5 que le masque est bien reconstruit et que le centre de la reconstruction est bien au centre du repère. Ainsi la position des CATS l’un par rapport à l’autre est connue.

La position relative des CATS l’un par rapport à l’autre étant connue, il est nécessaire d’obtenir la position des deux CATS par rapport au reste du montage pour obtenir une reconstruction fiable. Le faisceau étant assez large, il touchait à la fois la cible mais aussi les coins des MUST2 les plus proches de la cible. Ainsi en effectuant une superposition entre la matrice d’impact des télescopes MUST2 (point noir sur la figure 4.6) et la projection du faisceau au niveau des coins des MUST2 (points en couleur sur la figure 4.6), nous observons, dans l’encadré rouge de la figure 4.6, que les coins de MUST2 touchés par le faisceau (couleur) se superposent parfaitement avec les coins de MUST2 issus de la matrice d’impact (noir) et alors nous pouvons affirmer que la reconstruction à l’aide du faisceau est fiable.

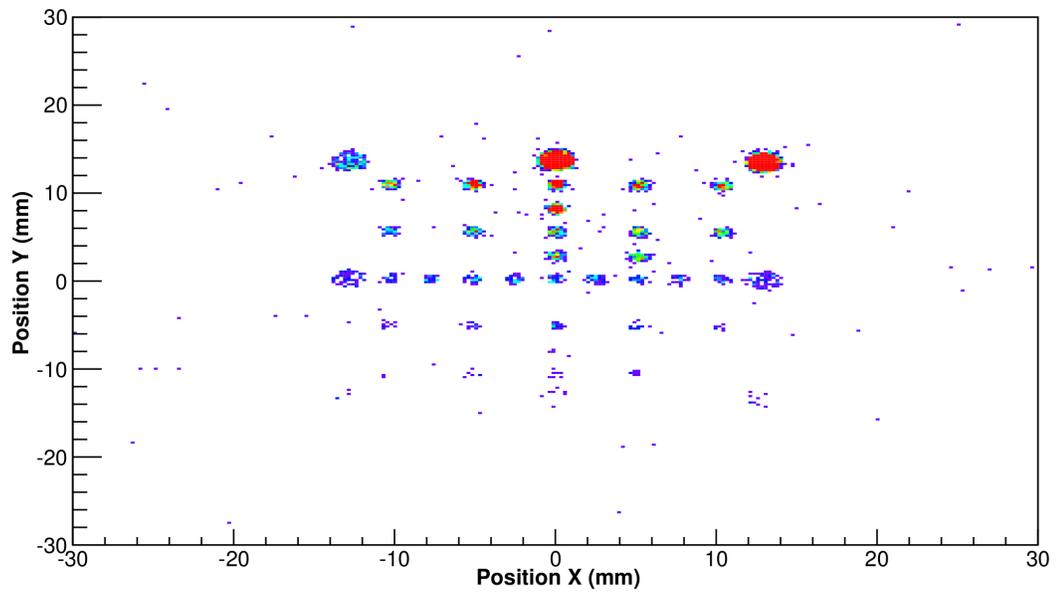


FIGURE 4.3 – *Projection du masque sur CATS1.*

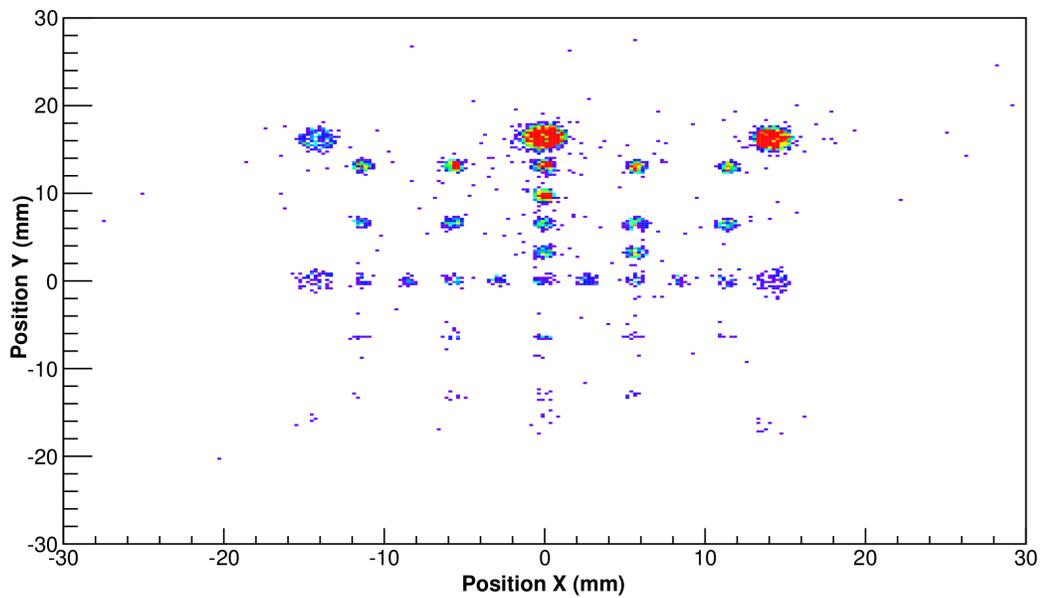


FIGURE 4.4 – *Projection du masque sur CATS2.*

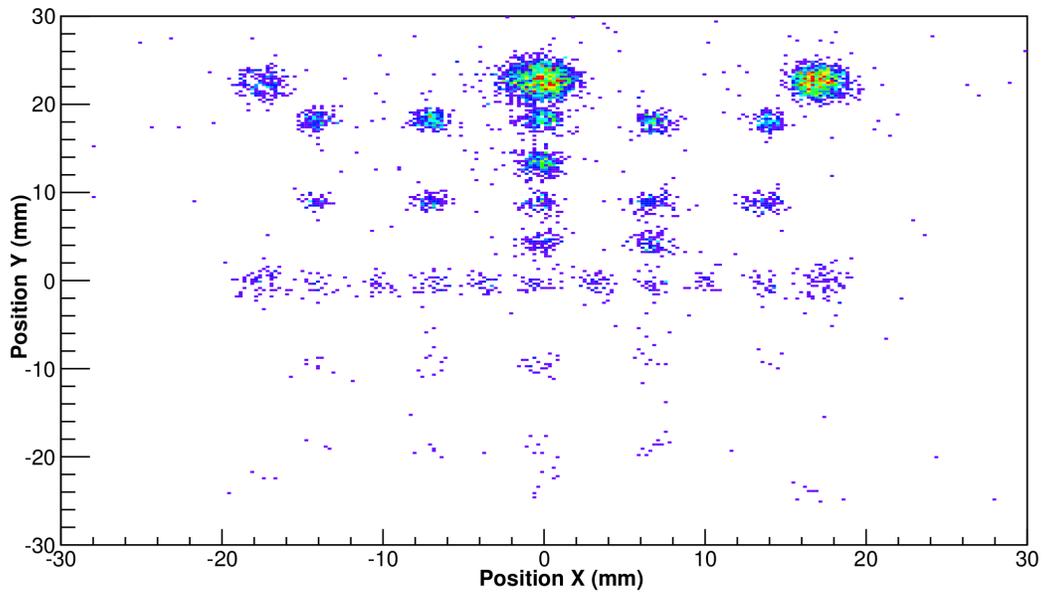


FIGURE 4.5 – Reconstitution du masque en position cible à l'aide des CATS.

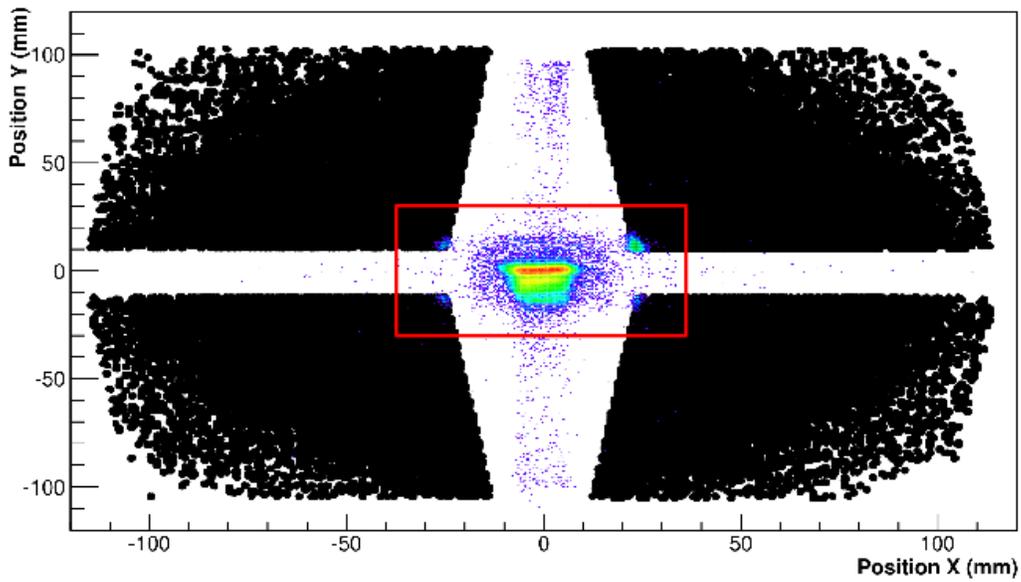


FIGURE 4.6 – Superposition de la matrice d'impact des télescopes MUST2 (en noir) avec la projection du faisceau au niveau des coins des MUST2 (couleur).

4.2 Identification de l'éjectile léger

La sélection de l'éjectile léger à l'aide de la matrice d'identification ΔE_{DSSD} en fonction de E_{CsI} de MUST2 permet de sélectionner le canal de réaction désiré. Pour cela il est nécessaire de calibrer le détecteur silicium DSSD ainsi que les différents cristaux de CsI de chaque télescope MUST2 afin d'obtenir l'énergie des particules détectées.

4.2.1 Calibration α des DSSD

Comme il a été déjà mentionné dans le paragraphe 3.5.2, les données du détecteur MUST2 sont codées sur 16384 canaux. Afin de déterminer l'énergie des particules chargées détectées par MUST2 et de réaliser leur identification, il est nécessaire d'établir une correspondance entre les canaux électroniques et l'énergie déposée par la particule. Pour cela, nous utilisons une source composée de ^{239}Pu - ^{241}Am - ^{244}Cm se désintégrant par émission de particules α selon le tableau 4.1. Connaissant l'énergie des canaux principaux et secondaires de désintégration α de la source, il est alors possible d'établir la relation entre le canal codé et l'énergie déposée par la particule chargée.

	$T_{1/2}$ (ans)	E_α (MeV)	I_α (%)
^{239}Pu	$2.411(3) \cdot 10^4$	5.15659(14)	70.77(14)
		5.1443(8)	17.11(14)
		5.1055(8)	11.94(7)
^{241}Am	432.6(6)	5.48556(12)	84.8(5)
		5.44280(13)	13.1(3)
		5.38823(13)	1.66(2)
^{244}Cm	18.1(1)	5.80477(5)	76.40(12)
		5.76216(3)	23.60(12)

TABLE 4.1 – Récapitulatif des énergie et intensités des particules α émises par la source.

Le détecteur DSSD est recouvert d'une fine couche d'Aluminium de l'ordre de 400 nm afin que la forme du signal ne dépende pas de la position d'impact de la particule. Or les particules α déposent de l'énergie dans la couche avant du détecteur et une méconnaissance de l'épaisseur de cette couche induit une incertitude dans la calibration du DSSD.

Afin de résoudre ce problème, nous procédons de la manière suivante [59]. Tout d'abord, on estime une épaisseur de la couche d'aluminium et on calcule la perte d'énergie de la particule α dans la couche d'aluminium à l'aide d'une table [63]. Puis on effectue un fit linéaire tel que $E_{cal} = a E_{canal} + b$ (a,b constantes) et on extrapole le canal C_0 pour lequel on obtient une énergie nulle soit $C_0 = -b/a$. Notons C_p la valeur du centroïde de

la gaussienne ajustant le piédestal et δ la différence entre C_0 et C_p . Si la valeur de δ est supérieure à 0.1 canal, on modifie l'épaisseur de la couche d'aluminium et on recommence la procédure jusqu'à ce que la condition soit satisfaite alors on considère avoir obtenu la valeur d'épaisseur de la couche d'aluminium.

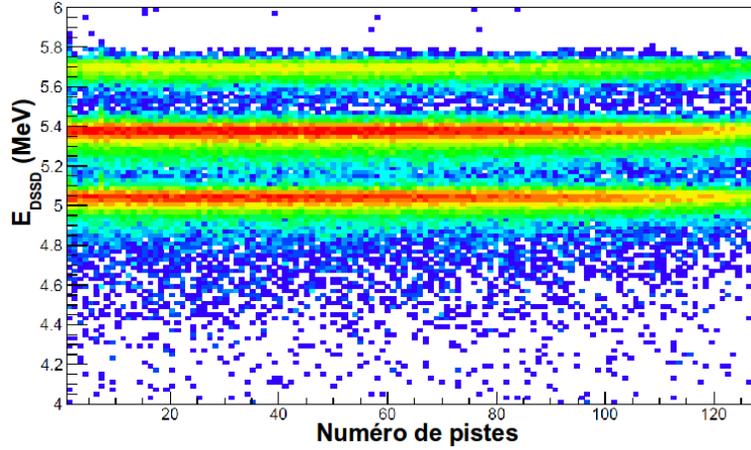


FIGURE 4.7 – *Alignement des pistes d'un des détecteurs silicium de MUST2 à l'aide de la source 3α .*

Ainsi, nous pouvons effectuer la calibration α permettant ainsi d'aligner les différentes pistes des DSSD (cf Fig. 4.7) et de connaître la résolution des DSSD présente dans le tableau résumant les caractéristiques des différents DSSD (cf Tab. 4.2). Ces résultats sont en accord avec les résultats des expériences précédentes.

Numéro Télescope	1	2	3	4
Numéro PCB	6	7	11	5
Résolution LTMH (keV)	40	40	40	42
Epaisseur aluminium avant (μm)	0.7	0.7	0.5	0.7
Epaisseur donnée par le constructeur MICRON (μm)	301	298	300	303
Epaisseur mesurée incluant la couche d'aluminium (μm)	298	297	303	296

TABLE 4.2 – *Récapitulatif des caractéristiques des différents DSSD*

4.2.2 Calibration des cristaux CsI

La calibration des cristaux de CsI est différente de celle des DSSD. En effet, la calibration des CsI dépend du type de particule détectée. Lorsque qu'une particule s'arrête dans le cristal de CsI, elle produit de la lumière qui est collectée par une photodiode. Cette production de lumière propre à chaque particule empêche la réalisation d'une calibration qui soit valable pour toutes les particules. De plus, à haute énergie se produit un phénomène d'absorption de lumière par le cristal appelé quenching [64]. Cela nécessite d'utiliser une calibration non linéaire comme le montre la figure 4.8 où est représentée en bleu la courbe de calibration d'un cristal de CsI à l'aide d'un ajustement avec un polynôme d'ordre 3.

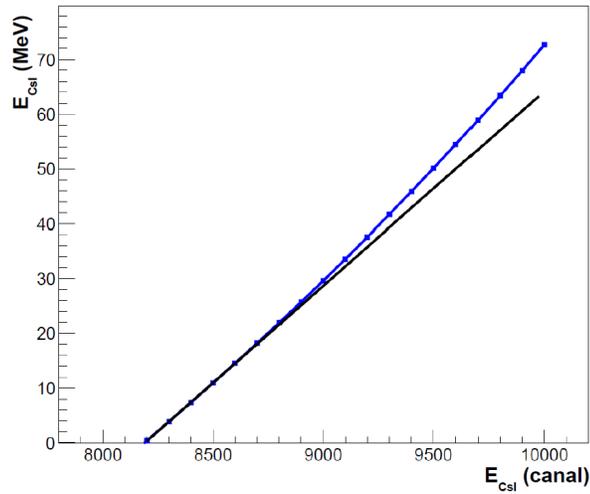


FIGURE 4.8 – Courbe représentant la fonction de calibration d'un cristal de CsI (bleu). La fonction de calibration est non linéaire à haute énergie (comportement linéaire en noir).

Procédure de calibration

Comme les DSSD sont calibrés en énergie, il est possible d'effectuer une matrice d'identification (cf Fig. 4.9) ΔE_{DSSD} (la perte d'énergie dans le détecteur DSSD) en fonction de E_{CsI} (énergie déposée dans le cristal de CsI en canal) pour chacun des cristaux de CsI de chaque télescope MUST2. En effectuant un contour sur la particule voulue dans la matrice d'identification et en ajustant l'hyperbole à l'aide d'une fonction inverse avec A,B,C paramètres libres :

$$\Delta E_{DSSD} = A + \frac{B}{E_{CsI} - C} \quad (4.5)$$

Nous pouvons obtenir une relation entre la perte d'énergie dans le DSSD et l'énergie en canal déposée dans le CsI.

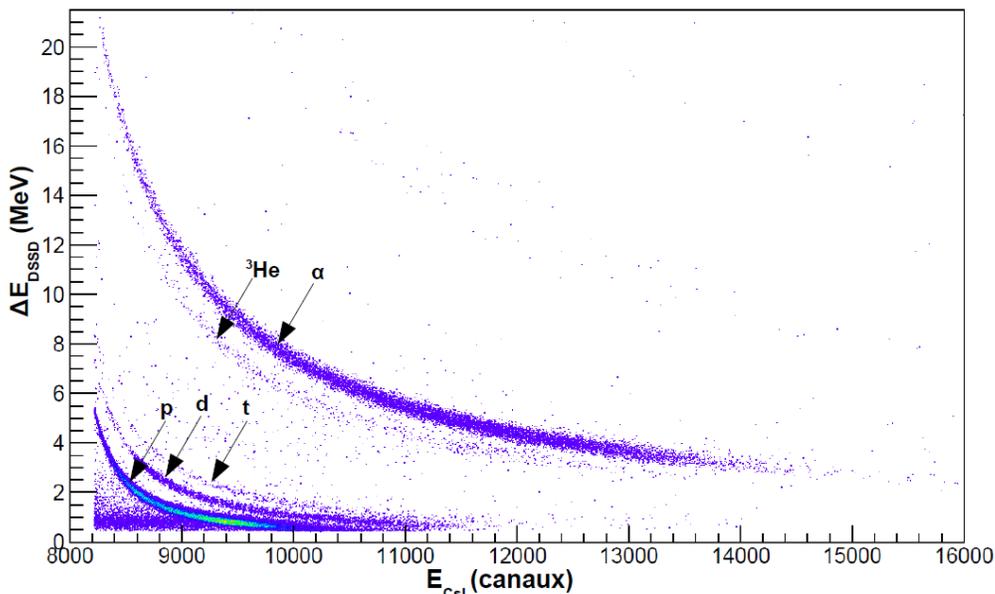


FIGURE 4.9 – Matrice d'identification $\Delta E_{DSSD}-E_{CsI}(\text{canal})$ obtenue avec un cristal de CsI.

En utilisant une table de perte d'énergie adaptée (ici ATIMA utilisé dans LISE++), nous pouvons, pour un type de particule, connaître l'énergie déposée dans le cristal de CsI à partir de l'énergie perdue dans le DSSD. Nous obtenons la matrice d'identification de la figure 4.10.

À haute énergie, l'incertitude sur la calibration en énergie est très importante car plus une particule a une énergie élevée et moins elle perdra d'énergie dans le DSSD. En effet, la perte d'énergie de la particule dans le matériau (ΔE) dépend de la masse A , de la charge Z et inversement de l'énergie E de la particule selon la relation de Bethe-Bloch, ici approximée :

$$\Delta E \sim \frac{AZ^2}{E}. \quad (4.6)$$

De plus, à haute énergie, il y a une plus grande dispersion d'énergie (straggling) contribuant également à l'incertitude sur la calibration.

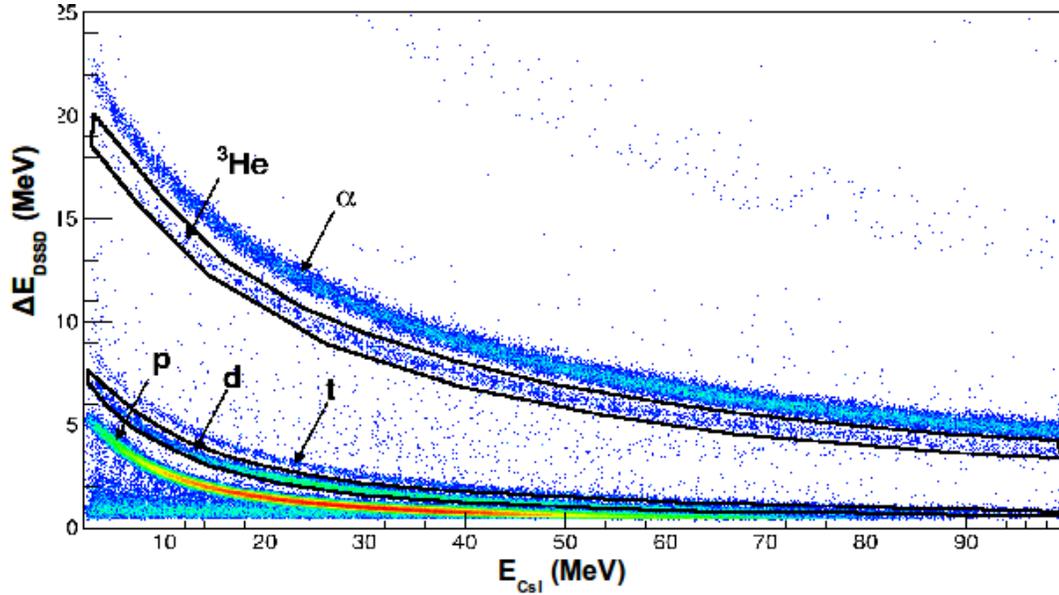


FIGURE 4.10 – Matrice d'identification $\Delta E_{DSSD}-E_{CsI}$ calibrée obtenue l'ensemble des cristaux de CsI.

Détermination de l'épaisseur des détecteurs DSSD

Une incertitude importante dans la calibration des CsI est l'épaisseur du DSSD qui peut être différente de quelques microns par rapport à l'épaisseur annoncée par le fabricant MICRON. En utilisant les données expérimentales et en effectuant une sélection sur les particules α dans la matrice d'identification ΔE_{DSSD} vs E_{CsI} , nous allons nous intéresser aux particules α qui traversent le détecteur. Ces noyaux, pour une énergie équivalente, déposent davantage d'énergie dans le détecteur que les noyaux avec $Z=1$. Nous allons nous intéresser à l'énergie maximale déposée afin d'en déduire le parcours maximal de la particule dans le détecteur pour déterminer l'épaisseur du détecteur [65].

D'après G.W. Gobeli [66], il existe une relation empirique entre l'énergie déposée (E en MeV) par une particule α et son parcours (R en μm) dans le silicium : $R = 2.13 E^{1.45}$. Cependant, cette relation est valable pour des particules α de basse énergie (autour de 4 MeV).

On a fait une première approximation $R = a E^{1.45}$ (a , paramètre à déterminer) car nous utilisons le même matériau et la même particule. En utilisant la table perte d'énergie d'une particule α dans le silicium [63], nous obtenons qu'une particule α traversant 300 μm de silicium dépose 24.2 MeV et donc on en déduit :

$$R = 2.97E^{1.45}. \tag{4.7}$$

Il est important de prendre en considération l'angle d'incidence des particules α car elles auront pour une même énergie un plus long parcours dans le silicium que si elles étaient arrivées perpendiculairement au détecteur. Après sélection des particules α traversant le DSSD, on regarde la distribution de $R \cos(\theta_i) = 2.97 E^{1.45} \cos(\theta_i)$ avec θ_i , l'angle d'incidence de la particule sur le détecteur. En ajustant la distribution avec un fit Wood-Saxon, il est possible d'extraire la mi-hauteur de la distribution et donc le parcours maximal dans le détecteur (cf Fig. 4.12). La validité de cette méthode a été confirmée à l'aide d'une simulation (cf Fig. 4.11) où l'on connaissait exactement l'épaisseur des détecteurs DSSD.

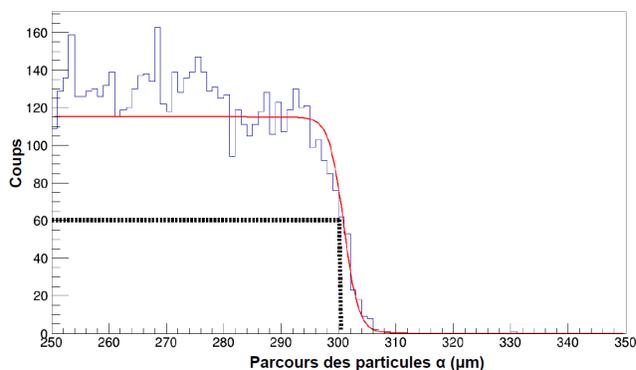


FIGURE 4.11 – *Distribution du parcours des particules α traversant le DSSD issue de la simulation à partir de l'équation $2.97 E(\text{MeV})^{1.45} \cos(\theta_i)$.*

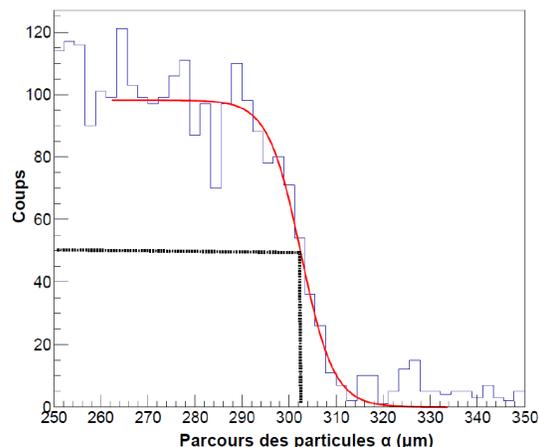


FIGURE 4.12 – *Distribution du parcours des particules α traversant le DSSD issue des données à partir de l'équation $2.97 E(\text{MeV})^{1.45} \cos(\theta_i)$.*

Cette démarche nous a permis d'obtenir empiriquement les épaisseurs des détecteurs DSSD qui sont reportées dans le tableau 4.2.

Optimisation de la calibration des CsI pour les particules de haute énergie

Pour déterminer l'épaisseur vue par les noyaux avant de toucher le CsI, nous prenons en compte : l'épaisseur des détecteurs DSSD, l'épaisseur de la couche d'aluminium à l'avant des détecteurs DSSD et l'épaisseur de la couche d'aluminium à l'arrière du DSSD prise comme le double de celle à l'avant du détecteur. Pour vérifier la calibration, on reconstruit la ligne de cinématique. Nous remarquons un décalage dans la reconstruction à haute énergie (cf Fig.4.13).

Des expressions empiriques reliant la lumière collectée (exprimée en canal) et l'énergie déposée (en MeV) par la particule dans le cristal de CsI sont données dans la littérature, par exemple dans les références [67–70]. Cependant, les paramètres de ces expressions dépendent de la particule utilisée. Nous ne pouvons donc pas obtenir de formule générale pour corriger la calibration des CsI pour toutes les particules. C'est pourquoi, nous avons choisi d'ajuster manuellement l'énergie déposée dans le CsI par les deutons afin d'obtenir une ligne de cinématique en accord avec la ligne de cinématique théorique (cf Fig. 4.14). Nous avons également procédé de la même manière avec les ^3He pour obtenir une ligne de cinématique en accord avec la ligne théorique.

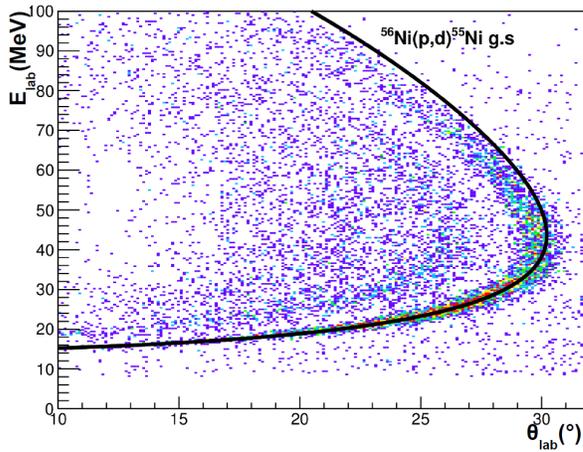


FIGURE 4.13 – Ligne de cinématique de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ en utilisant la calibration initiale des CsI.

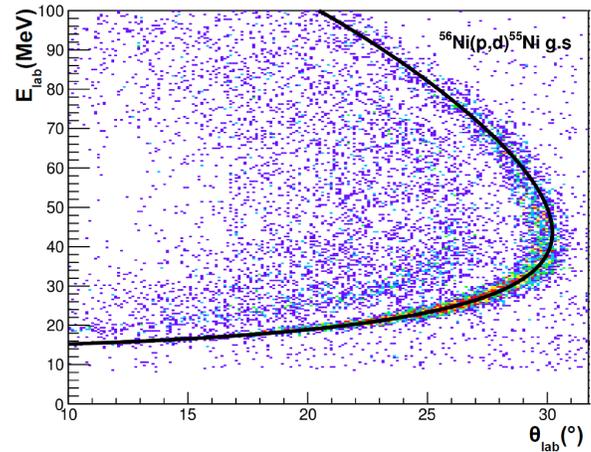


FIGURE 4.14 – Ligne de cinématique de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ en utilisant la calibration des CsI ajustée.

4.3 Analyse d'EXOGRAM

Le peuplement des états excités du résidu lourd peut être obtenu par l'analyse du spectre γ . Cependant, il est nécessaire avant toute chose de calibrer le détecteur EXOGAM mais aussi de faire la somme des cristaux (add-back) pour avoir plus d'efficacité. Finalement, à partir de la localisation de la position d'interaction, on corrige les énergies des photons γ obtenus de l'effet Doppler et ainsi obtenir un spectre γ exploitable.

4.3.1 Calibration en énergie du détecteur EXOGAM

La calibration du détecteur EXOGAM a été réalisée à partir d'une source de ^{152}Eu placée à la position de la cible. Cette source émet des rayonnements γ dont l'énergie est connue (cf Tab. 4.3) permettant ainsi d'obtenir la relation entre le codage en canal et l'énergie détectée par EXOGAM.

E_γ (keV)	I_γ (%)
121.7817(3)	28.53(61)
244.6974(8)	7.55(4)
344.2785(12)	26.59(20)
778.9045(24)	12.93(8)
867.380(3)	4.23(3)
964.057(5)	14.51(7)
1085.837(10)	10.11(5)
1112.076(3)	13.67(8)
1408.013(3)	20.87(9)

TABLE 4.3 – *Energies et intensité des rayonnements γ émis par la source de ^{152}Eu [71].*

Cependant, l'électronique utilisée n'étant pas linéaire, il est nécessaire de réaliser deux calibrations pour obtenir une bonne précision : une calibration pour les énergies inférieures à 500 keV et une pour les énergies supérieures. Ainsi la courbe donnant l'énergie détectée par le contact central de chaque cristal (ECC) en fonction du canal a été ajustée à l'aide de deux polynômes d'ordre deux : un pour les basses énergies (inférieures à 500 keV soit le canal 3000) et un pour les hautes énergies. Il est important d'effectuer cette démarche car ce sont les contacts centraux qui donnent l'information sur l'énergie du rayonnement γ . Nous obtenons une résolution en énergie de l'ordre de 3 keV LTMH à 1 MeV (cf Fig. 4.15).

En ce qui concerne les segments (GOCCE), il n'est pas très important d'avoir une calibration très précise car les segments donnent une information sur la position de l'in-

teraction dans le cristal et non sur l'énergie du rayonnement. Ainsi, une calibration en effectuant un ajustement à l'aide d'un polynôme d'ordre 2 de la courbe représentant l'énergie en fonction du canal a été effectuée sur l'ensemble de la gamme.

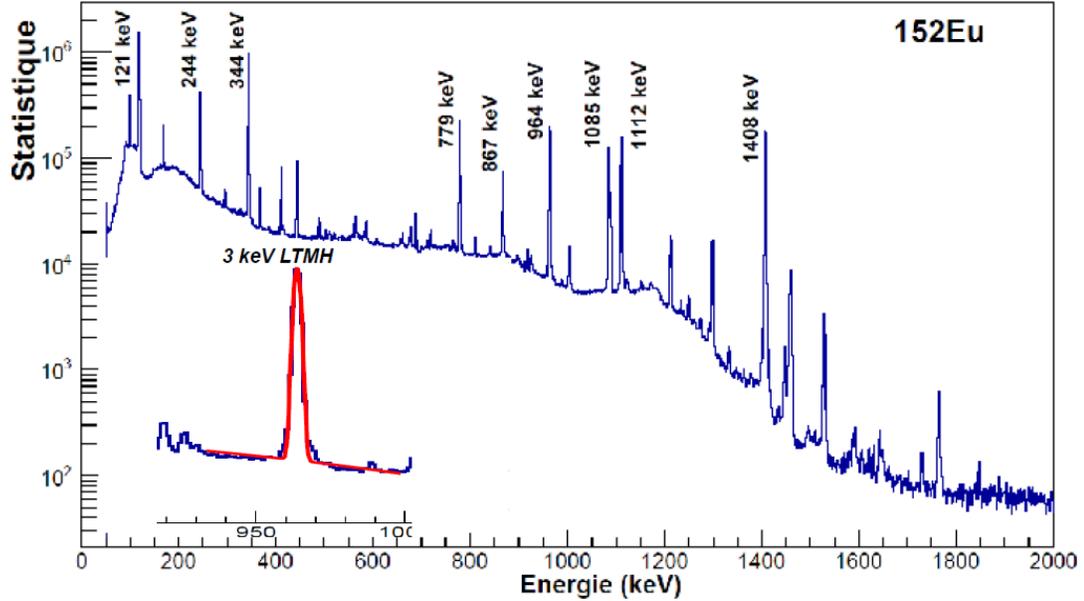


FIGURE 4.15 – Spectre γ des différents contacts centraux en présence d'une source de ^{152}Eu avec, en encart, un agrandissement autour de 1 MeV où on a une résolution de 3 keV.

4.3.2 Add-Back et Correction Doppler

Les photons γ peuvent interagir avec la matière selon trois processus : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. La probabilité d'interaction selon un processus dépend de l'énergie du photon γ et du matériau de l'interaction. En ce qui concerne le cristal de germanium, si les photons ont une énergie inférieure à 200 keV, l'effet photoélectrique sera prédominant. Dans le cas où le photon γ a une énergie supérieure à 1022 keV, il peut se transformer en une paire e^+e^- . Le positron peut alors se recombiner avec un des électrons du cristal de germanium produisant ainsi deux photons de 511 keV émis selon la même direction dans deux sens opposés. On peut observer dans les spectres un pic à 511 keV qui peut également provenir de l'interaction d'un positron issu de la décroissance β^+ des noyaux du faisceau avec des électrons du milieu produisant ainsi des rayons γ de 511 keV.

L'effet Compton, dominant pour des photons γ ayant une énergie entre 200 keV et 3 MeV interagissant avec le germanium, est une diffusion inélastique d'un photon γ dans le

crystal de germanium. Il laisse ainsi une partie de son énergie dans le premier cristal touché et interagira par effet photoélectrique s'il rencontre un second cristal. Tout d'abord, les deux détecteurs issues d'un photon ayant diffusé par effet Compton ne peuvent être détectées que par un même clover car les clovers n'étant pas juxtaposés la probabilité que deux détecteurs dans deux différents clovers soit dues au même photon est extrêmement faible.

Etant donné que la probabilité qu'un photon γ interagisse plus de deux fois dans le même clover est assez faible, nous n'avons pris en compte que les événements ayant au maximum une multiplicité inférieure ou égale à deux pour un même clover. La prise en compte des événements ayant une multiplicité 2 (add-back) en retrouvant la localisation de l'interaction et en connaissant l'énergie initiale du photon γ permet d'obtenir une meilleure efficacité photopie de détection ainsi qu'un meilleur rapport signal sur bruit.

Afin de connaître l'énergie initiale du photon γ , il suffit de faire la somme des énergies détectées par les contacts centraux (ECC) des deux cristaux concernés. Cependant, nous devons faire attention à ce qu'il s'agisse de deux cristaux juxtaposés et non en diagonale car on considère dans ce cas qu'ils ne peuvent provenir du même photon γ . Grâce à ce traitement, l'efficacité augmente de 6% à 8% à 1 MeV (cf Fig. 4.16). La figure 4.16 présente l'efficacité de détection en fonction de l'énergie. Ces points expérimentaux sont ajustés à l'aide de la fonction ci-dessous [72]

$$\epsilon = e^{a_0 + a_1 \ln \frac{E}{E_0} + a_2 \left(\ln \frac{E}{E_0}\right)^2} \quad (4.8)$$

où a_0, a_1, a_2, E_0 sont les paramètres de l'ajustement.

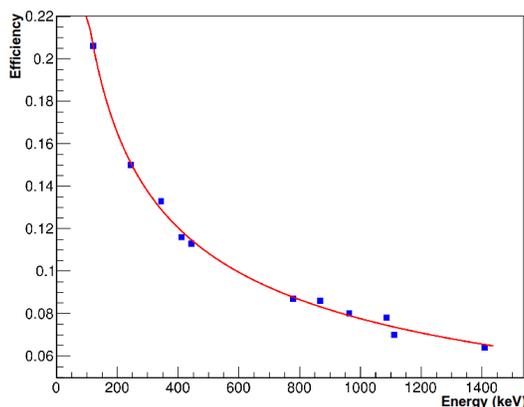


FIGURE 4.16 – Courbe d'efficacité pour l'ensemble des clovers d'EXOAM après traitement "add-back". Les erreurs sont plus petites que les points.

Le résidu lourd se désexcitant en vol il est nécessaire de corriger l'énergie mesurée des photons γ de l'effet Doppler. Pour effectuer cette correction, la localisation de l'interaction doit être connue. Des photons γ ayant une énergie comprise entre 200 keV et 500 keV statistiquement déposent moins de 50% de son énergie dans le premier cristal alors que des photons γ ayant une énergie supérieure à 500 keV statistiquement laissent plus de la moitié de leur énergie dans le premier cristal [57]. Ainsi, en regardant l'énergie initiale et celle détectée par chaque cristal, on peut déterminer le cristal où a eu lieu l'interaction.

Les segments du cristal où a eu lieu l'interaction, déterminé au préalable, permettent d'obtenir une position plus précise. En effet, le segment où a eu lieu l'interaction reçoit le plus d'énergie. Ainsi la position de l'interaction entre le photon γ et le germanium est assez bien connue et également l'angle d'émission θ du photon. De plus, l'énergie E_{lab} du photon avant correction Doppler est connue à l'aide des contacts centraux et de l'add-back. Il est alors possible d'obtenir l'énergie E_{CM} après correction Doppler avec l'expression :

$$E_{CM} = \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{lab} \quad (4.9)$$

avec $\beta = v/c$ où v est la vitesse du résidu lourd émettant le photon γ .

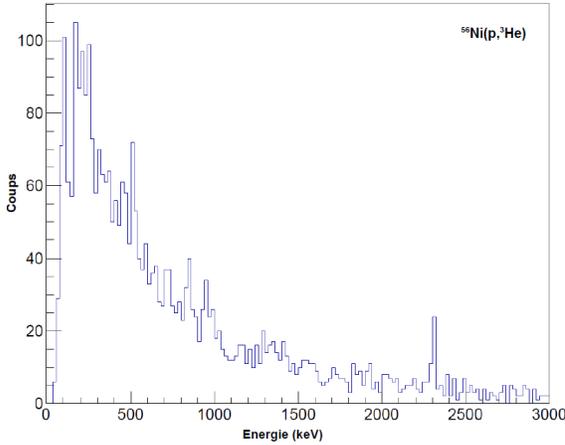


FIGURE 4.17 – Spectre γ issu des ECC avant correction Doppler en sélectionnant un ^3He dans MUST2.

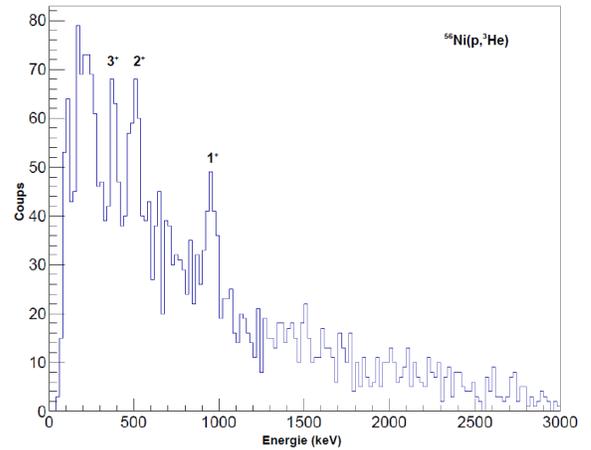


FIGURE 4.18 – Spectre γ issu des ECC après correction Doppler en sélectionnant un ^3He dans MUST2.

On peut observer que la correction Doppler permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit et de faire apparaître les pics d'intérêt comme sur la figure 4.18 en comparaison avec la figure 4.17. Le pic à 2400 keV présent sur la figure 4.17 est dû à une saturation du contact central du cristal 1 du clover 2.

Chapitre 5

Résultats et interprétation

Nous présenterons dans ce chapitre l'étude des réactions $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ et $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$. Les spectres en énergie d'excitation, les spectres γ en coïncidence avec des particules ainsi que les distributions angulaires seront présentés et discutés.

5.1 Réaction de transfert d'un nucléon : $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$

Dans un premier temps, afin de vérifier notre analyse, nous nous sommes concentrés sur la réaction de transfert $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$. Pour cette réaction, nous disposons d'un jeu de données [73] qui nous permet de comparer nos résultats à ceux précédemment obtenus.

5.1.1 Ligne de cinématique et spectre en énergie d'excitation

Plusieurs noyaux étant présents dans le faisceau, nous avons sélectionné les noyaux ^{56}Ni du faisceau en effectuant une sélection sur le temps de vol entre la HF du cyclotron CSS2 et la détection par le premier CATS (cf Fig. 5.1). L'éjectile léger issu de la réaction de transfert est détecté par MUST2 ainsi il est important de choisir les événements où MUST2 a déclenché. Le choix du canal de réaction est réalisé avec la sélection de l'éjectile léger (ici le deuton) à l'aide de la matrice d'identification donnant l'énergie perdue par la particule dans le premier étage de MUST2 (DSSD) en fonction de l'énergie déposée par la particule dans le second étage (CsI). Nous ne mettons pas de condition sur le détecteur CHARISSA car on a une perte d'efficacité géométrique.

En prenant en compte ces conditions, la matrice θ_{lab} vs E_{lab} montre les lignes de cinématique obtenues pour la réaction de transfert $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ (cf Fig. 5.2). Ce résultat peut être comparé à celui obtenu par l'équipe de B. Tsang [73] à MSU en utilisant le détecteur HIRA en coïncidence avec le spectromètre S800 (cf Fig. 5.3). On peut reconnaître les lignes associées aux 2 premiers états peuplés (gs et 3.185 MeV). Les différences entre

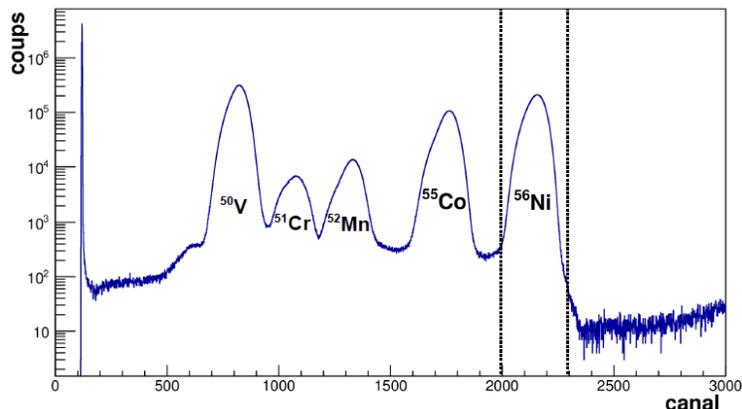


FIGURE 5.1 – Temps de vol entre la HF du cyclotron et la détection par le premier CATS avec la sélection effectuée pour le faisceau de ^{56}Ni .

les lignes de cinématique observées proviennent du fait que la mesure de MSU a été réalisée à 37.A MeV contre 30.A MeV dans cette étude. Le fond plus important qui apparaît dans nos données est lié au fait que nous n'utilisons pas de détecteur à 0° contrairement aux données de MSU. On transpose les données dans le plan (θ_{CM}, E^*) en utilisant les formules de cinématique relativiste et la projection en énergie d'excitation est présentée sur la figure 5.7 après soustraction du fond carbone.

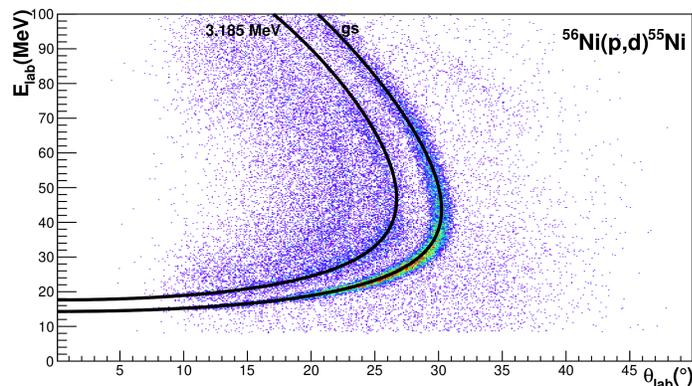


FIGURE 5.2 – Lignes de cinématique expérimentales pour $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$. Les lignes noires sont les lignes théoriques.

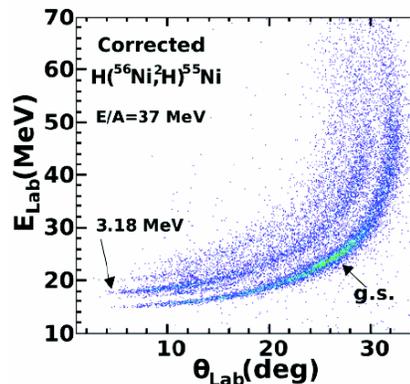


FIGURE 5.3 – Lignes de cinématique expérimentales pour $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ réalisé à MSU avec S800 [73].

Lorsque l'on observe le spectre en énergie d'excitation obtenu avec une cible de carbone de 2.8 mg.cm^{-2} et avec la condition sur le faisceau (^{56}Ni) et la condition sur l'éjectile léger (deuton) (cf Fig. 5.4), on observe que la contribution du carbone est uniforme. Ainsi pour le spectre en énergie d'excitation (cf Fig. 5.5), on fera une soustraction plate du fond.

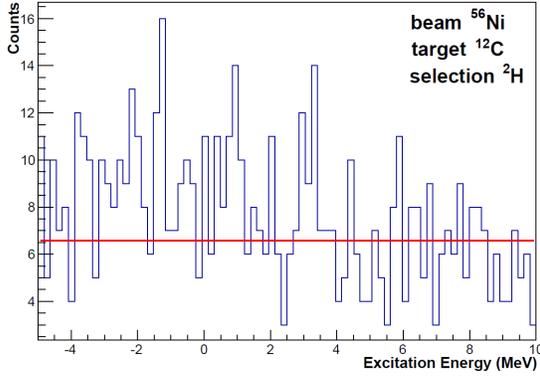


FIGURE 5.4 – Spectre en énergie d'excitation en utilisant une cible de carbone avec une sélection sur le faisceau et l'éjectile.

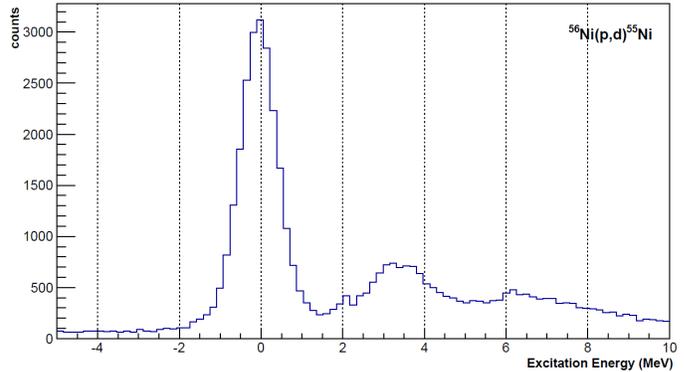


FIGURE 5.5 – Spectre en énergie d'excitation du ^{55}Ni avec le fond carbone

Le pic correspondant à l'état fondamental dans le spectre en énergie d'excitation est très bien défini, le premier état excité se situant à 2.089 MeV. La résolution (largeur à mi-hauteur) est de 940 keV, proche de celle obtenue dans la simulation (cf. paragraphe 3.6). Elle sera prise comme largeur à mi-hauteur de l'ensemble des gaussiennes contribuant au fit du spectre en énergie d'excitation. Il est possible d'effectuer une déconvolution du spectre en énergie d'excitation à l'aide d'un fit de gaussiennes (cf Fig. 5.7). La position des centroïdes ainsi que la largeur à mi-hauteur des gaussiennes pour les différents états (cf Fig. 5.6) étant fixées, le seul paramètre libre est l'amplitude des gaussiennes du fit. En se limitant aux états d'énergie inférieure à 3.752 MeV, on obtient l'ajustement de la figure 5.7.

Afin d'estimer le peuplement de chaque état, le spectre en énergie d'excitation, obtenu par tranche d'angle de 5° dans le référentiel centre de masse, est ajusté avec les mêmes gaussiennes que le spectre total. Les figures 5.8 et 5.9 présentent les spectres en énergie d'excitation obtenus à 15° et à 25° dans le référentiel centre de masse. On peut observer une forme globale très différentes dans les deux cas puisque les contributions autour de 3 MeV obtenues à $\theta_{CM}=15^\circ$ sont nettement réduites à $\theta_{CM}=25^\circ$. En particulier dans le cas de l'état $1/2^+$ dont la contribution varie de 238 coups à 154 coups.

Ainsi selon la tranche angulaire considérée, le peuplement relatif des états varie. Nous estimons la population d'un état à partir de l'aire de la gaussienne :

$$N(\theta_{CM}) = R \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma \cdot A \tag{5.1}$$

avec R tel que 1 bin = 1/R MeV pour le spectre en énergie d'excitation. La largeur de la gaussienne σ (en MeV) et l'amplitude A pour un état considéré permettent de connaître le peuplement de cet état considéré.

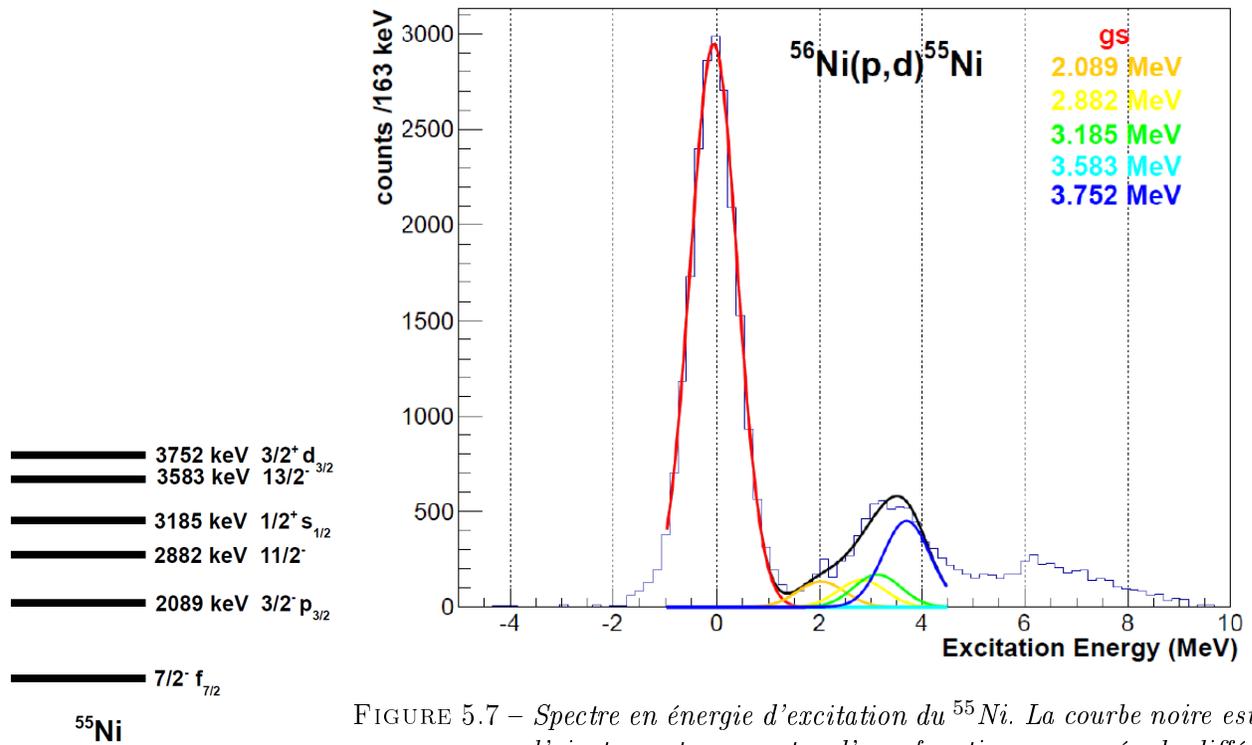


FIGURE 5.6 – Schéma de niveaux du ⁵⁵Ni

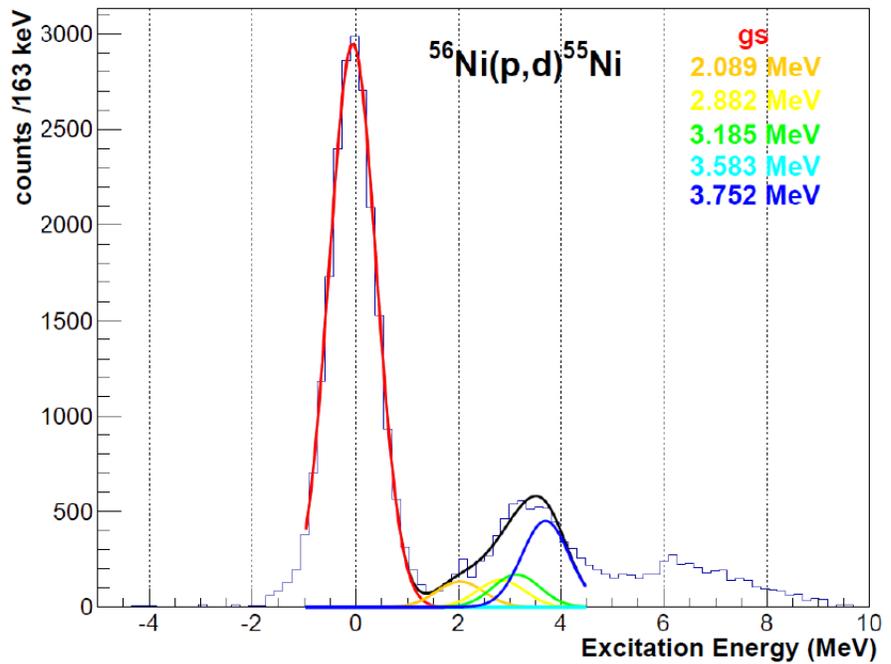


FIGURE 5.7 – Spectre en énergie d'excitation du ⁵⁵Ni. La courbe noire est l'ajustement au spectre d'une fonction composée de différentes gaussiennes dont les contributions sont indiquées par le code couleur en haut à droite.

5.1. Réaction de transfert d'un nucléon : $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$

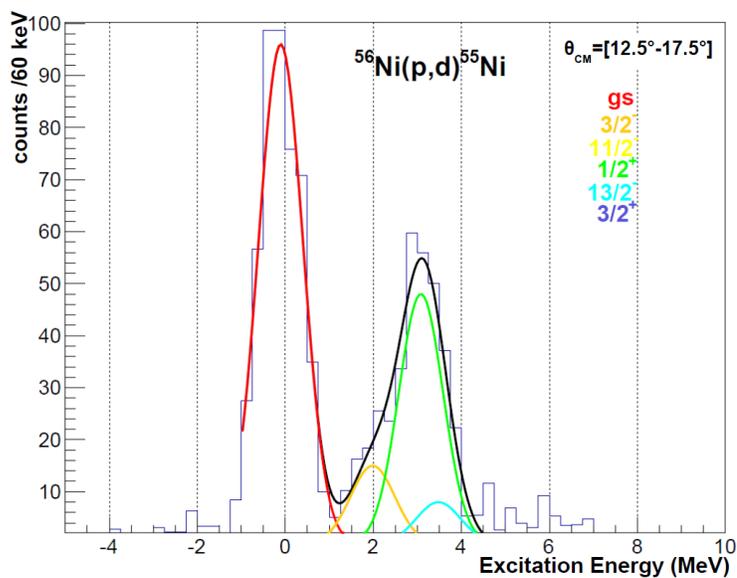


FIGURE 5.8 – Spectre en énergie d'excitation du ^{55}Ni pour θ_{CM} entre 12.5° et 17.5° . La courbe noire est l'ajustement au spectre de la somme de différentes gaussiennes.

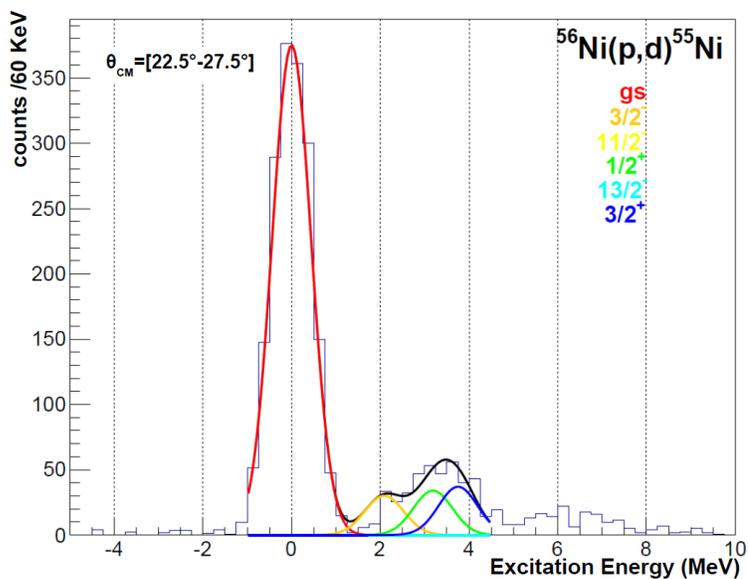


FIGURE 5.9 – Spectre en énergie d'excitation du ^{55}Ni pour θ_{CM} entre 22.5° et 27.5° . La courbe noire est l'ajustement au spectre de la somme de différentes gaussiennes.

5.1.2 Extraction des sections efficaces différentielles

La section efficace différentielle dans le référentiel du centre de masse est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{N(\theta_{CM})}{N_{^{56}\text{Ni}} \cdot N_{\text{protons}} \cdot \epsilon_{det} \cdot d\Omega_{CM}} \quad (5.2)$$

avec :

- $N(\theta_{CM})$ le nombre de coups détectés dans un intervalle angulaire dans le référentiel du centre de masse pour l'état considéré.
- $N_{^{56}\text{Ni}}$ est le nombre de noyaux de ^{56}Ni incidents sur la cible. Il a pu être déterminé à partir du nombre de coups dans le pic dans le graphe issu du TAC entre le premier CATS et le second CATS, en prenant les événements déclenchés par un des deux CATS et en mettant la sélection, décrite au préalable, sur le faisceau de ^{56}Ni . Ainsi en prenant en compte la division du trigger, on obtient le nombre de noyaux de ^{56}Ni incidents.
- N_{protons} est le nombre de protons par cm^2 présents dans la cible de CH_2 . Il est déterminé par la formule suivante :

$$N_{\text{protons}} = \frac{2 \cdot e \cdot N_a}{M_C + 2 \cdot M_H} \quad (5.3)$$

avec e l'épaisseur de la cible de CH_2 en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ déterminée par pesée, N_a le nombre d'Avogadro, M_C la masse molaire du carbone en $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ et M_H la masse molaire de l'hydrogène en $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$.

- ϵ_{det} est l'efficacité géométrique de MUST2 qui peut être déterminée à partir des simulations (cf. paragraphe 3.6) :

$$\epsilon_{det} = \frac{N_{det}(\theta_{CM})}{N_{sim}(\theta_{CM})} \quad (5.4)$$

avec $N_{det}(\theta_{CM})$ le nombre de particules détectées sur le nombre $N_{sim}(\theta_{CM})$ de particules émises dans un intervalle angulaire donné.

En pratique, $\epsilon_{det} \cdot d\Omega_{CM}$ a été déterminé pour un intervalle angulaire et pour une réaction donnée à l'aide d'une simulation Monte-Carlo réalisée avec NPTOOL [59] en décrivant précisément MUST2 :

$$\epsilon_{det} \cdot d\Omega_{CM} = 4\pi \cdot \frac{N_{det}(\theta_{CM})}{N_{sim}(4\pi)} \quad (5.5)$$

avec $N_{det}(\theta_{CM})$ le nombre de particules détectées pour un intervalle angulaire et une réaction donnée dans le cas d'une simulation d'une émission isotrope d'un nombre $N_{sim}(4\pi)$ de particules.

L'erreur statistique sur la section efficace différentielle provient de l'erreur sur le nombre de noyaux incidents et le nombre de coups détectés valant respectivement $\frac{1}{\sqrt{N_{^{56}\text{Ni}}}}$ et $\frac{1}{\sqrt{N(\theta_{CM})}}$. Nous devons prendre en compte un erreur systématique due à l'épaisseur de cible estimée à 5%.

On obtient alors les distributions angulaires associés à l'état fondamental en rouge et à l'état $p_{3/2}$ sur la figure 5.10. Elles sont à comparer avec celles obtenues par A. Sanetullaev et al. [73] et présentées sur la figure 5.11.

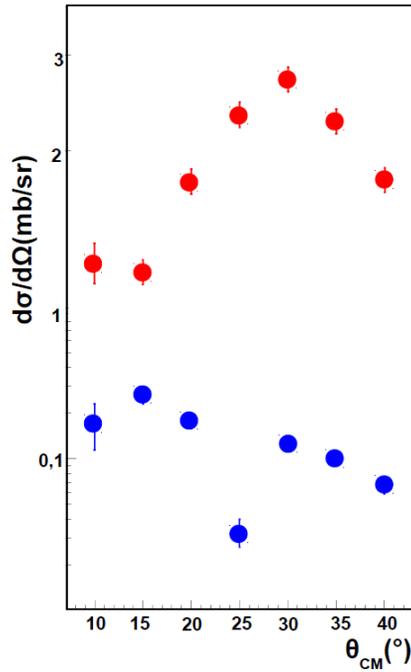


FIGURE 5.10 – Section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{55}Ni en rouge et section efficace différentielle de transfert vers l'état $0p_{3/2}$ en bleu.

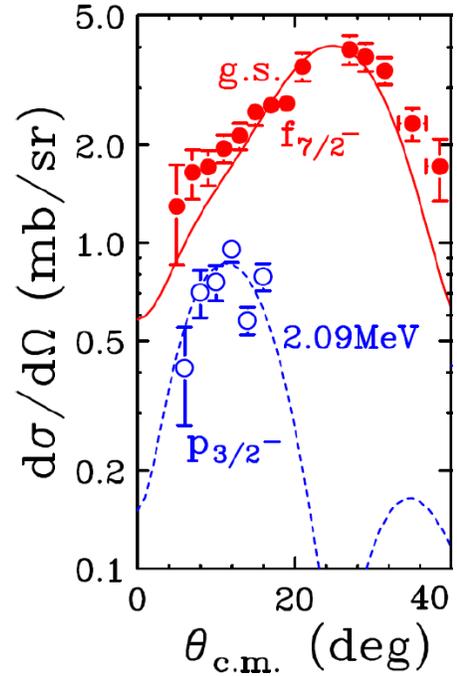


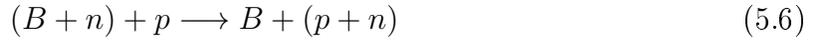
FIGURE 5.11 – Sections efficaces différentielles de transfert vers l'état fondamental et vers l'état à 2.09 meV du ^{55}Ni issues de l'expérience réalisée à MSU [73].

On observe des comportements similaires malgré la différence d'énergie de la réaction. Il est à noter que nos distributions angulaires s'étendent au delà de 40° (jusqu'à 120°) dans le référentiel du centre de masse.

5.1.3 Modèle de réactions de transfert : Approximation DWBA

Les sections efficaces des états peuplés permettent d'obtenir différentes informations sur les états considérés tels que leur moment angulaire. Par exemple, la forme des distributions angulaires permet de déterminer le moment angulaire L de l'état. De plus le rapport des sections efficaces mesurées et calculées permet d'obtenir le facteur spectroscopique de l'état considéré indiquant la proportion de nucléons occupant l'orbitale considérée.

L'approximation DWBA (Distorted Wave Born Approximation) consiste à considérer la réaction de transfert comme une diffusion élastique perturbée avec un potentiel d'interaction V composé de U , potentiel optique correspondant à la diffusion élastique de A , ainsi qu'un potentiel de perturbation W , avec $W \ll U$. On peut aussi considérer que U est la partie réelle du potentiel V et W est la partie imaginaire (terme de surface et de volume) du potentiel V . Si on prend comme réaction $A(p,d)B$. On peut prendre le noyau A comme $B+n$, alors la réaction s'écrit :



Dans ce cas, le Hamiltonien en voie d'entrée est :

$$H = H_A + H_p + K_{Ap} + V_{Ap} \quad (5.7)$$

avec H_A et H_p les Hamiltoniens de A et du proton, K_{Ap} l'opérateur énergie cinétique et V_{Ap} le potentiel d'interaction. De même, nous avons comme Hamiltonien en voie de sortie :

$$H = H_B + H_d + K_{Bd} + V_{Bd} \quad (5.8)$$

avec H_B et H_d les Hamiltoniens de B et du deuton, K_{Ap} l'opérateur énergie cinétique et V_{Bd} le potentiel d'interaction.

Les "ondes distordues" sont les solutions propres $|\chi_{Ap}^+\rangle$ de l'Hamiltonien dans le cas de la diffusion élastique U_{Ap} en voie d'entrée et $|\chi_{Bd}^-\rangle$ dans le cas de la diffusion élastique U_{Bd} en voie de sortie :

$$(K_{Ap} + V_{Ap}) |\chi_{Ap}^+\rangle = (K_{Ap} + U_{Ap}) |\chi_{Ap}^+\rangle \quad (5.9)$$

$$= \epsilon_{Ap} |\chi_{Ap}^+\rangle \quad (5.10)$$

$$(K_{Bd} + V_{Bd}) |\chi_{Bd}^-\rangle = (K_{Bd} + U_{Bd}) |\chi_{Bd}^-\rangle \quad (5.11)$$

$$= \epsilon_{Bd} |\chi_{Bd}^-\rangle \quad (5.12)$$

La fonction d'onde propre du Hamiltonien total en voie d'entrée Ψ_{Ap}^+ (en voie de sortie Ψ_{Bd}^-) est approximée par le produit de la fonction d'onde dans le cas d'une diffusion

élastique χ_{Ap}^+ (en voie de sortie χ_{Bd}^-) avec la fonction d'onde du proton ϕ_p , solution du Hamiltonien de A (la fonction d'onde du deuton en voie de sortie) et la fonction d'onde propre ϕ_A , solution de l'Hamiltonien du noyau A (ϕ_B , solution de l'Hamiltonien du noyau B en voie de sortie). Ainsi nous obtenons $|\Psi_{Ap}^+\rangle = |\phi_p \phi_A \chi_{Ap}^+\rangle$ et $|\Psi_{Bd}^-\rangle = |\phi_d \phi_B \chi_{Bd}^-\rangle$

Nous pouvons exprimer la section efficace différentielle de la réaction de transfert d'un nucléon pour former B par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{\mu_A \mu_B}{2\pi \hbar^2} \frac{k_A}{k_B} \frac{1}{(2S_A + 1)(2S_p + 1)} \sum_{M_A M_B M_p M_d} |T_{fi}^{M_A M_B M_p M_d}|^2 \quad (5.13)$$

avec μ_A et μ_B les masses réduites des voies d'entrée et de sortie, k_A et k_B les impulsions respectives, S_A et S_p les spins de A et du proton, M_A et M_p les projections de spins des noyaux en voies d'entrée et M_B et M_d les projections de spins des noyaux en voies de sortie. T_{fi} est l'amplitude de transition avec $|T_{fi}|^2$ la probabilité de recouvrement de l'état initial et de l'état final.

L'amplitude de transition T_{fi} peut être exprimée de la manière suivante :

$$T_{fi} = \langle \Psi_{Bd}^- | W_{Ap} | \Psi_{Ap}^+ \rangle \quad (5.14)$$

soit dans l'approximation DWBA :

$$T_{fi} \approx \langle \phi_d \phi_B \chi_{Bd}^- | W_{Ap} | \phi_p \phi_A \chi_{Ap}^+ \rangle \quad (5.15)$$

Or $W_{Ap} = V_{Ap} - U_{Ap} = V_{np} + V_{Bp} - U_{Ap}$. Etant donné que l'on considère que la réaction de transfert est une réaction de diffusion élastique perturbée alors $V_{Bp} = U_{Ap}$ et donc $W_{Ap} \approx V_{np}$.

$$T_{fi} \approx \langle \phi_d \phi_B \chi_{Bd}^- | V_{np} | \phi_p \phi_A \chi_{Ap}^+ \rangle \quad (5.16)$$

$$\approx \int \int d^3 r_{Ap} d^3 r_{Bd} \chi_{Bd}^-(\vec{r}_{Bd}, \vec{k}_B)^* \langle \phi_d | W_{np}(\vec{r}_{np}) | \phi_p \rangle \langle \phi_B | \phi_A \rangle \chi_{Ap}^+(\vec{r}_{Ap}, \vec{k}_A) \quad (5.17)$$

Dans cette intégrale, l'intégrale de recouvrement $\langle \phi_B | \phi_A \rangle$, appelée facteur de forme, fait intervenir la fonction d'onde du nucléon transféré et contient toutes les informations relatives à la structure nucléaire.

Ainsi la procédure courante est, à partir de la réaction de diffusion élastique, de déterminer les potentiels optiques U_{Ap} en voie d'entrée et U_{Bd} en voie de sortie. Puis, il est possible de calculer les fonctions d'onde propres de ces deux potentiels χ_{Ap}^+ et χ_{Bd}^- . En utilisant un facteur de forme adapté, il est possible de déterminer l'amplitude de transition de la réaction de transfert.

Les calculs présentés dans ce manuscrit ont été réalisés avec une approximation DWBA en portée finie, c'est-à-dire $\vec{r}_{np} \neq \vec{0}$. De plus, étant donné que la réaction de diffusion élastique n'a pas été mesurée, les potentiels optiques utilisés en voie d'entrée et en voie de sortie sont des potentiels globaux (voir Annexe).

5.1.4 Section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{55}Ni

Le facteur spectroscopique est obtenu par le rapport entre la section efficace expérimentale et celle calculée à l'aide de l'approximation DWBA en utilisant le code FRESKO [74]. Le programme Fr2in [75] a permis de générer les potentiels optiques utilisés dans FRESKO (voir Annexe pour les paramètres de ce potentiel). Le facteur de forme est obtenu en considérant que l'ensemble des nucléons de valence du ^{56}Ni sont présents dans la couche $0f_{7/2}$. Le potentiel optique utilisé pour la voie de sortie prend en compte la cassure du deuteron par l'augmentation du terme imaginaire de volume (voir Annexe). On observe un très bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique (cf Fig. 5.12) pour les petits angles. De plus, le facteur spectroscopique obtenu est de l'ordre de 6.7 ± 0.4 en accord avec le facteur spectroscopique de 6.7 ± 0.7 trouvé par A. Sanetullaev et al. [73]. Notre distribution angulaire s'étend sur une gamme angulaire plus grande (cf Fig. 5.12).

On obtient un facteur spectroscopique de 0.045 ± 0.005 pour l'état $0p_{3/2}$ (cf Fig. 5.13) alors que A. Sanetullaev et al. [73] trouvent un facteur spectroscopique de 0.14 ± 0.03 . Cet état, ayant un facteur spectroscopique très petit par rapport à $2j+1$ (ici 4), ne peut être considéré comme un état de particules indépendantes.

Ainsi les résultats valident notre analyse et les étalonnages et normalisations réalisés pour la suite de l'analyse concernant la réaction de transfert de deux nucléons.

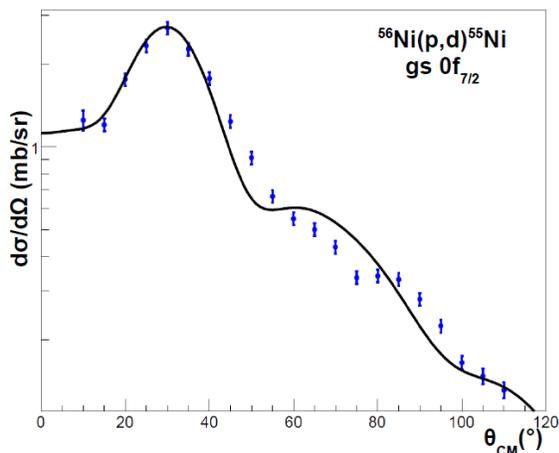


FIGURE 5.12 – Section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{55}Ni . La courbe noire est la distribution issue de calculs avec l'approximation DWBA.

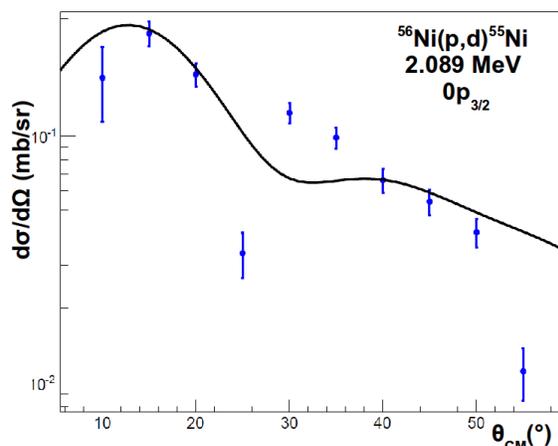


FIGURE 5.13 – Section efficace différentielle de transfert vers l'état 1^+ du ^{55}Ni . La courbe noire est la distribution issue de calculs avec l'approximation DWBA.

5.2 Réaction de transfert d'une paire np : $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$

Cette réaction permet d'étudier l'appariement np isovectoriel et isoscalaire selon l'état peuplé du ^{54}Co . La section efficace de transfert de deux nucléons est beaucoup plus faible que celle du transfert d'un nucléon. Les calibrations utilisées sont les mêmes que celles pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ exceptée celles pour les CsI qui dépendent de la particule détectée. Cependant, du fait de la plus faible statistique, l'interprétation des résultats devient plus complexe. De la même manière que dans le paragraphe précédent, nous avons sélectionné les noyaux ^{56}Ni incidents et nous avons déterminé le canal de réaction en sélectionnant les noyaux d' ^3He dans la matrice d'identification de MUST2 afin d'obtenir les événements d'intérêt.

5.2.1 Ligne de cinématique et spectre en énergie d'excitation

La figure 5.14 montre les lignes de cinématique obtenues comparées aux lignes théoriques. On observe une plus grande densité d'événements à partir de la ligne théorique pour le fondamental. A droite de cette ligne, nous observons les contributions du fond. Comme nous utilisons une cible épaisse (7 mg.cm^{-2}) et comme nous n'avons pas utilisé d'identification à 0 degré, il est difficile d'identifier les différents états.

Lorsque l'on reconstruit le spectre en énergie d'excitation (cf Fig. 5.15), on observe un pic centré sur -59 keV qui correspond à l'état fondamental. En revanche l'état $1^+, T=0$ semble faiblement peuplé. Les états d'énergie plus élevée sont quant à eux largement peuplés par notre réaction (pic autour de 3 MeV). Lorsque l'on effectue le spectre en énergie d'excitation obtenu avec la cible de carbone de 2.8 mg.cm^{-2} avec les mêmes conditions (cf Fig. 5.16), on observe que la contribution du fond carbone est uniforme. Ainsi on a soustrait une valeur constante du spectre en énergie d'excitation.

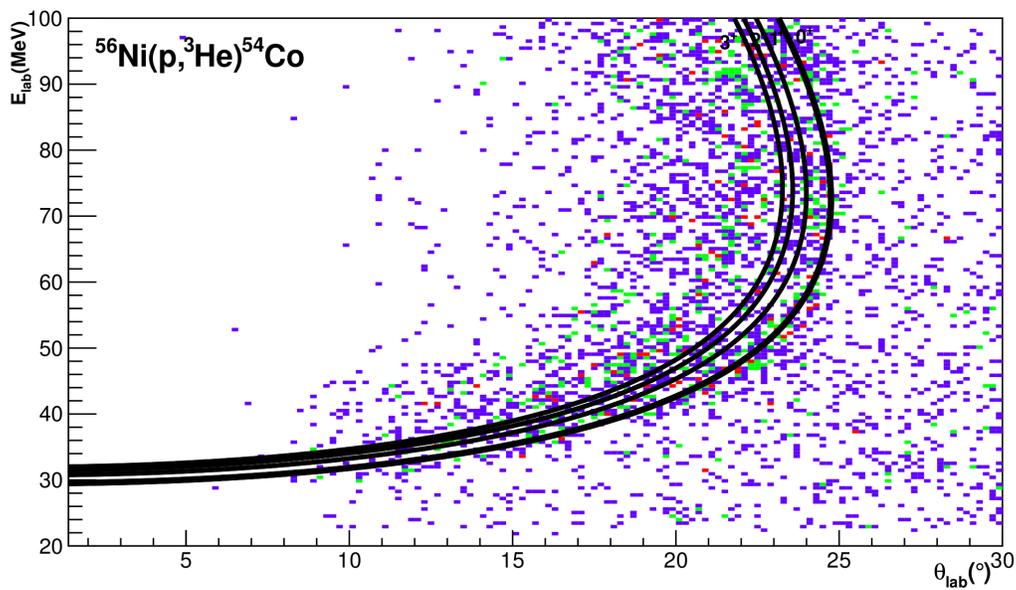


FIGURE 5.14 – *Ligne de cinématique pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$*

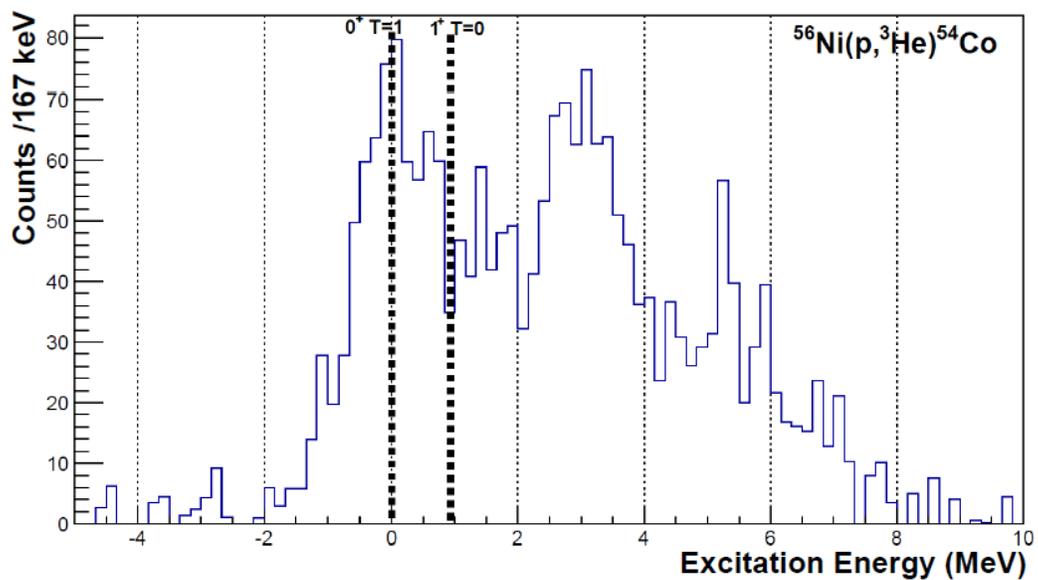


FIGURE 5.15 – *Spectre en énergie d'excitation du ^{54}Co . L'état fondamental 0^+ ainsi que l'état 1^+ sont repérés par des lignes en pointillé.*

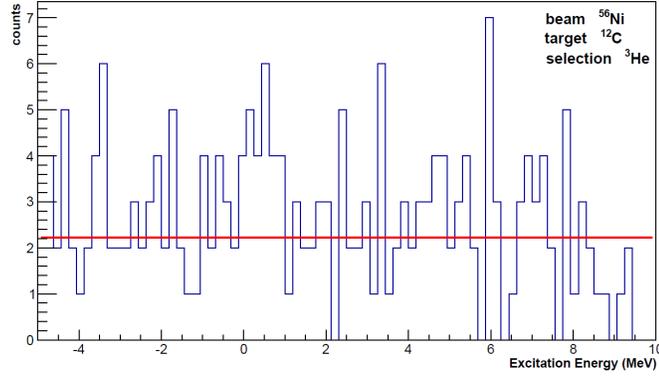


FIGURE 5.16 – Spectre en énergie d'excitation en utilisant un cible de carbone de 2.8 mg.cm^{-2} avec une sélection sur le faisceau et l'éjectile léger.

5.2.2 Transfert vers l'état fondamental $0^+, T=1$ du ^{54}Co .

De la même manière que pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$, nous pouvons effectuer un ajustement du spectre en énergie d'excitation en prenant comme largeur de gaussienne le sigma du fit de l'état fondamental. L'ajustement de l'état fondamental est correct, nous avons estimé la largeur à 1.2 MeV et la population de cet état à 582 événements.

Contribution de l'état isomère

Dans le schéma de niveau du ^{54}Co (cf Fig. 5.19), on peut observer un état isomère 7^+ à 197 keV avec une durée de vie de 1.48 min. Cet isomère décroît par désintégration β^+ vers le ^{54}Fe . Etant donné le spin assez élevé de cet état, il ne devrait être que peu peuplé par la réaction de transfert $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$. En effet, la Q-value pour cette réaction permet seulement de peupler des états tels que $L < |q.R|$ soit $L < 4$, q la différence entre l'impulsion initiale et l'impulsion d' ^3He et $R=R_0.A^{1/3}$ ($R_0=1.25\text{fm}$) le rayon du ^{54}Co .

Section efficace différentielle pour le transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co

En utilisant la même procédure que pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$, nous avons extrait la section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co (cf Fig. 5.18). Nous pouvons remarquer que le transfert de la paire np peut être simultané ou séquentiel. Dans ce cas, il est nécessaire de faire une approximation DWBA de second ordre en utilisant le facteur de forme $\langle \phi_{55\text{Ni}} | \phi_{56\text{Ni}} \rangle$ pour le transfert direct mais aussi les facteurs de forme $\langle \phi_{55\text{Ni}} | \phi_{56\text{Ni}} \rangle$ et $\langle \phi_{54\text{Co}} | \phi_{55\text{Ni}} \rangle$ et également $\langle \phi_{55\text{Co}} | \phi_{56\text{Ni}} \rangle$ et $\langle \phi_{54\text{Co}} | \phi_{55\text{Co}} \rangle$ pour le transfert séquentiel. Sur la figure 5.18, on peut observer les différents courbes théoriques

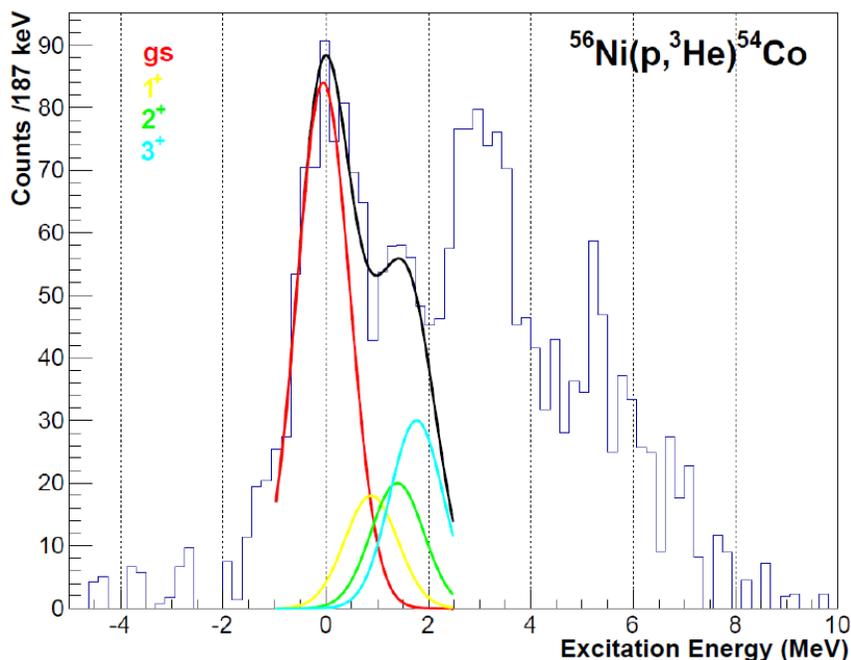


FIGURE 5.17 – Spectre en énergie d'excitation pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$. Les paramètres de l'ajustement sont issues du fit de l'état fondamental. Les amplitudes ne sont pas fixées pour les gaussiennes des états excités.

issues des calculs effectués avec le code FRESCO [74] en utilisant l'approximation DWBA. Le programme FR2IN a permis de générer les potentiels optiques d'entrée et de sortie utilisés dans FRESCO [74].

La courbe en pointillé est la courbe théorique dans le cas où le transfert est uniquement direct, la courbe rouge dans le cas où il est uniquement séquentiel et la courbe noire dans le cas où les deux mécanismes, direct et séquentiel, sont pris en compte. Les facteurs de forme utilisés (cf Fig. 5.18) ont été calculés par T. Suzuki et H. Sagawa utilisant l'interaction GXPF1J (calcul ne considérant que les couches fp).

On remarque que pour $\theta_{CM} > 45^\circ$, la forme de la distribution diffère de manière assez importante des calculs. Cela ne provient probablement pas d'une déficience du calcul. En effet, lorsque l'on regarde la ligne de cinématique, on constate que ces événements proviennent d' ^3He émis à une énergie supérieure à 50 MeV. Comme il a déjà été mentionné dans le paragraphe 4.2.2, l'énergie perdue dans le DSSD de MUST2 est si faible que la calibration du CsI devient beaucoup plus difficile. De plus, il n'est pas facile de "redresser" avec précision la ligne de cinématique de la réaction $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$ comme il a été fait pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p, d)^{55}\text{Ni}$ car la statistique obtenue est beaucoup plus faible.

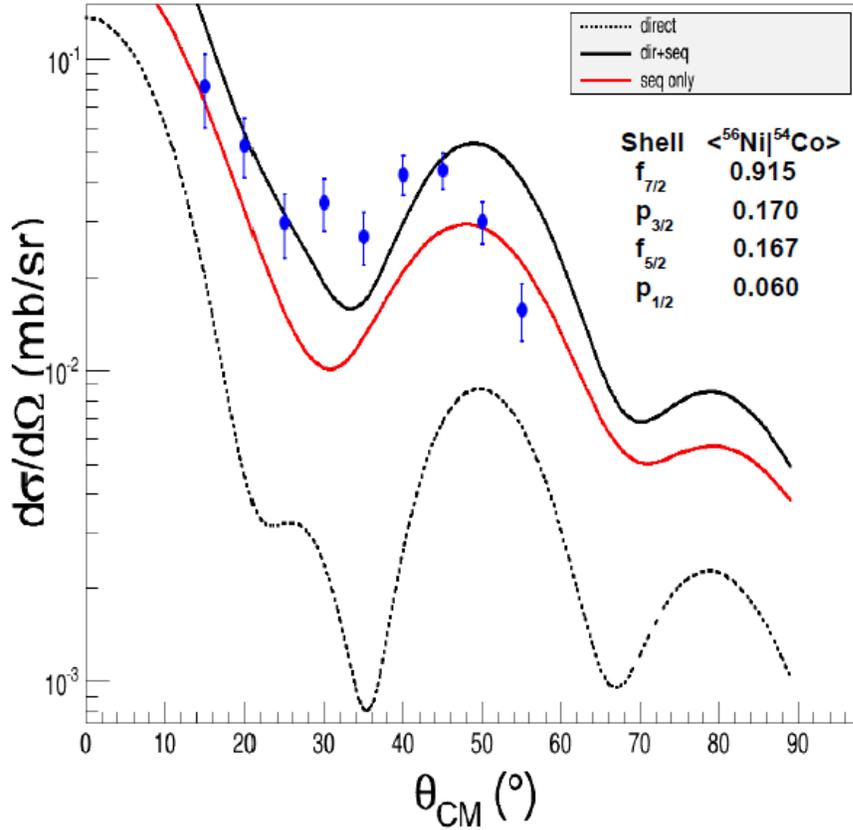


FIGURE 5.18 – Section efficace différentielle pour le transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co . Les points expérimentaux sont en bleus. La courbe en pointillé est issu du calcul considérant uniquement un transfert direct. Les résultats du calcul considérant uniquement un transfert séquentiel sont représentés par la courbe rouge. La courbe noire représente les résultats issu du calcul prenant ne compte à la fois du transfert direct et du transfert séquentiel. Les facteurs de forme utilisés ont été calculés avec l'interaction *GXPF1J* par T. Suzuki et H. Sagawa.

Ajustement libre du spectre en énergie d'excitation pour les états excités

L'ajustement du spectre en énergie d'excitation présenté en figure 5.17 est le meilleur réalisé sans contrainte particulière sur les amplitudes des gaussiennes pour les états excités. Cependant, du fait de la résolution en énergie ainsi que de la densité d'états excités, il y a beaucoup de paramètres libres. Il est nécessaire d'utiliser les spectres γ afin de contraindre les amplitudes relatives des différentes gaussiennes pour les états excités et de permettre une détermination de la population des états excités plus fiable.

5.2.3 Spectres γ après correction Doppler

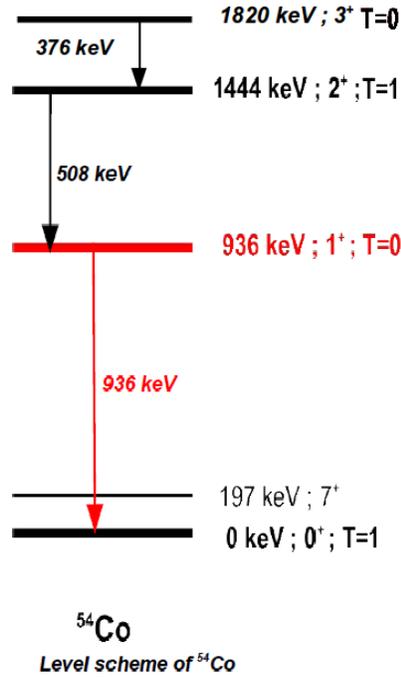


FIGURE 5.19 – Schéma de niveaux du ^{54}Co

Le spectre γ après correction Doppler et en coïncidence avec les noyaux de ^3He détectés par MUST2 est présenté sur la figure 5.20. Les photons γ issus des transitions entre les états excités du ^{54}Co (cf Fig. 5.19) sont bien identifiés sur le spectre. On observe sur la figure 5.21, le spectre γ obtenu avec la cible de carbone équivalente. On ne voit pas de pics correspondants aux transitions étudiées du ^{54}Co .

On considère que le résidu lourd se désexcite et émet des photons γ instantanément. Cependant ce résidu lourd à une certaine vitesse avec $\beta = \frac{v}{c} = 0.246$ avec v la vitesse du résidu lourd et c la célérité de la lumière. D’après la théorie de la relativité restreinte, le résidu lourd n’étant pas à l’arrêt, la distribution des photons γ ne sera pas isotrope dans le référentiel du laboratoire du fait du boost de Lorentz.

D’après [76], le passage des angles d’émissions des photons γ dans le référentiel laboratoire (θ_{lab}) aux angles d’émission des photons dans le référentiel du noyau (θ_{nuc}) s’effectue selon :

$$\cos(\theta_{lab}) = \frac{\cos(\theta_{nuc}) + \beta}{1 + \beta \cos(\theta_{nuc})} \quad (5.18)$$

5.2. Réaction de transfert d'une paire np : $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$

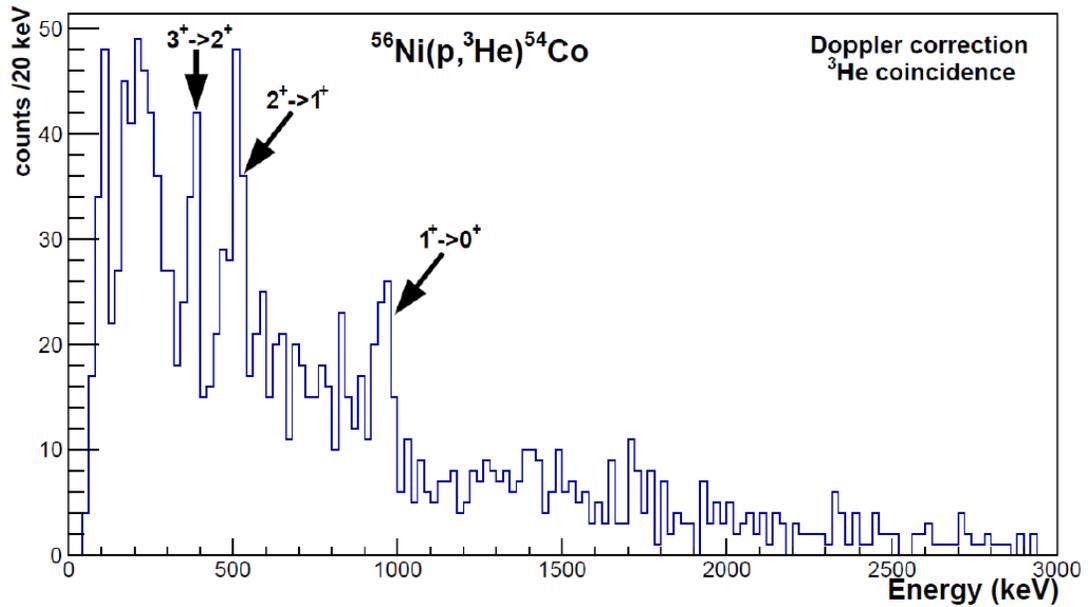


FIGURE 5.20 – Spectre γ après correction Doppler et en coïncidence avec les noyaux ^3He détectés par MUST2

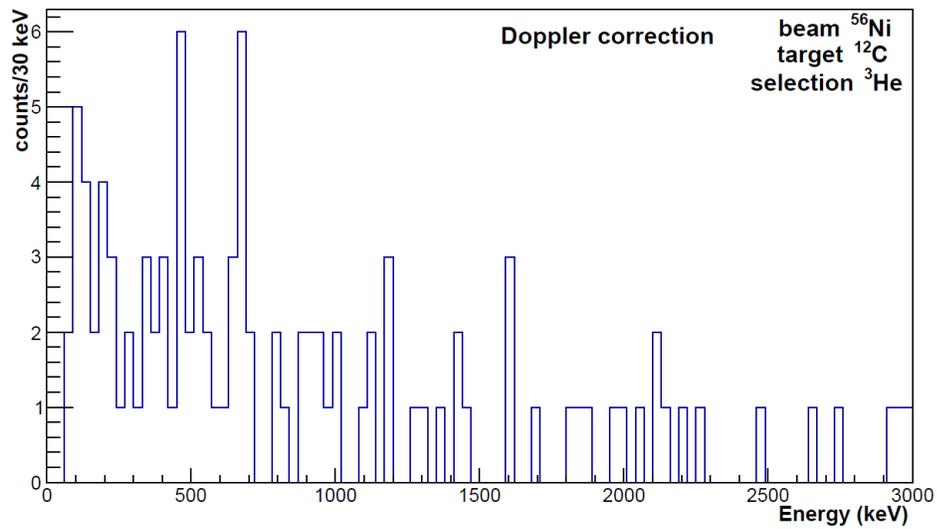


FIGURE 5.21 – Spectre γ après correction Doppler et en coïncidence avec les noyaux ^3He détectés par MUST2 pour les runs utilisant la cible de carbone.

Ainsi la relation entre l'angle solide dans le référentiel du laboratoire $d\Omega_{lab}$ et celui dans le référentiel du noyau $d\Omega_{nuc}$ peut s'écrire :

$$d\Omega_{lab} = \frac{1 - \beta^2}{(1 + \beta \cos(\theta_{nuc}))^2} d\Omega_{nuc} \quad (5.19)$$

Or si l'on considère $W_{lab}(\theta_{lab})$ et $W_{nuc}(\theta_{nuc})$ les distributions angulaires des photons respectivement dans le référentiel du laboratoire et dans celui du référentiel du résidu lourd, on doit avoir :

$$\int_{4\pi} W_{lab}(\theta_{lab}) d\Omega_{lab} = \int_{4\pi} W_{nuc}(\theta_{nuc}) d\Omega_{nuc} \quad (5.20)$$

On obtient alors la relation :

$$W_{lab}(\theta_{lab}) = W_{nuc}(\theta_{nuc}) \frac{d\Omega_{nuc}}{d\Omega_{lab}} \quad (5.21)$$

$$= W_{nuc}(\theta_{nuc}) \frac{(1 + \beta \cos(\theta_{nuc}))^2}{1 - \beta^2} \quad (5.22)$$

Le calcul de l'efficacité s'est effectué avec une source de ^{152}Eu en considérant un rayonnement isotropique mais dans le cas du résidu lourd se désexcitant on observe sur la figure 5.22 que la distribution n'est plus isotrope et est plus importante aux angles avants. De plus, dans ce cas EXOGAM détectant des photons entre 58.6° et 121.4° dans le référentiel laboratoire devrait détecter 7% de photons en plus que dans le cas isotropique.

Etant donné que les photons γ sont issus d'une réaction et non d'une source, l'émission n'est plus isotrope et il convient de regarder la distribution angulaire des photons γ selon les transitions (cf Fig. 5.19). Les transitions entre l'état 1^+ et l'état 0^+ , entre l'état 2^+ et l'état 1^+ , entre l'état 3^+ et l'état 2^+ sont toutes des transitions M1. Dans le cas de la transition entre l'état 1^+ et l'état 0^+ avec Δ_{m_j} la différence de projection de J entre l'état 1^+ et l'état fondamental du ^{54}Co , les photons issus de cette transition ayant $\Delta_{m_j} = \pm 1$ auront pour distribution angulaire $\frac{1 + \cos(\theta_{lab})^2}{2}$ alors que les photons issus de cette transition ayant $\Delta_{m_j} = 0$ auront pour distribution angulaire $\sin(\theta_{lab})^2$. Nous ne connaissons pas la projection de J de l'état 1^+ peuplé ainsi en supposant une proportion identique de transitions avec $\Delta_{m_j} = 1$, $\Delta_{m_j} = 0$, $\Delta_{m_j} = -1$, nous obtenons alors pour distribution des transitions M1 :

$$W_{lab}(M1)(\theta_{lab}) = 1/3(\sin(\theta_{lab})^2 + 2\frac{1 + \cos(\theta_{lab})^2}{2}) \quad (5.23)$$

$$= 2/3 \quad (5.24)$$

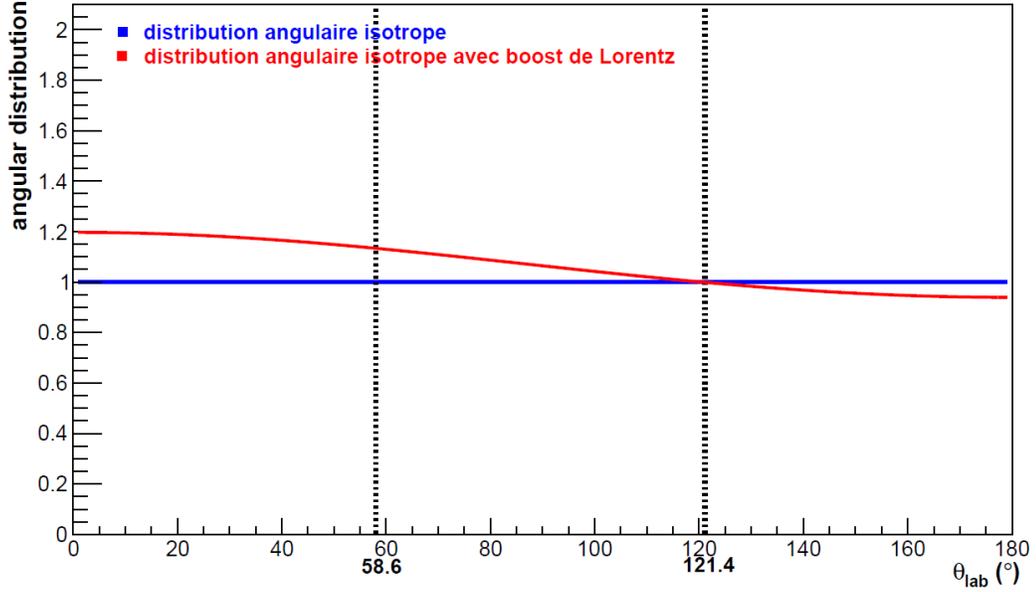


FIGURE 5.22 – *Distribution angulaire des photons émis. En bleu le cas où la distribution est isotrope et en rouge la distribution dans le référentiel du laboratoire avec $\beta=0.246$. Les lignes en pointillés montrent la couverture angulaire de EXOGAM.*

Ainsi la distribution des transitions M1 est une distribution plate, nous devons prendre comme efficacité réelle ϵ_{reelle} :

$$\epsilon_{reelle} = 1.07 \cdot \epsilon(^{152}\text{Eu}) \quad (5.25)$$

5.2.4 Peuplement des états excités 1^+ , 2^+ et 3^+

La transition entre l'état 1^+ et l'état fondamental du ^{54}Co produit un photon γ ayant une énergie de 937 keV (cf Fig. 5.23). En mettant une condition sur l'énergie du photon γ détecté (autour de 937 keV) dans le spectre en énergie d'excitation et en sélectionnant l'éjectile léger détecté (^3He) (cf Fig. 5.24), on peut remarquer que la réaction de transfert peuple un ensemble d'états jusqu'à une énergie de 6 MeV qui décroissent par l'état 1^+ , T=0 à 937 keV.

Alors qu'il est aisé de réaliser l'ajustement de l'état fondamental 0^+ , il est plus difficile de déterminer celui de l'état 1^+ du fait de la résolution (prise comme similaire à celle de l'état fondamental) mais aussi de l'importante densité d'états. Pour résoudre ces difficultés, nous avons choisi de contraindre l'ajustement en fixant les centroïdes des gaus-

siennes à l'énergie connue des états, en prenant une largeur à mi-hauteur identique pour toutes les gaussiennes et déterminée à partir de l'ajustement de l'état fondamental. Les seuls degrés de liberté restants sont les amplitudes des gaussiennes. Pour connaître les différentes contributions des états excités, nous allons déterminer leur population à l'aide des photons γ émis en coïncidence. Nous pourrions ainsi contraindre les amplitudes de l'ajustement du spectre en énergie d'excitation.

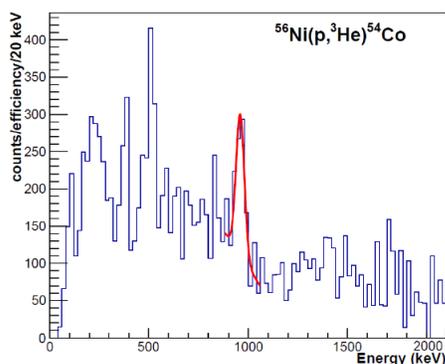


FIGURE 5.23 – Spectre γ après correction de l'efficacité et Doppler ainsi en coïncidence avec les ^3He détectés. Un fit est effectué sur le gamma issu de la transition $1^+ \rightarrow 0^+$.

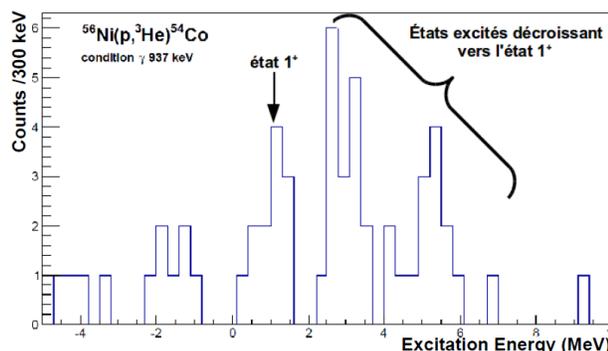


FIGURE 5.24 – Spectre en énergie d'excitation pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ en coïncidence avec les noyaux ^3He détectés par MUST2 et les photons γ de 937 keV

A l'aide du spectre γ en coïncidence avec les noyaux de ^3He détectés par MUST2, après prise en compte de l'efficacité et correction Doppler (cf Fig. 5.23), nous pouvons estimer le nombre de transitions entre les états. Cependant, il est nécessaire de mettre également une condition sur le spectre en énergie d'excitation de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ afin d'éviter d'obtenir des transitions qui soient dues à la décroissance issue d'états peuplés de plus hautes énergies (cf Fig. 5.24). Pour cela nous effectuons un spectre γ (cf Fig. 5.25) conditionné par une valeur maximale d'énergie d'excitation égale à 2.015 MeV (centroïde + sigma pour l'état 3^+) permettant d'obtenir 84.1% de la population de l'état 3^+ . Afin d'enlever au maximum le fond, une borne inférieure sur l'énergie d'excitation a été mise à -2 MeV (cf Fig. 5.25).

Afin de déterminer le nombre de coups dans les différents pics correspondant aux transitions d'intérêt, des ajustements du spectre γ (cf Fig. 5.25) ont localement été réalisés à partir d'une gaussienne au dessus d'un fond donné par un polynôme d'ordre 1. En prenant en compte à la fois les rapports d'embranchements ainsi que la coupure effectuée pour l'état 3^+ (84.1%) et la population obtenue pour l'état fondamental, nous avons obtenu les différentes populations des états (encadrées en vert sur la figure 5.26).

5.2. Réaction de transfert d'une paire np : $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$

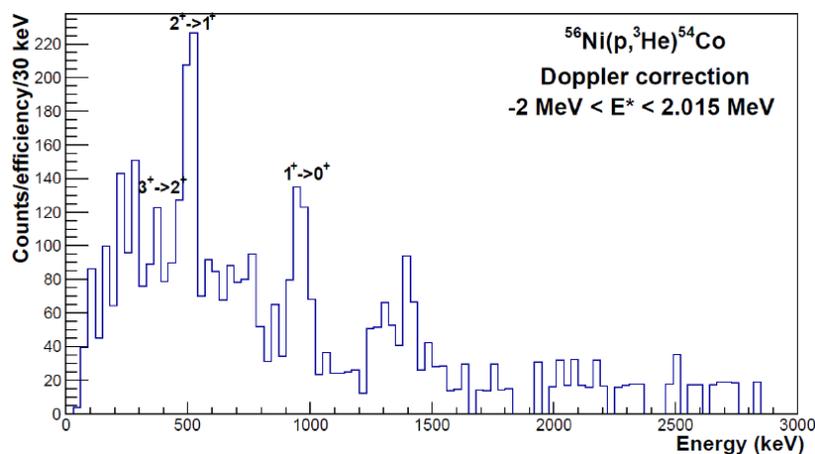


FIGURE 5.25 – Spectre γ après correction de l'efficacité et correction Doppler ainsi qu'en coïncidence avec les noyaux ^3He détectés par MUST2 et avec une énergie d'excitation comprise entre -2 MeV et 2.015 MeV

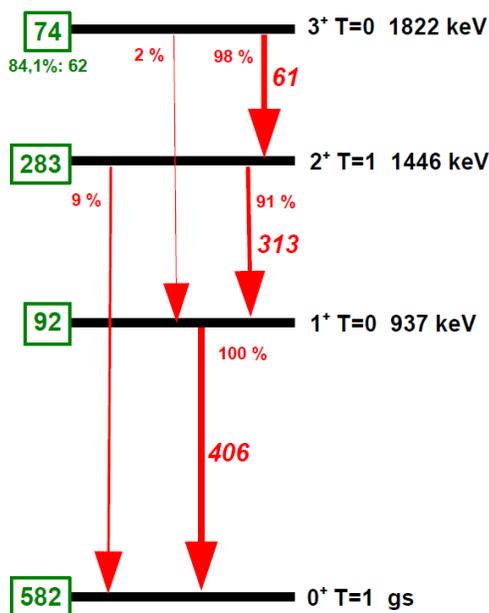


FIGURE 5.26 – Schéma de niveaux du ^{54}Co avec les différentes transitions. Le nombre de photons γ pour les données prises en compte est donné en italique rouge. Le nombre en vert à gauche de chaque état est la population issue de la réaction de transfert.

En contraignant les différentes amplitudes à l'aide des populations des états obtenues en considérant l'erreur statistique, on obtient un très bon ajustement du spectre en énergie d'excitation pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$.

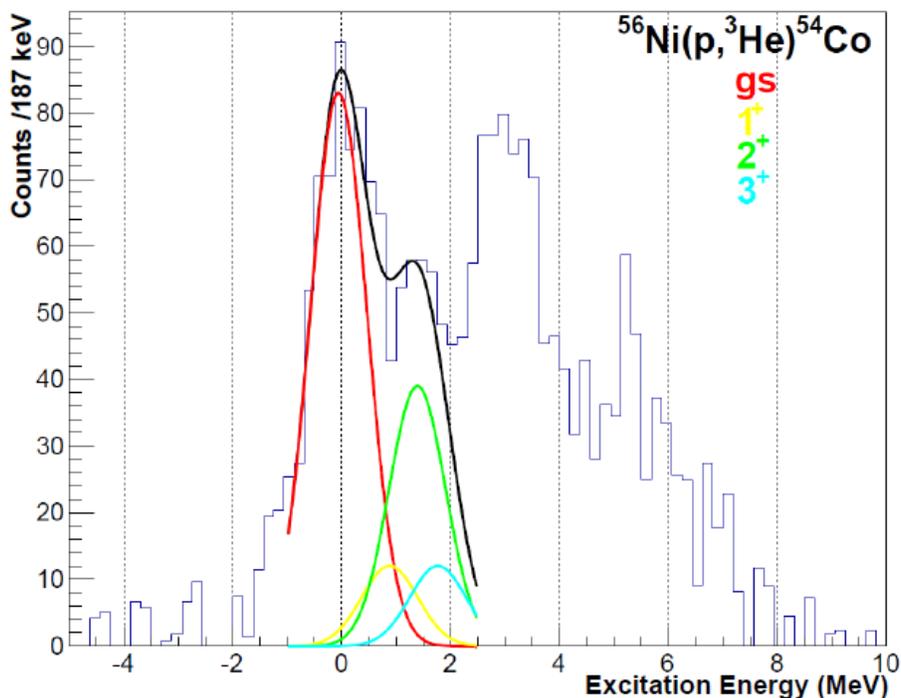


FIGURE 5.27 – Spectre en énergie d'excitation pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$. L'ajustement est obtenu à partir de contraintes sur l'amplitude des gaussiennes obtenues à l'aide du spectre γ

Il est très difficile d'extraire la section efficace différentielle de transfert de l'état fondamental du ^{56}Ni vers l'état 1^+ du ^{54}Co . En effet, le rapport de population entre l'état fondamental et l'état 1^+ est valable pour l'ensemble des angles. Or pour une gamme angulaire donnée, ce rapport n'est plus forcément valable et ainsi il est nécessaire d'examiner le spectre γ et d'en déduire le peuplement des états pour une gamme angulaire donnée. Cependant, dans ce cas, nous n'avons pas assez de statistique et il est très difficile de distinguer les pics du fond. Ainsi nous préférons uniquement effectuer la distribution angulaire pour le transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co et effectuer le rapport de la section efficace intégrée de transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co avec la section efficace intégrée de transfert vers l'état 1^+ du ^{54}Co . Néanmoins, l'analyse de la réaction $^{56}\text{Ni}(d, \alpha)^{54}\text{Co}$ permettra certainement d'extraire cette section efficace différentielle du fait de la sélectivité de cette réaction.

5.2.5 Rapport de sections efficaces intégrées et intensité relative de l'appariement np

Dans le cas d'un mécanisme de transfert direct de paire np, la section efficace de transfert d'une paire np est liée au nombre de paires np présentes dans le noyau et ainsi est un indicateur de l'appariement np dans ce noyau. En effectuant le rapport de la section efficace de transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co sur la section efficace de transfert vers l'état 1^+ du ^{54}Co , nous obtenons l'intensité relative entre l'appariement np isovectoriel et l'appariement np isoscalaire.

Ainsi nous obtenons un rapport $\frac{\sigma(0^+)}{\sigma(1^+)} = 6.3_{-0.8}^{+2.8}$. Les erreurs sont calculées à partir de la propagation des erreurs sur le décompte des photons gamma. La borne inférieure est obtenue en considérant le cas optimal pour le peuplement du premier état excité. Lorsque l'on complète la figure issue de l'article de A.O. Macchiavelli [26] avec notre résultat expérimental (cf Fig. 5.28) on constate que l'appariement isovectoriel est très prédominant par rapport à l'appariement isoscalaire. Cela peut s'expliquer par l'impact de l'interaction spin-orbite plus important pour les noyaux de la couche $0f_{7/2}$ que pour les noyaux de la couche sd [30, 32, 34].

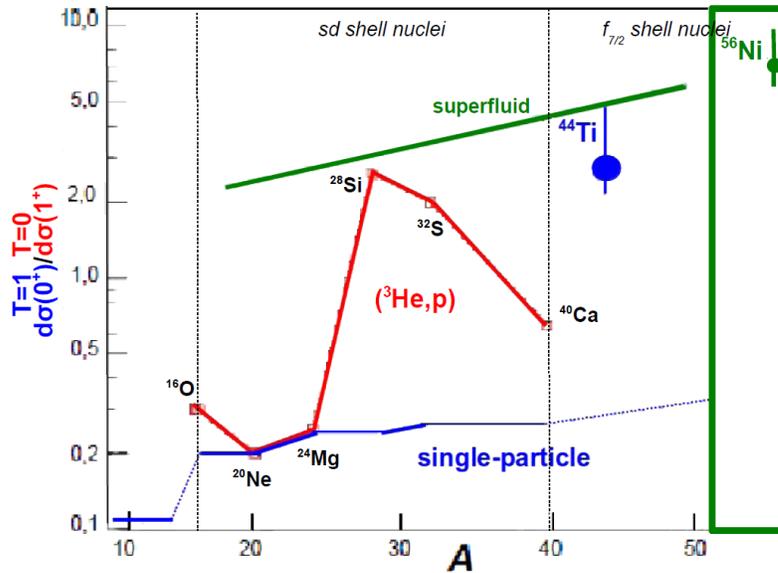


FIGURE 5.28 – Systématique du rapport de la section efficace du transfert vers l'état 0^+ du noyau impair-impair par la section efficace de transfert vers l'état 1^+ . La ligne bleu représente le cas sans appariement. La ligne verte représente le cas où l'appariement isovectoriel est superfluide [26]. On a ajouté notre résultat pour le ^{56}Ni .

5.3 Conclusion de l'étude de l'appariement np par réactions de transfert

Dans ce chapitre, nous avons d'abord étudié la réaction de transfert d'un nucléon $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ en comparant les résultats obtenus avec ceux obtenus par A. Sanetullaev et al. [73]. Nous avons pu obtenir des lignes de cinématiques et un spectre en énergie d'excitation pour cette réaction en bon accord avec la littérature. De plus en utilisant des calculs FRESKO (voir Annexe) avec l'approximation DWBA et avec l'hypothèse pour le facteur de forme que l'ensemble des nucléons de valence soit dans la couches $0f_{7/2}$, nous avons obtenu la section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{55}Ni . Cette distribution ainsi que le facteur spectroscopique de l'ordre de 6.7 ± 0.4 sont tout à fait cohérent avec ceux obtenus par A. Sanetullaev et al. [73]. Cette comparaison permet de valider notre analyse et notre calibration.

Le spectre en énergie d'excitation ainsi que les lignes de cinématique obtenus pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ sont moins nets que pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ car il s'agit d'un double transfert. Cependant, les photons γ issus des transitions entre les différents états excités du ^{54}Co sont bien observés dans le spectre γ corrigé de l'efficacité et de l'effet Doppler. A partir de ce spectre, il est possible de déterminer le peuplement des états excités jusque l'état 3^+ du ^{54}Co et ainsi de contraindre l'ajustement à l'aide de gaussienne du spectre en énergie d'excitation. Nous avons la section efficace différentielle du transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co qui est assez cohérente avec la distribution angulaire théorique obtenue avec un calcul utilisant l'approximation DWBA pour un transfert séquentiel et simultané. Le peuplement des états excités à partir des photons γ est très difficile à obtenir pour une faible gamme angulaire du fait de la faible statistique.

Le rapport de la section efficace intégrée du transfert d'une paire isovectorielle vers l'état fondamental sur la section efficace intégrée du transfert d'une paire isoscalaire vers l'état 1^+ permet, en considérant uniquement le transfert direct, d'obtenir une information sur l'intensité relative de l'appariement isovectoriel et de l'appariement isoscalaire. Expérimentalement nous avons obtenu pour le noyau ^{56}Ni , un rapport $\frac{\sigma(0^+)}{\sigma(1^+)} = 6.3^{+2.8}_{-0.8}$ (cf Fig. 5.28). Nous pouvons alors constater que l'appariement isovectoriel est beaucoup plus important que l'appariement isoscalaire. Comme cela a été développé dans le paragraphe 2.3, l'appariement isovectoriel est attendu dominant dans les noyaux $N=Z$ de la couche $0f_{7/2}$ du fait de l'interaction spin-orbite [30, 32, 34].

Cependant seule l'étude supplémentaire de la réaction $^{56}\text{Ni}(d,\alpha)^{54}\text{Co}$ permettra d'effectuer une analyse exclusive de l'appariement isoscalaire et donc permettra d'obtenir un spectre gamma et un spectre en énergie d'excitation plus net. Le peuplement des différents états donnera une première information sur le mécanisme de réaction selon le peuplement

5.3. Conclusion de l'étude de l'appariement np par réactions de transfert

ou non de l'état fondamental. De plus, cette réaction devrait peupler l'état isomère et normalement pas l'état fondamental ainsi il sera possible de déduire la contribution réelle de l'état isomère au pic correspondant à l'état fondamental dans le spectre en énergie d'excitation. De plus, la réaction $^{52}\text{Fe}(p,^3\text{He})^{50}\text{Mn}$ permettra l'observation de l'intensité de l'appariement en fonction de l'occupation de la couche $0f_{7/2}$. On s'attend à ce que l'appariement soit plus important dans une couche partiellement occupée que totalement occupée.

Chapitre 6

R&D pour le projet GASPARD

6.1 Le futur détecteur GASPARD pour l'étude de la structure des noyaux exotiques

La nouvelle génération d'installations de faisceaux radioactifs comme par exemple SPES ou HIE-ISOLDE produiront des noyaux à partir des fragments de fission de l'Uranium (méthode ISOL). Ces noyaux auront une densité de niveaux d'énergie très importante ne pouvant être discriminés dans les mesures de réactions directes que par la mesure de coïncidences γ -particule.

Actuellement pour essayer de réaliser ces mesures en coïncidences, nous utilisons généralement un ensemble de différents détecteurs indépendants l'un pour les particules chargées, l'autre pour les rayons γ comme les détecteurs MUST2 avec EXOGAM. Cependant, ces assemblages n'ont pas été conçus pour réaliser de façon optimale des mesures de coïncidences particule- γ . En effet, ces montages limitent la proximité du détecteur de rayons γ avec la cible et en plus les détecteurs de particules chargées, du fait entre autre de la conception de leur électronique, ne sont pas transparents aux rayons γ .

Ainsi des projets de détecteurs silicium 4π intégrables aux détecteurs de rayons γ comme PARIS [77] ou AGATA [78], et transparents autant que possible aux rayons γ ont vu le jour. Différents projets ont été élaborés en Europe dont le projet TRACE (TRacking Array for light Charged particle Ejectiles) [79] par INFN (Italie), le projet HYDE (HYbrid DETector array) [80] par l'Université de Huelva et le projet GASPARD (Gamma Spectroscopy and PARTicle Detection) [81] par l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. La collaboration GASPARD-HYDE-TRACE (GHT) a été créée afin de faciliter la synergie des recherches de R&D des différents projets. Nous allons nous intéresser principalement au projet GASPARD.

Nous pouvons voir sur la figure 6.1 que GASPARD sera composé de différents étages de détecteur Silicium à pistes DSSD (Double-side Silicon Strip Detector) de différentes épaisseurs et formes (cf Tab. 6.1) : deux couronnes de DSSD trapèzes à l'avant (3 couches) et à l'arrière (2 couches) ainsi qu'une couronne de DSSD carrés à 90°.

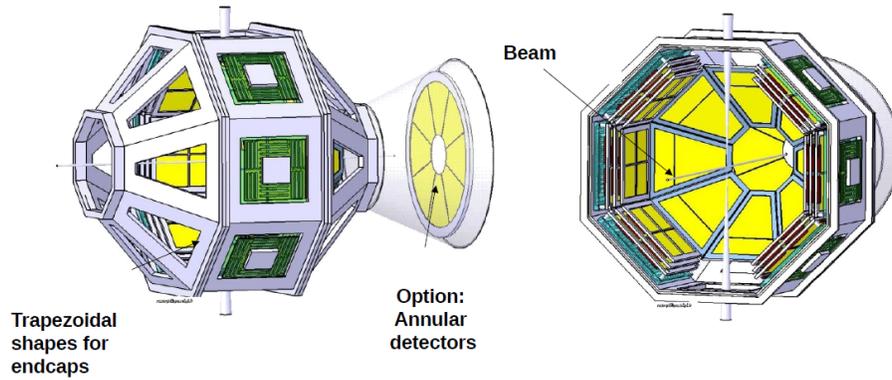


FIGURE 6.1 – Schéma du futur détecteur GASPARD avec CHyMENE et un détecteur annulaire.

	face avant	milieu	face avant
forme	trapèze	carré	trapèze
nombre d'étages	3	3	2
épaisseur (µm)	500	500	500
	1500	1500	1500
	1500	1500	1500

TABLE 6.1 – Epaisseurs et formes des différents DSSD pour GASPARD.

De plus, GASPARD permettra d'intégrer tous types de cibles notamment CHyMENE (Cible d'Hydrogène Mince pour l'Etude des Noyaux Exotiques) permettant d'obtenir une cible mince d'hydrogène pur sans fenêtre. Cette cible d'hydrogène pur nous affranchira de la contamination par réaction sur le carbone des cibles polymères (CH_2 , CD_2). Elle limitera la dispersion en énergie dans la cible des produits de réaction car à nombre de protons égal la cible d'hydrogène pur est plus mince que la cible constituée d'un polymère. Il est donc indispensable que la géométrie de GASPARD soit adaptée à l'utilisation de CHyMENE.

GASPARD est un détecteur 4π , sa couverture angulaire est donc plus grande que celle de MUST2. D'après la simulation de la réaction $^{132}\text{Sn}(d,p)$ avec un faisceau de ^{132}Sn à 10A MeV (cf FIG. 6.2), MUST2 couvre les angles de 120° à 180° alors que pour GASPARD couvre les angles de 20° à 65° , de 70° à 110° , de 115° à 180° . La couverture angulaire pour cette réaction est quatre fois supérieure pour GASPARD que pour MUST2. De plus, EXOGAM a une efficacité de 10% à 1MeV en présence du détecteur TIARA mais PARIS et AGATA 4π auront une efficacité de 50% à 1 MeV d'après les simulations. Au final, le montage GASPARD+PARIS pourrait permettre de gagner un facteur 20 sur les coïncidences p- γ issues de la réaction $^{132}\text{Sn}(d,p)$ comparé au montage MUST2+EXOGAM.

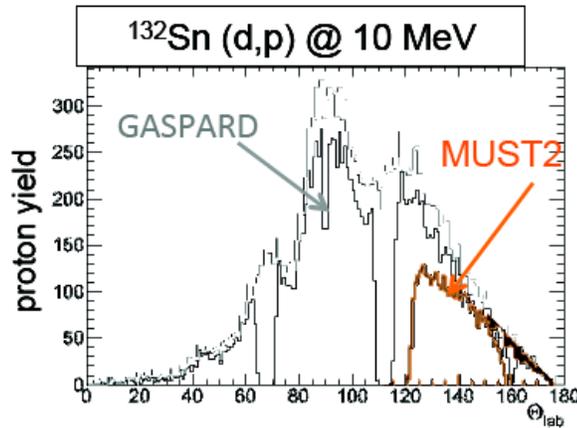


FIGURE 6.2 – Simulation de la réaction $^{132}\text{Sn}(d,p)$ dont nous voyons le nombre de protons détectés en fonction de l'angle. La couverture angulaire de MUST2 est en orange, celle de GASPARD en noir.

Les particules issues des réactions peuvent être identifiées de différentes façons selon leur énergie. En effet si celles-ci peuvent traverser les $500\ \mu\text{m}$ du premier étage de GASPARD alors il est possible de les discriminer à partir de l'énergie ΔE déposée dans le premier étage de GASPARD en fonction de l'énergie E déposée dans le second et dans le troisième étage comme dans MUST2. Si les particules ne traversent pas le premier étage alors généralement elles sont identifiées par temps de vol (Time Of Flight). Des simulations sont présentées sur les figures 6.3 et 6.4 montrant les matrices d'identification TOF- ΔE pour l'identification des particules légères ^3H et ^3He et ^4He et α .

La technique TOF vs E ne permet pas de discerner les particules ^3H des ^3He , ^6He des ^6Li pour des énergies inférieures à 7 MeV comme l'atteste la figure 6.3 car ces particules ont le même nombre de masse. Cette technique ne permet pas non plus de discriminer les particules ^3He des particules α (cf Fig. 6.4) du fait de la résolution en temps.

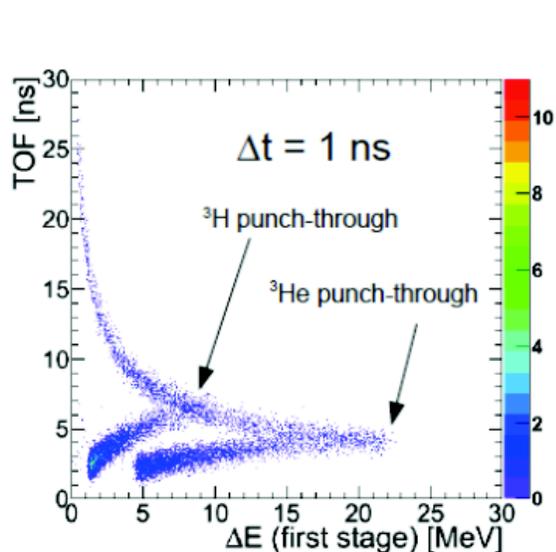


FIGURE 6.3 – Simulation de la discrimination ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$ par temps de vol en fonction de l'énergie dans le premier étage de GASPARD avec autant de ${}^3\text{H}$ que de ${}^3\text{He}$.

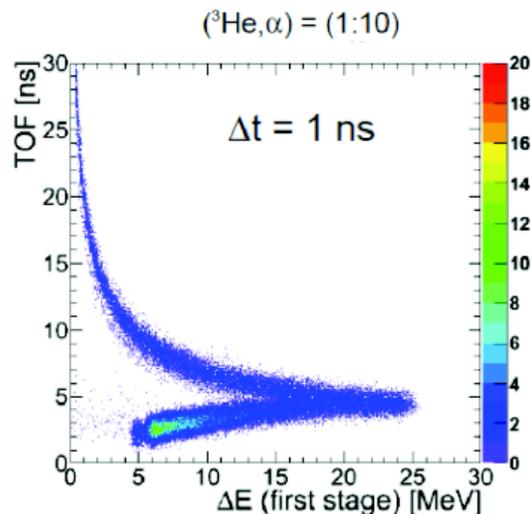


FIGURE 6.4 – Simulation de la discrimination ${}^3\text{He}/\alpha$ par temps de vol en fonction de l'énergie dans le premier étage de GASPARD avec une proportion de un ${}^3\text{He}$ pour dix particules α .

Nous avons décidé d'explorer une autre voie pour discriminer les noyaux ne traversant pas le premier étage de GASPARD, il s'agit de la discrimination par la forme des signaux PSA (Pulse Shape Analysis). Lorsqu'un noyau s'arrête dans un détecteur silicium, il génère la création de paires électron-trou. Tout d'abord, la dérive des électrons et des trous nous renseigne sur l'énergie initiale du noyau. Or d'après la formule de Bethe-Bloch, le profil du dépôt d'énergie dans le silicium est lié à l'énergie du noyau, à sa charge et à sa masse. Ainsi l'on va s'intéresser à la fois au signal de charge ainsi qu'à sa dérivée en fonction du temps (signal de courant). En utilisant différentes caractéristiques des signaux de charges et de courant (le temps de montée, le maximum, le temps au dessus d'un seuil,...), nous montrerons que nous pouvons discriminer les noyaux [82]. En effet, pour une même énergie des noyaux différents ont un parcours différent dans le détecteur et donc un signal différent.

Cette technique a déjà été utilisée par la collaboration FAZIA [83–86] mais pour des ions lourds et avec un détecteur silicium sans piste. M. Von Schmid et al. [87] ont étudié la PSA avec un détecteur silicium à micro-pistes et a identifié les noyaux en Z mais pas les isotopes. C'est pourquoi la collaboration GHT a développé un programme de R&D pour étudier la discrimination de noyaux légers par PSA.

6.2 Spécificités des détecteurs utilisés pour la discrimination par la forme des signaux

Un détecteur silicium est une jonction p-n où l'on va appliquer une tension (cf Fig. 6.5) afin de faire migrer les électrons vers la face N ohmique et les trous vers la face P jonction créant ainsi un espace au milieu du détecteur sans porteur de charge libre. La traversée par un noyau de la zone déplétée centrale engendre la création de paires électron-trou qui vont migrer respectivement vers la face N ohmique et la face P jonction créant les signaux de charge et de courant. On peut noter que généralement nous utilisons un détecteur en régime sur-déplété (cf Fig. 6.6) i.e. en utilisant une tension supérieure à la tension nécessaire pour que la zone de déplétion s'étende à toute la surface du détecteur et dans ce cas nous avons alors la valeur du champ en face N (F_{min}) proche de celle du champ de la face P (F_{max}). Couramment afin d'obtenir une bonne résolution en énergie et en temps nous faisons entrer les particules par la face jonction P car le champ électrique y est le plus élevé (cf Fig. 6.6) permettant aux porteurs de charges (électrons et trous) d'avoir une vitesse plus importante et donc un signal de charge montant plus rapidement.

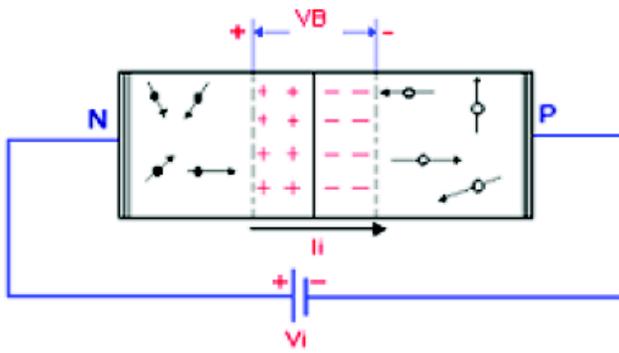


FIGURE 6.5 – Migration des porteurs de charge dû à la tension appliquée et création de la zone de déplétion centrale utilisée à la détection des noyaux [88].

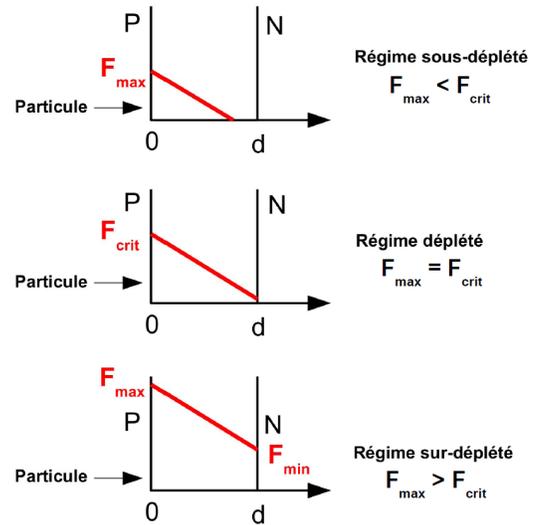


FIGURE 6.6 – Différents régimes selon le champ électrique appliqué.

6.2.1 Modèle de base pour le déplacement des porteurs de charge dans le détecteurs silicium

Afin de pouvoir étudier pleinement et de façon optimale la PSA, il est nécessaire de comprendre le transport des porteurs de charge dans le détecteur silicium. Tout d'abord il faut connaître la distribution des électrons et des trous créés le long du parcours du noyau dans le silicium puis leur comportement dans la zone de champ où ils se situent.

Nous rappelons que le champ électrique \vec{F} dans un détecteur silicium est le gradient d'un potentiel électrique ϕ dans le détecteur. Ainsi :

$$\vec{F} = -\nabla\phi \quad (6.1)$$

L'équation de Poisson peut s'écrire en utilisant σ densité de charge et ϵ la constante diélectrique du silicium soit $1,04 \cdot 10^{-14} \text{ F.m}^{-1}$:

$$\Delta\phi + \frac{\sigma}{\epsilon} = 0 \quad (6.2)$$

En résolvant cette équation nous obtenons une expression du potentiel électrique et donc du champ électrique. D'après Leroy et al. [89] nous pouvons établir de manière empirique la mobilité des porteurs de charge μ en fonction de la valeur du champ électrique F , de μ_0 la mobilité à champ nul égale à $480 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour les trous et $1350 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour les électrons, de v_s la vitesse de saturation de $1,05 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour l'électron et de 10^7 cm.s^{-1} pour les trous, de m égal à 1 pour les trous et 2 pour les électrons :

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{[1 + (\frac{\mu_0 F(x)}{v_s})^m]^{\frac{1}{m}}} \quad (6.3)$$

avec μ_0 la mobilité lorsque le champ est nul, v_s la vitesse de saturation, F la valeur du champ électrique et l'entier m dépendant de la nature des porteurs de charge considérés.

Maintenant il nous reste à connaître la distribution des porteurs de charges le long du passage du noyau dans le détecteur. Pour faciliter les calculs, on procède à une segmentation du parcours du noyau dans le détecteur en N tranches d'abscisse x_j ($j=1\dots N$). Afin de calculer le nombre de paires électron-trous créés lors du passage, il convient de connaître la perte d'énergie dans chaque tranche ΔE_j . Pour cela, nous utilisons le logiciel SRIM [90] basée sur la formule de Bethe-Bloch. Il faut 3,6 eV pour une paire électron-trou ainsi le nombre de paire par tranche N_j est :

$$N_j = \frac{\Delta E_j}{3.6} \quad (6.4)$$

6.2. Spécificités des détecteurs utilisés pour la discrimination par la forme des signaux

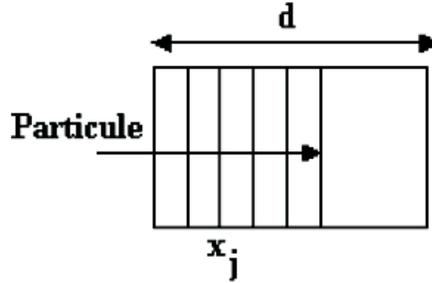


FIGURE 6.7 – Détecteur divisé en tranche le long du parcours du noyau [88].

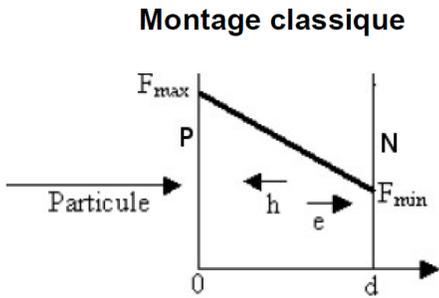


FIGURE 6.8 – Les particules arrivent par la face jonction (zone de champ fort) [88].

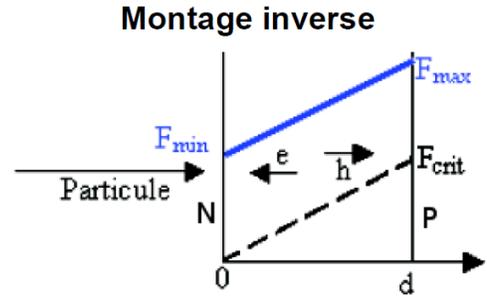


FIGURE 6.9 – Les particules arrivent par la face ohmique (zone de champ faible) [88].

Le champ F_{crit} correspondant à la déplétion totale peut s'écrire :

$$F_{crit} = \frac{d}{\epsilon\rho\mu} \quad (6.5)$$

avec d épaisseur du détecteur, ρ sa résistivité et μ est la mobilité des porteurs de charge.

Dans le cas où la particule arrive par la face jonction, montage appelé "montage classique" (cf Fig. 6.8), et s'arrête en x compris entre 0 et d alors le champ électrique $F(x)$ est égal à :

$$F(x) = F_{max} - \frac{x F_{crit}}{d} \quad (6.6)$$

avec F_{max} valeur maximale du champ égale à la somme de la tension appliquée et de la tension de déplétion sur l'épaisseur du détecteur

alors les vitesses des porteurs de charge deviennent :

$$v = (-1)^m \mu(x) F_{max} + (-1)^m \mu(x) \frac{x F_{crit}}{d} \quad (6.7)$$

Nous pouvons en déduire les courants issus des porteurs de charge :

$$i(t) = (-1)^m \left(\frac{qv}{d} \right) \quad (6.8)$$

Dans le cas où la particule arrive par la face ohmique, montage appelé "montage inverse" (cf Fig. 6.9), $F(x)$ est égal à :

$$F(x) = F_{min} + \frac{x F_{crit}}{d} \quad (6.9)$$

avec F_{min} valeur minimale du champ égale à la différence entre la tension appliquée et la tension de déplétion sur l'épaisseur du détecteur

alors les vitesses des porteurs de charge deviennent :

$$v = (-1)^{m+1} \mu(x) F_{min} + (-1)^{m+1} \mu(x) \frac{x F_{crit}}{d} \quad (6.10)$$

Alors nous pouvons en déduire les courants produits par porteurs de charge :

$$i(t) = (-1)^{m+1} \left(\frac{qv}{d} \right) \quad (6.11)$$

Connaissant ainsi l'expression des courants produits par les porteurs de charge, nous pouvons simuler les signaux que l'on devrait obtenir. D'après la thèse de H. Hamrita [88], dans le cas où le noyau arrive dans le détecteur par la face jonction (face P), en "montage standard", la durée du signal est dominée par le mouvement des électrons et donc est très rapide (cf Fig. 6.10). On peut constater que lorsque la particule arrive par la face ohmique (face N), en "montage inverse", la durée du signal est dominé par le mouvement des trous (cf Fig. 6.11).

Maintenant que nous pouvons simuler différents signaux de courant, nous pouvons les comparer avec des signaux expérimentaux en prenant en compte la constante de temps de relaxation du préamplificateur pour la partie décroissante du signal. Nous remarquons que le modèle de base reproduit bien les signaux expérimentaux pour des noyaux légers (cf Fig. 6.12) alors qu'avec des ions plus lourds à partir du carbone il y a un grand désaccord (cf Fig. 6.13). Le signal simulé décroît beaucoup plus rapidement que le signal expérimental car l'ion lourd lors de son passage dans le détecteur silicium va ioniser le milieu et ainsi écranter le champ électrique ralentissant le mouvement des porteurs de charge.

Notre étude porte sur la discrimination des noyaux légers à basse énergie donc ce modèle de base est suffisant pour décrire le comportement des porteurs de charge dans le détecteur DSSD.

6.2. Spécificités des détecteurs utilisés pour la discrimination par la forme des signaux

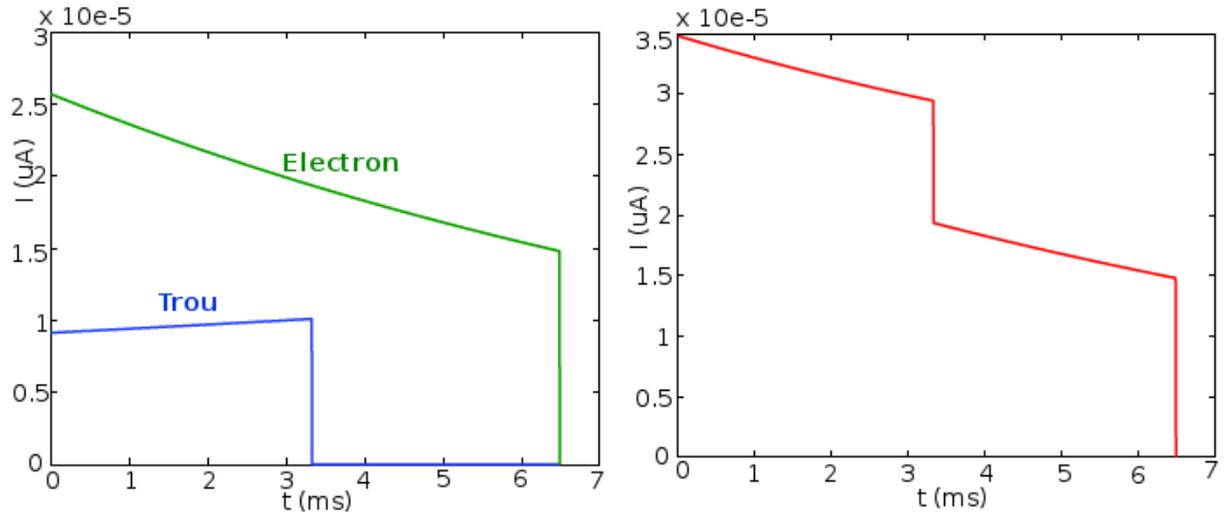


FIGURE 6.10 – (Gauche) Contributions des différents porteurs de charge au signal. (Droite) Signal résultant. Le mouvement des électrons domine le signal pour la face jonction en entrée [88].

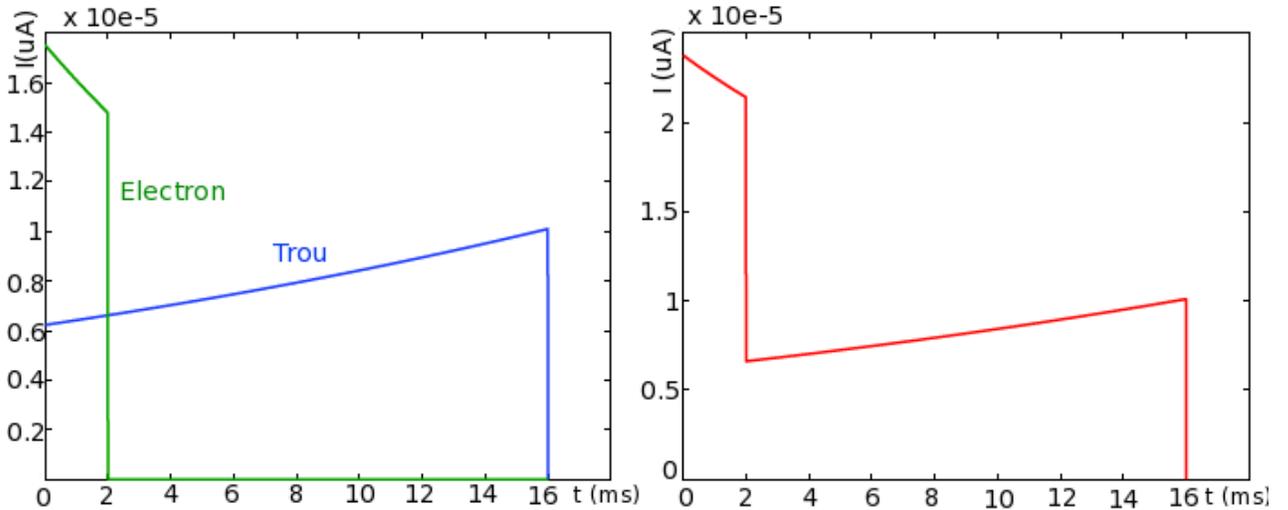


FIGURE 6.11 – (Gauche) Contributions des différents porteurs de charge au signal. (Droite) Signal résultant. Le mouvement des trous domine le signal résultant pour la face ohmique en entrée [88].

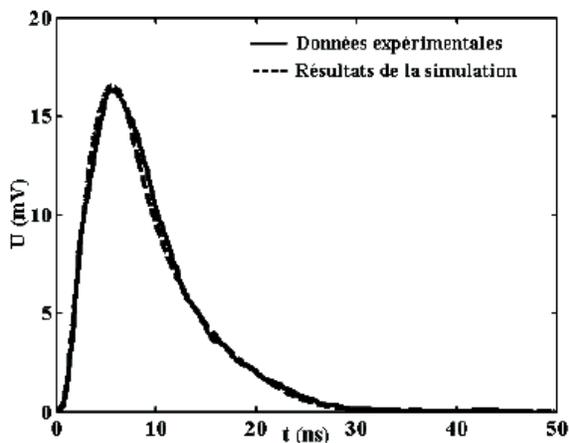


FIGURE 6.12 – *Signal expérimental et signal issu du modèle de base pour ^2H de 7 MeV [88].*

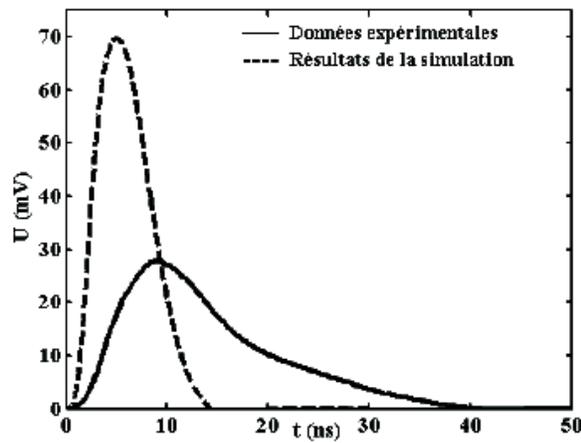


FIGURE 6.13 – *Signal expérimental et signal issu du modèle de base pour ^{12}C de 80 MeV [88].*

6.2.2 Caractéristique du détecteur silicium pour optimiser la discrimination des noyaux par la forme des signaux

Afin d'utiliser un détecteur dont les caractéristiques sont optimales pour la discrimination par PSA, nous nous sommes basés sur les études réalisées par la collaboration FAZIA qui utilise la PSA pour discriminer des noyaux plus lourds ([83–86], [91]). En effet, la collaboration FAZIA a effectué un travail de recherche sur les caractéristiques du détecteur afin d'optimiser la discrimination par PSA pour des noyaux de $Z > 2$ à 3.5A MeV. Von Schmid a réussi à discriminer par PSA les noyaux $Z=1$ et $Z=2$ en ne différenciant pas les isotopes et en utilisant un détecteur à micro-pistes ayant les caractéristiques requises [87]. Notre étude a porté sur la discrimination des noyaux $Z=1$ et $Z=2$ en différenciant les isotopes à basses énergies en utilisant un DSSD avec les caractéristiques requises et dont nous avons pu étudier les effets d'interpiste [92]. Nous allons regarder plus précisément les caractéristiques que doit avoir un détecteur pour optimiser la discrimination par PSA.

Utilisation du détecteur en montage inverse (face ohmique en entrée)

Comme nous l'on déjà vu au préalable (cf Fig. 6.10, 6.11), si nous utilisons un détecteur avec la face jonction en entrée, le signal est dominé par le mouvement des électrons. En effet, le champ le plus proche de la face P est le champ fort donc les trous vont se déplacer à plus grande vitesse. Les particules produisent des signaux similaires. La figure 6.14 présente à gauche le signal du proton (rouge) et celui de la particule alpha (bleu). Si la face d'entrée du détecteur est la face ohmique alors le signal est dominé par le

6.2. Spécificités des détecteurs utilisés pour la discrimination par la forme des signaux

mouvement des trous qui vont se déplacer beaucoup plus lentement que les électrons ainsi nous obtenons sur la figure 6.14 à droite une différence manifeste entre le signal du proton (rouge) et celui de la particule alpha (bleu). Pour la discrimination par PSA, il convient d'avoir des signaux les plus différents possibles. Nous devons utiliser un détecteur, face ohmique i.e. "monté en inverse" pour être dans les conditions optimales afin de réaliser la discrimination par la forme des signaux [82], [84,85], [93].

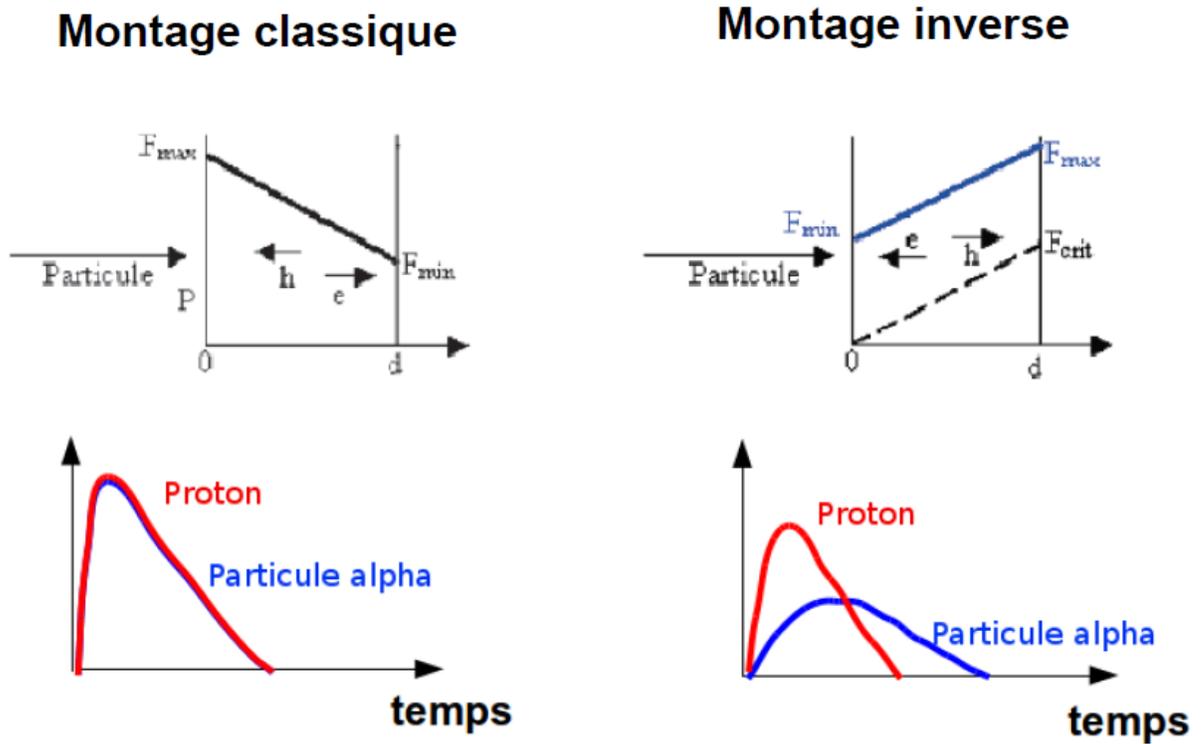


FIGURE 6.14 – A gauche, le détecteur est monté face jonction en entrée (montage classique), les signaux issus des protons et des particules α ne sont pas discernables. A droite, le détecteur est monté face ohmique en entrée (montage inverse), le signal issu du proton et celui issu de la particule α sont très différents.

Utilisation d'un détecteur silicium avec une résistivité homogène

La forme du signal issue du détecteur silicium est conditionnée en grande partie par le transport de charges dû au champ électrique. Or celui-ci dépend de la résistivité du détecteur silicium. Ainsi la discrimination par PSA va dépendre de l'homogénéité en résistivité du détecteur silicium (cf Fig. 6.16) [94]. Un détecteur silicium avec une résistivité non homogène ne permettra pas de réaliser une discrimination convenable par PSA. En effet, si la résistivité n'est pas la même alors le champ n'est pas le même et la migration des porteurs de charge issus de deux noyaux identiques à la même énergie ne sera pas la même, donc nous aurons des signaux différents. Alors qu'une résistivité homogène permet d'avoir un champ, lui aussi, homogène et donc une migration des porteurs de charges dépendant uniquement de la nature du noyau et de son énergie. Afin de contrôler l'homogénéité de la résistivité, la collaboration FAZIA a appliqué un laser en différents points de la surface du détecteur en observant la collecte de charge résultante permettant la réalisation d'une cartographie de la résistivité du détecteur [91].

Une très récente étude de D. Mengoni [95] montre qu'il est possible de réaliser la discrimination de noyaux légers avec un DSSD float-zone (dopé par réactions chimiques) mais avec une discrimination par PSA qui n'est pas optimale (cf Fig.6.15).

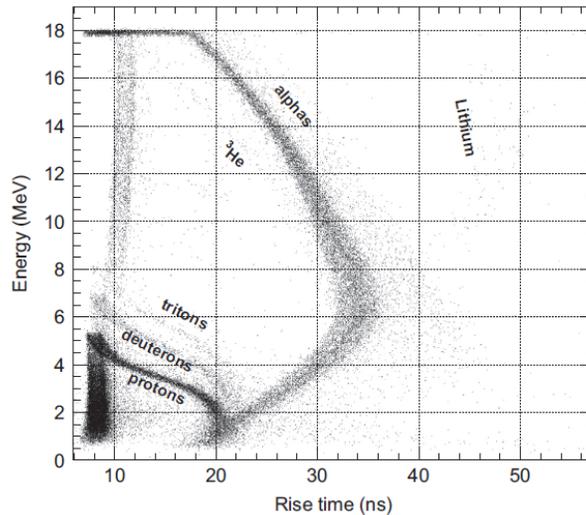


FIGURE 6.15 – Discrimination par PSA de noyaux légers avec un détecteur DSSD float-zone [95].

Afin d'obtenir un détecteur silicium avec une résistivité très homogène, il est possible d'utiliser des détecteurs silicium nTD (neutron Transmutation Doping) dont le dopage a été effectué grâce à un flux de neutrons provenant de centrales nucléaires [96] grâce à la réaction :

6.2. Spécificités des détecteurs utilisés pour la discrimination par la forme des signaux



Cette réaction permet d'avoir une production homogène de phosphore qui est un dopant N et permet d'avoir une résistivité plus homogène. Le procédé de dopage par nTD permet d'avoir une homogénéité de la résistivité de l'ordre de $\pm 3\%$ alors qu'avec le dopage par réaction chimique l'homogénéité de la résistivité est de l'ordre de $\pm 15\%$. La figure 6.16 montre le cas d'un détecteur nTD DSSD avec une résistivité homogène à $\pm 10\%$ et un détecteur nTD DSSD avec une résistivité homogène à $\pm 1\%$. Les cartes d'identification des noyaux associés à chacun des détecteurs sont présentées en dessous. L'énergie du noyau est tracé en fonction du temps de montée du signal de charge. On voit que l'homogénéité en résistivité permet d'améliorer de façon nette la discrimination. IL faut noter que les détecteurs utilisés dans ce cas n'ont pas de pistes et ont une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Dans notre cas, nous utiliserons des détecteurs à pistes fines, avec un silicium dopé par nTD avec une résistivité homogène à $\pm 1\%$ afin d'être sûr de pouvoir réaliser de façon optimale la discrimination par PSA des noyaux.

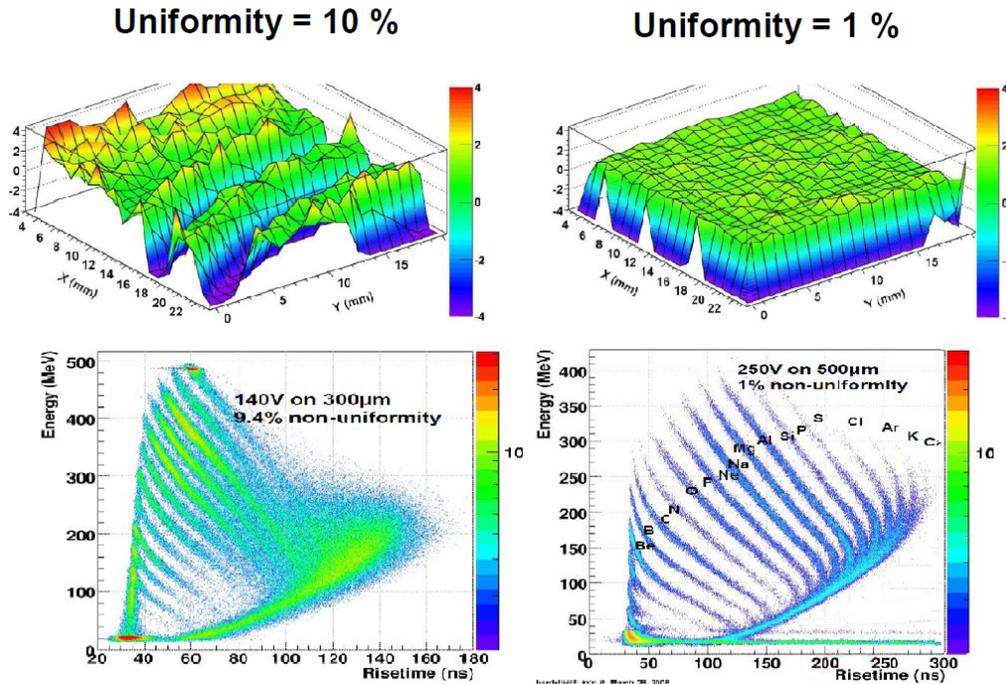


FIGURE 6.16 – La résistivité homogène à $\pm 10\%$ (haut gauche) complique la discrimination par PSA (gauche bas) alors que si la résistivité est homogène à $\pm 1\%$ (droite haut) la discrimination par PSA est très nette (droite bas) [97] [98].

Utilisation d'un détecteur silicium non coupé selon les axes principaux du cristal

La collaboration FAZIA a réalisé une étude sur l'influence de l'axe de la coupe du bloc de silicium sur la discrimination par PSA des noyaux lourds [83]. Si un silicium est découpé selon les axes principaux du cristal alors la particule va avoir une probabilité plus grande de rencontrer un atome de Silicium que si la coupe n'est pas coupé selon les axes principaux du cristal. Ainsi toute particule, quelque soit son énergie, va s'arrêter très facilement dans le détecteur provoquant une dispersion en énergie et en angle. Ce phénomène aura un effet sur la discrimination des signaux qui dépend de la distance d'arrêt des noyaux dans le détecteur. En effet, nous pouvons voir sur la figure 6.17 des signaux issus d'un faisceau de ^{80}Se . A gauche, le silicium est coupé selon les axes principaux du cristal et nous obtenons des signaux très différents alors que sur la figure de droite correspondant au silicium non découpé selon les axes principaux du cristal, les signaux sont semblables. Pour notre étude de la discrimination des noyaux légers à basses énergie par PSA nous avons utilisé un détecteur nTD coupé à 8° par rapport aux axes principaux du cristal.

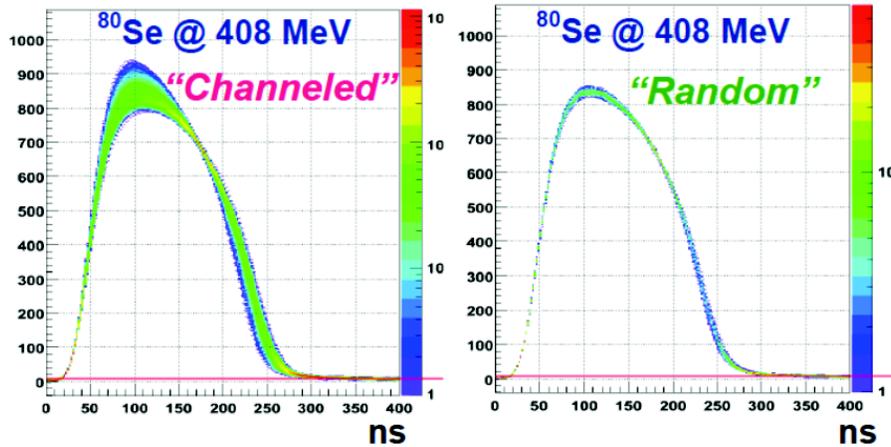


FIGURE 6.17 – Superposition de nombreux signaux issus d'un faisceau de ^{80}Se . (gauche) Le détecteur silicium est coupé selon les axes principaux. (droite) Le silicium n'est coupé pas selon les axes principaux [98].

Alors que la collaboration FAZIA a pu discriminer des noyaux lourds en utilisant la PSA, la collaboration GHT a étudié la possibilité d'identifier des noyaux légers de basses énergies par cette même technique. Nous avons alors réalisé notre étude en utilisant un DSSD optimisé pour la discrimination par PSA avec des pistes de taille semblable (de l'ordre de $500\ \mu\text{m}$) à celles du futur détecteur GASPARD [99].

6.3 Dispositif expérimental de l'expérience réalisée au Tandem d'Orsay

Comme cela a déjà été dit, nous souhaitons utiliser, pour le futur détecteur GASPARD, l'analyse de la forme des signaux (PSA) pour discriminer les noyaux légers à basses énergies. Pour cela, il convient d'utiliser un détecteur silicium double-face à pistes (Double-side Striped Silicon Detector) similaire à ceux prévu pour GASPARD et également faire des tests d'optimisation de la PSA en jouant sur les observables ainsi que sur les traitements numériques et enfin nous donnerons des spécifications de l'électronique pour GASPARD pour optimiser la discrimination par PSA.



FIGURE 6.18 – Montage de l'expérience réalisée au Tandem d'Orsay avec le DSSD et le PACI.

Nous avons effectué une expérience au Tandem d'Orsay en Octobre 2012 afin d'étudier le pouvoir de discrimination par la PSA pour des noyaux légers de basses énergies et son optimisation. Pour obtenir ces particules, nous avons envoyé un faisceau de ${}^7\text{Li}$ à 35 MeV sur une cible de ${}^{12}\text{C}$ de 0.1 mg.cm^{-2} . Les noyaux légers produits ont alors été détectés par un DSSD (128 pistes de $485 \mu\text{m}$ en X et en Y) (cf Fig. 6.18) dopé par neutrons (nTD), monté en face arrière et coupé selon les axes non principaux du cristal. Ce DSSD a été fabriqué par Micron [56] sous l'appellation BB13 avec une zone active de $62.03 \times 62.03 \text{ mm}^2$, des faces jonction et ohmique recouvertes d'aluminium de $0.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur permettant le passage de proton ayant au moins une énergie de 70 keV. Sa résistivité est de $2 \text{ k}\Omega$ et sa tension nominale est de 350V. Il a été utilisé à cette tension dans l'expérience ainsi qu'à 300V sa tension de déplétion et à 275V en régime sous-déplété (cf Fig. 6.19, 6.20). Seules 4 pistes X et 4 pistes Y étaient instrumentés. Le signal issu de ces pistes était traité par un PACI (préamplificateur à sortie de courant et de charge) [100] donnant un signal de charge et un signal de courant compris entre $\pm 1.5\text{V}$ avec une bande passante

de 50 MHz avec un gain d'environ de 32 mV/MeV qui est placé aussi près que possible du détecteur et stabilisé en température à 15°C. Les deux signaux sont alors échantillonnés à une fréquence de 1 GHz sur 2560 points grâce à quatre cartes MATAcq dont nous avons utilisé quatre voies pour chaque carte (cf Fig. 6.21) [101]. Celles-ci permettent d'échantillonner 20 voies sur une profondeur de 14 bits avec un taux d'acquisition limité à 15 Hz. Les MATAcq sont lues grâce à l'acquisition GANIL et la limite sur le taux d'acquisition est due au temps d'écriture de chaque point (1.5 μs) à travers le châssis VME. De plus, le trigger était tel que dès qu'une voie était touchée il y avait acquisition de l'ensemble des voies.

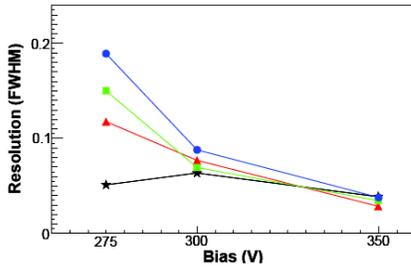


FIGURE 6.19 – Résolution en énergie pour les quatre pistes de la face P.

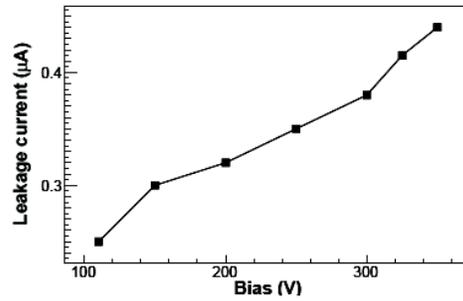


FIGURE 6.20 – Courant de fuite en fonction de la tension appliquée.

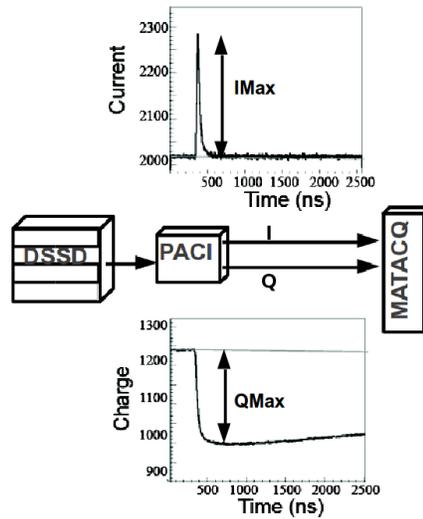


FIGURE 6.21 – Schéma du montage présentant les signaux de courant et de charge issus du PACI.

6.4 Analyse de l'expérience et caractérisation de la discrimination par PSA

Au travers de cette partie, nous allons décrire la méthode de traitement des données ainsi que caractériser la discrimination des noyaux légers selon différents paramètres (la tension de déplétion, l'observable, l'utilisation de filtre...). Ces études ont permis d'établir des contraintes pour la future électronique de GASPARD.

6.4.1 Traitement de données des signaux

Les données présentées ici sont les données brutes issues des cartes MATACQ échantillonnées à une fréquence de 1GHz. En effet, la contribution du bruit sur le signal est si faible que l'on peut extraire directement des informations des données brutes sans appliquer de filtre [102].

Afin de faciliter la discussion, nous appellerons trace l'ensemble des points issus de l'échantillonnage du signal de courant et du signal de charge. Nous allons nous intéresser principalement à deux caractéristiques qui sont la valeur maximale du signal de charge (noté ici QMax) et l'amplitude du signal de courant (notée ici IMax). Nous obtenons ces valeurs après soustraction de la ligne de base (BL) issue de la moyenne des 300 premiers points de la trace comme nous pouvons le voir en rouge sur la figure 6.22. Avec cette référence nous pouvons évaluer les valeurs des observables comme la valeur maximal de courant (IMax), le temps au dessus d'un seuil (Time over Threshold) ou encore le temps de montée du signal (Rise Time).

L'énergie des noyaux est estimée à partir de la valeur maximale de la charge. Nous avons réalisé la calibration en énergie à l'aide d'une source 3α ainsi qu'en utilisant les points de rebroussement des protons, deutons et tritons. Afin de connaître précisément les valeurs IMax et QMax de ces points de rebroussement, nous avons fait une projection sur un axe de la matrice d'identification IMax-QMax puis utilisé un fit Wood-Saxon pour déterminer le point de rebroussement étant pris comme la demi-hauteur de la marche avec a, b, c paramètres (cf Fig 6.23) :

$$f(x) = \frac{a}{1 + \exp\left(\frac{x-b}{c}\right)} \quad (6.13)$$

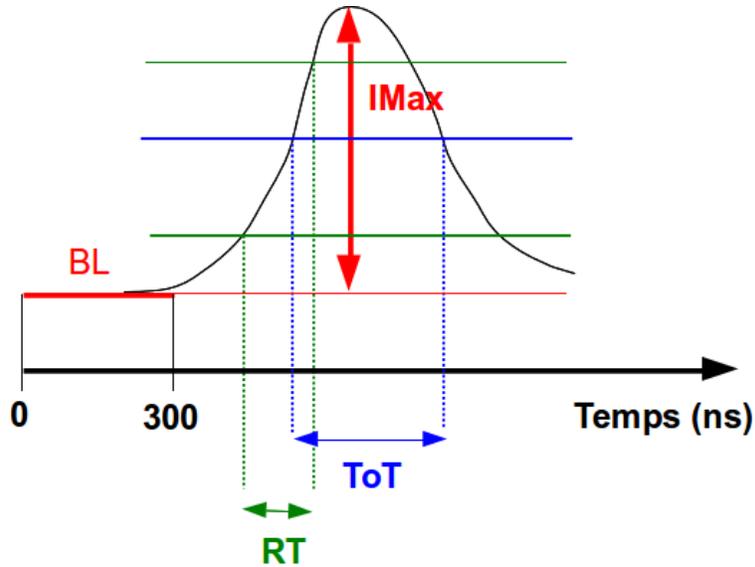


FIGURE 6.22 – Représentation d’un signal de courant en fonction du temps avec différentes observables comme $IMax$, temps au dessus d’un seuil (ToT) et le temps de montée du signal (RT).

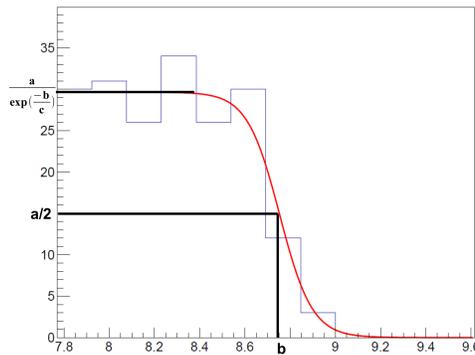


FIGURE 6.23 – Fit Wood-Saxon utilisé pour déterminer l’énergie des particules traversant le détecteur.

L’épaisseur des détecteurs n’étant pas connue avec précision, il est difficile de connaître parfaitement l’énergie des noyaux correspondants aux points de rebroussement et donc de réaliser la calibration. Afin de résoudre ce problème, nous avons procédé à une itération sur les valeurs possibles d’épaisseur du détecteur modifiant ainsi la valeur en énergie des noyaux des points de rebroussement ainsi que la calibration en énergie résultante. En

faisant une minimalisation du χ^2 du fit linéaire de notre ensemble de points (points de rebroussement ainsi que ceux provenant des trois pics de la source 3α), nous obtenons l'épaisseur du détecteur $581 \mu\text{m}$ (en théorie $565 \mu\text{m}$) et la calibration finale de QMax en énergie. La matrice d'identification IMax-Energie est montrée sur la figure 6.24.

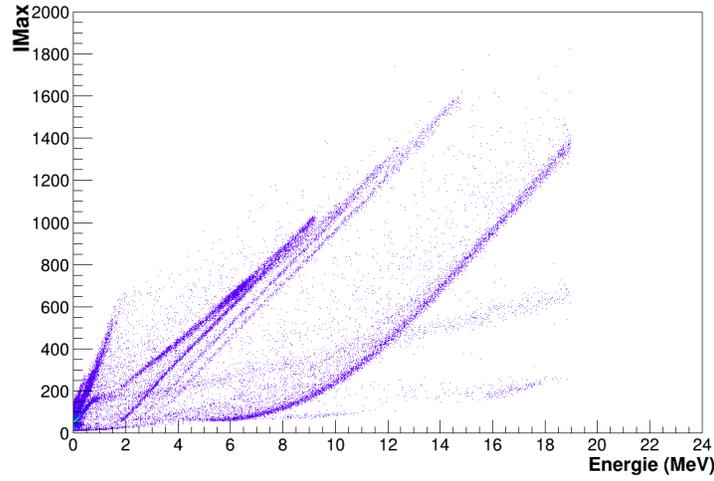


FIGURE 6.24 – *Spectre brut IMax vs Energie pour la face P du détecteur nTD DSSSD avec une tension de polarisation de 275V.*

Sur la figure 6.24, les signaux de très basses énergies proviennent de crosstalk sur les connecteurs Lemo 8 pins de la bride. Ils se caractérisent par un temps de descente très bref du signal de charge ainsi que par un signal bipolaire de courant (cf Fig. 6.25). Comme on peut le voir sur le schéma de la figure 6.26 représentant un signal de charge échantillonné à une fréquence de 1 GHz, nous cherchons tout d'abord la valeur maximale de charge (Qmax) ainsi que le moment où elle est atteinte (Tmax). Puis nous regardons à un certain moment (t_0) après Tmax si la valeur de charge est supérieure à une certaine proportion de Qmax, ainsi nous pouvons discriminer les signaux capacitifs des signaux physiques (cf Fig. 6.26) et obtenir un spectre plus propre (cf Fig. 6.27).

De plus, nous devons enlever les signaux d'interpiste, cas où une même particule produit du signal sur les deux pistes voisines. Lorsqu'une particule passe au travers ou s'arrête dans cet interpiste, les charges créées migrent vers les pistes les plus proches et la charge collectée par une piste n'est pas totale (cf Fig. 6.27 et 6.28). Nous pouvons observer ce cas sur la figure 6.28 qui montre pour un même événement l'énergie de la particule détectée par une piste en fonction de l'énergie détectée par une piste voisine. Nous pouvons voir une ligne qui montre que l'ensemble des électrons produits par le passage d'un noyau

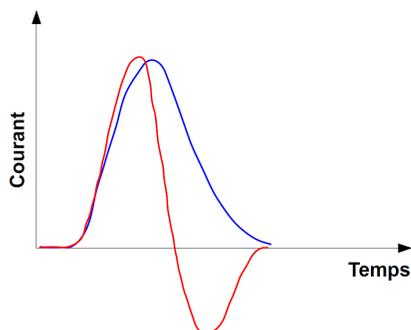


FIGURE 6.25 – *Le signal bleu est un signal de courant correct alors que le signal rouge est un signal capacitif.*

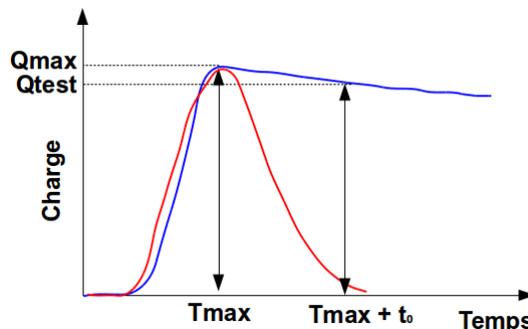


FIGURE 6.26 – *Le signal bleu est un signal de charge correct alors que le signal rouge est un signal capacitif.*

est collecté par les deux pistes, les autres points sont dus également à une collecte partagée entre les deux pistes mais de façon non totale. Environ 10% des événements sont des événements d'interpiste. Habituellement, les signaux d'interpistes sont supprimés en requérant que l'énergie mesurée sur les deux faces du détecteur soient identiques (par exemple pour MUST2). Ici nous n'avons pas assez de statistiques pour faire cette sélection. Afin de soustraire ces événements, nous regardons chaque piste individuellement et surtout la charge collectée noté Q_α où α est le numéro de la piste correspondante. Si $Q_{\alpha-1}$ ou $Q_{\alpha+1}$ est supérieure à une certaine fraction de Q_α alors il s'agit d'un événement d'interpiste. Ainsi il est possible d'enlever totalement les signaux d'interpiste des matrices d'identification pour les deux pistes centrales (cf Fig. 6.29). Dans le reste de notre étude nous avons utilisé uniquement ces pistes centrales pour la face P ainsi que pour la face N.

La figure 6.29 présente la matrice d'identification IMax versus E une fois les signaux précédents supprimés. Nous pouvons identifier de droite à gauche, la ligne des alpha puis celle des tritons, la lignes des deutons ainsi que celle des protons et l'on peut même discriminer les protons ayant traversé le détecteur. La ligne des particules α est courbée car celles-ci à basses énergies s'arrêtent très rapidement dans le détecteur dans une zone où il n'y a pas de champ car le détecteur n'est pas complètement déplété et alors les porteurs de charges ne peuvent dériver. L'hydrogène et ses isotopes, quant à eux, pour des énergies identiques sont stoppés dans des zones de champ et on peut remarquer un comportement linéaire entre IMax et QMax. Ce comportement linéaire est dû au fait que l'hydrogène et ses isotopes lorsqu'ils traversent le détecteur ne ionisent pas le milieu ainsi le champ électrique à l'intérieur de la trace est non nul et donc les charges peuvent migrer sans attendre de suffisamment diffuser vers l'extérieur de la trace.

6.4. Analyse de l'expérience et caractérisation de la discrimination par PSA

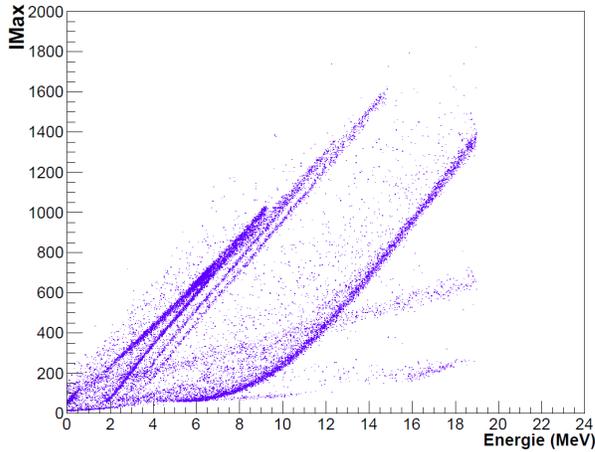


FIGURE 6.27 – Spectre I_{max} vs Energie après nettoyage des signaux capacitifs sur la face P avec une tension de déplétion de 275V.

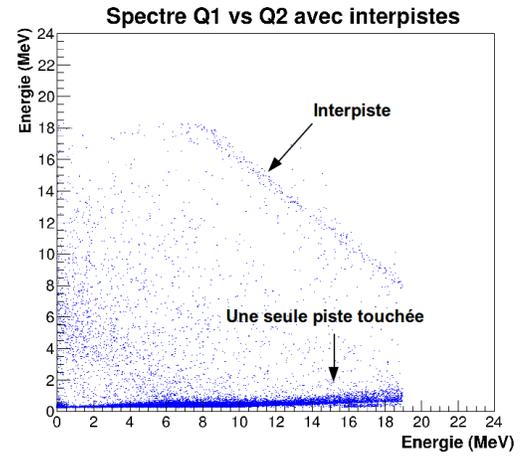


FIGURE 6.28 – Spectre montrant l'énergie d'une particule sur piste centrale en fonction de celle obtenue sur l'autre piste centrale sans nettoyage de signaux d'interpistes.

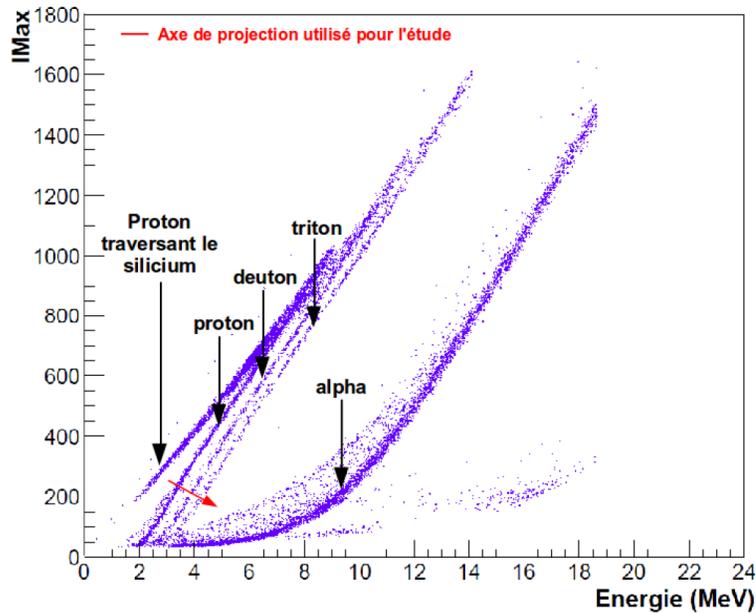


FIGURE 6.29 – Spectre final I_{max} vs Energie sur la face P avec une tension de déplétion de 275V.

6.4.2 Optimisation de la discrimination des noyaux légers à basses énergies par la PSA.

Afin d'évaluer la qualité de la discrimination des noyaux par différentes méthodes de PSA, nous utilisons le facteur de mérite (Figure Of Merit) défini comme ci-après avec a , b et c comme paramètres :

$$FoM = \frac{2|m_1 - m_2|}{2.35(\sigma_1 + \sigma_2)} \quad (6.14)$$

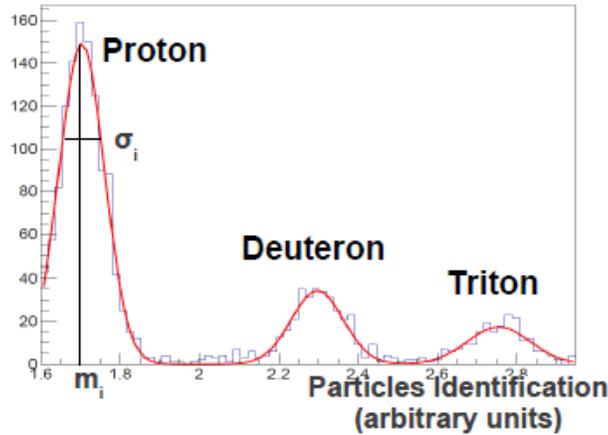


FIGURE 6.30 – *Projection des droites pour les noyaux $Z=1$ après sélection et projection sur une axe orthogonal aux droites (cf Fig. 6.29).*

Il s'agit de l'expression du facteur de mérite permettant la discrimination entre le pic 1 (centroïde m_1 , sigma σ_1) et le pic 2 (centroïde m_2 , sigma σ_2). Ainsi le facteur de mérite est le rapport de la différence entre les centroïdes des deux pics sur la moyenne de leur largeur à mi-hauteur. Nous avons remarqué que l'amplitude maximale du signal de courant avait un comportement linéaire avec l'énergie des noyaux pour les noyaux $Z=1$. Après avoir supprimé la contribution des noyaux qui ont traversé le détecteur en effectuant un contour adapté, nous effectuons une projection des droites sur un axe orthogonal à celles-ci (en rouge sur Fig. 6.29) et alors nous calculons les différents facteurs de mérites de ces projections à l'aide d'un fit de trois gaussiennes sur toute la gamme en énergie (cf Fig. 6.30).

Comparaison de la discrimination par PSA sur la face ohmique et la face jonction.

En regardant les matrices d'identification IMax-Energie avec une tension de déplétion de 300V (cf Fig. 6.31), on peut constater que les deux faces ont des performances assez similaires même si la face jonction (face P) est légèrement meilleure pour la discrimination par PSA en utilisant IMax comme observable. Les facteurs de mérite de la face P sont meilleurs que les facteurs de mérite de la face N (cf Tab. 6.2). De plus, étant donné que l'offset du PACI est favorable lorsque la charge est codée positivement comme avec la face ohmique (face N), nous pouvons identifier plus distinctement les noyaux de ${}^6\text{Li}$ et de ${}^7\text{Li}$ étant donné que la gamme est alors plus grande sur la face N que la face P. Cependant, le seuil de discrimination $Z=1/Z=2$ est vers 2.5 MeV avec la face P et de 3 MeV pour la face N (cf Fig. 6.31 droite) car la face N est la face de champ faible et les particules α ayant un cours parcours dans le détecteur, il est difficile de bien collecter les charges. Ainsi toutes les études suivantes ne concernent que la face jonction (face P) étant donné que la discrimination est la meilleure.

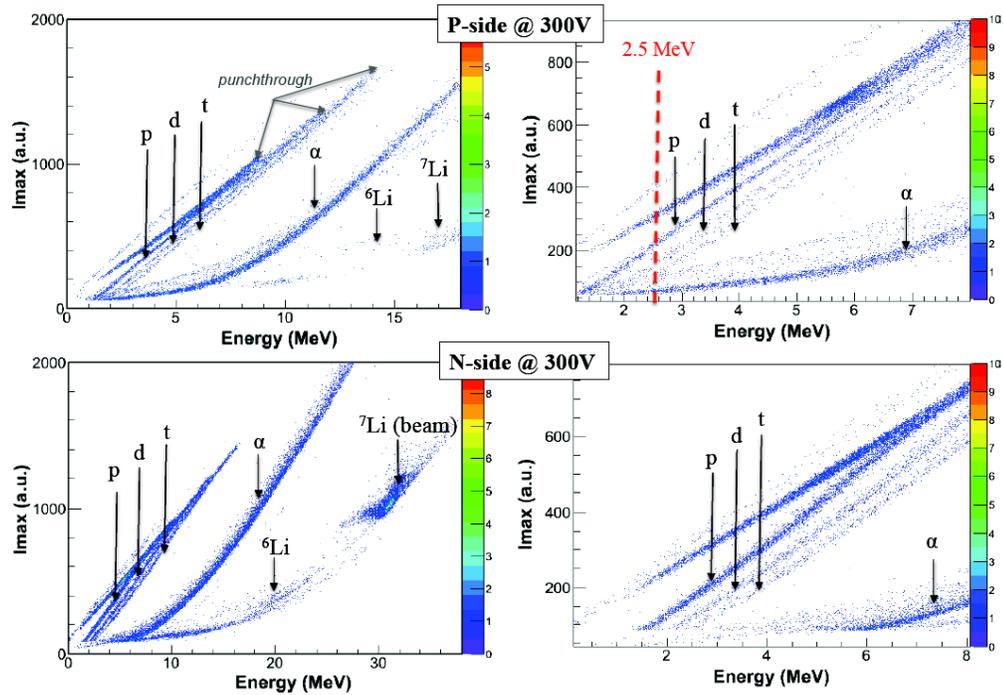


FIGURE 6.31 – Un spectre IMax-Energie avec une tension de déplétion de 300V (à gauche) et un agrandissement aux basses énergies de ce spectre (à droite) pour la face jonction en haut et ohmique en bas [99].

Face	FoM Proton/Deuton	FoM Deuton/Triton
P	3,2 ± 0,15	2,2 ± 0,2
N	2,2 ± 0,2	1,9 ± 0,2

TABLE 6.2 – *Tableau résumant les facteurs de mérite pour la séparation proton-deuton et deuton-triton pour la face N et la face P à 300V en utilisant IMax comme observable [99].*

Utilisation de différents filtres pour optimiser la discrimination par PSA

Nous avons étudié la possibilité d’améliorer la discrimination des noyaux en appliquant différents filtres. Nous allons regarder l’impact de l’utilisation de la moyenne mobile et du filtre de Haar sur la discrimination par PSA des signaux issus de la face P avec une tension de déplétion de 300V et en utilisant IMax comme observable.

La formule adaptée de la moyenne mobile avec le pas de lissage comme unique paramètre s’écrit :

$$\beta_n = \frac{\sum_{i=n}^{n+pas} \alpha_i}{pas} \quad (6.15)$$

avec α_i i^{eme} valeur de l’ancien signal, β_n n^{eme} valeur du nouveau signal et pas le pas de lissage.

Le lissage par une moyenne mobile de pas de lissage pas revient à effectuer un convolution avec un signal créneau de largeur pas (cf Fig. 6.32). L’utilisation du lissage par la moyenne mobile sur le signal de courant n’améliore pas la discrimination des noyaux par PSA avec IMax comme observable comme l’atteste l’évolution du facteurs de mérite pour discriminer les protons des deutons et les deutons des tritons en fonction du pas de lissage (cf Fig 6.34). Si nous utilisons un pas de lissage trop important, nous perdons les détails du signal et alors la discrimination ne va plus être effective.

Nous pouvons également utiliser le filtre de Haar [102] qui est une convolution de deux créneaux de largeur 2^k non espacés (cf Fig. 6.33) dont voici la formule :

$$V_n = V_{n-1} + \frac{U_n - 2U_{n-2^k} + U_{n-2^{k+1}}}{2^{\frac{k+1}{2}}} \quad (6.16)$$

avec U_n n^{ieme} échantillon avant filtre, V_n n^{ieme} échantillon après filtre et le pas k

La discrimination des noyaux légers par PSA avec IMax comme observable en utilisant une tension de déplétion de 300V se dégrade légèrement avec l’utilisation de ce filtre pour la gamme 3-5 MeV et $k=3$ (cf Fig. 6.36, Tab. 6.3). Dans la suite nous étudierons l’effet des filtres sur l’utilisation d’autres observables pour la discrimination des noyaux par PSA.

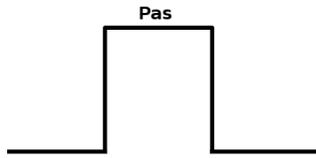


FIGURE 6.32 – Le lissage par une moyenne mobile de paramètre pas est une convolution du signal par un signal créneau de largeur pas.

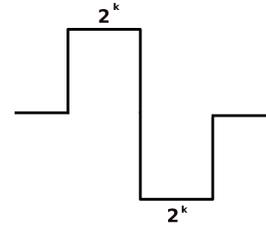


FIGURE 6.33 – Le lissage par un filtre de Haar de paramètres 2^k est une convolution du signal par un signal de deux créneaux collés de largeur 2^k .

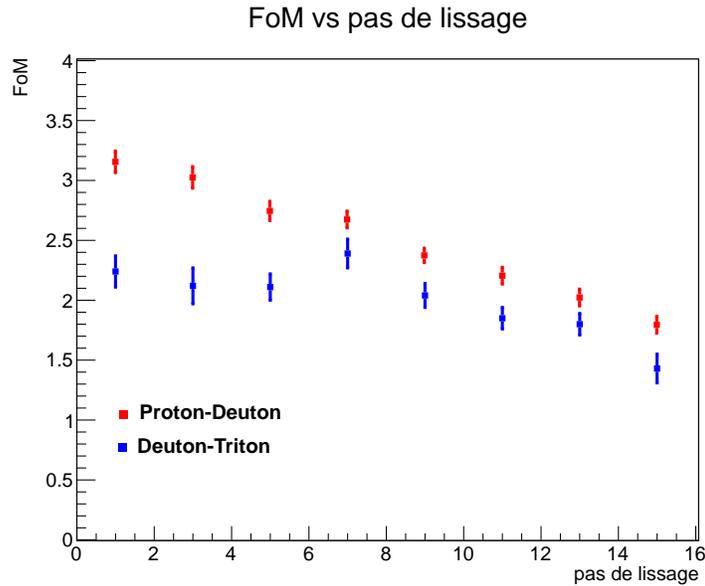


FIGURE 6.34 – Facteur de mérite en fonction du pas de lissage pour une sélection de 3-5 MeV.

Filtre	FoM Proton/Deuton	FoM Deuton/Triton
-	$3,2 \pm 0,15$	$2,2 \pm 0,2$
Filtre de Haar	$2,5 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,1$

TABLE 6.3 – Tableau résumant les facteurs de mérite pour la séparation proton-deuton et deuton-triton à 300V en utilisant IMax comme observable avec ou sans Filtre de Haar [99].

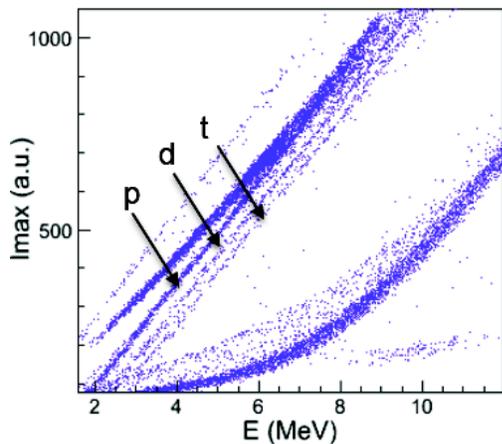


FIGURE 6.35 – *Matrice d'identification avec I_{Max} en fonction de l'énergie avec 300V en tension de déplétion [99].*

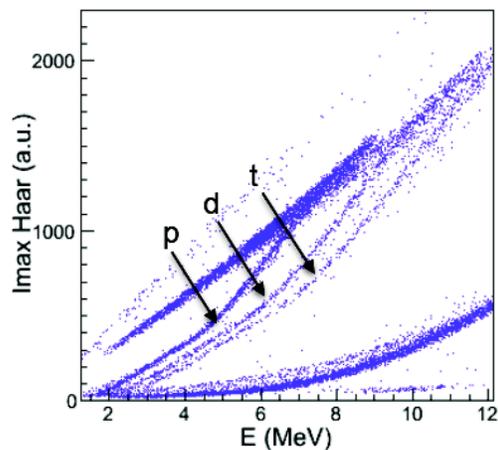


FIGURE 6.36 – *Matrice d'identification I_{Max} en fonction de l'énergie avec une tension de 300V après filtre de Haar sur le signal de courant [99].*

Etude de la discrimination des noyaux par PSA à l'aide de différentes observables

Notre étude concernait jusqu'à présent la discrimination par PSA en utilisant 300V comme tension de déplétion et I_{Max} comme observable (cf Fig. 6.35).

Nous allons nous intéresser maintenant au temps de montée du signal de courant RT (cf Fig. 6.22 en vert). D'après Barlini et al. [85], le temps de montée (RT) estimé entre 10% et 90% de I_{Max} donne les meilleurs résultats. Nous obtenons des performances quasiment similaires (cf Tab. 6.4, Fig. 6.37) à ce que nous avons en utilisant I_{Max} comme observable. Nous pouvons remarquer que lorsque l'on applique différents filtres pour la discrimination par PSA avec cette observable le résultat est à chaque fois moins bon que la discrimination PSA de la même observable sans filtre car on perd une partie de l'information sur le signal.

Nous pouvons aussi regarder le temps de montée du signal de charge. D'après Carboni et al. [86], le temps de montée estimée entre 30% et 70% de la charge maximale donne les meilleurs résultats. Il permet d'être moins sensible aux irrégularités dans la collecte de charge. Nous constatons sur la figure 6.38 que la discrimination entre protons, deuton et tritons est très difficile. La meilleure discrimination obtenue en utilisant le temps de montée de la charge comme observable est obtenue après utilisation d'un filtre trapézoïdale (filtre similaire au filtre de Haar) qui reste médiocre (cf Tab. 6.4).

Nous pouvons également utiliser le temps au dessus d'un seuil (ToT) comme observable (cf Fig. 6.22 en bleu). Nous avons utilisé un seuil de 10% de I_{Max} . Nous pouvons constater

6.4. Analyse de l'expérience et caractérisation de la discrimination par PSA

Observable	Filtre	FoM Proton/Deuton	FoM Deuton/Triton
IMax	-	$3,2 \pm 0,15$	$2,2 \pm 0,2$
IMax	Filtre de Haar	$2,5 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,1$
RT I 10%-90%	-	$3,0 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,1$
RT Q 30%-70%	Filtre trapézoïdale	$1,5 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
ToT	-	$1,6 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$
ToT	Filtre de Haar	$3,5 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,15$

TABLE 6.4 – Tableau résumant l'étude réalisée sur les différentes observables avec une tension de déplétion de 300V et les signaux issus de la face jonction (face P) [99].

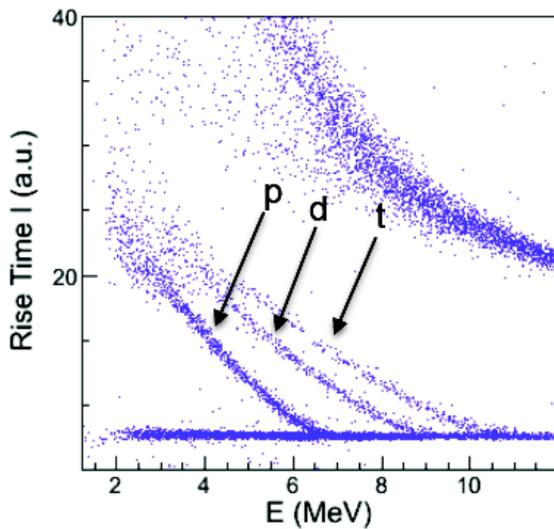


FIGURE 6.37 – Matrice d'identification avec le temps de montée du signal de courant en fonction de l'énergie [99].

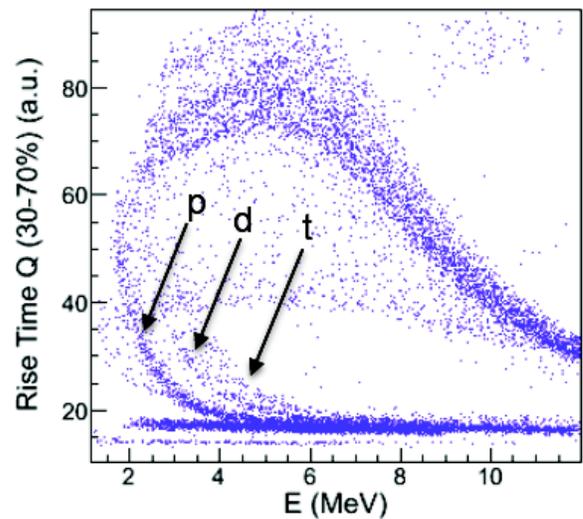


FIGURE 6.38 – Matrice d'identification avec le temps de montée du signal de charge en fonction de l'énergie [99].

sur les figures 6.4 et 6.39 que la discrimination est moins bonne que celle utilisant IMax comme observable avec une tension de déplétion de 300V. Cependant si nous appliquons le filtre de Haar à cette observable, alors la discrimination est meilleure qu'en utilisant l'observable IMax (cf Tab. 6.4 et Fig. 6.40). Ainsi avec une tension de déplétion de 300V donc en régime déplété, les meilleures observables sont IMax ou le temps au dessus d'un seuil avec un filtre de Haar afin de pouvoir discriminer les noyaux légers de basses énergies.

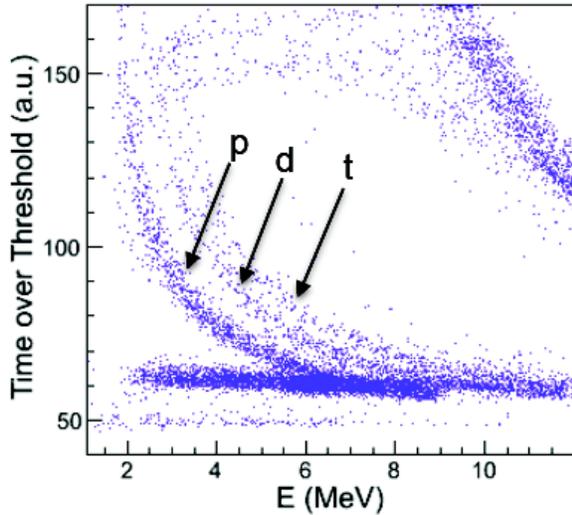


FIGURE 6.39 – Matrice d’identification avec le temps au dessus du seuil de 10% IMax en fonction de l’énergie [99].

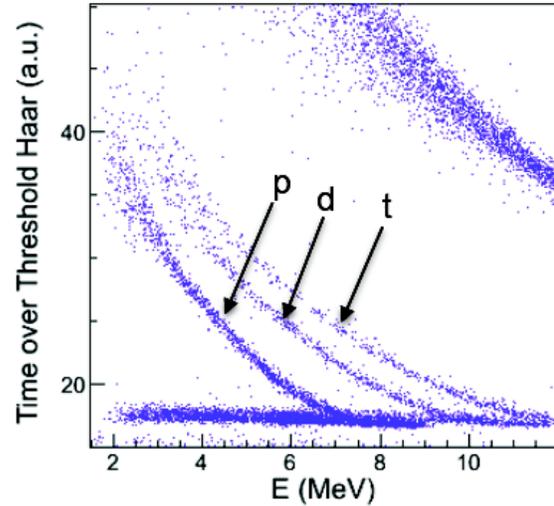


FIGURE 6.40 – Matrice d’identification avec ToT de 10% IMax en fonction de l’énergie après filtre de Haar sur le signal de courant [99].

Etude de l’influence de la tension sur la discrimination des noyaux légers par PSA

Nous avons étudié la discrimination par PSA pour différentes tensions de déplétion [103], [72]. Nous avons effectué cette étude en régime sous-déplété à 275V, en régime déplété à 300V et en régime surdéplété à 350V.

Pour notre étude sur la discrimination des noyaux légers par PSA en régime sous-déplété, la discrimination a été étudiée à partir du maximum de la valeur du signal de courant IMax sans appliquer de filtre. Dans ce cas, le champ appliqué dans le détecteur est faible permettant une lente migration des porteurs de charge, en particulier des trous et ainsi nous pouvons obtenir des signaux très différents pour des noyaux différents facilitant la discrimination comme nous pouvons le voir sur le spectre IMax-Energie (cf Tab. 6.5, Fig. 6.41, 6.43). Cependant, la collecte n’est pas totale car le temps de migration des porteurs de charge est long. La résolution en énergie n’est pas bonne (entre 100 et 200 keV LTMH sur la figure 6.19) et le seuil de détection des particules devient assez élevé (2 MeV en appliquant une tension de 275V, 1 MeV avec une tension de 300V et 500 keV si application d’une tension de 350V).

6.4. Analyse de l'expérience et caractérisation de la discrimination par PSA

Tension	Observable	FoM Proton/Deuton	FoM Deuton/Triton
275V	IMax	$3,9 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$
300V	IMax	$3,2 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$
350V	IMax	$0,2 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,4$
350V	ToT Haar	$3,1 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,25$

TABLE 6.5 – Tableau résumant l'étude réalisée sur les différentes observables avec différentes tensions de déplétion et les signaux issus de la face jonction (face P) [99].

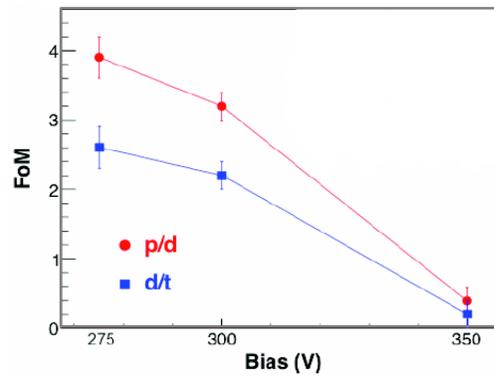


FIGURE 6.41 – FoM pour la séparation proton/deuton et deuton/triton en fonction de la tension.

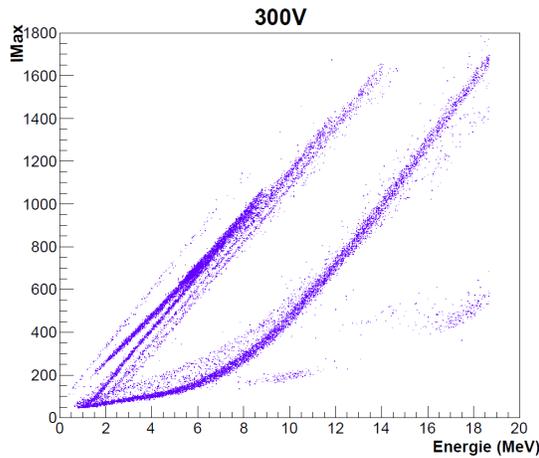


FIGURE 6.42 – Spectre I_{max} vs Energie face jonction avec une tension de déplétion de 300V.

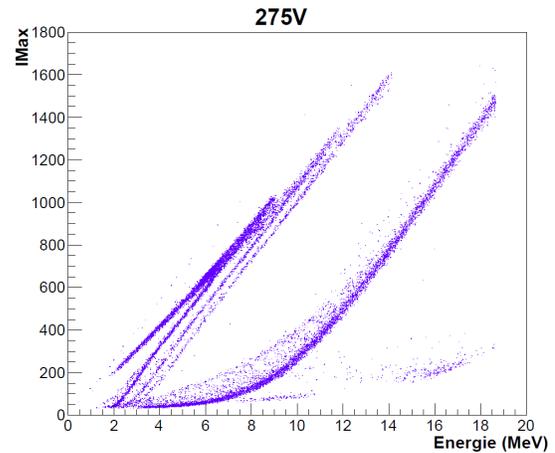


FIGURE 6.43 – Spectre I_{max} vs Energie face jonction avec une tension de déplétion de 275V.

Nous avons aussi utilisé appliqué une tension de 350V au détecteur qui est aussi la tension nominal. En effet, nous utilisons en général le détecteur en régime sur-déplété, la migration des porteurs de charge se fait alors rapidement et la collecte est complète et rapide. On obtient une bonne résolution en temps et en énergie comme l'atteste le figure 6.19 où la résolution en énergie est de 50 keV LTMH. Cependant, étant donné qu'à cette tension le champ appliqué dans le détecteur est assez important cela ne favorise pas la discrimination par PSA qui nécessite une lente migration des porteurs de charge afin d'obtenir des signaux vraiment distincts pour différents noyaux. Ainsi, si nous utilisons la valeur maximale du signal de courant I_{Max} comme observable avec une tension de déplétion de 350V, nous ne pouvons effectuer qu'une séparation isotopique entre $Z=1$ et $Z=2$ (cf Fig. 6.44). La séparation des isotopes de l'hydrogène n'est pas possible comme l'atteste le faible FoM (cf Tab. 6.5, Fig. 6.41). Cependant, on a constaté que si l'on utilise le temps au dessus d'un seuil (cf Fig. 6.22 en bleu) de 10% de I_{Max} avec un filtre de Haar, la discrimination est possible (cf Tab. 6.4, Fig. 6.45). Nous obtenons donc à la fois une bonne discrimination des noyaux légers et une bonne résolution en énergie et en temps.

Nous avons donc deux méthodes pour discriminer de manière efficace les noyaux : nous pouvons effectuer une discrimination des noyaux légers avec une tension de déplétion de 350V en utilisant le temps au dessus d'un seuil en appliquant un filtre Haar. Ainsi nous avons une bonne résolution en temps et en énergie mais cela nécessite d'utiliser un filtre numérique. Nous pouvons aussi réaliser la discrimination avec une tension de déplétion de 300V mais en utilisant seulement l'observable I_{Max} . Nous obtenons alors une résolution en énergie légèrement moins bonne mais nous pouvons effectuer la discrimination sans besoin de traitement numérique.

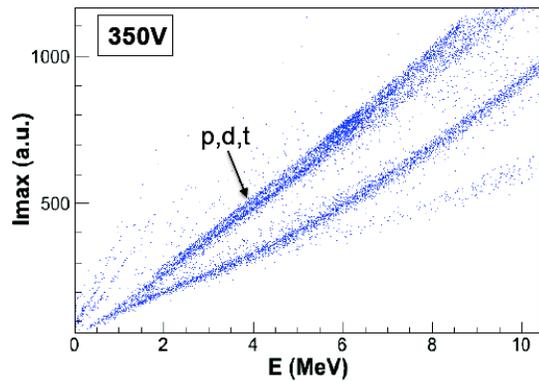


FIGURE 6.44 – Matrice d'identification I_{Max} avec une tension de déplétion de 350V [99].

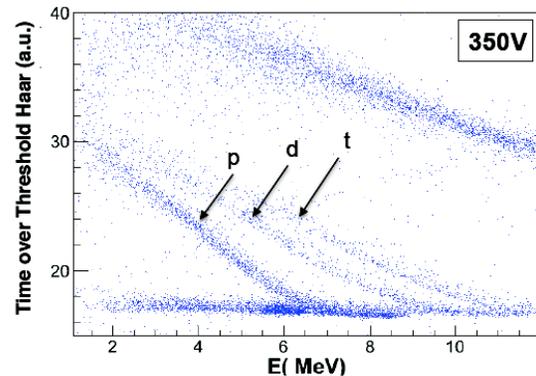


FIGURE 6.45 – Matrice d'identification avec le ToT de 10% I_{Max} après filtre de Haar avec une tension de déplétion de 350V [99].

6.4.3 Contrainte sur l'électronique de GASPARD

Nous allons étudier l'impact de la fréquence d'échantillonnage sur la discrimination des noyaux légers à basses énergies qui est un paramètre important pour l'électronique de GASPARD. Pour toute cette étude, nous avons effectué notre discrimination par PSA avec la valeur maximale de signal de courant de la face jonction sans application de filtre et pour une tension de déplétion de 300V.

Impact de la superposition de pistes sur la discrimination par la PSA

Le futur détecteur GASPARD devra avoir une haute granularité qui se manifestera par un très grand nombre de pistes et donc de voies électroniques. Afin d'éviter une sélection par piste, il est nécessaire de voir si nous pouvons superposer les matrices d'identification des différentes pistes et regarder s'il est possible de faire une sélection globale.

La valeur maximale du signal de charge est calibrée en énergie pour chaque piste et ainsi nous pouvons les comparer entre elles. Nous avons aligné toutes les pistes sur la première piste pour les signaux de courant alors nous avons pu superposer les matrices d'identification IMax-Energie de chaque piste.

La superposition des matrices d'identification des pistes centrales de la face P (cf Fig. 6.46) permet toujours très bien de discriminer les différents noyaux, ainsi nous obtenons un facteur de mérite de $3,3 \pm 0,2$ pour la séparation proton/deuton ($3,2 \pm 0,15$ pour une piste) et $2,2 \pm 0,2$ pour la séparation deuton/triton ($2,2 \pm 0,2$ pour une piste). Ces facteurs de mérite sont quasiment identiques à ceux que l'on avait obtenus uniquement pour une piste comme nous le constatons avec le tableau 6.4.

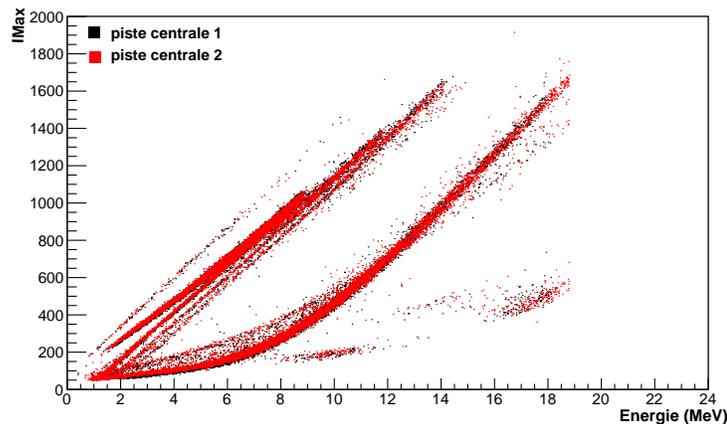


FIGURE 6.46 – Spectre IMax vs QMax deux pistes superposées 300V.

Echantillonnage des signaux de courant

Les différentes expériences concernant la discrimination par PSA avec la collaboration FAZIA [83–86] ne s’intéressaient qu’aux noyaux lourds. Les signaux issus de la détection de ces noyaux sont lents ainsi un échantillonnage toutes les 10 ns soit une fréquence de 100 MHz suffisaient. Mais nous nous intéressons aux noyaux légers qui donnent lieu à des signaux plus rapides. La collaboration GHT a effectué une expérience avec un échantillonnage à une fréquence de 100 MHz [104] qui nécessitait une interpolation afin d’extraire les informations des signaux.

Lors de l’expérience d’Octobre au Tandem d’Orsay, nous avons numérisé les signaux issus du PACI à l’aide d’une carte MATAQ [101] avec une fréquence d’échantillonnage de 1 GHz sur une fenêtre de 2560 ns. Une des questions essentielles pour le développement du futur détecteur GASPARD qui comportera de très nombreux canaux de sortie est la question de la fréquence d’échantillonnage. En effet actuellement, il est possible d’échantillonner des milliers de canaux à une fréquence de 100 MHz avec le système d’électronique GET [105] mais échantillonner à une fréquence supérieure nécessiterait de nouveaux développements.

Nous avons alors étudié l’impact de la fréquence d’échantillonnage sur la discrimination par la PSA. Afin de simuler des fréquences différentes d’échantillonnage, nous avons d’abord filtré afin d’enlever les fréquences supérieures à 500MHz (Théorème de Nyquist) puis nous enlevé des points aux traces de signaux de courant. Ensuite nous avons réalisé nos matrices d’identification sans interpolation d’une part et en réalisant une interpolation grâce à la fonction TSpline de ROOT [106] qui utilise des polynômes pour récupérer une partie de l’information du signal de courant.

On peut remarquer que la matrice d’identification à 200 MHz nous permet encore d’identifier correctement les différents noyaux alors qu’à 100 MHz pour beaucoup d’événements on ne peut définir la nature du noyau comme l’atteste la réduction drastique du facteur de mérite à 100 MHz avec ou sans interpolation. Ainsi l’on peut en conclure qu’il sera nécessaire d’utiliser au minimum un fréquence d’échantillonnage de 200 MHz avec interpolation permettant la discrimination des noyaux par PSA et donc d’effectuer des développements sur les ADC.

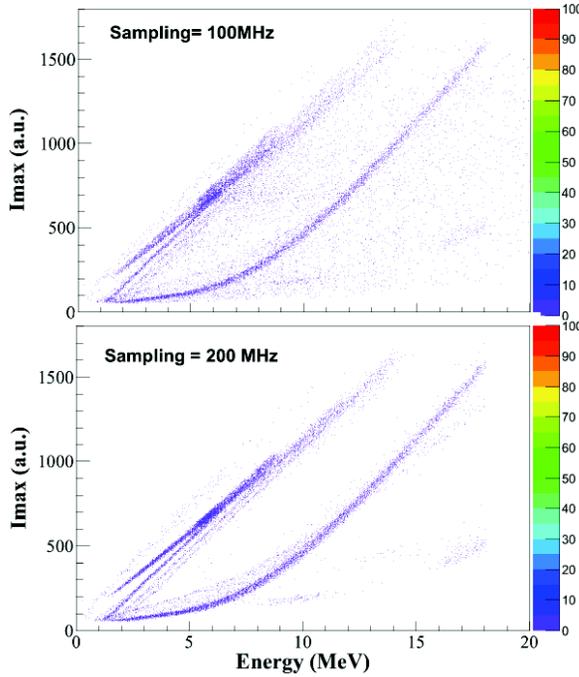


FIGURE 6.47 – Matrice d'identification avec une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz et de 200 MHz [99].

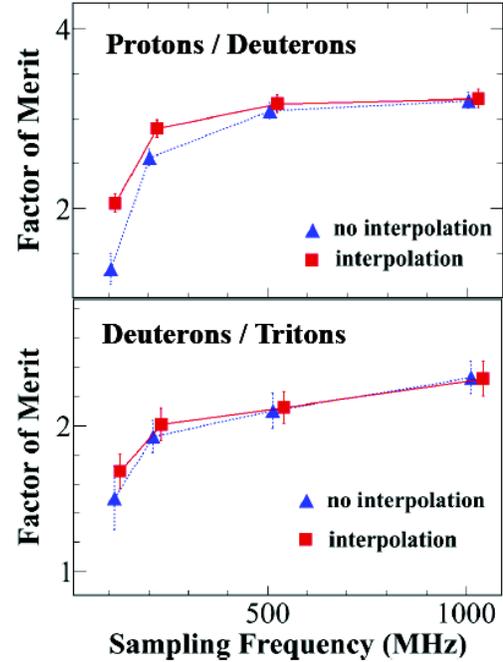


FIGURE 6.48 – Facteur de mérite en fonction de la fréquence d'échantillonnage [99].

Discrimination par la PSA en utilisant le signal de charge et sa dérivée

Jusqu'à présent pour discriminer les noyaux par PSA, nous avons utilisé des informations issues des deux sorties du PACI. Cependant étant donné que nous voulons utiliser un détecteur à haute résolution spatiale avec beaucoup de pistes il serait judicieux de n'avoir qu'une seule sortie et de déduire l'autre *à posteriori*. Nous avons alors étudié la discrimination des noyaux par PSA en utilisant uniquement le signal de charge dont nous avons calculé la dérivée afin d'en déduire le signal de courant. Nous avons calculé les facteurs de mérite de la discrimination des noyaux $Z=1$ par PSA avec le signal de charge et sa dérivée. Cependant, afin de pouvoir discriminer les noyaux il est nécessaire de lisser à l'aide d'une moyenne mobile le signal de charge avant d'en faire la dérivation pour supprimer les hautes fréquences ou le bruit.

En ce qui concerne la séparation proton-deuton, plus le pas de lissage du signal de charge est important et meilleur est le facteur de mérite. Pour la séparation deuton-triton, on observe globalement le même facteur de mérite pour différentes énergies de noyaux ainsi

que pour différents pas de lissage du signal de charge (cf Tab. 6.6). Malheureusement, la valeur de ce facteur de mérite est en deçà de ce que nous obtenions en utilisant le PACI.

Pas de lissage	FoM Proton/Deuton	FoM Deuton/Triton
5	$1,4 \pm 0,1$	$0,4 \pm 1,1$
7	$1,8 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$
9	$2,1 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$
11	$2,3 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$
13	$2,2 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,3$
15	$2,1 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,2$
17	$2,4 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,2$
19	$2,4 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$

TABLE 6.6 – *Tableau résumant l'étude réalisée sur la discrimination proton/deuton et deuteron/triton avec le signal de charge lissé selon un pas variable et sa dérive comme observables.*

L'utilisation de la dérivée du signal de charge ne permet donc pas de retrouver la même qualité de discrimination que l'utilisation du signal de courant directement en sortie du PACI. De plus, le temps de montée du signal de charge ne donne pas une discrimination suffisante (cf Tab. 6.4). Les deux signaux issus du PACI sont nécessaires pour discriminer les noyaux légers.

Cette étude de l'influence des paramètres de l'électronique sur la discrimination des noyaux légers à basses énergies par PSA, montre qu'il est nécessaire d'utiliser une fréquence d'échantillonnage supérieure ou égale à 200MHz avec interpolation. Nous devons également utiliser les signaux de courant et de charge pour effectuer notre discrimination par PSA. Finalement, nous avons constaté que la superposition des matrices d'identification des différentes pistes ne dégradait en rien la discrimination par PSA permettant de réaliser une seule sélection pour l'ensemble des pistes lors des analyses futures avec GASPARD.

6.5 Conclusion de l'étude R&D

Une expérience a été réalisée au Tandem d'Orsay afin d'étudier la discrimination par la forme des signaux de noyaux légers de basses énergies détectés par un DSSD.

Après avoir présenté l'expérience, nous avons présenté le modèle de base décrivant le comportement des porteurs de charges dans le silicium produits lors de la détection de noyaux dans le DSSD. Ce modèle permet de bien comprendre les contributions des porteurs de charge dans la création du signal et ainsi nous permet plus facilement de l'optimiser pour réaliser la discrimination des noyaux par PSA en utilisant des détecteurs avec des caractéristiques particulières.

Afin d'être dans les conditions optimales pour effectuer une discrimination des noyaux par PSA, nous devons utiliser le détecteur avec la face ohmique en face d'entrée pour avoir un champ faible en entrée et un signal dépendant principalement du mouvement lent des trous permettant la discrimination entre les signaux des différents noyaux. Pour pouvoir effectuer cette discrimination sur la forme des signaux, il est nécessaire d'avoir une résistivité homogène et pour cela il est conseillé d'utiliser un silicium nTD, dopé par les neutrons issus des réacteurs nucléaires. Nous devons en plus utiliser un silicium non coupé selon les axes du cristal pour éviter que les noyaux suivent les axes et n'aient un parcours différent dans le silicium.

Nous avons étudié la discrimination proton/deuton et deuton/triton par PSA en utilisant différentes observables et avec différentes tensions de déplétion. Ainsi nous avons remarqué que la discrimination était satisfaisante en utilisant IMax comme observable avec une tension de déplétion de 300V afin d'obtenir également une résolution correcte en énergie. Cette discrimination est aussi possible en utilisant le temps au dessus d'un seuil de 10% de IMax en régime sur-déplété mais en appliquant le filtre de Haar au préalable. Les discriminations avec d'autres observables même en appliquant des filtres sont moins satisfaisantes. Nous avons également constaté que la discrimination était meilleure sur la face jonction que sur la face ohmique.

Connaissant le méthode optimale de discrimination des noyaux légers par PSA, nous avons pu déterminer certains paramètres de l'électronique nécessaires à de bonnes performances d'identification. Nous en avons conclu que la superposition de deux pistes ne pose pas de problème mais cela reste à démontrer pour un plus grand nombre de pistes. De plus, nous avons montré que la fréquence d'échantillonnage doit au moins être égale à 200MHz mais en appliquant une interpolation afin d'obtenir une discrimination satisfaisante et nous devons utiliser un signal de courant et un signal de charge pour effectuer notre discrimination par PSA.

Ainsi toutes ces études nous encouragent vivement à l'utilisation de la discrimination par la forme des signaux des noyaux légers à basses énergies pour le projet GASPARD.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

L'appariement neutron-proton doit être pris en compte dans la description des noyaux lourds. Cependant, il est attendu qu'il se manifeste fortement dans les noyaux $N=Z$ qui sont devenus accessibles grâce au développement des installations de faisceaux radioactifs. Ainsi l'appariement neutron-proton a été très peu étudié. Celui-ci peut se manifester dans deux canaux : $T=1$ (isovectoriel) et $T=0$ (isoscalaire). Dans le canal isovectoriel, l'appariement np devrait être similaire à l'appariement nn et pp bien connu mais l'appariement isoscalaire est peu connu.

Différentes méthodes pour étudier l'appariement neutron-proton ont été utilisées comme la mesure des masses des noyaux ou l'extraction du moment d'inertie par les bandes rotationnelles. Excepté pour le ^{92}Pd , ces méthodes ont abouti au constat de prédominance de l'appariement $T=1$. Les réactions de transfert permettent de sonder l'appariement np par la mesure de la probabilité de transfert d'une paire np (section efficace de transfert). Jusqu'à présent une seule mesure effectuée par A.O. Macchiavelli sur le ^{44}Ti a été réalisée sur des noyaux instables $N=Z$ par réactions de transfert.

Une campagne d'expériences a été réalisée au printemps 2014 au GANIL utilisant un dispositif expérimental permettant la détection de l'ensemble des produits issus des réactions nucléaires ainsi que la réalisation de coïncidences γ -particule. Notre expérience consistait à effectuer un transfert d'une paire neutron-proton du faisceau composé de noyaux instables $N=Z$ (^{56}Ni puis ^{52}Fe) à une cible. A l'aide de ce dispositif, il était possible d'identifier la voie de réaction ainsi que de mesurer les sections efficaces différentielles.

Dans cette expérience, les réactions d'intérêt sont les réactions $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$, $^{56}\text{Ni}(d, \alpha)^{54}\text{Co}$ et $^{52}\text{Fe}(p, ^3\text{He})^{50}\text{Mn}$. Dans le cas de réaction de transfert $(p, ^3\text{He})$, la paire transférée peut être isovectorielle si l'état peuplé du résidu lourd est $T=1$ (état fondamental ou états excités) et isoscalaire si l'état peuplé est $T=0$ (états excités). Dans le cas de la réaction (d, α) , la paire np transférée ne peut être que isoscalaire ainsi seuls les états excités avec $T=0$ sont peuplés. Le rapport entre la section efficace de transfert vers l'état

fondamental et celle vers l'état 1^+ donne des informations sur l'intensité relative entre l'appariement np isovectoriel et isoscalaire dans le noyau étudié.

La trajectoire du faisceau incident est détectée à l'aide de détecteur de faisceau CATS. Le détecteur de particules chargées MUST2 détecte l'éjectile léger issu de la réaction de transfert permettant ainsi de sélectionner la voie de réaction et de reconstruire la cinématique de la réaction. Le détecteur de photons γ EXOGAM peut détecter les photons issus de la désexcitation du résidu lourd. Ainsi à l'aide de ce dispositif expérimental, nous pouvons connaître la voie de réaction ainsi que l'état peuplé du résidu lourd. De plus, le détecteur MUST2 permet de connaître l'angle d'émission de l'éjectile léger.

Afin de valider la méthode d'analyse, nous avons commencé par effectuer l'analyse de la réaction de transfert $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$, réaction qui a déjà été étudiée dans des conditions assez similaires. Nous avons retrouvé des résultats similaires à ceux déjà connus. Nous avons extrait la section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{55}Ni . Cette distribution angulaire a été comparée à des calculs FRESCO [74] dans l'approximation DWBA et en considérant un facteur de forme avec l'ensemble des nucléons de valence présents dans la couche $0f_{7/2}$. Ces calculs reproduisent bien la distribution angulaire et le facteur spectroscopique obtenu est de l'ordre de 6.7. Ces résultats sont en accord avec les résultats précédents. Cette comparaison confirme la validité du dispositif expérimental et celle de l'analyse.

La réaction de transfert d'une paire np $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ a été étudiée. La précision statistique est plus faible que dans le cas du transfert d'un nucléon du fait de la plus faible probabilité de transfert. Cependant, à l'aide du spectre γ corrigé de l'efficacité et de l'effet Doppler, on observe les photons γ correspondant aux différentes transitions du ^{54}Co . Après avoir mis une condition sur le spectre en énergie d'excitation, on en déduit le peuplement des trois premiers états excités du ^{54}Co . Avec cette information, un ajustement du spectre en énergie d'excitation prenant en compte les différents états excités a été réalisé. Cependant, le noyau ^{54}Co a un état isomère à 197 keV qui peut être peuplé lors du transfert et dont le pic dans le spectre en énergie d'excitation sera confondu avec celui de l'état fondamental. A partir du pic correspondant au peuplement de l'état fondamental du ^{54}Co , nous avons estimé la section efficace différentielle de transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co . Cette distribution angulaire est en accord avec les calculs FRESCO avec des facteurs de forme calculés à partir de l'interaction GXPF1J, en prenant en compte le mécanisme séquentiel et simultané pour cette réaction. Lorsque nous effectuons le rapport de la section efficace de transfert vers l'état fondamental du ^{54}Co sur la section efficace de transfert vers l'état 1^+ du ^{54}Co , nous obtenons un rapport égal à $\frac{\sigma(0^+)}{\sigma(1^+)} = 6.3_{-0.8}^{+2.8}$.

Ce résultat montre que l'appariement np dans le noyau ^{56}Ni est très fortement isovectoriel. L'appariement isoscalaire pourrait être réduit par l'interaction spin-orbite plus important dans les noyaux de la couche $0f_{7/2}$ que dans les noyaux de la couche sd [30,32,34].

L'analyse de la réaction $^{56}\text{Ni}(d,\alpha)^{54}\text{Co}$ permettra d'obtenir de meilleures informations sur le peuplement de l'état 1^+ , sur le peuplement de l'état isomère ainsi que sur la section efficace de transfert vers l'état 1^+ du ^{54}Co et sur le mécanisme de réaction. De plus, l'analyse de la réaction $^{52}\text{Fe}(p,^3\text{He})^{50}\text{Mn}$ permettra d'observer l'influence de l'occupation de la couche $0f_{7/2}$ sur l'appariement. En effet dans le cas d'une couche partiellement occupée, l'appariement devrait être plus important.

Cette étude de l'appariement neutron-proton montre la puissance de la méthode par coïncidence γ -particule. Le développement des futures installations de faisceaux radioactifs permettra la production de noyaux de plus en plus exotiques qui auront une grande densité d'état excité ne pouvant être discriminés dans les mesures de réactions directes que par coïncidence γ -particule. Actuellement il est possible d'effectuer ces mesures en coïncidence avec le dispositif MUST2 avec EXOGAM. cet ensemble n'est pas conçu pour effectuer de manière optimale ces coïncidences du fait de la non transparence aux photons γ . De plus, du fait de la faible statistique des noyaux exotiques, les détecteurs doivent avoir un important angle solide de détection. Les projets GASPARD-TRACE de détecteurs silicium 4π intégrable à des détecteurs de photons γ (PARIS [77], AGATA [78]) ont vu le jour. La réalisation du détecteur GASPARD nécessite la mise en œuvre de l'identification de particules chargées légères de basse énergie par la forme des signaux (Pulse Shape Analysis).

Une expérience a été réalisée au Tandem d'Orsay afin d'étudier la discrimination par PSA de noyaux légers de basses énergies détecté par un détecteur silicium double-face à pistes (DSSD). Nous avons étudié la discrimination proton/deuton et deuton/triton par PSA en utilisant différentes observables et différentes tensions de déplétion. La discrimination était satisfaisante en utilisant l'amplitude maximal du signal (IMax) de courant en fonction de l'énergie avec une tension de déplétion de 300V permettant également d'obtenir une bonne résolution en énergie. Cette discrimination est également possible en régime de sur-déplétion à l'aide du temps au dessus d'un seuil de 10% de IMax mais après application d'un filtre de Haar. D'autres observables possibles ont été étudiées. De plus, nous avons conclu que la superposition de deux pistes ne dégrade pas l'identification mais cela reste à prouver pour la superposition d'un plus grand nombre de pistes. La fréquence d'échantillonnage minimale nécessaire pour effectuer une discrimination correcte est de 200 MHz en appliquant une interpolation. Toutes ces études permettent de contraindre certains paramètres de l'électronique nécessaire à une bonne identification par PSA et prouvent la faisabilité de la PSA pour identifier des noyaux légers dans le détecteur GASPARD.

Annexe A

Annexe

A.1 Potentiels optiques

Dans cette annexe sont présentées les valeurs des différents paramètres des potentiels optiques générés par Fr2in [75] et utilisés par le code FRESKO [74] pour obtenir les sections efficaces différentielles de transfert dans l'approximation DWBA pour les réactions $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ et $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$.

Ces potentiels optiques sont de type Wood-Saxon (cf Eq. A.1) avec un terme U_0 valeur du potentiel à rayon nul, R_0 le rayon pour lequel $U_r = U_0/2$ ($a \neq 0$) et a le coefficient de diffusivité tel que :

$$U(r) = \frac{U_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} \quad (\text{A.1})$$

Dans le cadre de l'approximation DWBA, $U(r) = V(r) + W(r)$ où $V(r)$ est le potentiel optique pour la diffusion élastique (partie réelle de $U(r)$) et $W(r)$ est une perturbation avec $W(r) \ll V(r)$ ($W(r)$ est la partie imaginaire de $U(r)$).

A.1.1 Potentiels optiques utilisés pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$

Potentiel optique en voie d'entrée

Les paramètres du potentiel optique utilisé en voies d'entrée pour le proton sont ceux obtenus à partir du potentiel global CH89 (cf Tab. A.1) [107].

Potentiel optique en voies de sortie

Les paramètres du potentiel optique utilisé en voies de sortie pour le deuton sont ceux obtenus à partir du potentiel global DG80 (cf Tab. A.2) [108]. Afin de prendre en compte

Terme	Partie réelle			Partie imaginaire		
	$V_0(\text{MeV})$	$R_{V_0}(\text{fm})$	$a_{V_0}(\text{fm})$	$W_0(\text{MeV})$	$R_{W_0}(\text{fm})$	$a_{W_0}(\text{fm})$
Volume	47.065	1.191	0.690	2.147	1.220	0.690
Surface				6.096	1.220	0.690
Spin-Orbite	5.900	1.026	0.630		1.000	1.000

TABLE A.1 – *Potentiel optique du proton pour la voie d'entrée.*

la cassure du deuton, la partie imaginaire du potentiel R_{W_0} pour le terme de volume a été fixée à 5.645 MeV au lieu de 0.645 MeV.

Terme	Partie réelle			Partie imaginaire		
	$V_0(\text{MeV})$	$R_{V_0}(\text{fm})$	$a_{V_0}(\text{fm})$	$W_0(\text{MeV})$	$R_{W_0}(\text{fm})$	$a_{W_0}(\text{fm})$
Volume	89.063	1.170	0.748	5.645	1.325	0.765
Surface				12.146	1.325	0.765
Spin-Orbite	6.670	1.070	0.660		1.000	1.000

TABLE A.2 – *Potentiel optique du deuton pour la voie de sortie en prenant en compte la cassure du deuton.*

A.1.2 Potentiels optiques utilisés pour la réaction $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$

Potentiel optique en voie d'entrée

Dans le cas d'une réaction de transfert direct $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$ ainsi que dans le cas d'une réaction de transfert séquentielle ($^{56}\text{Ni}(p, d)^{55}\text{Ni}$, $^{55}\text{Ni}(p, 2p)^{54}\text{Co}$) ou ($^{56}\text{Ni}(p, 2p)^{55}\text{Co}$, $^{55}\text{Co}(p, d)^{54}\text{Co}$), l'éjectile en voie d'entrée est toujours le proton. Les paramètres du potentiel optique utilisé en voies d'entrée pour le proton sont ceux obtenus à partir du potentiel global CH89 (cf Tab. A.3) [107].

Potentils optiques en voie de sortie

Dans le cas d'une réaction de transfert direct $^{56}\text{Ni}(p, ^3\text{He})^{54}\text{Co}$ ainsi que dans le cas d'une réaction de transfert séquentielle ($^{56}\text{Ni}(p, d)^{55}\text{Ni}$, $^{55}\text{Ni}(p, 2p)^{54}\text{Co}$) ou ($^{56}\text{Ni}(p, 2p)^{55}\text{Co}$, $^{55}\text{Co}(p, d)^{54}\text{Co}$), l'éjectile en voie de sortie peut être un deuton (2p peut être considéré comme le deuton du fait de l'invariance des charges) ou alors un noyau ^3He .

Terme	Partie réelle			Partie imaginaire		
	$V_0(\text{MeV})$	$R_{V_0}(\text{fm})$	$a_{V_0}(\text{fm})$	$W_0(\text{MeV})$	$R_{W_0}(\text{fm})$	$a_{W_0}(\text{fm})$
Volume	47.065	1.191	0.690	2.147	1.220	0.690
Surface				6.096	1.220	0.690
Spin-Orbite	5.900	1.026	0.630		1.000	1.000

TABLE A.3 – *Potentiel optique du proton pour la voie d'entrée.*

Dans le cas du deuton ou 2p, les paramètres du potentiel optique utilisé en voies de sortie pour le deuton sont ceux obtenus à partir du potentiel global DG80 (cf Tab. A.4) [108].

Terme	Partie réelle			Partie imaginaire		
	$V_0(\text{MeV})$	$R_{V_0}(\text{fm})$	$a_{V_0}(\text{fm})$	$W_0(\text{MeV})$	$R_{W_0}(\text{fm})$	$a_{W_0}(\text{fm})$
Volume	89.063	1.170	0.748	0.645	1.325	0.765
Surface				12.146	1.325	0.765
Spin-Orbite	6.670	1.070	0.660		1.000	1.000

TABLE A.4 – *Potentiel optique du deuton pour la voie de sortie.*

Les paramètres du potentiel optique utilisé en voies de sortie pour le noyau ^3He sont ceux obtenus à partir du potentiel global BG76 (cf Tab. A.5) [109].

Terme	Partie réelle			Partie imaginaire		
	$V_0(\text{MeV})$	$R_{V_0}(\text{fm})$	$a_{V_0}(\text{fm})$	$W_0(\text{MeV})$	$R_{W_0}(\text{fm})$	$a_{W_0}(\text{fm})$
Volume	149.041	1.200	0.720	36.150	1.400	0.880
Surface					1.400	0.880
Spin-Orbite	2.500	1.200	0.720		1.000	1.000

TABLE A.5 – *Potentiel optique du noyau ^3He pour la voie de sortie.*

Bibliographie

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. *Theory of Superconductivity*. *Phys. Rev.*, 108 :1175–1204, Dec 1957.
- [2] A. Bohr, B. R. Mottelson, and D. Pines. *Possible Analogy between the Excitation Spectra of Nuclei and Those of the Superconducting Metallic State*. *Phys. Rev.*, 110 :936–938, May 1958.
- [3] N. Anantaraman and J.P. Schiffer. *Experimental study of the effective nucleon-nucleon interaction*. *Physics Letters B*, 37(3) :229 – 232, 1971.
- [4] Satula *et al.* *The Origin of the Wigner energy*. *Phys. Lett. B*, 407 :103–109, 1997.
- [5] P. Vogel. *Pairing and symmetry energy in $N \approx Z$ nuclei*. *Nuclear Physics A*, 662(1-2) :148 – 154, 2000.
- [6] E. Wigner. *On the Consequences of the Symmetry of the Nuclear Hamiltonian on the Spectroscopy of Nuclei*. *Phys. Rev.*, 51 :106–119, Jan 1937.
- [7] D.S. Brenner, C. Wesselborg, R.F. Casten, D.D. Warner, and J.-Y. Zhang. *Empirical p - n interactions : global trends, configuration sensitivity and $N=Z$ enhancements*. *Physics Letters B*, 243(1-2) :1 – 6, 1990.
- [8] N. Zeldes and S. Liran. *Pairing-isopairing competition in odd-odd nuclei*. *Physics Letters B*, 62(1) :12 – 14, 1976.
- [9] J. Jänecke. *On isobaric analogue states*. *Nuclear Physics*, 73(1) :97 – 112, 1965.
- [10] A.O. Macchiavelli *et al.* *Is there np pairing in $N = Z$ nuclei?* *Phys. Rev. C*, 61 :041303, Mar 2000.
- [11] A. Bohr and B.R. Mottelson. *Nuclear Structure*. Benjamin, New York, 1969.
- [12] S. Frauendorf and A.O. Macchiavelli. *Overview of neutron–proton pairing*. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 78 :24 – 90, 2014.
- [13] A. A. Raduta and R. Budaca. *Semimicroscopic description of backbending phenomena in some deformed even-even nuclei*. *Phys. Rev. C*, 84 :044323, Oct 2011.
- [14] G. de Angelis *et al.* *Delayed $g_{9/2}$ alignment in the $N = Z$ nucleus ^{72}Kr* . *Physics Letters B*, 415(3) :217 – 222, 1997.

- [15] S.M. Fischer *et al.* *Alignment Delays in the $N = Z$ Nuclei ^{72}Kr , ^{76}Sr , and ^{80}Zr .* *Phys. Rev. Lett.*, 87 :132501, Sep 2001.
- [16] N. Mărginean *et al.* *Delayed alignments in the $N = Z$ nuclei ^{84}Mo and ^{88}Ru .* *Phys. Rev. C*, 65 :051303, Apr 2002.
- [17] P.J. Davies *et al.* *Identification of the $g_{\frac{9}{2}}$ proton and neutron band crossing in the $N = Z$ nucleus ^{76}Sr .* *Phys. Rev. C*, 75 :011302, Jan 2007.
- [18] B. Cederwall *et al.* *Evidence for a spin-aligned neutron-proton paired phase from the level structure of ^{92}Pd .* *Nature*, 469 :68–71, Jan 2011.
- [19] M. Danos and V. Gillet. *Stretch Scheme, a Shell-Model Description of Deformed Nuclei.* *Phys. Rev.*, 161 :1034–1044, Sep 1967.
- [20] N. Mărginean *et al.* *Yrast isomers in ^{95}Ag , ^{95}Pd , and ^{94}Pd .* *Phys. Rev. C*, 67 :061301, Jun 2003.
- [21] D. Alber *et al.* *Nuclear structure studies of the neutron deficient $N=50$ nucleus ^{96}Pd .* *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 332(2) :129–135, 1989.
- [22] K. Neergård. *Cooperation of anti-aligning and aligning shell-model forces for $N = Z$.* *Phys. Rev. C*, 88 :034329, Sep 2013.
- [23] P. Fröbrich. *Enhancement of deuteron transfer reactions by neutron-proton pairing correlations.* *Physics Letters B*, 37(4) :338 – 340, 1971.
- [24] D. Brink and R. Broglia. *Nuclear Superfluidity : Pairing in Finite Systems.* Cambridge University Press, 2005.
- [25] P. Van Isacker. *Deuteron Transfer in $N=Z$ Nuclei.* *Phys. Rev. Lett.*, 94(162502), 2005.
- [26] A.O. Macchiavelli *et al.* *Neutron-Proton Pairing in $N=Z$ Nuclei Studied through $2N$ Transfer Reactions.* *ANL Physics Division Annual Report, Eurisol Topical Meeting, 2002.* and to be published.
- [27] L. Zamick *et al.* *Expressions for the number of $J = 0$ pairs in even-even Ti isotopes.* *Phys. Rev. C*, 71 :034317, Mar 2005.
- [28] Y. Ayyad *et al.* *Investigating Neutron-Proton in sd -Shell Nuclei via $(p, ^3\text{He})$ and $(^3\text{He}, p)$ Transfer Reactions.* *Proc. Conf. Advances in Radioactive Isotope Science (ARIS2014)*, 6 :030039, 2015.
- [29] F. Iachello and A. Arima. *The Interacting Boson Model.* Cambridge University Press, 1987.
- [30] D. Gambacurta and D. Lacroix. *Effects of deformation on the coexistence between neutron-proton and particle-like pairing in $N = Z$ medium-mass nuclei.* *Phys. Rev. C*, 91 :014308, Jan 2015.

-
- [31] M. Sambataro, N. Sandulescu, and C.W. Johnson. *Isoscalar and isovector pairing in a formalism of quartets*. *Physics Letters B*, 740 :137 – 140, 2015.
- [32] A. Poves and G. Martinez-Pinedo. *Pairing and the structure of the pf-shell $N = Z$ nuclei*. *Physics Letters B*, 430(3–4) :203 – 208, 1998.
- [33] Y. Lei, S. Pittel, N. Sandulescu, A. Poves, B. Thakur, and Y. M. Zhao. *Systematic study of proton-neutron pairing correlations in the nuclear shell model*. *Phys. Rev. C*, 84 :044318, Oct 2011.
- [34] H. Sagawa, Y. Tanimura, and K. Hagino. *Competition between $T = 1$ and $T = 0$ pairing in pf-shell nuclei with $N = Z$* . *Phys. Rev. C*, 87 :034310, Mar 2013.
- [35] G.F. Bertsch and Y. Luo. *Spin-triplet pairing in large nuclei*. *Phys. Rev. C*, 81 :064320, Jun 2010.
- [36] A. Gezerlis, G. F. Bertsch, and Y. L. Luo. *Mixed-Spin Pairing Condensates in Heavy Nuclei*. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :252502, Jun 2011.
- [37] Système de Production d'Ions RADIOactifs en Ligne. <http://www.ganil-spiral2.eu/science/accelerateurs/spiral>.
- [38] Isotope Separator On Line DEvice. <http://isolde.web.cern.ch/>.
- [39] TRI-University Meson Facility. <http://www.triumf.ca/>.
- [40] High Intensity and Energy Isotope Separator On Line DEvice. <http://hie-isolde.web.cern.ch/hie-isolde/>.
- [41] Selective Production of Exotic Species. <http://www.lnl.infn.it/spes/>.
- [42] F. Maréchal. *Diffusion de protons par des noyaux instables : Etudes des réactions $^{40}\text{S}(p,p')$ et $^{43}\text{Ar}(p,p')$, Développement du système de détection MUST*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud XI, 91406 Orsay Cedex, 1998.
- [43] Grand Accélérateur National d'Ions Lourds. <http://www.ganil-spiral2.eu/leganil>.
- [44] Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH. <https://www.gsi.de/>.
- [45] Rikagaku Kenkyusho. <http://www.riken.jp/en/>.
- [46] National Superconducting Cyclotron Laboratory. <http://www.nscl.msu.edu/>.
- [47] Facility for Antiproton and Ion Research. <http://www.fair-center.eu/>.
- [48] Facility for Rare Isotope Beams. <http://www.frib.msu.edu/>.
- [49] R. Anne *et al.* *The achromatic spectrometer LISE at GANIL*. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 257(215), 1987.
- [50] R. Anne *et al.* *LISE 3 : a magnetic spectrometer-Wren filter combination for secondary radioactive beam production*. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 70(276), 1992.

- [51] S. Ottini-Hustache *et al.* *CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 431(3), 1999.
- [52] E. Pollacco *et al.* *MUST2 : A new generation array for direct reaction studies.* *Eur. Phys. J. A*, 25(287), 2005.
- [53] M. Labiche *et al.* *TIARA : A large solid angle silicon array for direct reaction studies with radioactive beams.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 614(3), 2010.
- [54] J. Simpson *et al.* *The EXOGAM Array : A Radioactive Beam Gamma-Ray Spectrometer.* *Heavy Ion Physics*, 11(159), 2000.
- [55] Y. Blumenfeld *et al.* *MUST : a silicon strip detector array for radioactive beam experiment.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 471-499(421), 1999.
- [56] Micron Semiconductor Ltd. <http://www.micronsemiconductor.co.uk>.
- [57] S. Giron. *Etude de la réaction $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ par réaction de transfert ($d,p\gamma$).* PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud XI, 91406 Orsay Cedex, 2011.
- [58] S. Brown. *Neutron Shell Breaking in Neutron-Rich Neon Isotopes.* PhD thesis, University of Surrey, Guildford, GU2 7XH, 2010.
- [59] A. Matta. *Study of the very neutron-rich ^{10}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 XI, 91406 Orsay Cedex, 2012.
- [60] P. Baron *et al.* *MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors.* *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, 2003.
- [61] P. Morfouace. *Single-particle states in neutron-rich $^{69,71}\text{Cu}$ by means of the ($d,^3\text{He}$) transfer reaction.* PhD thesis, Université Paris-Sud, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud XI, 91406 Orsay Cedex, 2014.
- [62] G. Burgunder. *Etude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$.* PhD thesis, Université de Caen, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Boulevard Henri Becquerel, 14000 Caen, 2011.
- [63] F. Hubert *et al.* *Range and stopping-power tables for 2.5/500 MeV/nucleon heavy ions in solids.* *At. Data and Nucl. Data Tables*, 46, 1990.
- [64] A. Ramus. *Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-EXOGAM.* PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud XI, 91406 Orsay Cedex, 2007.
- [65] X. Mougeot. *Spectroscopie des noyaux exotiques ^6He , ^7He avec les télescopes à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL de ^8He .* PhD thesis, Université Paris-Sud XI, IRFU, DSM, CEA Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, 2008.

-
- [66] G.W. Gobeli. *Range-Energy Relation for Low-Energy Alpha Particles in Si, Ge, and InSb. Phys. Rev.*, 103 :275–278, Jul 1956.
- [67] S.D. Pain. *Experimental Measurement of $N=8$ Shell Breaking in the ^{12}Be Ground State.* PhD thesis, University of Surrey, Guildford, GU2 7XH, 2004.
- [68] A. Wagner et al. *Energy resolution and energy–light response of CsI(Tl) scintillators for charged particle detection. Nucl. Instr. and Meth. A*, 456(3) :290 – 299, 2001.
- [69] M. Pärlog et al. *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I : recombination and δ -electrons. Nucl. Instr. and Meth. A*, 482(3) :674 – 692, 2002.
- [70] M. Pärlog et al. *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the {INDRA} array. Nucl. Instr. and Meth. A*, 482(3) :693 – 706, 2002.
- [71] M.J. Martin. *Nuclear Data Sheets for $A = 152$. Nuclear Data Sheets*, 114(11) :1497 – 1847, 2013.
- [72] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement.* John Wiley and Sons, Inc, 1999.
- [73] A. Sanetullaev et al. *Neutron spectroscopic factors of ^{55}Ni hole-states from transfer reactions. Physics Letters B*, 736 :137 – 141, 2014.
- [74] I.J. Thompson. *Coupled reaction channels calculations in nuclear physics (<http://www.fresco.org.uk/>). Computer Physics Reports*, 7(4) :167 – 212, 1988.
- [75] A. Brown and I.J. Thompson. <https://people.nsl.msui.edu/~brown/reaction-codes/fr2in/>.
- [76] A.E. Stuchbery. *γ -ray angular distributions and correlations after projectile-fragmentation reactions. Nuclear Physics A*, 723(1–2) :69 – 92, 2003.
- [77] Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams. <http://http://paris.ifj.edu.pl/>.
- [78] Advanced GAMMA Tracking Array. <http://www-win.gsi.de/agata/overview.htm>.
- [79] TRacking Array for light Charged particle Ejectiles. <http://web.infn.it/spes/index.php/research-on-nuclear-physics/150-trace>.
- [80] HYbrid DETector array. <http://www.uhu.es/gem/proyectos/hyde>.
- [81] GAMMA Spectroscopy and PARTicle Detector. <http://gaspard.in2p3.fr>.
- [82] C.A.J. Ammerlaan et al. *Particle identification by pulse shape discrimination in the p - i - n type semiconductor detector. Nucl. Instr. and Meth. A*, 22(189), 1963.
- [83] L. Bardelli et al. *Influence of crystal-orientation effects on pulse-shape-based identification of heavy-ions stopped in silicon detector. Nucl. Instr. and Meth. A*, 605(353), 2009.

- [84] L. Bardelli *et al.* *Progresses in the pulse shape identification with silicon detectors within the FAZIA Collaboration.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 654(272), 2011.
- [85] R. Barlini *et al.* *New digital techniques applied to A and Z identification using pulse shape discrimination of silicon detector current signals.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 600(644), 2009.
- [86] S. Carboni *et al.* *Particle identification using ΔE -E technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the FAZIA project.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 664(251), 2012.
- [87] M. Von Schmid *et al.* *First application of pulse-shape analysis to silicon micro-strip detectors.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 605(353), 2009.
- [88] H. Hamrita. *Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud XI, 91406 Orsay Cedex, 2005.
- [89] C. Leroy *et al.* *Charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 434(90), 1999.
- [90] J.F. Ziegler *et al.* *The Stopping and Range of Ions in Matter.* Pergamon Press, New York, 1985.
- [91] L. Bardelli *et al.* *A method for non-destructive resistivity mapping in silicon detectors.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 602(501), 2009.
- [92] J.A. Dueñas *et al.* *Interstrip effects influence on the particle identification of highly segmented silicon strip detector in a nuclear reaction scenario.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 743(44), 2014.
- [93] J.B.A. England *et al.* *Z-Identification of charged particles by signal risetime in silicon surface barrier detectors.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 280(291), 1989.
- [94] G. Pausch *et al.* *Particle identification in a wide dynamic range based on pulse-shape analysis with solid-state detectors.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 349(501), 1994.
- [95] D. Mengoni *et al.* *Digital pulse-shape analysis with a TRACE early silicon prototype.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 764(241), 2014.
- [96] M. Mutterer *et al.* *Breakthrough in Pulse-Shape Based Particle Identification with Silicon Detectors.* *IEEE Trans. Nucl. Sc.*, 47(284) :756–759, 2000.
- [97] L. Bardelli. *Test of FAZIA prototypes at LNS.* Technical report, PAC LNS, 2008.
- [98] O. Lopez. *Multidétecteurs de basse énergie : de INDRA à FAZIA.* Technical report, Ecole Joliot-Curie, 2008.
- [99] M. Assié B. Le Crom *et al.* *Characterization of light particles ($Z \leq 2$) discrimination performances by pulse shape analysis techniques with high-granularity silicon detector.* *Eur. Phys. J. A*, 51(11), 2015.

- [100] H. Hamrita *et al.* *Charge and current-sensitive preamplifiers for pulse shape discrimination techniques with silicon detectors.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 531(607), 2004.
- [101] D. Breton *et al.* *Very high dynamic range and high sampling rate VME digitizing boards for physics experiments.* *IEEE Transactions on 52/6*, pages 2853–2860, 2005.
- [102] B. Genolini *et al.* *Pulse shape discrimination at low energies with a double sided small-pitch silicon detector.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 732(87), 2013.
- [103] J.A. Dueñas *et al.* *Dependency on the silicon detector working bias for proton-deuteron particle identification at low energies.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 714(48), 2013.
- [104] J.A. Dueñas *et al.* *Identification of light particles by means of pulse shape analysis with silicon detector at low energy.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 676(70), 2012.
- [105] E. Pollacco *et al.* *GET : A Generic Electronic System for TPCs for nuclear physics experiments.* *Physics Procedia - Technology and Instrumentation for Particle Physics*, 2011.
- [106] R. Brun *et al.* *ROOT-An object oriented data analysis framework.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 389(81), 1997.
- [107] R.L. Varner, E.J. Ludwig W.J. Thompson, T.L. McAbee, and T.B. Clegg. *A global nucleon optical model potential.* *Physics Reports*, 201(2) :57 – 119, 1991.
- [108] W. W. Daehnick, J. D. Childs, and Z. Vrcelj. *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV.* *Phys. Rev. C*, 21 :2253–2274, Jun 1980.
- [109] C.M. Perey and F.G. Perey. *Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975.* *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17(1) :6, 1976.

Bibliographie

Titre : Etude de l'appariement neutron-proton dans les noyaux instables $N=Z$ par réactions de transfert.

Mots clés : appariement np, structure nucléaire, noyaux instables, réactions de transfert, analyse par forme des signaux, détecteur silicium

Résumé : Le noyau est généralement décrit comme un ensemble de protons et de neutrons liés dans un potentiel de champ moyen. Cependant afin d'obtenir une meilleure description, il convient de tenir compte des interactions locales dont principalement l'appariement. Les appariements neutron-neutron et proton-proton sont assez bien étudiés alors que ce n'est pas le cas de l'appariement neutron-proton. Celui-ci peut être soit isovectorel similaire à l'appariement nn/pp, soit isoscalaire et donc dans ce cas vraiment méconnu. La surliaison des noyaux $N=Z$ pourrait être une manifestation de l'appariement np.

Nous avons effectué l'étude de l'appariement np par réactions de transfert de paires np. Dans ce cas il est attendu que la section efficace de transfert de paires np soit augmentée en présence d'un appariement np important. L'appariement np devrait être important dans les noyaux $N=Z$ avec des orbitales de J élevé. Or, des faisceaux de ces noyaux ne sont accessibles que depuis le développement des installations de faisceaux radioactifs.

Nous avons effectué notre expérience au GANIL (Caen) avec un montage permettant une détection des produits issus de la réaction de transfert $(p,^3\text{He})$. Cette réaction met en jeu à la fois des paires np isovectorelles et isoscalaires. Nous avons utilisé des faisceaux de ^{56}Ni et de ^{52}Fe permettant d'observer l'évolution de l'appariement np avec l'occupation de la couche $0f_{7/2}$.

Tout d'abord, nous avons analysé les données issues de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ et extrait des résultats que nous avons comparé à ceux existants. Cette démarche a permis de valider la procédure d'analyse des données.

Après analyse des données issues de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$, nous avons extrait les populations des états du ^{54}Co qui donnent des informations sur l'intensité relative des deux types d'appariement np pour le noyau ^{56}Ni et montrent que l'appariement np isovectorel est dominant dans ce noyau.

De plus, dans le cadre d'un développement d'un futur détecteur de particules chargées, un travail de R&D sur la discrimination des particules légères par la forme des signaux a été réalisé et est présenté.



Title : Study of neutron-proton pairing in $N=Z$ unstable nuclei through transfer reactions

Keywords : np pairing, nuclear structure, unstable nuclei, transfer reactions, pulse shape analysis, silicon detector

Abstract : A nucleus is described as a set of independent neutrons and protons linked by a mean-field potential. However, in order to have a better description one needs to take in account some residual interactions such as pairing. Neutron-neutron and proton-proton pairings are well-studied but neutron-proton pairing is not well-known. np pairing can be isovector pairing such as nn and pp pairing or isoscalar which is yet unknown. Overbinding of $N=Z$ nuclei could be a manifestation of np pairing.

We have studied np pairing through transfer reactions. In this case, the cross-section of np pair transfer is expected to be enhanced in the presence of important np pairing. np pairing is expected to be important in $N=Z$ nuclei with high J orbitals. Since the development of radioactive beam facilities, such beams are only available.

The experiment was performed at GANIL with an efficient set-up so as to detect products from the $(p,^3\text{He})$ transfer reaction. This reaction is affected by isovector and isoscalar np pairing. We used ^{56}Ni and ^{52}Fe beams so as to see the effect of the occupancy of $0f_{7/2}$ shell on the np pairing.

First, we analysed the data from the $^{56}\text{Ni}(p,d)^{55}\text{Ni}$ reaction and we compared the results with the literature to validate analysis procedure.

After analysing data from the $^{56}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{54}\text{Co}$ reaction and extracting the population of the various states of ^{54}Co , we obtained information about the relative intensity between isoscalar and isovector np pairing in ^{56}Ni showing the predominance of isovector np pairing in this nucleus.

Moreover, in the framework of developing a new charged particle detector, R&D on the discrimination of light nuclei using pulse shape analysis was performed and is presented.

